

Het meetsysteem van de A.F.M.

Citation for published version (APA):

Claesen, E. T. (1992). *Het meetsysteem van de A.F.M.* (TH Eindhoven. Afd. Werktuigbouwkunde, Vakgroep Produktietechnologie : WPB; Vol. WPA1335). Technische Universiteit Eindhoven.

Document status and date:

Gepubliceerd: 01/01/1992

Document Version:

Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

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
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal.

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

www.tue.nl/taverne

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

openaccess@tue.nl

providing details and we will investigate your claim.

Het meetsysteem van de A.F.M.

E.T. Claesen

Rapportnr.: WPA 1335, juni 1992

Verslag eindstudieopdracht.

Afstudeerhoogleraar : Prof. dr. ir. P.H.J. Schellekens

Begeleiders : Ing. K.G. Struik

Dr. ir. J.J. Baalbergen

Technische Universiteit Eindhoven,

Faculteit der Werktuigbouwkunde,

Vakgroep Productietechnologie en -Automatisering,

Section Precision Engineering.

Samenvatting.

Door de sterk toegenomen technologische ontwikkeling in de fijnmechanische techniek is de behoefte ontstaan om oppervlakken met een zeer hoge (atomaire) resolutie in beeld te brengen. Dit is vooral van belang voor de kwaliteitscontrole en verbetering van deze producten.

Met de Scanning Probe Microscopes is het mogelijk geworden bepaalde oppervlakte-eigenschappen met atomaire resolutie te bekijken. Een bijzonder type Scanning Probe Microscope is de Atomic Force Microscope die op te vatten is als een extreem gevoelige ruwheidsmeter. Aan de meetkop van deze microscoop is een kleine naald (ongeveer 100 μm lang) bevestigd die op een afstand van 0,3 tot 10 nm wordt gebracht van het te onderzoeken oppervlak. Tussen de naaldpunt en het oppervlak werkt een kracht waardoor de naald een uitwijking krijgt. Indien het oppervlak ten opzichte van de naald in de x- en y- richting wordt bewogen zal de naaldpunt de oppervlaktegeometrie volgen. De verplaatsing van de naald wordt gemeten met een sensor. Deze geeft uiteindelijk een signaal dat evenredig is met de hoogte van het oppervlak onder de naald. Dit signaal wordt samen met de informatie over de x- en y- positie in een computer gevoerd die de informatie omzet in een sterk vergroot beeld van de oppervlakte-structuur.

Ook binnen de Technische Universiteit Eindhoven is de behoefte ontstaan om oppervlakken van allerlei materialen met een resolutie vanaf 1 nm in beeld te brengen. Besloten is daarom binnen de T.U.E een project te starten om een Atomic Force Microscope te verwezelijken.

Om tot het ontwerp van een Atomic Force Microscope te komen moeten eerst een aantal keuzes gemaakt worden. Zo moet bepaald worden met welk type krachten wordt gemeten en hoe de verplaatsing van de naald gemeten kan worden. Er is onderzoek verricht naar het meetsysteem van de Atomic Force Microscope.

Uit literatuuronderzoek is naar voren gekomen dat de structuur van het oppervlak het beste gemeten kan worden indien afstotende atoomkrachten tussen de naaldpunt en het oppervlak werken.

Ook is gebleken dat de naaldverplaatsing met verschillende principes gemeten kan worden. De belangrijkste zijn: interferometrie, optical beam deflection en de c.d-sensor. Het

interferometrische en optical beam deflection principe worden op dit ogenblik veel toegepast binnen de Atomic Force Microscopes. De c.d-sensor wordt hiervoor echter nog niet gebruikt. Toch heeft dit principe een aantal voordelen. Deze zijn onder andere: het is een goedkoop en betrouwbaar meetsysteem, door de afgesloten constructie van de sensor is het meetsysteem relatief ongevoelig voor storende invloeden uit de omgeving. Hierbij kan gedacht worden aan luchtstromingen, veranderingen in de luchtsamenstelling en temperatuurvariaties. Verder is de c.d-sensor in werkende vorm op de T.U.E aanwezig en direct beschikbaar voor verder onderzoek. Hierdoor en door het innovatieve karakter van de opdracht is uiteindelijk besloten om de c.d-sensor toe te passen.

Met de c.d-sensor kan op twee manieren gemeten worden. De naaldverplaatsing kan rechtstreeks gemeten worden met het Focus Fout Signaal van de sensor. Met het Radiaal Fout Signaal van de sensor kan de hoekverdraaiing van de naald worden gemeten. Deze hoekverdraaiing kan omgerekend worden in een naaldverplaatsing.

De geëiste resolutie van het verplaatsingsmeetsysteem moet rond de 1 nm liggen. Er zijn twee typen c.d-sensoren getest. Hieruit blijkt dat de resolutie van de geteste sensoren groter dan 8 nm is. Uit onderzoek is gebleken dat de resolutie verbeterd kan worden door de optiek en elektronica van de c.d-sensor aan te passen. Hierdoor is een resolutie van de sensor van 1 nm, theoretisch gezien, gerealiseerd.

Het indirect meten van de naaldverplaatsing met het Radiaal Fout Signaal van de c.d-sensor brengt een aantal voordelen met zich mee:

- * Het Radiaal Fout Signaal is niet gevoelig voor variaties in de afstand tussen de naald en de sensor. Alleen de hoekverdraaiing van de naald wordt gemeten.
- * De afstand tussen de naald en de sensor is relatief groot (20 mm). Hierdoor is er voldoende ruimte om de naald ten opzichte van de sensor te fixeren.

De uitwijking van de naald wordt daarom met het Radiaal Fout Signaal van de c.d-sensor gemeten. De optiek van de sensor is aangepast. Ook is een eisenpakket opgesteld voor de elektronica.

Op basis van de analyses aan het meetsysteem en kennis van buiten is een eerste concept-ontwerp van een meetkop van de Atomic Force Microscope gemaakt.

Symbolenlijst

Romeinse symbolen:

A	=	Hamaker constante [J]
A_{\min}	=	de minimale oppervlakte van een condensatorplaat [m ²]
b	=	de beeldafstand van een lens [m]
B	=	bandbreedte [Hz]
C_0	=	de minimale lading, waarmee gemeten kan worden [C]
d	=	de diameter van een evenwijdige lichtbundel [m]
db_2	=	focus-puntvariatie, veroorzaakt door chromatische aberratie [m]
dC_0	=	capaciteitsverandering [C]
$df/d\lambda$	=	chromatische aberratie van een lens [m]
d_{spot}	=	de spotdiameter van een gefocusseerde bundel [m]
e	=	de verplaatsing van een evenwijdige bundel, loodrecht op de optische as [m]
f_1	=	de focuslengte van collimatorlens 1 [m]
f_2	=	de focuslengte van objectieflens 2 [m]
f_e	=	de eigenfrequentie van de naald [Hz]
f_{\max}	=	de maximale frequentie waarmee de naald trilt bij een bepaalde horizontale resolutie [Hz]
F_{vdW}	=	de van der Waalskracht [N]
F_z	=	de kracht werkend op de naald [N]
I_n	=	de totale ruisstroom in de fotostroom [A]
I_{ph}	=	de foto-stroom [A]
$I_{\text{s,n}}$	=	shot-noise in de fotostroom [A]
I_t	=	De tunnelstroom [A]
I_{th}	=	thermal-noise in de fotostroom [A]
I_{xx}	=	het traagheidsmoment ten opzichte van de x-as [m ⁴]
k	=	de gradiënt van kracht F_z [N/m]
k_c	=	de veerstijfheid van de naald [N]
K_b	=	de constante van Boltzmann [J/K]
l	=	de lengte van de naald [m]

L	=	afstand van het uiteinde van de naald tot de laterale foto-diode [m]
n	=	het aantal scan-sporen [-]
P_{out}	=	het lichtvermogen dat uit de c.d.-sensor treedt [mW]
q	=	de lading van een elektron [C]
r_s	=	de halve atoomdiameter [m]
R	=	de radius van de naaldpunt [m]
R_w	=	de ladingsweerstand [ohm]
s	=	de scherptediepte van een lens [m]
t	=	de dikte van de naald [m]
T	=	de absolute temperatuur [K]
U_b	=	spanningsverschil tussen de naald en het oppervlak [V]
U_{pot}	=	de potentiële energie [J]
v	=	de voorwerpafstand van een lens [m]
v_{scan}	=	de snelheid waarmee het oppervlak gescand wordt [m/sec]
δy	=	de verticale verplaatsing van het wollastonprisma [m]
dz_c	=	uitwijking van de naald ten opzichte van een ingestelde waarde [m]
z_o	=	afstand tussen de naaldpunt en het te scannen oppervlak [m]
z_{th}	=	de uitwijking van de naald veroorzaakt door vibrational noise [m]
z_y	=	de oppervlaktehoogte ten opzichte van een gekozen nullijn, die ligt tussen de piek-dal waarde van de oppervlaktestructuur [m]

Griekse symbolen:

$d\alpha$	=	de pointing stability van een laser [rad]
$d\beta$	=	hoekverdraaiing van de naald [rad]
ϕ	=	een van het materiaal en de omgeving afhankelijke parameter [-]
γ	=	de maximale halve tophoek van een evenwijdige bundel door een lens [rad]
$d\lambda$	=	variatie in de golflengte van monochromatisch laserlicht [m]
ρ	=	de soortelijke massa [kg/m ³]
ω_e	=	de frequentie waarmee de naald in trilling wordt gebracht bij een dynamische meting [Hz]

Inhoud

	BLZ
SAMENVATTING	2
SYMBOLENLIJST	4
1 INLEIDING	9
2 SCANNING FORCE MICROSCOPES	11
2.1 De Scanning Tunneling Microscope	11
2.2 De Scanning Force Microscope	13
2.2.1 De statische S.F.M.	13
2.2.2 De dynamische S.F.M.	14
2.3 De kracht F_z tussen de naald en het oppervlak	16
2.3.1 Meting met afstotende atoomkrachten	16
2.3.2 Meting met van der Waalskrachten	17
2.3.3 Meting met een elektrostatische of een magnetische kracht	19
3 DE KEUZE VAN HET BASIS MEETPRINCIPE	21
3.1 Meting volgens het statische principe	21
3.1.1 De meetkracht	21
3.1.2 Eisen voor de naald	22
3.1.3 Foutenbronnen	23
3.1.4 De haalbare resolutie	25
3.2 Meting volgens het dynamische principe	26
3.2.1 De meetkracht	26
3.2.2 Eisen voor de naald	26
3.2.3 Bronnen voor afwijkingen	27
3.2.4 De resolutie	29
3.3 De principe keuze	30
4 HET VERPLAATSINGSMEETSISTEEM	32
4.1 Het eisenpakket van de sensor	32
4.2 Elektron tunneling	34
4.3 Interferometrie	35
4.4 Capacitieve meetsystemen	36

4.4.1	Bepaling van de resolutie	36
4.4.2	Constructieve aspecten	37
4.5	Optical Beam Deflection	40
4.5.1	Bronnen van afwijkingen	41
4.5.2	Schatting van de resolutie	43
4.6	De c.d.-sensor	45
4.6.1	De c.d.-sensor, meting met het Focus Fout Signaal	45
4.6.1.1	Ruismeting aan het Focus Fout Signaal	47
4.6.1.2	Schatting van de haalbare resolutie	49
4.6.2	De c.d.-sensor, meting met het Radiaal Fout Signaal	50
4.6.2.1	Bepaling van het Radiaal Fout signaal en resolutie	51
4.6.2.2	Meting van het Radiaal Fout Signaal	52
4.7	De keuze van het verplaatsingsmeetprincipe	54
5	HET ONDERZOEK AAN DE C.D-SENSOR	57
5.1	Het verbeteren van de resolutie	57
5.2	Bronnen van afwijkingen bij meting van het Focus Fout Signaal	58
5.2.1	Chromatische aberratie	58
5.2.2	De laserdiode	58
5.2.3	Ruis door micro-ruwheid op de naald	61
5.2.4	De fotodioden	61
5.2.5	De elektronica van de sensor	61
5.3	Resolutie verbetering van het Focus Fout Signaal	62
5.3.1	Het versterken van het signaal	62
5.3.2	Schatting van de ruis bij een maximale NA en P_{out}	63
5.3.3	Het verkleinen van de spanningsruis	64
5.3.4	De resolutie en de praktische uitvoerbaarheid	64
5.4	Foutenbronnen bij meting van het R.F.S.	65
5.4.1	De pointing stability van de laser	65
5.4.2	Andere ruisbronnen	66
5.5	Het verbeteren van de resolutie van het Radiaal Fout Signaal	66
5.6	De keuze van het meetprincipe van de c.d.-sensor	67
5.7	Voorstel ter wijziging van de c.d.-sensor	67

5.7.1	Het eisenpakket voor de nieuwe elektronica	68
6	HET CONCEPTONTWERP VOOR DE MEETKOP	69
6.1	Het eisenpakket voor de meetkop	69
6.2	De bewegingsfuncties binnen de A.F.M.	69
6.3	Het concept-ontwerp	72
7	CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN	77
LITERATUUR		79
Bijlage 1	De naald, waarmee het oppervlak gescand wordt	81
Bijlage 2	De faseverschuiving van een trillende arm door vibrational noise	82
Bijlage 3	Het dynamisch bereik van de sensor	83
Bijlage 4	Bepaling resolutie van de interferometer in de straightness stand	85
Bijlage 5	Schatting van de massa en eigenfrequentie van de naald met een condensatorplaat	87
Bijlage 6	De resolutie van de diode	88
Bijlage 7	Het gemeten Focus Fout Signaal	90
Bijlage 8	Ruismeting aan het Focus Fout Signaal	91
Bijlage 9	Het gemeten Radiaal Fout Signaal	96
Bijlage 10	De relatie tussen de hoekverdraaiing en de verplaatsing van de naald	97
Bijlage 11	Afleiding van de chromatische aberratieformule en de bepaling van de chromatische aberratie van sensor 2	99
Bijlage 12	Objectieven met een grote Numerieke Apertuur (NA)	102
Bijlage 13	De verhouding tussen het signaal en de signaalvariatie bij meting van het Radiaal Fout Signaal	103
Bijlage 14	De piëzo-elektrische micrometerschroef	106
Bijlage 15	De telescoop kijker	107

1 Inleiding.

Met de uitvinding van de optische microscoop door Zacharias Janssen is het mogelijk geworden objecten te bestuderen die voor het normale oog niet zichtbaar zijn. Door de eeuwen heen is de optische microscoop zo ver ontwikkeld dat een detail van $0,3 \mu\text{m}$ zichtbaar is geworden. De resolutie van deze microscoop wordt echter beperkt door de breking van de lichtgolven die optreedt tijdens de beeldformatie.

De kleinst haalbare resolutie is afhankelijk van de golflengte van de straling die gebruikt wordt. De ontdekking van deze voorwaarde heeft tot de ontwikkeling van de elektronen microscoop geleid. Deze maakt gebruik van een elektronenstraal om geleidende oppervlakken zichtbaar te maken. Door de korte golflengte van de elektronen kunnen resoluties tot enkele nm gerealiseerd worden. In 1931 is de eerste elektronen microscoop gebouwd door Knoll en Ruska.

De resolutiebeperking die door de golflengte van de gebruikte straling wordt opgelegd wordt omzeilt door de Scanning Probe Microscopes. Hierbij wordt een scherpe naald (de probe) op een zeer korte afstand (0,2 tot 10 nm) van het te onderzoeken oppervlak gepositioneerd. De probe meet een bepaalde parameter (bijvoorbeeld de temperatuur of de elektrische capaciteit tussen de naaldpunt en het oppervlak) van het object tijdens een scanbeweging over het oppervlak.

Een voorbeeld van de Scanning Probe Microscope is de Scanning Tunneling Microscope. Deze is door G.Binnig, H.Rohrer, Ch.Gerber en E.Weibel in 1982 uitgevonden. Tussen het oppervlak en de probe loopt een stroom (de tunnelstroom) die sterk afhankelijk is van de afstand tussen de probe en het oppervlak. Tijdens de scanbeweging zorgt de tunnelstroom voor een signaal waaruit de hoogte van het oppervlak onder de naald kan worden bepaald. Dit signaal wordt samen met de informatie over de x- en y- positie van het oppervlak naar een computer gestuurd. Nadat een deel van het oppervlak is gescand zet de computer deze informatie om in een afbeelding van het oppervlak. Met de Scanning Tunneling Microscope kunnen geleidende oppervlakken met atomaire resolutie in beeld worden gebracht.

De Atomic Force Microscope vertoont veel overeenkomsten met de Scanning Tunneling Microscope. Het concept van Force Microscopy is voor het eerst gepubliceerd in 1986

door G.Binnig, C.F.Quate en Ch.Gerber. De naaldpunt is bevestigd aan een verende arm. Tussen de naaldpunt en het oppervlak werkt een kracht die bijvoorbeeld veroorzaakt wordt door afstotende atoomkrachten, van der Waalskrachten of magnetische krachten. Indien een oppervlak gescand wordt zal de naaldpunt het oppervlakprofiel volgen en dus kleine verplaatsingen maken. Deze worden door een verplaatsingsmeetsysteem geregistreerd. Het signaal van dit meetsysteem geeft tijdens de scanbeweging de uiteindelijke informatie over de hoogte van het oppervlak. Dit wordt samen met de informatie van de x- en y- positie van het oppervlak ten opzichte van de naaldpunt in de computer gevoerd die het omzet in een beeld van het oppervlak.

De resolutie die gerealiseerd wordt is onder andere afhankelijk van de resolutie waarmee de naaldverplaatsing kan worden gemeten. Atomaire resolutie is met de Atomic Force Microscope mogelijk. Het meetsysteem dient dan een resolutie van een nm te hebben.

Door de toenemende technologische ontwikkelingen in de fijnmechanische techniek is het mogelijk geworden de oppervlakken van allerlei materialen steeds fijner te bewerken. Om de kwaliteit van deze produkten te kunnen controleren en te verbeteren is het noodzakelijk om de oppervlaktestructuur ervan met een zeer hoge resolutie in beeld te kunnen brengen. De Atomic Force Microscope biedt deze mogelijkheid. Ook binnen de T.U.E is de behoefte ontstaan de oppervlakken van allerlei materialen met een resolutie van 1 nm in beeld te brengen. Daarom is besloten om een project te starten om een Atomic Force Microscope te verwezenlijken.

Om tot een ontwerp te komen van een Atomic Force Microscope dient eerst een systeem gerealiseerd te worden dat de tasterverplaatsing kan meten. Hieruit is de volgende opdrachtformulering ontstaan:

OPDRACHT:

Realiseer een concept voor een meetsysteem waarmee de tasterverplaatsing van de microscoop gemeten kan worden. Eerst dient een keuze gemaakt te worden ten aanzien van het type krachten waarmee gemeten gaat worden. Behandel de meetprincipes die in aanmerking komen en selecteer er een. Dit gekozen principe dient verder uitgewerkt te worden. De beoogde verticale resolutie van dit meetsysteem dient kleiner te zijn dan 1 nm.

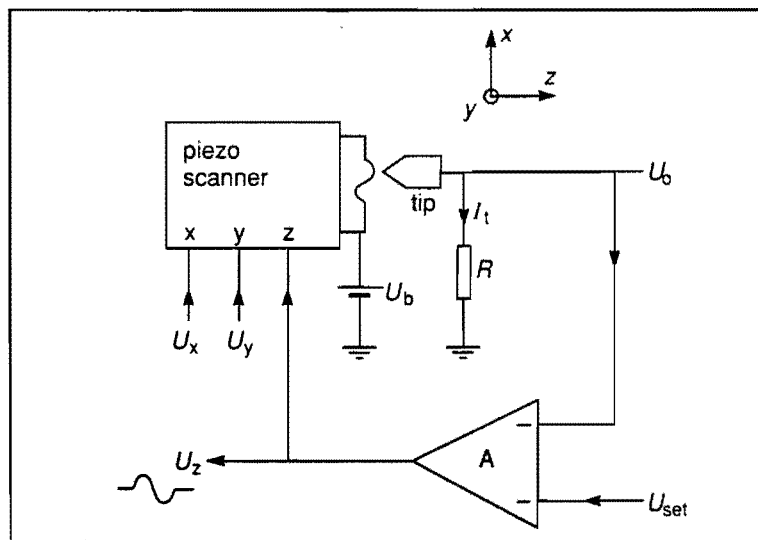
2 Scanning Force Microscopes.

De Scanning Force Microscopes (S.F.M) behoren tot de groep van de scanning probe microscopes. De scanning probe microscopes maken gebruik van een afstand afhankelijke interactie tussen de probe en het oppervlak, waardoor bij het scannen een kwantitatieve afbeelding van de interactie tussen de probe en het oppervlak verkregen wordt. Vaak kan met probe microscopes een sterk vergroot beeld van de oppervlakte structuur worden gegenereerd.

Met de uitvinding van de Scanning Tunneling Microscope (S.T.M) is de ontwikkeling begonnen van de probe microscopes. De hierna behandelde Scanning Force Microscopes zijn ontstaan uit de technologie van de S.T.M. Vanwege de grote overeenkomsten is het raadzaam eerst eens naar de werking van de S.T.M te kijken.

2.1 De Scanning Tunneling Microscope.

Een zeer scherpe geleidende naald wordt tot op enkele tienden van een nanometer afstand van het te onderzoeken oppervlak gebracht.



Figuur 1: principe van de S.T.M.

Dit oppervlak is gemonteerd op een tafel die in de x, y en z-richting kan bewegen (bijvoorbeeld een x, y, z piëzoscanner). Tussen de naald en het oppervlak wordt een spanning U_b aangebracht. Indien de afstand tussen de naald en het oppervlak ($=z_0$ enkele

tienden nm) klein genoeg is zullen er elektronen overspringen tussen het oppervlak en de naald. Dit veroorzaakt een "tunnel"-stroom I_t . De tunnelstroom als functie van de afstand tussen de naald en het oppervlak is [1, 16]:

$$I_t = U_b \cdot f(R) \cdot e^{A \cdot \sqrt{\phi} \cdot z_0}$$

Hierin is:	U_b	=	spanningsverschil tussen de naald en het oppervlak
	R	=	de radius van de naald-punt
	ϕ	=	een van het materiaal en de omgeving afhankelijke parameter
	A	=	Hamaker constante
	z_0	=	afstand tussen de naald en het oppervlak

Uit deze vergelijking blijkt dat de tunnelstroom sterk afhankelijk is van de afstand z_0 . Een verkleining van de tip-oppervlakte afstand met 0,1 nm, heeft tot gevolg dat de tunnelstroom ongeveer een orde groter wordt. Door deze stroom ontstaat de tunnelspanning U_0 . Deze wordt vergeleken met een referentie spanning U_{set} . U_{set} ligt in de ordegrootte van enkele volts. Het verschil wordt versterkt door een integrerende versterker tot U_z . Dit signaal U_z wordt gebruikt als stuursignaal voor de hoogte instelling van de tafel. Hierdoor kan de afstand z_0 en dus ook I_t constant gehouden worden.

Met behulp van de tafel kan het oppervlak ten opzichte van de naald met kleine stapjes in de x -en y-richting worden bewogen. Indien het oppervlak uit één materiaalsoort bestaat, zal het signaal U_z direct afhankelijk zijn van de topografie van het oppervlak. Door dus U_z samen met de informatie over de x -en y-positie van het meetpunt aan een computer in te voeren is het mogelijk een deel van de topografie van dit oppervlak in kaart te brengen.

Aan de S.T.M kleven echter verschillende nadelen:

- * Alleen geleidende oppervlakken kunnen bekeken worden.
- * De tunnelstroom I_t is behalve van de afstand z_0 nog van andere factoren afhankelijk. De vorm van de naald, het medium tussen de naald en het oppervlak, plaatselijke geleidbaarheid van het oppervlak; dit alles speelt een rol.

2.2 De Scanning Force Microscopes.

Met de Scanning Force Microscopes is het mogelijk ook niet geleidende materialen te onderzoeken. Elk type force microscope werkt volgens eenzelfde principe: een kracht of krachtgradiënt wordt gemeten door naar de trilling of uitwijking te kijken van een veer met daarop bevestigd een naald. De meetsignalen zijn sterk afhankelijk van de hoogte van het oppervlak. Microscopen werkend volgens dit principe zijn hierdoor goed te gebruiken om de structuur van een oppervlak met hoge resolutie in beeld te brengen.

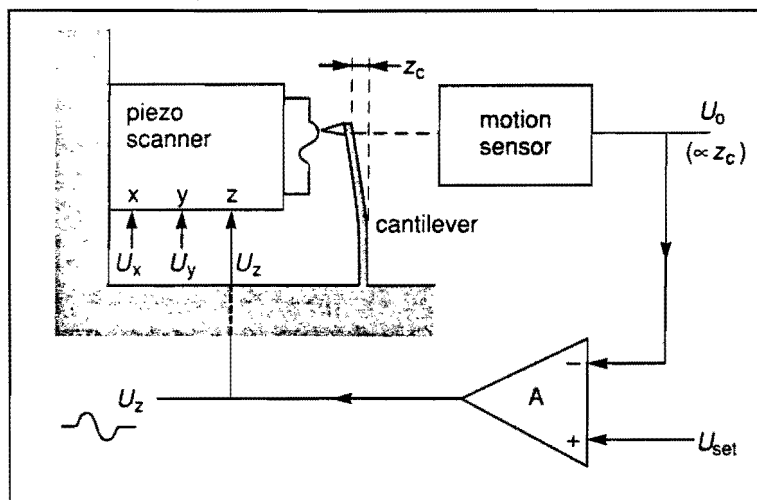
De Scanning Force Microscopes zijn te verdelen in twee groepen:

- * De statische S.F.M.
- * De dynamische S.F.M.

Beide principes worden nu besproken.

2.2.1 De statische S.F.M.

Het te onderzoeken oppervlak wordt op een verplaatsingstafel bevestigd. Hierna wordt een zeer scherpe naald tot op een kleine afstand (z_0 is ongeveer 0,5 nm) van het oppervlak gebracht. De naald is bevestigd aan een verende arm. In bijlage 1 worden enkele naald-veer combinaties besproken. Voor de veerconstante k geldt $0,1 < k < 10$ N/m.



Figuur 2: de statische S.F.M.

Tussen de naald en het oppervlak werkt de resulterende kracht F_z . Deze kracht kan uit verschillende componenten bestaan. Dit wordt in hoofdstuk 3 nader toegelicht. F_z is afhankelijk van de afstand z_0 . Door deze kracht zal de veer met de naald een uitwijking geven; dz_c . Deze uitwijking wordt opgemeten met een verplaatsingsmeter. Het signaal van

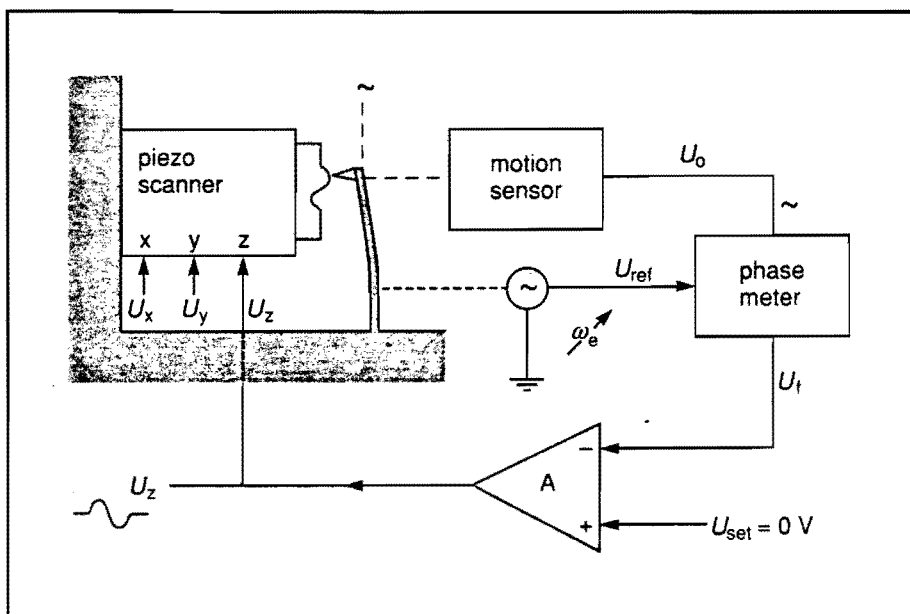
deze meter veroorzaakt de spanning U_0 , die evenredig is met de verplaatsing dz_c en dus ook met de kracht F_z . Het verschil tussen U_0 en een referentiespanning wordt met een integrerende versterker tot de spanning U_z versterkt. Met dit signaal wordt de hoogte instelling van de tafel aangepast, zodat de kracht F_z constant blijft. Ook hier geldt weer dat U_z , samen met de informatie over de x- en y-positie van het meetpunt ingevoerd wordt in een computer. Door een oppervlak zo te scannen is het mogelijk om de topografie van het oppervlak in beeld te brengen.

VOORBEELD:

Indien het oppervlak van het te onderzoeken object een gat vertoond zal de afstand van de punt van de naald tot het oppervlak toenemen. Hierdoor neemt F_z en dus ook dz_c af. De sensor verandert de waarde van U_0 waardoor in de z-richting van de tafel een bewegings-signaal (U_z) gegenereerd wordt. De afstand van de naald tot het oppervlak wordt dan weer z_0 . Op deze manier geeft het signaal U_z dus een directe reflectie van de topografie van het oppervlak (als functie van de verplaatsing in de x -en y-richting).

2.2.2 De dynamische S.F.M.

Bij de dynamische S.F.M wordt de arm met naald in trilling gebracht met een frequentie ω_e . Deze trilling kan met behulp van een piëzo elektrisch element opgewekt worden.



Figuur 3: de dynamische S.F.M.

De frequentie zal in de buurt van de eigenfrequentie van de naald met verende arm liggen. Er geldt dat ω_e^2 is evenredig met de veerstijfheid k_c van de arm. Ook nu werkt tussen de

naald en het oppervlak de kracht F_z . Deze kracht beïnvloedt de veerconstante van de arm waarop de naald zit. Dit is als volgt te verklaren: indien de gradiënt van F_z is $k = dF_z/dz$, dan volgt als eerste orde benadering van het verloop van F_z als functie van de afstand tot het oppervlak:

$$F_z(z) = F_{z0} + k \cdot dz.$$

De veerkracht is:

$$F_s = -k_c \cdot dz.$$

De resultante van de kracht die de punt ondervindt bij naderen van het oppervlak is:

$$F_r = F_s + F_z = F_{z0} - (k_c - k) \cdot dz. \quad (2.1)$$

De veerconstante van de arm terwijl de kracht F_z erop werkt is $k_c - k$, terwijl de veerconstante van de arm zonder krachtwerking van F_z gelijk is aan k_c .

Kortom de kracht F_z beïnvloedt de veerconstante. Hierdoor zal de resonantie frequentie van de arm ook verschuiven. In [2] wordt aangetoond dat een verandering van de veerconstante (en dus ook van de eigenfrequentie) een verandering van de fase van de trillende naald met zich meebrengt volgens:

$$d\beta = Q \cdot \frac{k}{k_c}$$

Hierin is: $d\beta$ = de faseverandering van de trilling
 Q = een kwaliteitsfactor van de naald. Uit [2] blijkt dat $Q = 200$.
 k = de gradiënt van kracht F_z
 k_c = de stijfheid van de naald-veer combinatie.

De amplitude of de fase van de trilling kan nu opgemeten worden. Het signaal U_m van deze meter is evenredig met de kracht F_z en dus met de verplaatsing dz_c . U_m wordt vergeleken met een referentie waarde en het verschil wordt versterkt tot het signaal U_z . Met dit signaal wordt de hoogte instelling van de tafel aangepast.

Op deze wijze is een control-loop gecreëerd die de krachtsgradiënt werkend op de naald constant houdt.

2.3 De kracht F_z tussen de naald en het oppervlak.

Bij zowel de statische als de dynamische S.F.M werkt tussen het oppervlak en de naald de meetkracht F_z . Deze kracht kan veroorzaakt worden door:

2.3.1 Afstotende atoomkrachten.

2.3.2 Van der Waals krachten.

2.3.3 Elektrostatische krachten.

2.3.3 Magnetische krachten.

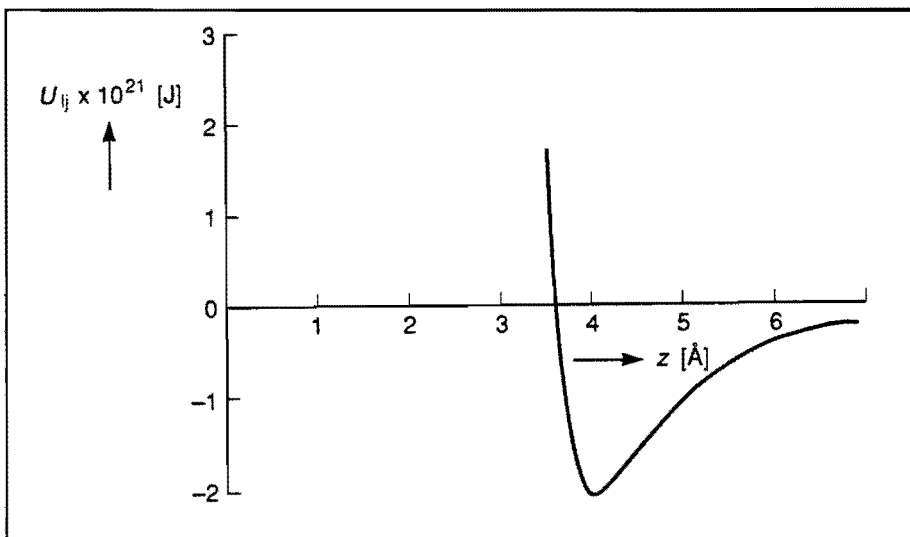
Deze worden nu nader besproken.

2.3.1 Meting met afstotende atoomkrachten.

Indien twee objecten (de naaldpunt en het oppervlak) elkaar zeer dicht naderen ontstaat er een afstotende kracht. Dit komt doordat de buitenste atomen van de punt de atomen van het oppervlak zo dicht naderen dat de elektronenwolken tussen de atomen elkaar gaan overlappen. Hierdoor verschuiven de energie niveaus van de valentie elektronen met als gevolg dat er energie toegevoerd moet worden.

Voor de potentiële energie tussen de twee atomen geldt de Lennard-Jones potentiaal [2]:

$$U_{pot} = -4 \cdot U_{min} \cdot \left[\left(\frac{r_a}{z} \right)^{12} - \left(\frac{r_a}{z} \right)^6 \right] \quad (2.2)$$



Figuur 4: de potentiële energie tussen twee atomen als functie van de onderlinge afstand.

De afstotende atoomkrachten treden in werking indien de afstand tussen de naald en het oppervlak (z_0) kleiner dan 1 atoomdikte is. Dit is in figuur 4 op $z_0 \approx 0,4$ nm.

De kracht gradiënt k is relatief groot en is minimaal 1N/m. Voor de kracht werkend op de naald geldt:

$$F_z = \frac{dU_{pot}}{dz}$$

De atoomkracht is afhankelijk van z_0 en kan van kleiner dan 10^{-9} N oplopen tot 10^{-6} N [3].

2.3.2 Meting met van der Waalskrachten.

Indien de naald zich iets verder van het oppervlak bevindt, dan treden de van der Waalskrachten in werking (F_{vdw}). Uit figuur 4 blijkt dat dit voor z_0 groter dan 0,4 nm is. Uit [2, 5] blijkt dat meting van de van der Waalskracht op $1 < z_0 < 10$ nm afstand van het oppervlak gebeurd. Om een indruk te krijgen van de grootte ervan, kan het beste eerst eens naar de potentiële energie (U_{pot}) tussen de naald en het oppervlak gekeken worden.

Indien $1 < z_0 < 10$ nm dan kan de potentiële energie in het van der Waals gebied benaderd worden met:

$$U_{pot} = - \frac{A \cdot R}{6 \cdot z_0} \quad (2.3)$$

Met: A = Hamaker constante
 z_0 = afstand van de punt tot het oppervlak
 R = de straal van de punt van de naald

Uit de U_{pot} kan de F_{vdw} en de gradiënt van F_{vdw} (k) bepaald worden:

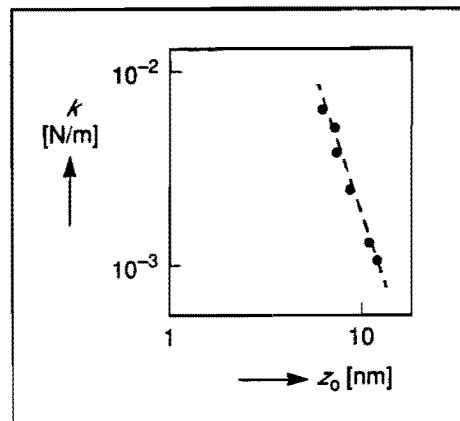
$$F_{vdw} = \frac{dU_{pot}}{dz_0} = \frac{A \cdot R}{6 \cdot z_0^2} \quad (2.4) \quad k = \frac{dF_{vdw}}{dz_0} = - \frac{A \cdot R}{3 \cdot z_0^3} \quad (2.5)$$

Met de formules 2.4 en 2.5 zijn de F_{vdw} en de krachtsgradiënt k van een materiaal combinatie te bepalen indien de factoren A en R bekend zijn. In de literatuur wordt veel gewerkt met naalden met een puntradius van 100 nm. Verder zijn in de literatuur de volgende waarden voor A gevonden: $A_{goud} = 5 \cdot 10^{-20}$ J [2], $A_{grafiet} = 3,2 \cdot 10^{-19}$ J [5]. Beide factoren zijn bepaald door metingen met een wolfram naald. Nu zijn de F_{vdw} en k

op een afstand z_0 van het oppervlak te berekenen. De resultaten hiervan worden in tabel 1 gegeven

materiaal	F_{vdw} (in N)	k (in N/m)	z_0 (in nm)
goud	$8,3 \cdot 10^{-12}$	0,0016	10
goud	$9,3 \cdot 10^{-11}$	0,06	3
goud	$8,3 \cdot 10^{-10}$	1,6	1
grafiet	$5,3 \cdot 10^{-11}$	0,01	10
grafiet	$5,9 \cdot 10^{-10}$	0.40	3
grafiet	$5,3 \cdot 10^{-9}$	10,7	1

(tabel 1)

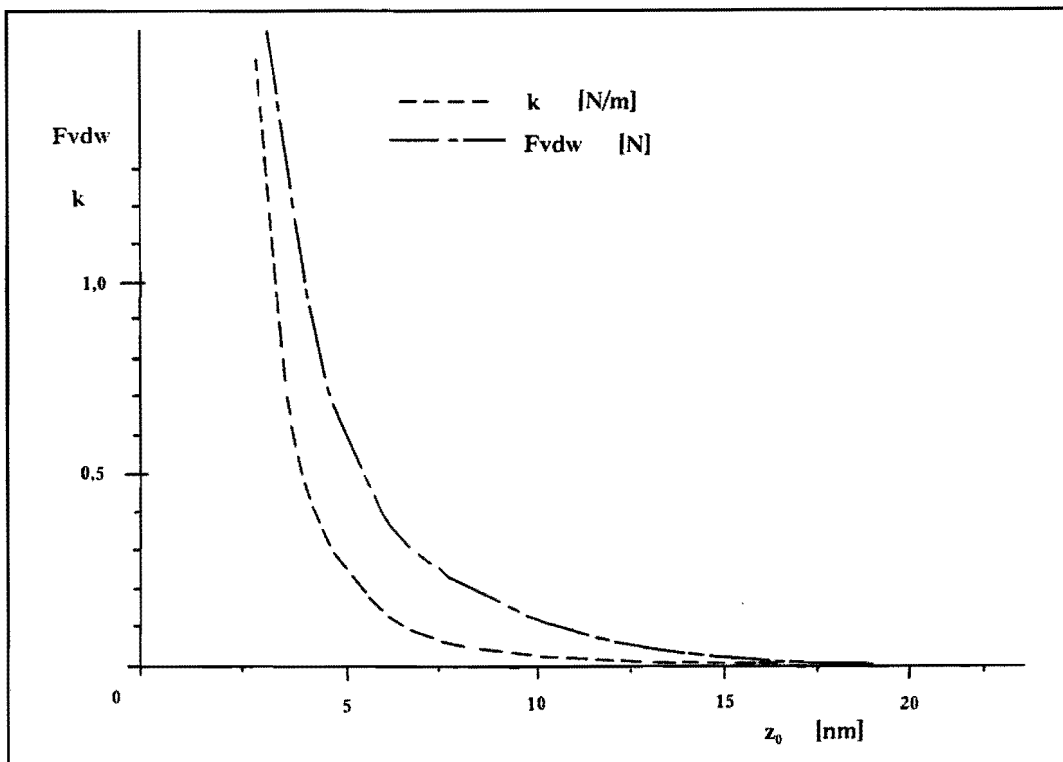


Figuur 5: gemeten waarden van k voor een wolfram naald boven een goud oppervlak.

Een vergelijking van deze berekening met enkele resultaten uit de literatuur geeft:

[2] heeft de factor k gemeten als functie van de afstand tot het oppervlak (zie figuur 5) en deze waarden zijn vergeleken met berekende waarden. Er is gemeten met een wolfram naald boven een goud oppervlak. De gevonden waarden weergegeven in figuur 5 stemmen overeen met de theoretische waarden uit tabel 1.

Verder wordt in de literatuur [6] melding gemaakt van de meting van de F_{vdw} met een wolfram naald boven een silicium oppervlak. In figuur 6 zijn de resultaten weergegeven. Hieruit volgt dat F_{vdw} bij een silicium oppervlak varieert van 10^{-11} tot 10^{-9} N, indien z_0 varieert van 10 tot 3 nm, k varieert van 0,01 tot 2 N/m. Deze waarden liggen tevens in dezelfde orde grootte als de berekende waarden voor de andere materialen.



Figuur 6: meting van de van der Waals kracht met een wolfram naald boven een silicium oppervlak.

Opgemerkt moet nog worden dat formule 2.3 een benadering geeft van het van der Waals gebied. In de uiterste waarde van dit gebied (dus daar waar U_{pot} is minimaal) geldt de benadering niet meer. Dat is in figuur 4 rond $z_0 \approx 0,4$ nm. Dat is hier echter niet van belang omdat tijdens de meting in het zuivere van der Waals gebied wordt gewerkt. Dat is tussen $1 < z_0 < 10$ nm.

Conclusie: de F_{vdw} kan met formule 2.4 goed benaderd worden over een gebied van $z_0 = 1$ tot 10 nm. Dit is ook het werkgebied waarbinnen de S.F.M werkend met F_{vdw} zich bevindt. De krachten variëren van 10^{-12} tot 10^{-9} N en k varieert van 10^{-3} tot 10 N/m. Wordt z_0 kleiner dan 1 nm dan is de formule niet meer geldig, echter dat is hier ook niet van belang. De S.F.M zal niet op afstanden kleiner dan 1 nm meten.

2.3.3 Meting met een elektrostatische of een magnetische kracht.

Door een elektrische lading op het object aan te brengen zal er naast de van der Waals kracht nog een additionele kracht optreden; een elektrostatische Coulombse kracht.

Verder kan door de naaldpunt en het oppervlak magnetisch te maken een magnetische krachtwerking optreden tussen de naald en het te onderzoeken oppervlak.

De Force Microscope die uiteindelijk ontworpen wordt zal voornamelijk gebruikt worden

om de geometrie van een oppervlak in beeld te brengen. De kracht F_z dient dus bij voorkeur alleen van de afstand tussen de naald en het oppervlak (z_0) af te hangen.

Bij meting met magnetische krachten blijkt dat deze kracht, behalve van z_0 , ook afhangt van de materiaalsamenstelling en de vorm van het oppervlakte profiel. Meting met magnetische krachten geeft dus in veel gevallen geen zuiver beeld van de vorm van het oppervlak. Meting met deze krachten wordt daarom buiten beschouwing gelaten. Dit type krachten wordt voornamelijk gebruikt om de ligging van magnetische domeinen van bepaalde materialen te bekijken. Gewerkt wordt daarom met afstotende atoomkrachten of met van der Waals krachten (al dan niet met een additionele elektrostatische kracht).

Indien met een afstotende atoomkracht wordt gemeten hebben de krachten die hierboven besproken zijn een kleine invloed op de uiteindelijke meetkracht. Dit komt doordat de atoomkracht en krachtgradiënt op z_0 kleiner dan 0,4 nm sterk overheerst.

Indien z_0 groter dan 1 nm wordt, dan is de afstotende atoomkracht 0 geworden. Gemeten wordt nu met een van der Waalskracht. Deze is kleiner dan de atoomkracht en dus gevoeliger voor invloeden van andere oppervlaktekrachten. Indien tussen de naald en het oppervlak andere krachten aanwezig zijn (bijvoorbeeld attractie krachten veroorzaakt door vervuilingen van het oppervlak of magnetische krachten) dan kan dit resulteren in een meetafwijking. De van der Waalskracht kan vergroot worden door een genoemde elektrostatische krachtgradiënt aan te brengen. Hierdoor zal de meetkracht groter worden en de gevoeligheid voor andere storende oppervlaktekrachten afnemen.

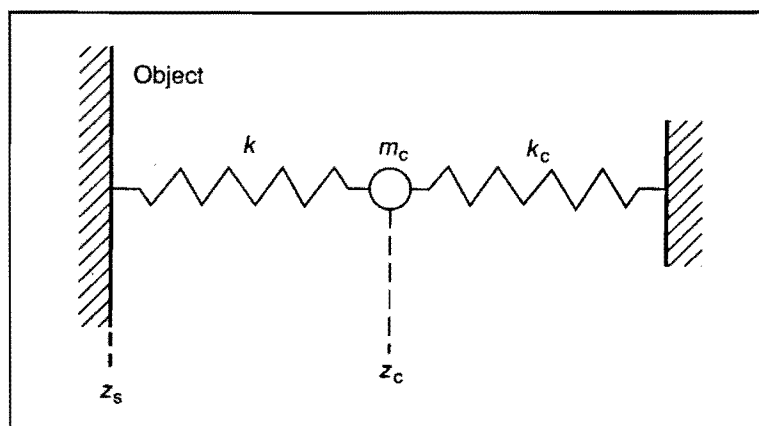
3 De keuze van het basis meetprincipe.

In het begin van hoofdstuk 2 is aangegeven dat de Scanning Force Microscopes in twee groepen zijn te verdelen. De statische en de dynamische. Verder kan met twee typen krachten gemeten worden. De afstotende atoomkrachten en de van der Waals krachten. Er zal een keuze gemaakt moeten worden met welk basisprincipe en met welke kracht het beste gemeten kan worden. Daarom wordt ieder basis principe nu wat uitgebreider behandeld.

3.1 Meting volgens het statische principe.

3.1.1 De meetkracht.

Het volgende model kan opgesteld worden van een statische meting (zie figuur 7). De naald met een scherpe punt (voorgesteld door m_c) zit met een verende arm (stijfheid k_c) aan het frame. De verplaatsing van de punt is dz_c en de hoogte van het oppervlak is z_s . Tussen het oppervlak van het object en de punt m_c van de naald werkt een kracht F_z .



Figuur 7: model van de kracht-koppeling tussen oppervlak en naaldpunt.

Een eerste orde benadering van deze kracht geeft:

$$F_z = \frac{\partial F_z}{\partial z} \cdot z \quad \text{met} \quad \frac{\partial F_z}{\partial z} = k$$

Deze kracht is dus voor te stellen als een veerkracht, met een stijfheid k .

Krachten evenwicht op m_c geeft:

$$\frac{dz_c}{dz_s} = \frac{k}{k + k_c} = H \quad (3.1)$$

Hierin is: z_s = de oppervlakte hoogte ten opzichte van een gekozen nullijn die tussen de piek-dal waarde van de oppervlakte structuur ligt.

dz_c = de naaldverplaatsing ten opzichte van een vooraf ingestelde waarde.

Indien met afstotende atoomkrachten wordt gemeten is $k > 1$ N/m (minimaal), k_c ligt in de orde grootte van 1 N/m. Indien k groter wordt zal H de waarde 1 naderen. Dit houdt weer in dat de oppervlakte hoogte z_s en de hierdoor veroorzaakte naaldverplaatsing dz_c ongeveer gelijk zijn. De te behalen verticale resolutie is dus direct afhankelijk van de nauwkeurigheid waarmee de naaldverplaatsing kan worden gemeten.

Worden echter van der Waals krachten gemeten, dan blijkt uit hoofdstuk 2.3.2 dat de krachtgradiënt over het algemeen klein is ($k < 1$ N/m). Hierdoor zal volgens formule 3.1 de factor H kleiner dan 1 worden. Dit heeft tot gevolg dat een variatie in oppervlakte hoogte (dz_s) een kleinere verplaatsing van de naald geeft. Hieruit volgt dus dat bij een statische meting de beste verticale resolutie gehaald wordt indien met de afstotende atoomkrachten wordt gemeten. Metingen volgens het statische principe worden dan ook meestal met afstotende atoomkrachten verricht.

De kracht die op de naald werkt heeft een reactiekracht op het oppervlak. Deze kracht mag niet te groot worden omdat dan het oppervlak zal deformeren. Bij het meten van harde oppervlakken dient $F \leq 10^{-8}$ N, en bij zachte oppervlakken (bijv. bij biologische materialen) $F \leq 10^{-14}$ N [7].

3.1.2 Eisen voor de naald.

De veer mag slechts een graad van vrijheid bezitten. Indien de naald een putje in het oppervlak ingaat, dan kan er door de zijwanden van die put een kracht op de naald worden uitgeoefend. Deze kracht wordt niet zoals de normaalkracht gedetecteerd en bijgesteld. Hierdoor zal de naald, indien mogelijk zijdelings gaan uitbuigen wat niet de bedoeling is. Indien de naald slechts een vrijheidsgraad bezit wordt dit uitbuigen onmogelijk gemaakt.

De stijfheid van de veer waaraan de naald is bevestigd moet zo klein mogelijk zijn. Hierdoor zal de factor H naar 1 gaan. Verder moet de eigenfrequentie (f_e) van de naald zo hoog mogelijk liggen. Hierdoor hebben trillingen van de omgeving een veel kleinere invloed op de positie van de naald. Er geldt:

$$f_e = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.2)$$

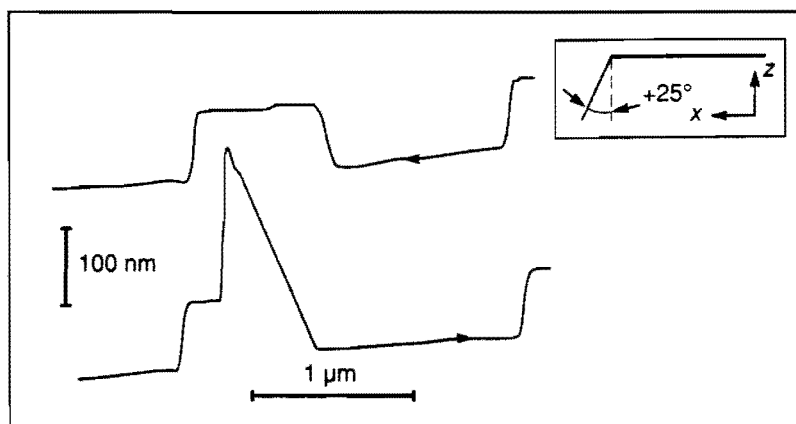
Wil f_e hoog liggen en k klein dan moet volgens formule 3.2 de massa van de veer met naald klein zijn. Een orde-grootte schatting van f_e , k en m geeft:

$$f_e \approx 10 \text{ kHz en } k \approx 1 \text{ N/m [17]}$$

$$m \approx 5 * 10^{-9} \text{ kg.}$$

3.1.3 Foutenbronnen.

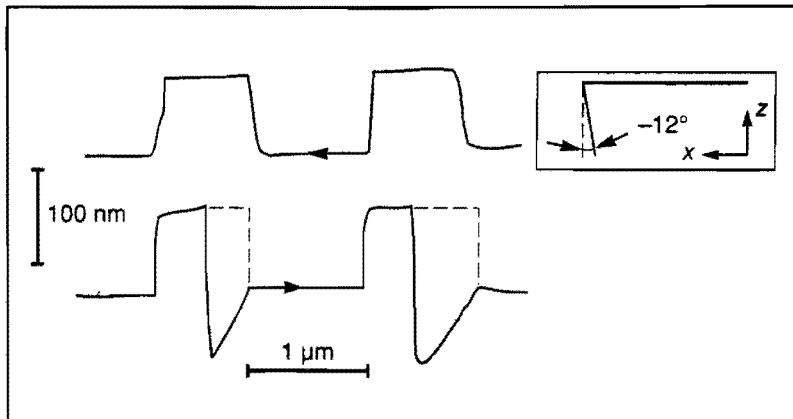
Indien een zeer steile helling op het oppervlak gemeten wordt dan kan er in het gemeten oppervlakte profiel een fout geïntroduceerd worden. Deze fout wordt veroorzaakt door het buigen van de naaldpunt, of door het uitbuigen van de arm door een zijdelingse kracht.



Figuur 8: meetfout bij statische meting. A: Het oppervlak wordt in positieve x-richting bewogen. B: Het oppervlak wordt in negatieve x-richting bewogen.

Dit probleem wordt duidelijk gemaakt door van een statische force microscope de stapresponsie te bekijken. Den Boef, 1990 heeft metingen verricht aan een oppervlak dat ribbels van 85 nm hoogte bezit. In figuur 8 wordt het profiel gemeten met een naaldpunt die onder een hoek van +25° aan een driehoekige arm is bevestigd. De naaldpunt heeft een lengte van 200 μm. Voor een goed begrip van de figuren 8 en 9 is het belangrijk te

beseffen dat het oppervlak wordt bewogen in de getekende x-richting terwijl de naald is gefixeerd. Indien het oppervlak in de positieve x-richting wordt bewogen, wordt het profiel correct in beeld gebracht. Wordt daarentegen het oppervlak in de negatieve x-richting bewogen, dan ontstaat een piek in het signaal. Deze piek ontstaat doordat de naaldpunt wordt opgesloten bij de overgang van laag naar hoog op het oppervlak. Hierdoor zal de naaldpunt naar het oppervlak buigen. De afstand tussen de naaldpunt en het oppervlak wordt kleiner. Dit heeft tot gevolg dat er een grotere afstotende kracht op de punt werkt. De arm zal dus een grotere uitwijking naar boven krijgen, vandaar de piek in het signaal.



Figuur 9; meetfout bij statische meting. A: het oppervlak wordt in positieve x-richting bewogen.
B: het oppervlak wordt in negatieve x-richting bewogen.

Wordt de naaldpunt onder een negatieve hoek aan de arm bevestigd (zie figuur 9) dan treedt een ander soort afwijking op. Wordt het oppervlak in positieve x-richting bewogen dan wordt het profiel correct in beeld gebracht. Echter, bij beweging in de negatieve x-richting zal de kracht werkend in deze richting op de naaldpunt de arm naar beneden laten uitwijken. Dit resulteerde in een "put" in het gemeten signaal. Zodra de naald boven op het profiel zit verdwijnt de kracht in de x-richting, er wordt dan weer een correct signaal afgegeven.

Uit het voorgaande blijkt dat bij de statische microscoop in een scan richting fouten kunnen ontstaan door zijdelingse krachten, in de andere richting wordt het signaal correct geregistreerd. Deze fout is afhankelijk van de richting waarin gescand wordt, de hoek tussen de naald en de arm en het soort oppervlak.

3.1.4 De haalbare resolutie.

De resolutie waarmee een oppervlakte profiel in beeld kan worden gebracht is op te splitsen in twee delen, de horizontale en de verticale resolutie.

De resolutie waarmee de hoogte van een profiel kan worden gemeten wordt de verticale resolutie genoemd (dus in de z-richting). Verder is er nog de resolutie in de x- en y-richting te onderscheiden. Dit geeft een maat voor de kleinste "golflengte" van het profiel die nog kan worden gemeten. Dit wordt de horizontale resolutie genoemd.

Uit formule 3.1 volgt dat de verticale resolutie van de microscoop sterk afhangt van de resolutie waarmee de naaldverplaatsing wordt gemeten. Immers, indien het oppervlakteprofiel hoger wordt zal de naald een evenredig grote uitwijking krijgen. De verticale resolutie van de meetkop is daarom gelijk aan de resolutie waarmee de naaldverplaatsing kan worden gemeten. Geëist wordt dat de verticale resolutie in de buurt van de 1 nm ligt.

De horizontale resolutie die uiteindelijk gehaald wordt hangt af van een aantal factoren. Allereerst zal de naaldpunt een kracht ondervinden van een klein oppervlakje van het te scannen object. De doorsnede van dit oppervlak geeft een eerste beperking van de horizontale resolutie. De naalden waarmee gemeten wordt hebben een tip-radius van kleiner dan 30 nm. Aangezien de meetkracht sterk afhangt van de afstand tussen de atomen zullen alleen de buitenste atomen van de tip meewerken bij het krachten spel. Hierdoor zal het meetoppervlakje zeer klein zijn. Een zeer goede horizontale resolutie is dan mogelijk. Uit de literatuur [2, 12] blijkt dat een horizontale resolutie van kleiner dan 0,1 nm mogelijk is. Dit houdt in dat zuiver theoretisch gezien een profielgolflengte van kleiner dan 0,2 nm meetbaar is.

Toch wordt ook deze resolutie beperkt door de kwaliteit waarmee de naaldverplaatsing kan worden gemeten. Het oppervlak wordt namelijk onder de naald door bewogen in de x- en y-richting. De naald zal het profiel en dus ook de kleine golvingen volgen. Bij een bepaalde scan-snelheid zal de naald bij een afnemende profielgolflengte steeds sneller gaan trillen. Het meetsysteem dat deze verplaatsingen meet moet echter snel genoeg zijn om deze trillingen te kunnen registreren. De horizontale resolutie hangt dus ook af van de scan-snelheid en de dynamische kwaliteit van het verplaatsings-meetsysteem. In hoofdstuk 4 wordt dit nader bepaald. Voorlopig kan volstaan worden met de opmerking dat de horizontale resolutie niet beperkt wordt bij meting volgens het statische principe.

3.2 Meting volgens het dynamische principe.

3.2.1 De meetkracht.

Indien volgens het dynamische principe wordt gemeten is meting met afstotende atoomkrachten in de meeste gevallen niet meer mogelijk. Dit komt door de erg kleine afstand van de naald tot het oppervlak. Uit de lucht kunnen namelijk stoffen op het oppervlak neerslaan (bijvoorbeeld water). De trillende naald zal hiervan een sterke demping ondervinden omdat deze door de erg kleine meetafstand z_0 deels in en deels net boven deze laag trilt. Hierdoor wordt een goede meting in lucht onmogelijk gemaakt. Eventueel zou meting onder hoog vacuüm met een gereinigd oppervlak nog mogelijk zijn. Aangezien metingen echter ook onder normale luchtcondities mogelijk moeten zijn zal bij het dynamische principe niet met afstotende atoomkrachten kunnen worden gemeten.

Bij meting met van der Waals krachten (eventueel in combinatie een additioneel aangelegde kracht, zoals een elektrostatische kracht) is de afstand van de naaldpunt tot het oppervlak groter zodat de hierboven beschreven demping niet optreedt. Metingen volgens het dynamische principe moeten dus met van der Waals krachten uitgevoerd worden, en/of met aangelegde krachten.

3.2.2 Eisen voor de naald.

Bij het meten met F_{vdw} wordt de naald naar het oppervlak getrokken. De gradiënt van deze aantrekkende kracht (k) mag niet groter worden dan de veerconstante van de arm waaraan de naald zit (k_c). Indien $k > k_c$ optreedt, dan zal de naald tegen het oppervlak worden getrokken waardoor verdere meting volgens het dynamische principe niet mogelijk is. Uit hoofdstuk 2.1 blijkt dat op een werkafstand z_0 van 3 - 10 nm de $k_{max} = 0,5$ N/m, k_c moet dus een grotere stijfheid dan 0,5 N/m bezitten. Verder moet de veerconstante zo klein mogelijk zijn. Des te gevoeliger zal de naald reageren op veranderingen van de kracht gradiënt.

De eigenfrequentie van de naald met veer (f_e) dient zo hoog mogelijk te zijn. Hierdoor hebben trillingen van buitenaf die op de naald werken een verwaarloosbare invloed op de trillingsamplitude van de naald. De naald mag ook hier slechts één graad van vrijheid bezitten. Met formule 3.2 kan voor een bepaalde f_e (= 10 kHz) een schatting gegeven

worden van de vereiste stijfheid en massa van de naald met veer. Het blijkt dat uiteindelijk op ongeveer dezelfde eisen voor de naald wordt gekomen als bij meting volgens het statische principe.

3.2.3 Bronnen voor afwijkingen.

Bij het meten met F_{vdw} wordt de kracht gradiënt constant gehouden door een dynamisch meetsysteem. De naald met arm wordt in de buurt van de eigenfrequentie in trilling gebracht. De kracht gradiënt die op de naald werkt verandert de amplitude en de fase van de trilling. Het is van groot belang een van deze waarden nauwkeurig te kunnen meten.

Deze nauwkeurigheid is echter beperkt omdat de naald met de arm uit zichzelf al een trilling maakt. Deze trilling wordt de vibrational noise genoemd. De trilling is van een fundamentele aard en is altijd aanwezig. De oorsprong van de trilling kan het beste begrepen worden door de naald als één groot molecuul op te vatten [1, 22]. De gemiddelde U_{pot} van dit molecuul is: $U_{pot} = 1/2 \cdot K_b \cdot T$. Met K_b = de constante van Boltzmann.

Indien de uitwijking van de naald door de vibrational noise is $z_{th}(t)$ dan geldt:

$$1/2 \cdot k_c \cdot \overline{z_{th}^2(t)} = 1/2 \cdot K_b \cdot T$$

$$\overline{z_{th}^2(t)} = \frac{K_b \cdot T}{k_c} \quad (3.3)$$

Uit bijlage 2 volgt dat door deze vibrational noise de fase van de trillende arm zal verschuiven met:

$$\beta_{rms} = \frac{z_{rms}}{z_c} = d\beta_1 \quad (3.4)$$

Met: z_{rms} = root-mean-square van de vibrational noise

z_c = amplitude van de opgelegde trilling

In hoofdstuk 2 is gebleken dat de werking van een kracht gradiënt op de naald de fase van de trilling beïnvloedt volgens:

$$d\beta = -Q \cdot \frac{k}{k_c} \quad (3.5)$$

Q is een kwaliteitsfactor (= 200). Door dus de fase van de trillende arm te meten, kan de

grootte van k worden bepaald.

Echter door de vibrational noise treedt de fase verschuiving $d\beta_1$ op, hierdoor wordt de kleinst detecteerbare k :

$$k_{\min} = \frac{-d\beta_1 \cdot k_c}{Q} \quad (3.6)$$

Door deze k_{\min} zal de verticale resolutie dz_z zijn:

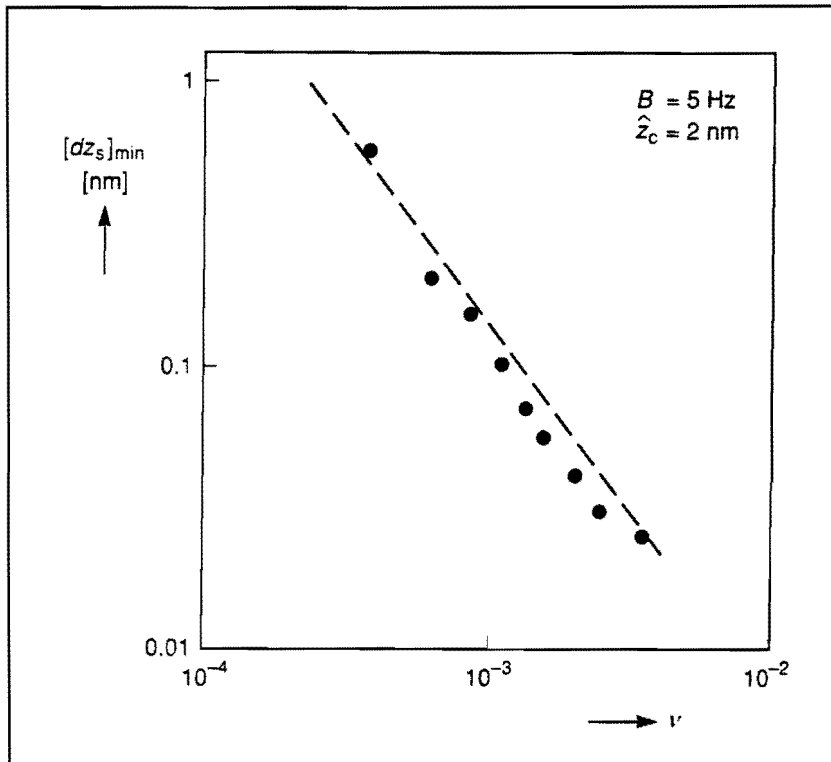
$$(dz_z)_{\min} = \left(\frac{\partial k}{\partial z_0}\right)^{-1} \cdot (dk_{\min}) = \left(\frac{\partial^2 F_z}{\partial z_0^2}\right)^{-1} \cdot (dk_{\min}) \quad (3.7)$$

Uit de literatuur blijkt dat bij dynamische metingen de waarde van $z_{\text{rms}}=0,01$ nm [2].

Er wordt een signaal gemeten met slechts één hoogfrequente trilling. Deze frequentie zal net als de fase van de trilling verlopen indien een kracht op de naald werkt. Doordat in het signaal slechts één hoogfrequente trilling aanwezig is, is laagfrequente ruis eenvoudig uit het signaal te filteren. Laagfrequente ruis en drift van de verplaatsingsmeter beïnvloeden de nauwkeurigheid van de meting dus in een veel mindere mate dan bij statische meting het geval is.

3.2.4 De resolutie.

In figuur 10 wordt een meting getoond, waarin de verticale resolutie als functie van $v = k/k_c$ is bepaald [2]. De gestreepte lijn geeft de resultaten van een berekening, de stippen geven enkele gemeten waarden. De maximaal haalbare resolutie is ongeveer 0,1nm.



Figuur 10; de verticale resolutie als functie van de gradiënt van de van der Waals kracht.

Deze resolutie hangt af van de sterkte van de gradiënt van de van der Waals krachten. Deze gradiënt (k) is geschat in hoofdstuk 2.3.2. De waarde van k is afhankelijk van de materiaalsoort. Indien $k = 10^3 \text{ N/m}$ en $k_c = 1 \text{ N/m}$ dan volgt uit de figuur dat de beste verticale resolutie $\approx 0,1 \text{ nm}$.

Doordat de meetafstand z_0 groter en de krachtgradiënt kleiner is dan bij meting met atoomkrachten, zal de horizontale resolutie slechter zijn. Door de kleinere krachtgradiënt zullen nu niet alleen de buitenste atomen van de naaldpunt een kracht ondervinden, maar de gehele punt. Hierdoor wordt het oppervlak waarover de kracht tot stand komt vergroot. De naald "voelt" als het ware van een groter oppervlakje wat de hoogte is waardoor de horizontale resolutie verslechterd (horizontale resolutie groter dan 20 nm [2]).

3.3 De principe keuze.

Om tot een verantwoorde keuze te komen met welk basisprincipe uiteindelijk gemeten gaat worden zijn eerst de voor- en nadelen nog eens kort naast elkaar gezet.

statisch meten	dynamisch meten
<ul style="list-style-type: none">* Eenvoudig principe (kracht veroorzaakt een veeruitwijking die gemeten wordt). * Een oppervlakte hoogte verschil van 1 nm geeft ook een naaldverplaatsing van 1nm. Het meetsignaal van de verplaatsingsmeter geeft dus direct de oppervlakte topografie. * Verticaal is atomaire resolutie mogelijk. * Horizontaal is kleine resolutie mogelijk. * Dynamisch gedrag van de naald is van minder groot belang. * Laag frequente trillingen zijn belangrijk. * Hoge eisen aan het verplaatsings meet-systeem t.a.v ruis en drift. * Afwijkingen kunnen ontstaan door laterale krachten in een van beide scan-richtingen. * Naald mag slechts één graad van vrijheid bezitten.	<ul style="list-style-type: none">* Ingewikkelder principe (kracht gradiënt beïnvloedt veerstijfheid, hierdoor verandert de eigenfrequentie waardoor de amplitude en fase van de trillende veer verandert. Dit wordt gemeten). * Het meetsignaal van de fase of amplitude van de trilling dient nog omgerekend te worden naar de oppervlakte topografie. * Verticaal is atomaire resolutie mogelijk. * Horizontaal slechte resolutie. * Dynamisch gedrag van de naald van groter belang. * Hoog frequente trillingen zijn belangrijk. * Minder zware eisen aan het meetsysteem van de naald. * Kleine afwijkingen ontstaan door thermische trilling van de naald (vibrational noise). * Naald mag slechts één graad van vrijheid bezitten.

Uit het bovenstaande blijkt dat meting volgens het statische principe het eenvoudigste is. Het signaal van de verplaatsings meter geeft direct de topografie van het gescande

oppervlak weer. Hierdoor zal de software van de A.F.M (die de x, y, en z-informatie van het oppervlak omzet in een vergroot beeld van de scan) minder complex zijn. Verder is een betere horizontale resolutie mogelijk. De horizontale resolutie is bij meting met van der Waalskrachten veel slechter. Voor metingen aan oppervlakken waarbij een hoge verticale en horizontale resolutie wordt geëist is het statische principe dus het meest geschikt. De meetkop zal afstotende atomaire krachten volgens het statische principe meten.

4 Het verplaatsingsmeetsysteem.

Uit hoofdstuk 3 is naar voren gekomen dat volgens het statische principe gemeten gaat worden. Binnen de statische A.F.M moeten verplaatsingen van de naald worden gemeten met een zeer hoge resolutie.

Eerst wordt een pakket van eisen gepresenteerd waaraan deze verplaatsingsmeter moet voldoen. Hierna worden een aantal principes besproken waarmee naaldverplaatsingen te meten zijn. De indeling is:

4.2 Elektron tunneling.

4.3 Interferometrie.

4.4 Capacitief.

4.5 Optical beam deflection.

4.6.1 C.D sensor, meting met het Focus Fout Signaal.

4.6.2 C.D sensor, meting met het Radiaal Fout Signaal.

Er wordt besloten met de keuze van een verplaatsingsmeetprincipe.

4.1 Het eisenpakket van de sensor.

De resolutie en het dynamisch bereik:

Wil men een oppervlak met atomaire resolutie in beeld brengen, dan moeten de horizontale en verticale resolutie van de meetkop in de orde grootte van een nm liggen. De meetkop zal een verticale resolutie van 1 nm hebben indien de sensor naaldverplaatsingen van 1 nm kan meten.

De horizontale resolutie van de meetkop wordt niet beperkt door de gevoeligheid van de naald. In hoofdstuk 3.1.4 is namelijk aangegeven dat de naald krachten meet over een oppervlak doorsnede van kleiner dan 0,1 nm. Het blijkt echter dat deze resolutie sterk afhangt van de maximale frequentie waarbij met de sensor nog gemeten kan worden. Deze frequentie wordt het dynamisch bereik genoemd. Deze wordt in bijlage 3 bepaald. Hieruit volgt dat het vereiste dynamische bereik van de sensor moet lopen van 0 tot 1 kHz.

Non-contact meting:

De naald meet met erg kleine krachten (kleiner dan 10^{-6}N). Indien de sensor de naald met een meetkracht beïnvloedt, zal dit een meetfout geven. De sensor dient dus een non-contact meting te verrichten.

Meetbereik:

Het meetbereik van de sensor mag klein zijn (in de orde grootte van $1\ \mu\text{m}$). Indien grotere meetbereiken nodig zijn, dan kan met een piëzo instelling de naald naar een 0-stand worden geregeld.

Meting in lucht:

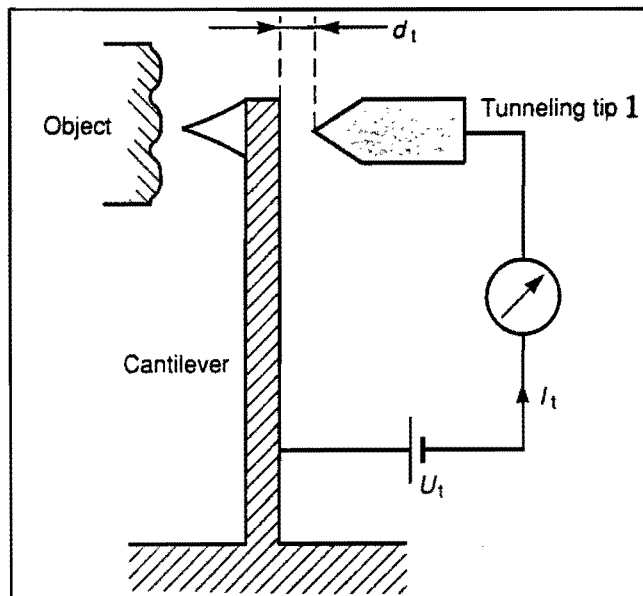
De A.F.M. zal gebruikt gaan worden in een laboratorium met geconditioneerde lucht. Het is niet de bedoeling dat de metingen onder vacuum worden verricht. Het meetsysteem moet dus in lucht goed kunnen meten, het mag niet gevoelig zijn voor kleine veranderingen in de luchtsamenstelling.

Kosten:

De bestaande A.F.M's (onder andere van de firma Nanoscope) zijn erg duur (ongeveer fl 250.000,-). Gekeken dient te worden of de A.F.M en dus ook de verplaatsingsmeter in een betaalbare versie te maken is.

4.2 Elektron tunneling.

PRINCIPE: Tussen de naald en de tunnelpunt 1 wordt een spanning U_t aangebracht (zie figuur 11). De afstand hiertussen ($=d_t$) is zeer klein (± 1 nm) waardoor elektronen over de lucht barrière springen (tunneling) en de tunnel stroom I_t veroorzaken. Het aantal elektronen dat overspringt is sterk afhankelijk van de afstand d_t . De tunnelstroom veroorzaakt een spanning U_0 . Deze kan dan versterkt worden.



Figuur 11: meetprincipe dat gebaseerd is op elektron tunneling.

VOORDELEN:

- * Grote nauwkeurigheid, verplaatsingen vanaf 0,01 nm kunnen gemeten worden. Dit is ruimschoots voldoende om atomaire resolutie te bereiken.

NADELEN:

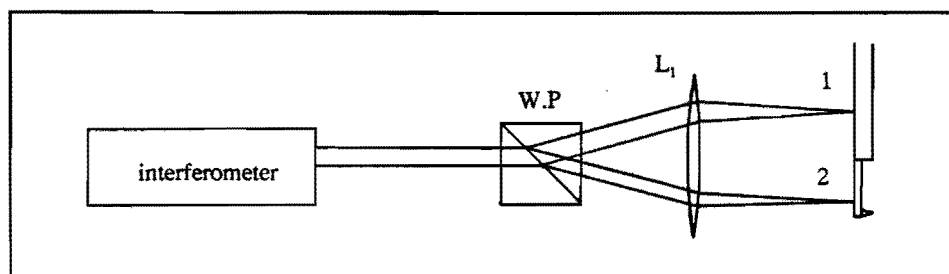
- * De achterzijde van de arm moet extreem glad zijn. Anders kunnen de elektronen behalve via de punt ook nog zijdelings overspringen. Dit geeft een vergroting van de tunnelstroom terwijl er geen evenredige naald verplaatsing plaatsvindt.
- * Indien gewerkt wordt in lucht omgeving, dan kunnen er tussen de punt en de arm watermolekulen zitten. Deze beïnvloeden de tunnelstroom nadelig. Nauwkeurige metingen dienen dus onder vacuüm te gebeuren.
- * Kwetsbare constructie. De punt zit vlak bij de arm. Bij een schok van buiten op de microscoop zal de punt tegen de arm stoten met het gevaar van beschadiging.

4.3 Interferometrie.

Met behulp van interferometrie kan een weglengteverschil bepaald worden tussen twee lichtbundels met een zeer kleine resolutie. Er zijn verschillende meetprincipes mogelijk die hierop gebaseerd zijn. Een erg nauwkeurig en stabiel principe is dat met een wollastonprisma.

Het wollaston + interferometer principe.

PRINCIPE : De lichtbundel uit de interferometer bestaat uit twee orthogonale golven. Deze worden door polarisatiesplitsing met een wollastonprisma (W.P) in 2 bundels gesplitst (zie figuur 12). Met lens L_1 wordt bundel 1 op de vaste wereld gefocusseerd. Dit is de referentie-bundel. Bundel 2 wordt op de achterzijde van de naald gefocusseerd. Beide stralen reflecteren weer via dezelfde weg terug. In het W.P worden de twee bundels samengevoegd waarna met de interferometer het weglengte verschil tussen bundel 1 en 2 wordt gemeten.



Figuur 12: meetprincipe met interferometer en wollastonprisma.

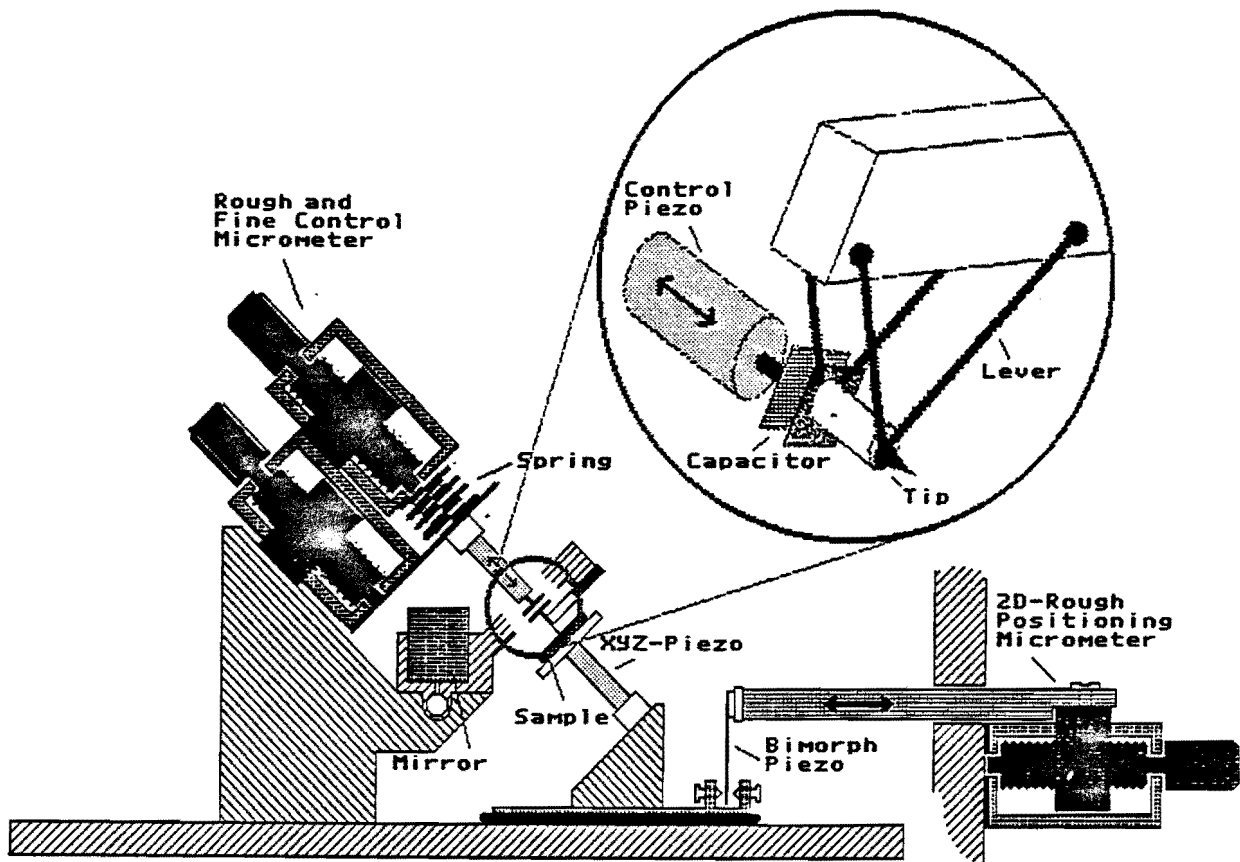
In bijlage 4 wordt een bepaling gegeven van de resolutie die gehaald kan worden. Ook is de drift gemeten van een test constructie. Hieruit blijkt dat de resolutie kleiner dan 1 nm is en de drift over 5 minuten gemeten is slechts 1,5 nm.

VOORDELEN :

- * Kleine resolutie (<1 nm) en grote stabiliteit (drift $<1,5$ nm na 5 minuten meettijd).
- * Compacte constructie is mogelijk.

4.4 Capacitieve meetsystemen.

PRINCIPE: Achter op de naald van de meetkop is een klein condensator plaatje bevestigd (600*600 μm). Hier tegen over zit een tweede condensator plaat. De afstand tussen de twee platen is met een piëzo-element in te stellen.



Figuur 13: meetprincipe dat is gebaseerd op capaciteitsmeting.

Indien de naald een uitwijking vertoond zal de afstand tussen de twee platen veranderen. Hierdoor verandert de capaciteit van het meetsysteem. Deze capaciteitsverandering kan nu gemeten worden. Een terugkoppeling van dit meetsignaal kan de afstand tussen de twee condensatorplaten bijstellen.

4.4.1 Bepaling van de resolutie.

Een capacitief meetsysteem heeft enkele praktische beperkingen in zich die de resolutie van de meting beperken. Zo moet er op de condensatorplaten een bepaalde minimale lading C_0 aanwezig zijn en de capaciteitsverandering dC_0 kan maar met een bepaalde

nauwkeurigheid gemeten worden (= $dC_{0,\min}$).

Uit gesprekken met medewerkers van de T.U.Delft (onder andere dhr Spronck) is naar voren gekomen dat:

$$C_0 > 1-10 \text{ pF (1 pF is moeilijk te realiseren en er is dure apparatuur nodig)}$$
$$dC_{0,\min} > 10^{-5} \text{ pF}$$

Er geldt:

$$dz_c = \frac{-dC_0}{C_0} \cdot z_p \quad (4.1)$$

Met: dz_c = afstand verandering tussen de twee platen = de uitwijking van de naaldpunt.

z_p = afstand tussen de twee platen.

De afstand z_p tussen de twee platen mag niet te klein worden gekozen. Dit is praktisch gezien erg moeilijk te realiseren. Verder is er een grotere kans op beschadiging van de platen als het meetsysteem een schok krijgt. Indien de afstand groter is wordt deze kans veel kleiner. Tussen de twee platen zal een elektrostatische kracht werken. Deze kan de meting nadelig beïnvloeden. Door de plaatafstand wat groter te kiezen is deze krachtwerking verwaarloosbaar klein. Gekozen wordt voor $z_p = 4 \mu\text{m}$. Invullen van bovenstaande waarden in formule 4.1 levert op: met $C_0 = 1 \text{ pF}$, $dz_{c,\min} = (10^{-5} * 4 * 10^{-6}) / 1 = 4 * 10^{-11} \text{ m}$.

De maximaal haalbare resolutie met een capacitief meetsysteem is dus: $4 * 10^{-11} \text{ m}$.

4.4.2 Constructieve aspecten.

Toepassing van een capacitief meetsysteem brengt enkele constructieve problemen met zich mee.

- * De condensator plaat moet een bepaalde minimale lading C_0 kunnen dragen. Hiertoe dient de plaat een bepaald minimaal oppervlak te bezitten. Dit plaatje moet op of aan de cantilever te bevestigen zijn.
- * Is de massa van dit plaatje niet te groot zodat het dynamisch gedrag van de naald nadelig wordt beïnvloedt?

Beide punten worden nu toegelicht.

Het oppervlak van de condensatorplaat.

Het minimale oppervlak volgt uit:

$$C_0 = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot A}{z_p} \quad (4.2)$$

Met: $C_{0,\min} = 1 \text{ pF}$

$\epsilon_0 \cdot \epsilon_r =$ relatieve diëlectrische constante van lucht $= 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$

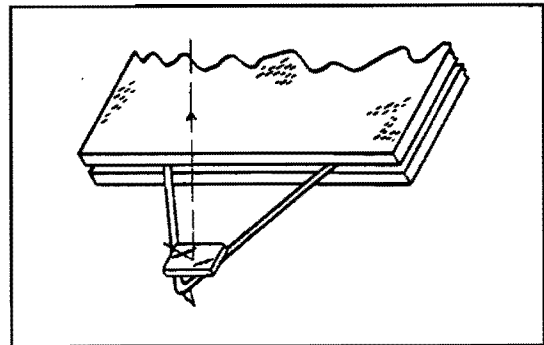
$z_p = 4 \text{ }\mu\text{m.}$

Dit levert op: $A_{\min} = 4,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$, dit is bijvoorbeeld een plaat van $0,67 \cdot 0,67 \text{ mm}$.

De standaard silicium naald heeft slechts een lengte van $100 \text{ }\mu\text{m}$. Dit is veel te klein om de plaat op te bevestigen.

De silicium naalden zijn nu dus niet toepasbaar.

Door echter een draad-constructie toe te passen is een cantilever te maken die veel groter is (lengte $\pm 5 \text{ mm}$). Hierop is het plaatje wel te bevestigen (zie figuur 14).



Figuur 14: naald gemaakt van wolframen draad.

De massa van de condensatorplaat.

De condensatorplaat wordt bevestigd op de naald. De extra massa van deze plaat heeft een nadelige invloed op het dynamisch gedrag van de naald. In bijlage 5 wordt de kleinst mogelijke massa van de condensatorplaat geschat en de hieraan gerelateerde eigenfrequentie van de naald. Hieruit blijkt dat door de extra massa van de plaat de naald (met de condensatorplaat) een eigenfrequentie krijgt die onder de $1,4 \text{ kHz}$ komt.

In bijlage 3 is aangetoond dat om een horizontale resolutie van 1 nm te bereiken de sensor naaldtrillingen tot 1 kHz moet kunnen meten. De naald zelf heeft echter, zoals uit hoofdstuk 3.1.4 blijkt, een veel kleinere horizontale resolutie. Hierdoor zal de naald ook trillingen boven de 1 kHz ondergaan. Deze trillingen mogen de naald niet in resonantie brengen, omdat dan de naald het profiel niet meer goed kan volgen.

In de literatuur [4] wordt aangegeven dat de eigenfrequentie van de naald groter dan 10

kHz moet zijn.

Met een capacitief meetsysteem zal de naald verzwaard worden, doordat er een condensatorplaat op wordt bevestigd. De eigenfrequentie van de naald met de condensatorplaat zal kleiner dan 1,4 kHz zijn. Hiermee voldoet de naald niet meer aan de eis dat f_e groter dan 10 kHz moet zijn. Indien de scan-snelheid wordt verlaagd zal de naald langzamer trillen, en dus mag f_e van de naald lager liggen. Meting met een capacitief meetsysteem is dus alleen mogelijk bij lagere scan-snelheden.

De volgende voor- en nadelen kunnen nu genoemd worden.

VOORDELEN:

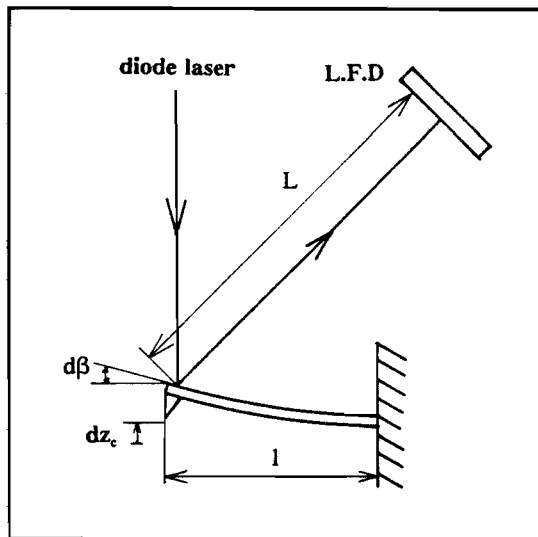
- * Zeer hoge resolutie is te bereiken.

NADELEN:

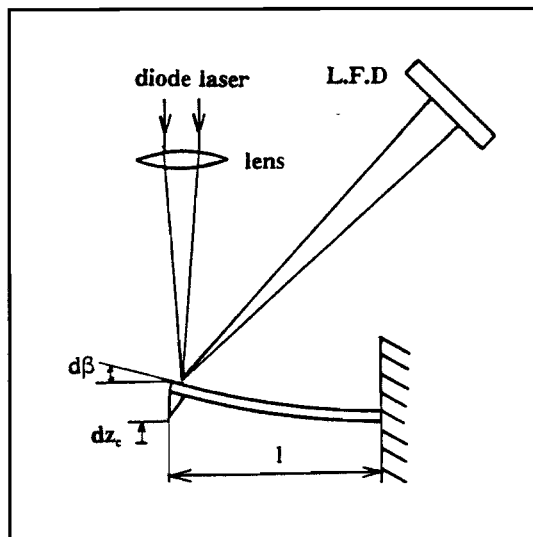
- * Meting is alleen mogelijk bij lage scan-snelheden. Dit heeft tot gevolg dat lange meettijden noodzakelijk zijn.
- * Een meetcapaciteit van 1 pF is moeilijk te realiseren.
- * Doordat gemeten wordt met zeer kleine capaciteiten wordt aan de elektronica die deze signalen verwerkt hoge eisen gesteld.

4.5 Optical Beam Deflection.

PRINCIPE: Een laser lichtbundel wordt op de achterzijde van de naald van de verplaatsingsopnemer geprojecteerd. Deze straal reflecteert naar de laterale fotodiode (L.F.D) die de positie van de lichtbundel meet.



Figuur 15: het meetprincipe van Optical Beam Deflection.



Figuur 16: de focussering van de bundel op de naald

Indien de arm een kleine verplaatsing naar boven maakt dan verdraait de punt bij benadering over de hoek:

$$d\beta = \frac{dz_c}{l} \quad (4.3)$$

Met: l = lengte van de naald
 dz_c = verplaatsing van de naaldpunt
 $d\beta$ = hoekverdraaiing van de naald.

Hierdoor zal de gereflecteerde lichtbundel over de hoek $2 \cdot d\beta$ draaien. De positie van de bundel op de L.F.D verplaatst hierdoor ($=dx$):

$$dx = 2 \cdot L \cdot d\beta \quad \text{dus} \quad d\beta = \frac{dx}{2 \cdot L} \quad (4.4)$$

Met: L = de afstand van de naald tot de fotodiode.

Met vergelijking 4.3 geeft dit:

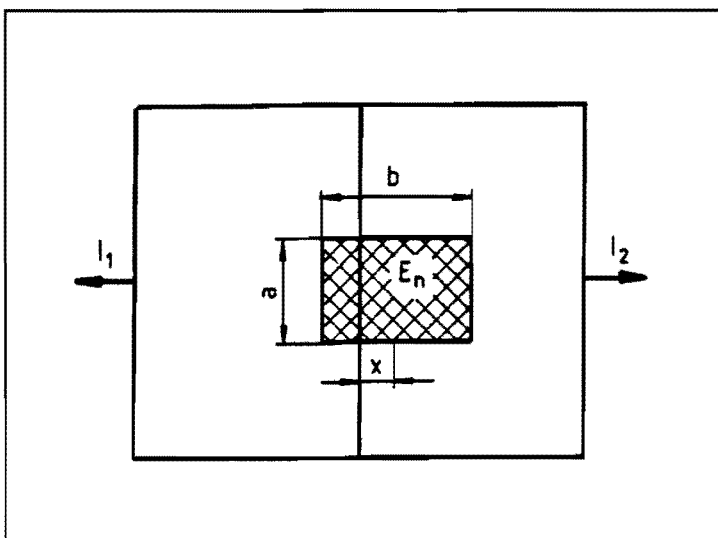
$$dx = \frac{2 \cdot L}{l} \cdot dz_c \quad (4.5)$$

Doordat de naaldpunt behalve de hoekverdraaiing $d\beta$ ook een verticale verplaatsing dz_c krijgt, zal de lichtspot op de fotodiode naast de verplaatsing veroorzaakt door $d\beta$ ook nog een kleine extra verplaatsing ondergaan door de verticale verplaatsing van de naald. Dit geeft een meetfout. Echter deze is te verwaarlozen ten opzichte van de verplaatsing veroorzaakt door de hoekverdraaiing.

Dus: de naald verplaatsing geeft een hoekverdraaiing van de gereflecteerde lichtbundel. Hierdoor zal de positie van de bundel op de L.F.D veranderen. Door dx te meten is dz_c te bepalen.

Werking van de L.F.D.

Het licht van de gereflecteerde lichtbundel valt op de bovenlaag van de foto diode. Hierdoor zal een fotostroom door de contacten links en rechts van de diode gaan lopen (I_1 en I_2). Bevindt de bundel zich precies in het midden van de diode dan is $I_1 = I_2$. Indien de bundel naar links verplaatst zal I_1 toenemen en I_2 afnemen.



Figuur 17: de laterale fotodiode.

Om een goed beeld te krijgen in hoeverre dit principe aan de gestelde eisen voldoet is nader onderzoek verricht. Eerst is een inventarisatie gemaakt van de bronnen van afwijkingen.

4.5.1 Bronnen van afwijkingen

- Er kunnen afwijkingen ontstaan:
- veroorzaakt door de lichtbundel.
 - door ruis in de sensor en regelkring.

Afwijkingen veroorzaakt door de lichtbundel.

* De L.F.D meet de positie maar ook de intensiteit van de lichtbundel. Omdat we alleen de positie willen weten moet de intensiteit van de lichtbundel zo constant mogelijk gehouden worden. Aangezien dit een probleem kan zijn, is het eenvoudiger de twee fotostromen van de L.F.D te normaliseren volgens:

$$X = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

Nu heeft een intensiteit verandering van de lichtbundel geen invloed meer.

* De hoek waaronder de laserbundel wordt uitgezonden zal een kleine laagfrequente afwijking vertonen. Dit levert afwijkingen op in de te meten verplaatsing. Deze hoekvariaties kunnen echter geëlimineerd worden door de bundel eerst door een singel mode fiber te sturen [11]. Er zijn standaard laserdiode's verkrijgbaar, de single-mode fiber is er kant en klaar bevestigd. Een andere manier is om de lichtbundel te splitsen in een referentie bundel en een meetbundel. De hoekvariatie's van de referentiebundel worden gemeten en dezelfde variatie die in de meetbundel aanwezig is kan nu in de berekening meegenomen worden. Vanwege de eenvoud verdient de eerste oplossing de meeste voorkeur.

* De lichtbundel moet ± 5 cm door lucht reizen, voordat de sensor is bereikt. Temperatuurschommelingen, akoestische signalen en luchtstromingen hebben een nadelige invloed op de pointing stability van de bundel. Door onder een isolerende overkapping te meten moeten deze afwijkingen zoveel mogelijk worden beperkt.

Afwijkingen veroorzaakt door ruis in de L.F.D en de regelkring.

* De ruis in de L.F.D wordt veroorzaakt door shot-noise, $I_{s,n}$, in de fotostroom en door thermal-noise, I_{th} , in de ladingsweerstand. De shot-noise in de fotostroom ontstaat doordat de fotonen niet op regelmatige tijdstippen op de detector vallen, maar volgens een poisson verdeling. Hierdoor zal de fotostroom variëren (de shot-noise).

Voor de totale ruisstroom geldt [26]:

$$I_n = \sqrt{I_{s,n} + I_{th}} = \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{ph} \cdot B + \frac{4 \cdot K_b \cdot T \cdot B}{R_w}} \quad (4.6)$$

met: q = lading van een elektron I_{ph} = de foto-stroom
 B = bandbreedte K_b = constante van Boltzmann
 T = absolute temperatuur R_w = ladingsweerstand

Deze ruisstroom wordt door de versterkerkring als een verplaatsingssignaal gezien. Dit geeft een afwijking in de gemeten verplaatsing.

* De fotodiode geeft een stroom. Deze moet omgezet worden naar een spanning en versterkt worden. De elektronica, die hiervoor zorgt, introduceert op het uiteindelijke meetsignaal (dit is een spanning) een bepaalde (spannings-)ruis. Hierop wordt in hoofdstuk 5.2.5 nader ingegaan.

4.5.2 Schatting van de resolutie.

In bijlage 6 is een schatting gemaakt van de resolutie, waarmee de verplaatsing van de lichtbundel op de L.F.D kan worden gemeten. Hieruit blijkt dat de spotverplaatsing (=dx) op de diode met een resolutie van 2,7 nm bepaald kan worden.

De best haalbare resolutie met O.B.D is als volgt te bepalen:

Uit formule 4.5 volgt dat de naaldverplaatsing een factor $2 \cdot L/l$ kleiner is dan de spotverplaatsing. De standaard silicium-naalden hebben een lengte van $l = 100 \mu\text{m}$. Indien de afstand van de naald tot de sensor is $L = 4 \text{ cm}$ dan volgt uit formule 4.5: $dz_c = dx/800$. De resolutie waarmee de naaldverplaatsing kan worden bepaald is dus 800 maal kleiner dan de resolutie, waarmee de spotverplaatsing wordt gemeten! Invullen van de hierboven bepaalde dx levert:

$$\underline{dz_c = (2,7 \cdot 10^{-9} \text{ m}) / 800 = 3,375 \cdot 10^{-12} \text{ m}}$$

Deze resolutie zal in de praktijk slechter uitvallen, door invloeden van bovenstaande ruisfactoren. Uit de literatuur [11] blijkt dat een resolutie kleiner dan 0,1 nm mogelijk is.

De volgende voor- en nadelen kunnen nu genoemd worden:

VOORDELEN:

- * Door de vergrotingsfactor $(2*L)/\lambda$ (zie formule 4.5) is een zeer kleine resolutie haalbaar.

NADELEN:

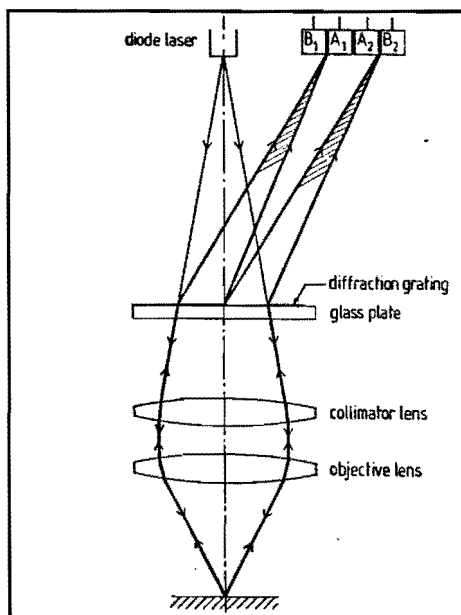
- * De lichtbundel legt een relatief grote afstand door de lucht af (ongeveer 4 cm). Hierdoor is het systeem gevoelig voor veranderende omgevingscondities.
- * Van dit meetsysteem is verder weinig informatie te vinden in de literatuur. Het is nog relatief nieuw. Wel wordt dit principe onder andere in de A.F.M van de firma Nanoscoop toegepast.

4.6 De c.d.-sensor

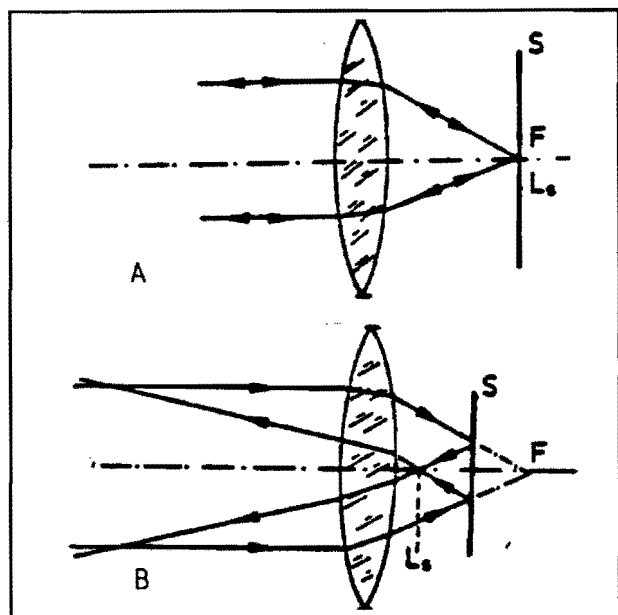
De c.d.-sensor kan op twee manieren gebruikt worden om de naaldverplaatsing te meten. Bij de eerste methode wordt de verplaatsing rechtstreeks gemeten met een signaal dat het Focus Fout Signaal (F.F.S) genoemd wordt. De tweede methode meet de hoekverdraaiing die de naald ondergaat indien deze uitwijkt. Met de sensor wordt dan een Radiaal Fout Signaal gemeten. Beide methoden worden nu nader besproken.

4.6.1 De c.d.-sensor, meting met het Focus Fout Signaal.

PRINCIPE: Een laser lichtbundel wordt met een lens op het oppervlak scherpgesteld. De gereflecteerde bundel wordt door een raster (zie figuur 18) of door prisma's (zie figuur 20) gesplitst in twee bundels die op een of twee foto diodes vallen.



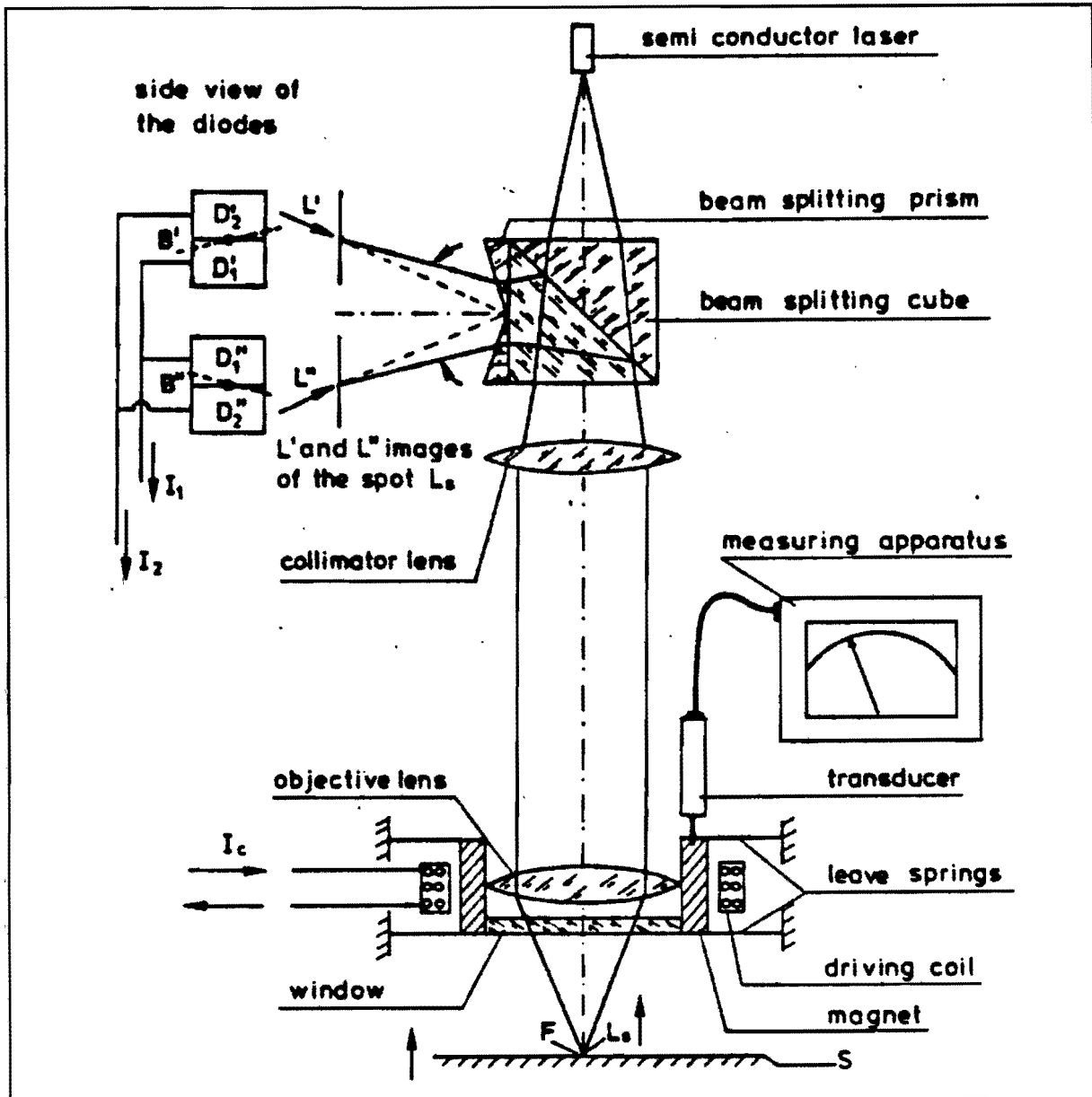
Figuur 18: principeschets van de c.d. sensor waarbij de bundel wordt gesplitst met een tralie.



Figuur 19: stralengang van de bundel door de objectieflens. A: reflecterend oppervlak in focuspunt B: reflecterend oppervlak ligt voor het focuspunt.

Indien het oppervlak naar boven of naar beneden verplaatst dan is de spot op het oppervlak uit focus. De gereflecteerde lichtbundel zal anders teruggekaatst worden (zie figuur 19). Dit resulteert in vergroting van de spot op de diode en een verplaatsing ervan. Deze verandering wordt door de diode geregistreerd. Er kan met twee methoden gemeten worden. De eerste is om het signaal van de diode naar de focusmotor te sturen (zie figuur 20) die de objectieflens beweegt. Deze stelt de spot weer scherp op het oppervlak. De

verplaatsing van de lens is dus gelijk aan de verplaatsing van het oppervlak.



Figuur 20: prinscheschets van de c.d sensor waarbij de bundel wordt gesplitst met een prisma.

De lensverplaatsing wordt gemeten met een inductief meetsysteem. Voordeel hiervan is een constante spotvorm en een groot meetbereik (tot $\pm 300\mu\text{m}$). Nadeel is echter de introductie van extra ruis door het gebruik van de focus motor. Tevens geeft het gebruik van de focusmotor een beperking van het dynamisch bereik van de sensor. De focusmotor kan de lens slechts met een bepaalde maximale snelheid bewegen en het systeem (= focusmotor en lens) mag niet trillen in de buurt van de eigenfrequentie.

Bij de tweede methode wordt het signaal van de dioden gemeten, het Focus-Fout-Signaal. De focus motor is mechanisch geblokkeerd. Nu valt de ruiscomponent van de focusmotor

af. Voordeel is dan ook een lager ruisniveau, nadeel is het kleine meetbereik ($\pm 4 \mu\text{m}$). Dit is voor toepassing in A.F.M echter geen probleem. Hier worden alleen kleine verplaatsingen gemeten (tot $\pm 1 \mu\text{m}$). Meting met een c.d-sensor dient bij de A.F.M dan ook volgens methode 2 te gebeuren.

4.6.1.1 Ruismeting aan het Focus Fout Signaal.

Verplaatsingsmeting met de c.d sensor wordt uitgevoerd door het Focus-Fout-Signaal (F.F.S) te meten met vastgezette focusmotor. Een ruis op het F.F.S resulteert in een afwijking van de gemeten verplaatsing. Om een indicatie te krijgen van de grootte van deze ruis en van de best haalbare resolutie zijn metingen verricht aan twee sensoren. Van sensor 1 is na meting het laservermogen opgevoerd. Hierna is opnieuw gemeten.

Eerst is bepaald hoe groot het lichtvermogen is dat uit de sensor treedt. Hiertoe is de sensor gefocusseerd op een foto-cel in een donkere kamer. De spanning van de cel wordt gemeten en omgerekend naar een vermogen. Meting geeft:

	P_{out} (in mW)
sensor 1	0,221
sensor 1	0,590
sensor 2	1,25

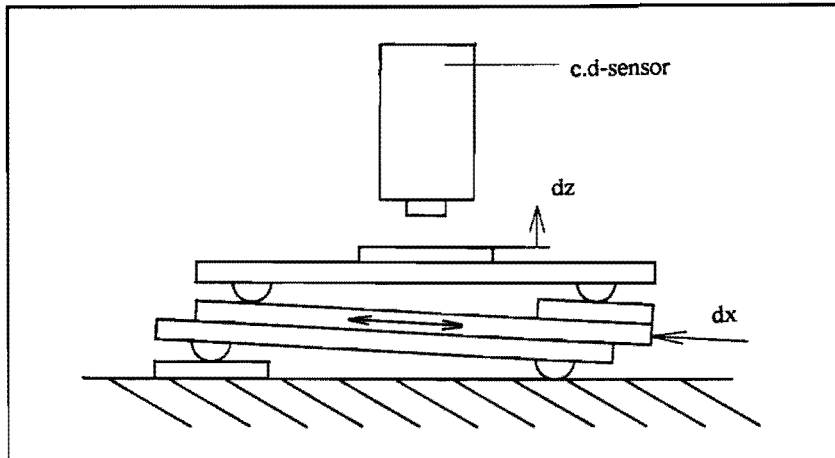
Het F.F.S is gemeten als functie van de verplaatsing. Hieruit kan dan een schaalwaarde bepaald worden voor de lineaire relatie tussen de uitgangsspanning van het F.F.S van de sensor en de verplaatsing.

Hierna is de ruis in de uitgangsspanning van het F.F.S gemeten en met de bovengenoemde schaalwaarde vertaald in een verplaatsing. Deze schijnbare verplaatsing is dus ontstaan door ruis in de sensor en de elektronica die er aanhangt en levert een afwijking op tijdens de meting.

Beschrijving van de meetopstelling.

De sensor is boven een spiegellend oppervlak geplaatst. Dit oppervlak is op een verplaatsingstafel gezet. Door onder de tafel een eindmaat van 1mm te plaatsen is de tafel onder

een bekende hoek geplaatst. Door het oppervlak onder eenzelfde maar dan negatieve hoek te plaatsen is het oppervlak loodrecht onder de sensor geplaatst (zie figuur 21).



Figuur 21: de meetopstelling om het Focus Fout Signaal te bepalen.

Door de verplaatsingstafel een bekende verplaatsing dx te geven, is het oppervlak met een bekende verplaatsing dz naar de sensor te brengen. De spanning van het F.F.S als functie van de verplaatsing dz is nu te meten.

In bijlage 7 worden de grafieken van het gemeten F.F.S als functie van de verplaatsing dz getoond. Binnen het lineaire gebied kunnen met het F.F.S verplaatsingen worden gemeten. De steilheid van het lineaire gebied kan uit de grafieken van bijlage 7 bepaald worden. De spanning die aan de uitgang van de sensor wordt gemeten is hiermee om te zetten in een verplaatsing volgens:

$$\text{verplaatsing} = \text{spanning} \cdot \frac{1}{\text{steilheid}} = \text{spanning} \cdot \text{CAL}$$

Hierin is CAL een maat voor de steilheid van het F.F.S. De gevonden CAL-waarden staan in tabel 2 vermeld.

Nu kan naar de ruis in het F.F.S gekeken gaan worden. Met de gevonden CAL-waarde voor de steilheid kan de spanning van het F.F.S naar een verplaatsing worden vertaald.

De sensor is op het oppervlak gefocuseerd. Het F.F.S is in een spectrum analyzer gevoerd. Hiermee kan de amplitude van de spanningsruis (en dus van de verplaatsingruis) als functie van de tijd worden bekeken in een bepaalde bandbreedte. Ook kan met behulp van een Fourier Analyzer het frequentie spectrum van de ruis bekeken worden. Gemeten is

de ruis in bandbreedten van 0-800 Hz. De resultaten van deze metingen staan in bijlage 8. De piek-piek waarde van de verplaatsingsruis is uit deze grafieken af te lezen. In tabel 2 worden deze waarden op een rij gezet. Ook is hierin de spanningsruis van de sensor vermeld. Deze is berekend uit:

$$\text{spanningsruis} \cdot \text{CAL} = \text{verplaatsingsruis} \quad (4.7)$$

	P_{out} in mW	CAL in $\mu\text{m/V}$	verplaat- singsruis in nm	span- ningsruis in V	focus lengte objectieflens in mm	Numerieke Apertuur objectief- lens
sensor 1	0,228	0,571	40	0,070	4,5	0,44
sensor 1	0,590	0,483	8	0,017	4,5	0,44
sensor 2	1,25	2,70	25	0,010	10	0,21

Tabel 2

4.6.1.2 Schatting van de haalbare resolutie.

Uit de ruismetingen blijkt dat in het frequentie bereik van 0 tot 800 Hz de verplaatsingsruis groter dan 8 nm is. De resolutie van de twee sensoren waarmee gemeten is, is dus altijd groter dan 8 nm. Echter uit de metingen valt nog meer te concluderen.

Kijken we naar de metingen aan sensor 1 (zie tabel 2) dan blijkt dat een verdubbeling van het laser vermogen van sensor 1 een 5 maal kleinere ruiswaarde geeft voor de gemeten verplaatsing. Een verdere verhoging van het laser vermogen zou dus een verlaging van de ruis en dus een verbetering van de resolutie kunnen betekenen.

Sensor 2 heeft het grootste uitgaande laser vermogen. Toch is de ruiswaarde voor de verplaatsing erg groot (25 nm). Verwacht wordt dat de optiek van de sensor hiervoor verantwoordelijk is. Kijken we naar tabel 2 dan zien we dat sensor 2 een focuslens met een langere brandpuntsafstand bezit dan sensor 1. Het lineaire meetgebied van het F.F.S is hierdoor breder, terwijl de spanningsvariatie gelijk blijft. De steilheid van het F.F.S neemt

dus af. Hierdoor neemt de CAL-waarde toe waardoor de verplaatsingsruis toeneemt. Kijken we nu naar de spanningsruis van de sensoren dan blijkt dat deze ruiswaarde kleiner wordt naarmate het laservermogen toeneemt. Verwacht wordt dat de resolutie van de sensor verbeterd kan worden door onder andere het laservermogen op te voeren en door de sensor een kleiner meetbereik (=een kleinere CAL-waarde) te geven.

De volgende voor- en nadelen kunnen nu genoemd worden.

VOORDELEN:

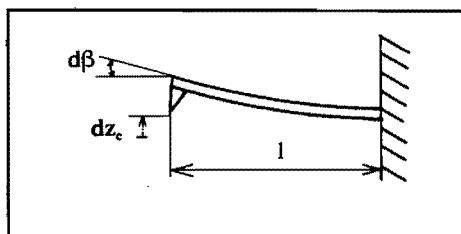
- * Compacte constructie.
- * Het meetsysteem is in werkende vorm aanwezig.
- * Afgesloten constructie, hierdoor is het meetsysteem minder gevoelig voor veranderende omgevingscondities.

NADELEN:

- * De geëiste resolutie van 1 nm wordt nog niet gehaald. Van de onderzochte sensoren is de best haalbare resolutie 8 nm. Echter, verwacht wordt dat deze resolutie te verbeteren is. In hoofdstuk 5 wordt aangetoond dat de resolutie verbeterd kan worden, zodat verplaatsingen van 1 nm gemeten kunnen worden.

4.6.2 De c.d-sensor, meting met het Radiaal Fout Signaal.

PRINCIPE: De cantilever maakt behalve de verplaatsing dz_c ook een hoekverdraaiing $d\beta$ (zie figuur 22). De lichtbundel zal door deze hoekverdraaiing anders weerkaatst worden.



Figuur 22: verplaatsing en hoekverdraaiing van de naald.

Hierdoor zal zoals hierna wordt aangetoond de hoeveelheid licht op een diodepaar veranderen. De diodesignalen zijn met een schakeling samen te stellen tot een signaal dat afhankelijk is van de hoek $d\beta$. Deze hoek $d\beta$ die nu gemeten wordt is een maat voor de verplaatsing dz_c van de naald. Zie figuur 23. Indien

het oppervlak over een hoek $d\beta$ verdraait zal de teruggekaatste bundel ook over deze hoek verdraaien. Hierdoor "verschuift" de teruggekaatste bundel op het rooster. De linkerhelft van de bundel (t.o.v het midden van het rooster) valt op diodepaar A_1B_1 , de rechterhelft valt op diodepaar A_2B_2 . Indien de teruggekaatste bundel die op het rooster valt t.o.v de as O-O' een verplaatsing ondergaat (deze wordt dus veroorzaakt door $d\beta$) dan heeft dit tot

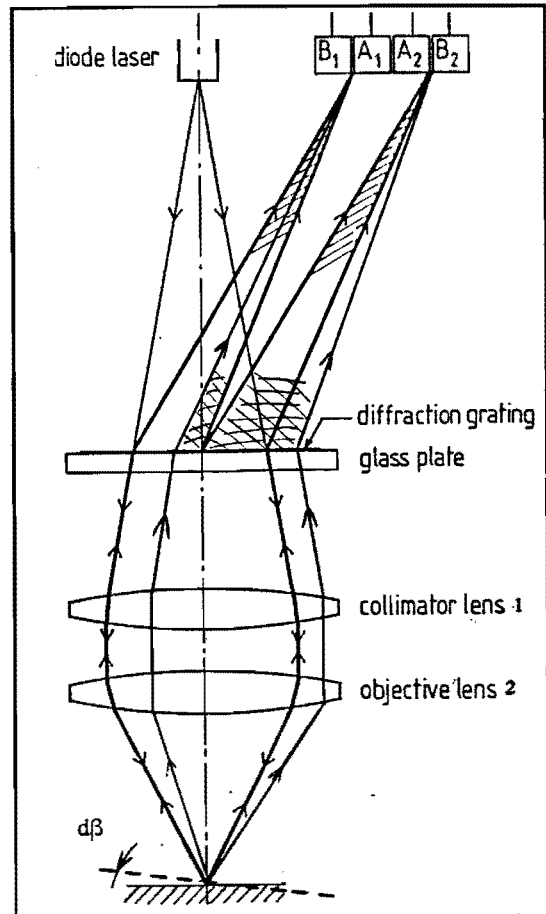
gevolg dat op diodepaar A_1B_1 minder licht valt dan op diodepaar A_2B_2 . Dus: een verandering van de hoek $d\beta$ geeft een verandering van de totale hoeveelheid licht die op een diodepaar valt. De volgende fotostromen zijn nu samen te stellen:

$$I_1 = I_{ph,A1} + I_{ph,B1} \quad \text{en} \quad I_2 = I_{ph,A2} + I_{ph,B2}$$

Indien de hoek $d\beta$ toeneemt (zie figuur 23) dan volgt hieruit dat I_1 afneemt en I_2 toeneemt. Hieruit is het Radiaal Fout Signaal samen te stellen:

$$R.F.S = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

Verwacht wordt dat het R.F.S weinig afhankelijk is van de verticale verplaatsing van het oppervlak. Een verticale verplaatsing van het oppervlak heeft namelijk als resultaat dat de lichtspot op één diodepaar vergroot en verschuift. Echter, zolang de gehele spot op het diode paar blijft schijnen zal de totale lichthoeveelheid op één diodepaar niet veranderen. Het R.F.S is dus niet afhankelijk van de afstand tussen de sensor en het oppervlak, alleen de hoekverdraaiing wordt gemeten.



Figuur 23: stralengang binnen de sensor bij een hoekverdraaiing van het oppervlak.

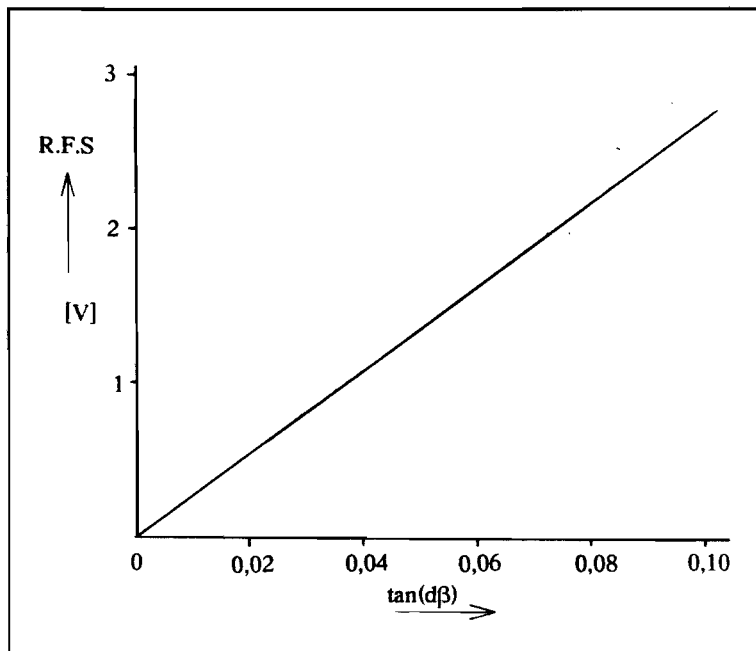
4.6.2.1 Bepaling van het Radiaal Fout Signaal en de resolutie.

Om een indruk te krijgen van de gevoeligheid van de sensor voor hoekverdraaiingen en verplaatsingen van het naaldoppervlak zijn een aantal metingen verricht. Hieruit is het verband tussen de hoekverdraaiing en de signaalvariatie bepaald; het Radiaal Fout Signaal. De steilheid van dit signaal geeft dus de hoekverdraaiing per spanningsvariatie te zien. De hoekverdraaiing kan omgerekend worden naar een naaldverplaatsing. Nu kan de CAL-waarde van de sensor worden bepaald. In hoofdstuk 4.6 is uitgelegd dat de CAL-waarde de verplaatsing per spanningsvariatie geeft van de sensor. De ruiswaarde van de uitgangsspanning van de sensor is al gemeten in dit hoofdstuk. Met de nieuwe CAL-waarde kan

deze spanningsruis omgezet worden in een verplaatsingsruis. Hieruit kan dan een schatting gegeven worden van de haalbare resolutie.

4.6.2.2 Meting van het Radiaal Fout Signaal.

Er is gemeten met een gelijksoortige opstelling als in hoofdstuk 4.6.1.1. Het enige verschil is dat het silicium oppervlak onder een bekende helling is geplaatst ten opzichte van de as van de sensor. Hierna is het oppervlak naar de sensor bewogen in de z-richting. Deze



Figuur 24: de spanning van het Radiaal Fout Signaal, als functie van de reflectiehoek $d\beta$.

meetprocedure is herhaald voor verschillende hellingen. Gemeten is met hellingen van $\tan(d\beta) = 0$ tot $\tan(d\beta) = 0,10$ met een stapgrootte van $\tan(d\beta) = 0,02$. De resultaten staan in bijlage 9. Uit deze metingen blijkt dat kleine verplaatsingen in de z-richting niet van invloed zijn op de meetnauwkeurigheid van de sensor.

Uit de resultaten van bijlage 9 is nu een grafische voorstelling van het Radiaal Fout Signaal samen te stellen. Hierin is rond één hoogtepositie ($z = 0$) het signaal als functie van de tangens van de hoek $d\beta$ uitgezet (zie figuur 24). Het R.F.S is lineair. Uit de grafiek wordt de steilheid bepaald. Hieruit volgt:

$$\frac{\Delta(\tan d\beta)}{\Delta V} = 0,034 \quad [V^{-1}]$$

De steilheid van het R.F.S geeft de hoekvariatie per eenheid van spanningsvariatie aan de

uitgang van de sensor. Indien het verband tussen de naald uitwijking en de hoekverdraaiing bekend is kan deze steilheid omgerekend worden in een verplaatsingsvariatie per eenheid van spanning; de CAL waarde. Tenslotte kan dan de ruisspanning van sensor 1 met deze CAL waarde omgezet worden in een verplaatsing (=een meetfout).

Het omrekenen van de hoekverdraaiing naar een naaldverplaatsing.

Er kan het beste worden gemeten met de standaard silicium naalden. Het verband tussen $d\beta$ en dz_c (zie figuur 22) van deze naalden is met formule 4.3 ruw geschat. In bijlage 10 wordt een nauwkeuriger schatting gemaakt. Hieruit volgt de relatie:

$$dz_c = 6,67 \cdot 10^{-5} \cdot d\beta \text{ [m]} \quad \text{met } d\beta \text{ in [rad]} \quad (4.8)$$

De steilheid van het R.F.S geeft de relatie tussen de gemeten hoekvariatie en de spanningsvariatie aan de uitgang van de sensor. Deze hoekvariatie is met formule 4.8 om te zetten in een naaldverplaatsing. De steilheid van het R.F.S kan nu dus omgezet worden in een verplaatsing per spannings variatie, dit is de gezochte CAL-waarde:

$$CAL = 6,67 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{1}{\text{steilheid}} = 6,67 \cdot 10^{-5} \cdot 0,034 = 2,27 \cdot 10^{-6} \text{ [m/V]} = 2,27 \text{ [\mu m/V]}$$

Schatting van de haalbare resolutie.

De spanningsruis aan de uitgang van de sensor is gemeten in hoofdstuk 4.6.1 en is 0,017 [V]. De resolutie kan nu bepaald worden. Er geldt:

$$\text{resolutie} = \text{spanningsruis} \cdot CAL = 0,0166 \cdot 2,27 = 0,038 \text{ [\mu m]} = 38 \text{ [nm]}$$

De volgende voor- en nadelen kunnen nu genoemd worden:

VOORDELEN:

- * Compacte constructie.
- * Het meetsysteem is in werkende vorm aanwezig.
- * Afgesloten constructie, hierdoor is het meetsysteem minder gevoelig voor veranderende omgevingscondities.

NADELEN:

- * De geëiste resolutie van 1 nm wordt nog niet gehaald. De onderzochte sensor 1

heeft bij de meting met het Radiaal Fout Signaal een resolutie van 38 nm. In hoofdstuk 5 wordt echter aangetoond dat de resolutie verbeterd kan worden, zodat verplaatsingen van 1 nm gemeten kunnen worden.

4.7 De keuze van het verplaatsingsmeetprincipe.

Om tot een keuze te komen van een meetprincipe zijn eerst een aantal beoordelingscriteria opgesteld:

criterium A	Resolutie van het meetsysteem is kleiner dan 1 nm, of is te verbeteren zodat de resolutie van 1 nm bereikt kan worden
criterium B	De stabiliteit van de sensor tijdens het meetproces
criterium C	Kosten van het meetsysteem
criterium D	Gevoeligheid voor veranderende omgevingscondities
criterium E	Is het systeem direkt (of na enkele aanpassingen) toepasbaar, of moet het nog ontwikkeld worden

Van ieder principe is nu bekeken in hoeverre aan de eisen A t/m E is voldaan. Voor ieder criterium is per principe een score toegekend van 1 t/m 5 punten (met 1 is zeer slecht tot 5 is zeer goed). Het belang van een criterium is uitgedrukt in een weegfactor (met 3 is de hoogste prioriteit). De score maal de weegfactor (w.f.) van ieder criterium wordt hierna opgeteld. Deze totaalscore geeft aan in hoeverre ieder principe aan de gestelde criteria voldoet. De volgende weegfactoren zijn aan de criteria toegekend:

criterium A = w.f 3

criterium B = w.f 2

criterium C = w.f 2

criterium D = w.f 3

criterium E = w.f 1

De volgende waarderingstabel kan nu worden opgesteld:

	w.f	Elektron tunneling		Interfero- metrisch		Capacitief	
		score	score × w.f	score	score × w.f	score	score × w.f
EIS A	3	5	15	5	15	5	15
EIS B	2	3	6	4	8	1	2
EIS C	2	2	4	4	8	3	6
EIS D	3	1	3	4	12	3	9
EIS E	1	4	4	5	5	3	3
totaal	score	32		48		35	

	w.f	O.B.D		C.D - sensor	
		score	score × w.f	score	score × w.f
EIS A	3	5	15	3	9
EIS B	2	4	8	4	8
EIS C	2	5	10	5	10
EIS D	3	3	9	5	15
EIS E	1	3	3	5	5
totaal	score	45		47	

Uit de tabel blijkt dat drie meetprincipe's in aanmerking komen om te worden toegepast.

Deze zijn: Interferometrisch, Optical Beam Deflection, en de c.d.-sensor.

Het meetprincipe, dat gebaseerd is op de Optical Beam Deflection, wordt door de firma

Nanoscoop gebruikt in een Atomic Force Microscope. Ook het interferometrische meetprincipe wordt veel toegepast [2, 8, 9]. De c.d.-sensor wordt op dit moment niet gebruikt voor meting in de Atomic Force Microscope. Uit de waarderingstabel blijkt dat ook dit meetprincipe goed scoort. In het kader van innovatief onderzoek is het interessant om te kijken of de c.d.-sensor toepasbaar is in de A.F.M.. De geëiste resolutie van 1 nm wordt met de huidige sensoren niet bereikt. De beste resolutie van de bekeken sensoren is 8 nm. Verwacht wordt dat de resolutie van de c.d.-sensor verbeterd kan worden (dit wordt in hoofdstuk 5 aangetoond). Hierdoor, èn door het innovatieve karakter van het onderzoek, is besloten om verder onderzoek te verrichten naar een resolutie-verbetering van de c.d.-sensor.

5 Het onderzoek aan de c.d-sensor.

De geteste sensoren voldoen niet aan de eis dat de verplaatsing gemeten kan worden met een resolutie van ongeveer 1 nm. Het ruisniveau in de uitgangsspanning van het meetsignaal is zó hoog dat de resolutie van de sensor bij meting met het F.F.S 8 nm is en bij meting van het R.F.S 38 nm.

Eerst wordt aangegeven hoe de resolutie van de c.d sensor in het algemeen te verbeteren is. Dan worden van beide principes de bronnen van afwijkingen besproken. Ook wordt uitgelegd hoe de resolutie van de beide meetprincipes verbeterd kan worden. Het hoofdstuk wordt besloten met een uiteindelijke sensor-keuze.

5.1 Het verbeteren van de resolutie.

Het meetsignaal aan de uitgang van de sensor is een spanning. Indien de sensor een naalduitwijking meet, dan zal deze spanning variëren. Echter over het meetsignaal is ook nog een spanningsruis aanwezig. In hoofdstuk 4.6.1 is aangetoond dat de spanning van de sensor met de CAL waarde omgezet wordt in een naaldverplaatsing. De spanningsruis geeft dus een resolutie beperking volgens:

$$\text{resolutie} = \text{spanningsruis} * \text{CAL}.$$

De resolutie van de sensor is nu op twee manieren te verbeteren:

- * De spanningsruis moet ten opzichte van de spanningsvariatie verkleind worden. De belangrijkste ruis factoren in de sensor moeten dan opgespoord en verkleind worden.
- * De variatie in de uitgangsspanning moet vergroot worden ten opzichte van de spanningsruis. De CAL waarde van het meetsignaal moet zo klein mogelijk zijn. Dit houdt in dat de steilheid van het lineaire gebied van zowel het F.F.S als het R.F.S zo groot mogelijk moeten zijn.

5.2 Bronnen van afwijkingen bij meting van het Focus Fout Signaal.

5.2.1 Chromatische aberratie.

Het lenzenstelsel in de sensor vertoont een brekingsgedrag dat afhankelijk is van de golflengte van het licht. Dit verschijnsel wordt chromatische aberratie genoemd. Indien de golflengte van het licht van de laserbundel varieert, dan geeft dit een onzekerheid in waar het brandpunt van de lens precies ligt. Dus een kleine golflengte variatie heeft tot gevolg dat de stralengang door de sensor anders verloopt. Dit wordt door de detector-dioden omgezet in een verplaatsingssignaal. Hierdoor ontstaat een meetfout. In bijlage 11 is een formule afgeleid voor de focus-punt variatie als functie van de golflengte variatie. Hieruit blijkt:

$$db_2 = \left[\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 \cdot \frac{df_1}{d\lambda} + \frac{df_2}{d\lambda} \right] \cdot d\lambda \quad (5.1)$$

- Met: db_2 = focus-punt variatie (= een meetfout)
 f_1 = brandpunt afstand collimatorlens 1
 f_2 = brandpunt afstand objectieflens 2
 $d\lambda$ = variatie in de golflengte
 $df_1/d\lambda$ = chromatische aberratie lens 1
 $df_2/d\lambda$ = chromatische aberratie lens 2

De focus-punt variatie kan nu bepaald worden, indien de golflengte-variantie van het licht van de laserbundel bekend is.

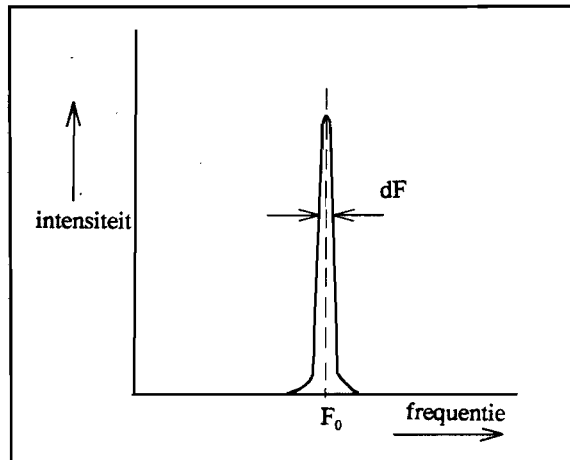
5.2.2 De laserdiode.

Door de chromatische aberratie van de lenzen worden hoge eisen gesteld aan de stabiliteit van de lichtbron. Binnen de laser zijn een aantal factoren verantwoordelijk voor een variatie in de golflengte. Deze worden nu besproken en er wordt een schatting gegeven van de orde grootte ervan.

De spectrale lijnbreedte $d\lambda_{1,2}$.

De laserdiode in de sensor is single mode. Kijkend naar het power-spectrum dan blijkt dat

er slechts één frequentiepiek aanwezig is binnen een smalle frequentieband dF (zie figuur 25). Het licht dat door de laser wordt uitgezonden zal dus binnen de frequentieband dF liggen. Hierdoor treedt een variatie op in de golflengte, deze wordt $d\lambda_1$ genoemd. Geëist wordt nu dat $d\lambda_1$ en dus ook dF binnen een zo smal mogelijke band liggen. De breedte van dF blijkt onder andere af te hangen van de hoeveelheid licht die na reflectie op het oppervlak weer terug in de laser komt.



Figuur 25: het frequentie spectrum van een single mode laserdiode.

Indien de ideale situatie optreedt, dus totaal geen terugkoppeling van het uitgezonden licht in de laser, dan zal $dF \approx 50$ MHz zijn [18]. Komt het grootste deel van het licht weer terug op de diode dan zal dF breder worden, tot $dF \approx 5$ GHz. Kijken we nu naar de opbouw van de sensor (zie figuur 19) dan zien we dat een deel van het licht weer terug in de laser komt. Echter een groot gedeelte ($> 50\%$) zal door het rooster afgebogen worden. Hieruit volgt dat de spectrale breedte in ieder geval kleiner dan $dF = 5$ GHz zal zijn.

Er geldt: $\lambda = c/F$; met: $F =$ frequentie [Hz]
 $c =$ de lichtsnelheid in lucht [m/s]

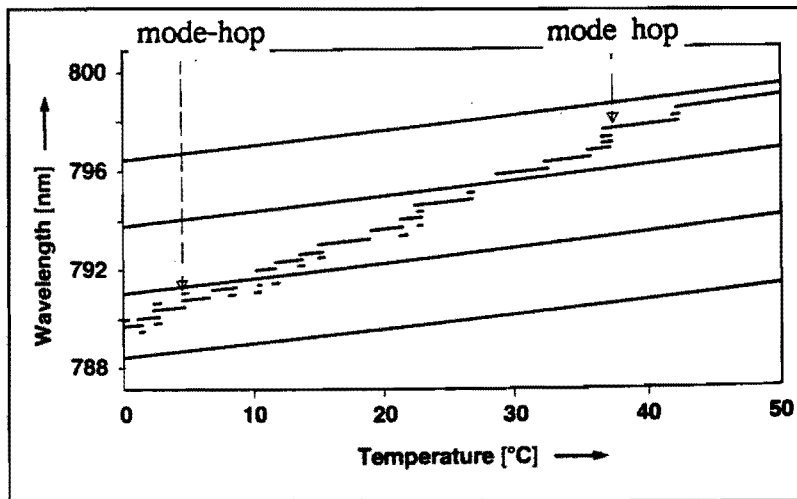
dus $d\lambda = -(c/F^2) * dF$; met: $dF = 5$ GHz
 $c = 299,79 * 10^6$ m/s

De laser zendt licht uit van $\lambda \approx 800$ nm, dus $F = 3,75 * 10^{14}$ Hz en $d\lambda = 0,0107$ nm.

Mode hopping.

Figuur 26 toont de gemeten golflengte van een laserbundel als functie van de temperatuur. Hierin zijn de "mode-hops" duidelijk te zien. Ook is te zien dat op bepaalde plaatsen bij één temperatuur meerdere mode's mogelijk zijn. Indien de laser op die temperatuur werkt

bestaat het gevaar dat steeds versprongen wordt van de ene naar de andere mode. Instellen van de temperatuur zodat buiten deze gebieden wordt gewerkt voorkomt dit verschijnsel.



Figuur 26: meting van de golflengte van een laserbundel bij verschillende temperaturen.

Verder volgt uit figuur 26 dat indien de temperatuur van de laser constant gehouden wordt op ongeveer $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$, dit al voldoende is om mode hops te voorkomen. Het instellen van de temperatuur van de laser en het constant houden ervan kan met een peltier-element gebeuren. De laser wordt bevestigd op het peltier-element samen met een temperatuursensor. De sensor meet de temperatuur van de laser. Indien de temperatuur verandert, wordt door de sensor het peltier-element aangestuurd, dat als een warmtepomp fungeert. Zodoende is een regelkring gemaakt, die de lasertemperatuur constant houdt.

Temperatuur gevoeligheid van de golflengte.

Uit figuur 26 blijkt verder dat in de zuivere single mode gebieden (dus daar waar slechts één lijnstuk bij één temperatuur gebied hoort) de lijnstukken niet horizontaal lopen. Dit houdt in dat de golflengte afhankelijk is van de temperatuur. Uit de specificaties van de laserdiode blijkt dat deze gevoeligheid in de orde grootte ligt van $0,25\text{ nm}$ golflengteverandering per $^{\circ}\text{C}$ temperatuur verandering. Het is dus ook hier weer van belang dat de laser op een constante temperatuur werkt. Indien dT kleiner is dan $0,01\text{ }^{\circ}\text{C}$ dan is $d\lambda$ kleiner dan $0,0025\text{ nm}$. Dit effect is nu verwaarloosbaar.

Schatting van de maximale onzekerheid in de golflengte van de laser.

Uit het voorgaande blijkt dat indien de laser gekoeld wordt met een peltier-element de eisen die gesteld worden aan de golflengte stabiliteit van het licht goed haalbaar zijn. Door

terugkoppeling van het licht in de laser zal de lijnbreedte afwijken van de ideale waarde. Echter zelfs bij een zeer grote terugkoppeling geeft dit effect een maximale golflengte variatie van $d\lambda_{\max} = 0,01$ nm.

Resolutie beperking door chromatische aberratie en ruis in de laser.

Aangetoond is dat de maximale golflengte variatie $d\lambda_{\max}$ gelijk is aan 0,01 nm. In bijlage 11 is met formule 5.1 berekend wat het effect is van $d\lambda_{\max}$ op de positie van het focuspunt. Voor sensor 2 blijkt de hierdoor veroorzaakte meetfout 1,5 nm te zijn.

5.2.3 Ruis door micro-ruwheid op de naald.

Het licht uit de sensor wordt op de achterzijde van de naald weerkaatst. Indien de lichtspot op de naald klein is (en dat is bij de c.d.-sensor het geval, de spotdiameter is enkele μm) kan het licht door onregelmatigheden van het oppervlak anders weerkaatst worden. De frequentie-inhoud en de hoogte van de ruwheidsstructuur zijn bepalend voor de grootte van dit verschijnsel. Er worden dus hoge eisen gesteld aan het naaldoppervlak. Uit de literatuur [12] blijkt dat de standaard siliciumnaalden een voldoende glad oppervlak vertonen. De ruwheid van de naald beïnvloedt de meetnauwkeurigheid niet.

5.2.4 De fotodioden

In hoofdstuk 4.5 is al aangegeven dat de fotodioden een ruisstroom veroorzaken. Echter, ook blijkt uit hoofdstuk 4.5.2 dat deze ruisstroom te verwaarlozen is ten opzichte van de signaalstroom.

5.2.5 De elektronica van de sensor.

Aangezien de ruisbronnen binnen de sensor klein zijn (kleiner dan enkele nm) mag verondersteld worden dat de elektronica een groot deel van de ruis veroorzaakt.

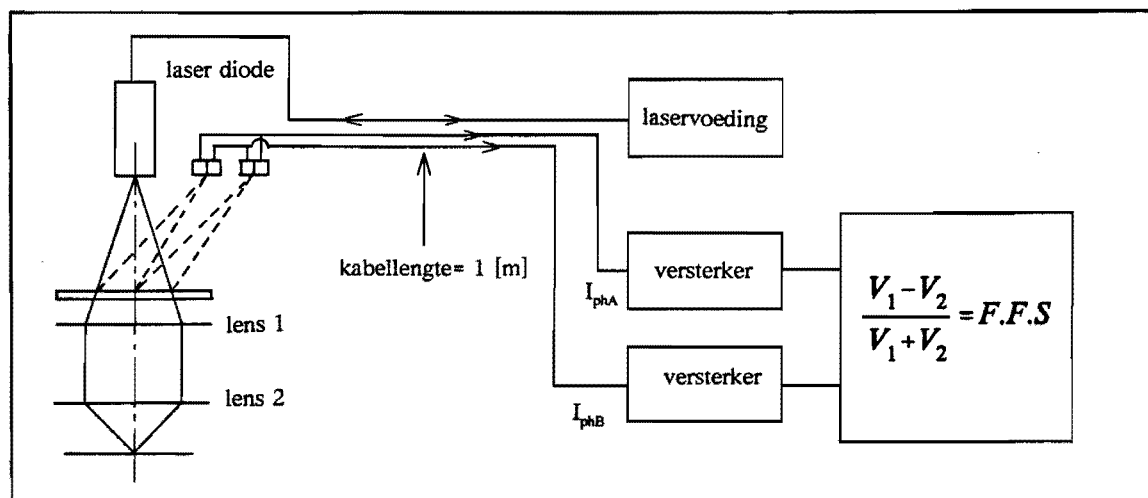
De bestaande elektronica is ontworpen voor toepassingen van de c.d sensor om laag-frequente signalen te volgen. Aan de resolutie van de sensor werden niet zo'n hoge eisen gesteld als nu het geval is. Dit hield in dat de signaal/ruis-verhouding (= S/N) van de elektronica ook niet al te hoog geëist werd (S/N < 50 dB). Het scherper stellen van de resolutie houdt in dat de huidige elektronica niet meer toepasbaar is. Een herontwerp

hiervan is dus noodzakelijk.

5.3 Resolutie verbetering van het Focus Fout Signaal.

5.3.1 Het versterken van het signaal.

Indien het mogelijk is om de fotostromen I_{phA} en I_{phB} en de fotostroomvariatie bij een



Figuur 27: de opengewerkte sensor+elektronica.

verplaatsing dz_0 sterker te maken, dan zal het meetsignaal voordat de elektronica bereikt wordt sterker zijn (zie figuur 27). De ruiskomponenten die door de elektronica op het signaal worden gezet zijn bij een sterker meetsignaal (in verhouding) kleiner. Dus de S/N verhouding wordt verbeterd, waardoor de resolutie kleiner wordt. Dit kan bereikt worden door het laservermogen op te voeren en de numerieke apertuur van de lens aan te passen.

Een toename van P_{out} .

De fotostromen (en de variatie van) I_{phA} en I_{phB} kunnen verhoogd worden door op de diodeparen meer licht te laten vallen. De extra ruis die door de fotodioden wordt geïntroduceerd is verwaarloosbaar klein. De lichttoevoer is te vergroten door het uitgaande lichtvermogen van de laser op te voeren. Dit kan echter niet straffeloos gedaan worden. In de praktijk blijkt dat de huidige laser diodes een $P_{out,max} = 1,5$ mW kunnen leveren. Hierboven bestaat gevaar voor doorbranden van de laser en/of de elektronica. Verwacht mag worden dat opvoeren van het laservermogen leidt tot een steiler verloop van het F.F.S. Immers het meetbereik blijft hetzelfde maar de uitgangsspanning wordt hoger voor het F.F.S. De ruiskomponenten van de elektronica zijn nu ten opzichte van deze hogere spanningen kleiner geworden. Dit komt overeen met de metingen aan sensor 1 en sensor 2. De ruis in

de uitgangsspanning neemt volgens tabel 2 af, indien het laservermogen toeneemt.

Een toename van de numerieke apertuur.

Een andere manier om de signaalvariatie te vergroten is om de spotverplaatsing op de diodeparen A en B te vergroten bij een bepaalde oppervlak verplaatsing. Indien lens 2 (zie figuur 27) een grotere numerieke apertuur krijgt, zal de scherptediepte van het F.F.S afnemen. Voor de scherptediepte (s) van een lens geldt:

$$s = \frac{\lambda}{(NA)^2} \quad \text{met } \lambda = 800 \text{ nm} \quad (5.2)$$

Onder de numerieke apertuur (NA) wordt verstaan (zie figuur 28):

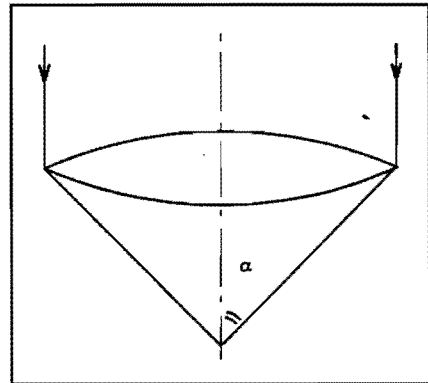
$$NA = n \cdot \sin\alpha \quad (5.3)$$

Met: n = brekingsindex van lucht ≈ 1

α = de halve maximale tophoek van een evenwijdige bundel door de lens

Het meetbereik neemt dus af indien lens 2 een grotere NA krijgt. De uitgangsspanning van het F.F.S blijft gelijk. Het lineaire gebied zal dus steiler gaan lopen. De CAL-waarde neemt hierdoor af, waardoor de ruis ten opzichte van het signaal kleiner wordt.

Dit komt overeen met de resultaten in tabel 2 op pagina 49. Een verlaging van de NA van lens 2 van 0,44 naar 0,21 geeft een toename in de ruis van 17 nm. Echter bij



Figuur 28: de stralengang door een positieve lens

sensor 2 is P_{out} hoger dan bij sensor 1. Daardoor is het ruisniveau van sensor 2 lager dan op grond van bovenstaande beweringen mag worden verwacht.

5.3.2 Schatting van de ruis bij een maximale NA en P_{out} .

Indien het vermogen constant wordt gehouden dan is door een vergroting van de NA de CAL-waarde te verlagen. Er geldt: een verlaging van de CAL-waarde geeft een evenredige verlaging van de ruis.

Een hoger vermogen geeft een sterker signaal dus gekozen is voor $P_{out} = P_{max} = 1,25 \text{ mW}$. Uitgaande van dit vermogen en de huidige elektronica is bekeken wat de NA van de lens

maximaal kan zijn en hoe groot de ruis dan is.

Uit de metingen volgt dat bij sensor 2 $P_{out} = 1,25$ mW en $f = 10$ nm. De CAL-waarde van het F.F.S is $2,7 \mu\text{m/V}$. Het bijbehorende ruisniveau is 25 nm.

Leverbaar zijn objectieven met een NA van maximaal $0,85$ (zie bijlage 12). Met relatie (5.2) geeft dit een minimale scherptediepte van $s_{min} = 800/(0,85)^2 = 1,1 \mu\text{m}$.

De spanningsvariatie blijft $7,5$ V, dus $CAL_{min} = 1,1 \mu\text{m}/7,5 \text{ V} = 0,147 \mu\text{m/V}$.

Uit het lineaire verband tussen de ruis en de CAL-waarde volgt nu:

$$\text{ruis bij } CAL_2 = \frac{CAL_1}{CAL_2} \cdot \text{ruis bij } CAL_1 \quad (5.3)$$

Dus ruis bij $CAL_{min} = (0,147/2,7) \cdot 25 \text{ nm} = 1,4 \text{ nm}$. Door aanpassing van de NA en instelling van de maximale P_{out} is de ruis dus terug te brengen tot $1,4$ nm.

5.3.3 Het verkleinen van de spanningsruis.

De elektronica levert een belangrijke ruisbijdrage. Aangevoerd wordt nu dat op dit gebied verbeteringen haalbaar zijn.

Indien gekeken wordt naar de huidige toestand (zie figuur 27) dan valt op dat de zeer kleine fotostromen I_{phA} en I_{phB} (van maximaal $10 \mu\text{A}$) eerst door een lange kabel van 1 m lengte moeten lopen voordat ze versterkt worden tot V_A en V_B . Door dezelfde kabel loopt ook een stroomtoevoer voor de laser. Deze stroom is veel groter ($\approx 50 \text{ mA}$) en kan sterk fluctueren. Hierdoor en door de grote lengte waarover de fotostromen moeten lopen kan op het foto-sigitaal een ruisstroom ontstaan.

Door nu de fotostromen A en B direct achter de diode-uitgang te versterken, en door de laservoeding over een gescheiden leiding te laten lopen, zal deze ruisbijdrage verminderd worden. Verder kan de ruis binnen de elektronica nog teruggebracht worden door een beter ontwerp en het gebruik van ruis-arme versterkers.

5.3.4 De resolutie en de praktische uitvoerbaarheid.

De verbeterde sensor kan met de huidige elektronica, theoretisch gezien, verplaatsingen tot $1,4$ nm meten. Een combinatie van deze sensor met een nieuwe elektronica levert een resolutie op van kleiner dan 1 nm.

De sensor is nu echter niet meer toepasbaar binnen de A.F.M. Uit de specificaties van de

nieuwe objectieven blijkt dat het focuspunt van lens 2 op slechts 0,2 mm afstand ligt van het lensoppervlak (zie bijlage 12). De afstand tussen de naald en de sensor moet dus 0,2 mm zijn. Dit brengt grote constructieve problemen met zich mee. De naald moet ten opzichte van de sensor gefixeerd kunnen worden. Indien de afstand hiertussen echter slechts 0,2 mm is dan is er geen ruimte om een naaldhouder aan de naald te bevestigen, de focus-lens van de sensor zit in de weg.

Een oplossing is om een speciale focuslens te maken die een wat grotere brandpuntsafstand combineert met een grote numerieke apertuur. Deze lenzen zijn echter niet standaard leverbaar en daardoor erg duur (de kosten zijn ongeveer fl 20.000,-).

5.4 Foutenbronnen bij meting van het R.F.S.

5.4.1 De pointing stability van de laser.

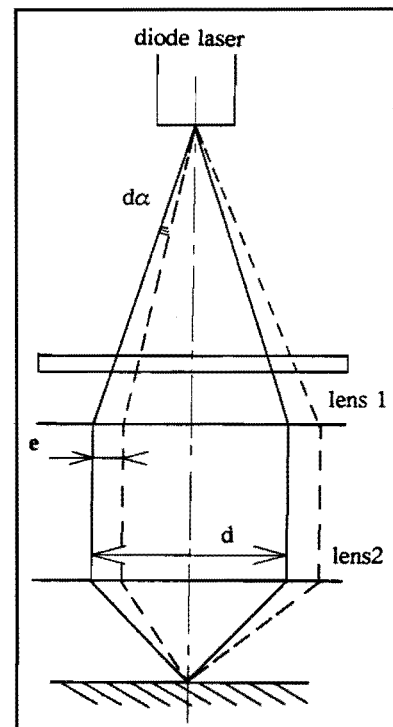
Door temperatuurinvloeden zal de geometrie van de laser veranderen. Hierdoor kan de hoek waaronder de bundel uittreedt fluctueren. Dit verschijnsel wordt de pointing stability genoemd.

Uit figuur 29 volgt dat een hoekverdraaiing van de uitgezonden bundel een verplaatsing geeft van de evenwijdige lichtbundel. Deze verplaatsing wordt met de diodeparen gemeten. Een verandering van de hoek, waaronder de laser zijn lichtbundel uitzendt, geeft ook een verplaatsing van de evenwijdige bundel en dus een meetfout.

Uit de literatuur [26] blijkt echter dat de toegepaste vaste stof laserdiodes een hoge pointing stability hebben;

$d\alpha < 10^{-5}$ rad. Uit bijlage 10 is eenvoudig af te leiden dat een naaldverplaatsing van 1 nm een hoekverdraaiing $d\beta$ van het naaldoppervlak geeft van $1,5 * 10^{-5}$ rad. Indien f_1

kleiner is dan f_2 dan is de invloed van een hoekverdraaiing door de naald op het meetsignaal groter dan de invloed van een hoekverdraaiing van de lichtbundel uit de laser.



Figuur 29: de stralengang bij variatie van de uitrede hoek van de laser.

5.4.2 Andere ruisbronnen.

Zoals uit de metingen van bijlage 9 blijkt is de sensor bij meting met het R.F.S ongevoelig voor verplaatsingen in de z-richting. Hierdoor heeft de chromatische aberratie geen invloed op de resolutie van de sensor. De volgende foutenbronnen kunnen het uitgangssignaal van de sensor wel beïnvloeden:

- * ruis door microruwheid van de naald,
- * ruis van de foto-dioden,
- * ruis veroorzaakt door de elektronica.

Deze bronnen zijn al besproken in hoofdstuk 5.3. De voornaamste ruiscomponent is ook hier weer de elektronica.

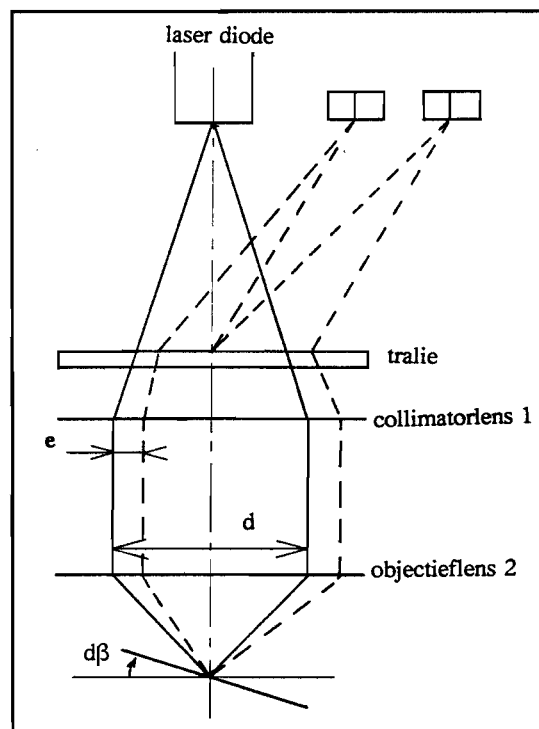
5.5 Het verbeteren van de resolutie van het Radiaal Fout Signaal.

Wat wordt nu precies gemeten? Door de kanteling van het oppervlak verschuift de teruggaande bundel ten opzichte van de optische as (zie figuur 30). Deze verschuiving wordt gemeten met de diodeparen. De spanningsruis is te verkleinen indien de signaalverandering (evenredig met de verschuiving e van de bundel) ten opzichte van het basissignaal (evenredig met de diameter d van de bundel) vergroot.

Dus, de signaal/ruis verhouding valt te verbeteren door:

- * de verschuiving van de bundel te vergroten (f_2 groter maken),
- * de bundeldiameter te verkleinen (f_1 kleiner maken).

De sensor waarmee de hoekmetingen zijn verricht heeft een grote waarde voor f_1 (= 20 mm) en een kleine waarde voor f_2 (= 4,5 mm). Uit het bovenstaande blijkt echter dat dit erg ongunstig is voor de signaal/ruis verhouding. In bijlage 13 is voor sensor 1 de verhouding bepaald



Figuur 30: de stralengang in de sensor.

van het bundeloppervlak ten opzichte van de verschuiving van het bundeloppervlak. Dit is op te vatten als een maat voor de signaalsterkte ten opzichte van de signaalvariatie. De verhouding voor sensor 1 is 26807.

Een nieuwe optiek voor de sensor.

Indien de lenzen van sensor 1 worden omgedraaid dan is de bovengenoemde verhouding veel gunstiger. In bijlage 13 wordt aangetoond dat, indien $f_1 = 6,4$ mm en $f_2 = 20$ mm de resolutie van de sensor 2,6 nm is bij gebruik van de huidige elektronica. Indien de nieuwe elektronica wordt toegepast zal de resolutie mogelijk kleiner dan 1 nm zijn.

5.6 De keuze van het meetprincipe van de c.d-sensor.

In dit hoofdstuk is aangetoond dat de sensor na aanpassing van de optiek en elektronica met beide principes naaldverplaatsingen groter dan 1 nm kan meten. Indien gemeten wordt met het F.F.S moet de sensor zich op een zeer kleine afstand van de naald bevinden. Dit is constructief gezien moeilijk te realiseren.

Wordt echter gemeten met het Radiaal Fout Signaal, dan is deze afstand veel groter (20 mm). Verder is het meetsignaal bij hoekmeting binnen een ruime tolerantie ($>5 \mu\text{m}$) onafhankelijk van de afstand tussen de naald en de sensor. Hierdoor is het constructief gezien eenvoudiger om de sensor ten opzichte van de naald te positioneren en fixeren.

De naaldverplaatsingen van de A.F.M dienen dus met het Radiaal Fout Signaal van de c.d-sensor gemeten te worden.

5.7 Voorstel ter wijziging van de c.d.-sensor

Om met de c.d.-sensor naaldverplaatsingen vanaf 1 nm te kunnen meten, dient zowel de optiek als de elektronica aangepast te worden. Er wordt gemeten met het Radiaal Fout Signaal. De nieuwe optiek is behandeld in hoofdstuk 5.5. De collimatorlens 1 dient een brandpuntsafstand f_1 van 6,4 mm te krijgen. De objectieflens 2 krijgt een focuslengte van 20 mm. Beide lenzen zijn leverbaar door de firma Spindler en Hoyer. Verder dient de elektronica aangepast te worden. Het eisenpakket is in de volgende paragraaf 5.7.1 opgesteld.

5.7.1 Het eisenpakket voor de nieuwe elektronica

Dynamisch bereik:

De naald kan trillen met een frequentie van 0 tot 1 kHz. Het dynamisch bereik van de elektronica dient dus van 0 tot 1 kHz te lopen.

De signaal/ruis-verhouding:

Uit bijlage 13 blijkt dat sensor 1 na aanpassing van de optiek een verplaatsingsruis in het meetsignaal heeft van 2,6 nm. De spanningsruis is 0,017 V en de spanningsvariatie is 7 V. De signaal/ruis verhouding van de huidige elektronica is dus: $S/N = 7/0,017 = 411 = 52$ dB.

De verplaatsingsruis moet onder de 1 nm komen; indien een resolutie kleiner dan 1 nm geëist wordt, moet de spanningsruis kleiner dan $0,017/2,6 = 0,0065$ V worden. De S/N verhouding is nu: $7/0,0065 = 60$ dB.

Geëist wordt dus dat de nieuwe elektronica een S/N verhouding heeft die groter is dan 60 dB.

Aanvullende eisen:

- * De laserdiode dient met een peltier-element gekoeld te worden om ruis binnen de laser te beperken. Hiervoor moet een voeding komen.
- * De laser dient op maximaal vermogen afgesteld te worden. Er geldt $P_{out,max} = 5$ mW.
- * De diodeparen A_1B_1 en A_2B_2 geven vier diodestromen. Bij voorkeur dient er een mogelijkheid te zijn om deze stromen onderling in verschillende combinaties door de elektronica te sturen.
- * De diodesignalen moeten direct na de diode versterkt worden en de laservoeding dient over een andere leiding te lopen.

6 Een concept-ontwerp voor de meetkop.

Onderzocht is hoe de verbeterde c.d-sensor uit hoofdstuk 5 in een meetkop is te plaatsen. De sensor meet met het Radiaal Fout Signaal. Eerst wordt een eisenpakket gepresenteerd waaraan de meetkop moet voldoen. Hierna wordt aangegeven wat voor bewegingsfuncties in de A.F.M te onderscheiden zijn en hoe deze gerealiseerd kunnen worden. Tenslotte wordt het concept besproken.

6.1 Het eisenpakket voor de meetkop.

- * De verticale resolutie dient kleiner dan 1 nm te zijn.
- * Grote objecten moeten onder de A.F.M bekeken kunnen worden.
- * Het moet mogelijk zijn om te zien welk deel van het oppervlak gescand wordt.
- * Het moet visueel te controleren zijn op wat voor afstand de naald zich ongeveer van het oppervlak bevindt.
- * De sensor moet ten opzichte van de naald in het x- en y-vlak gepositioneerd kunnen worden, en de sensor moet in hoogte verstelbaar zijn. Verder moet het mogelijk zijn om de sensor ten opzichte van de naald om de x- en y-as te roteren.
- * De uitwijking van de naald moet tijdens de meting continu bijgesteld worden om een constante meetkracht te garanderen.

6.2 De bewegingsfuncties binnen de A.F.M.

Binnen de A.F.M kunnen een aantal bewegingsfuncties worden onderscheiden. Deze zijn:

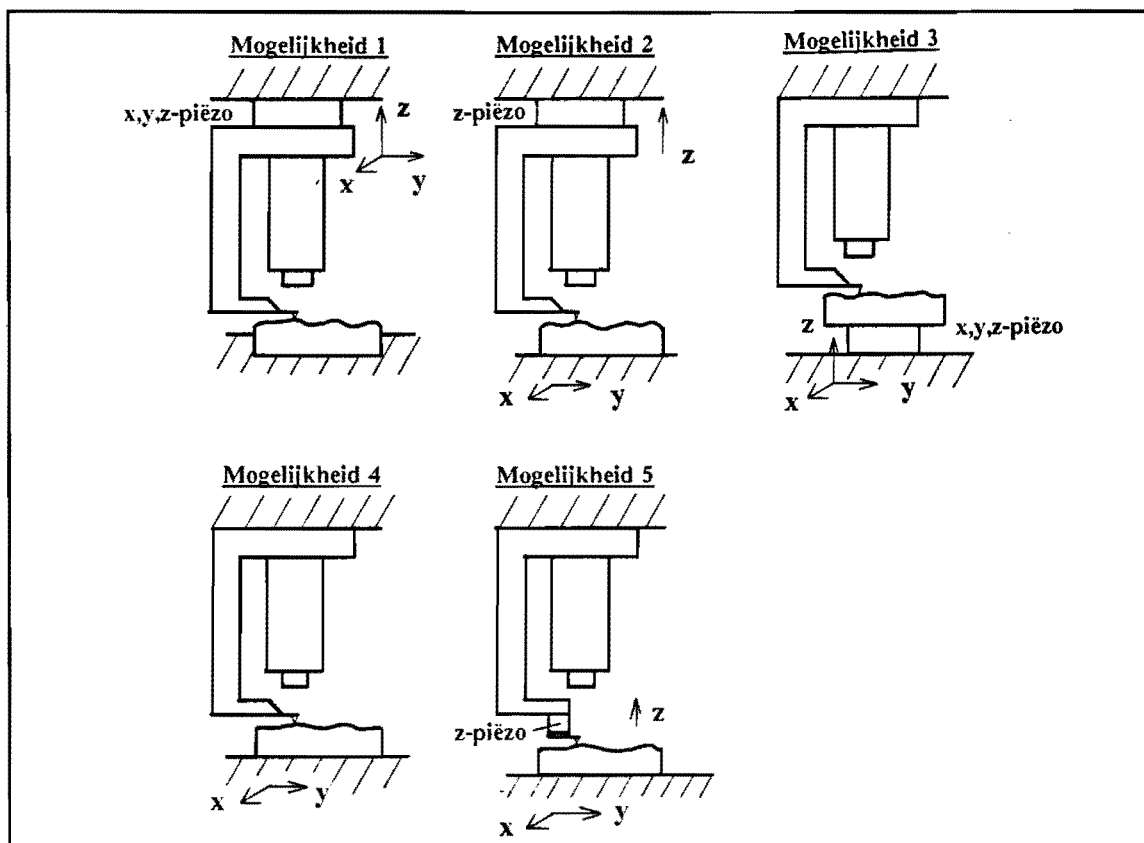
Vóór de meting:

- 1 De sensor moet ten opzichte van de naald gepositioneerd worden. Hierbij moeten voor de sensor ten opzichte van de naald drie translaties T_x, T_y en T_z (op enkele μm nauwkeurig) en twee rotaties (op 10^{-2} rad nauwkeurig) ingesteld worden.
- 2 Hierna moet de meetkop ten opzichte van het oppervlak in de z-richting bewogen worden, om de naald op het oppervlak te laten zakken.

Tijdens de meting:

- 3 De meetkop moet ten opzichte van het oppervlak kunnen bewegen in de x- en y-richting. Dit is de scan-beweging.
- 4 De uitwijking van de naald moet continu bijgeregeld worden, om een kleine meetkracht te garanderen. De naald moet ten opzichte van het oppervlak in de z-richting worden bewogen.

De realisatie van de bewegingsfuncties 3 en 4 kan op verschillende manieren gebeuren. In figuur 31 worden enkele mogelijkheden getoond.



Figuur 31: Enkele mogelijkheden om de bewegingsfuncties 1 t/m 4 te realiseren.

Mogelijkheid 1

De meetkop (de c.d-sensor met naald) wordt in zowel de x-, y-, en z-richting bewogen. Bewegingsfunctie 4 eist echter dat de gehele meetkop in de z-richting met een frequentie tot 1 kHz moet kunnen trillen. Om een aanvaardbaar dynamisch gedrag te krijgen van de kop moet de eigenfrequentie van de meetkop boven de 1 kHz liggen. Dit brengt constructief gezien problemen met zich mee. Door bewegingsfunctie 1 moet in de meetkop een

instelmechanisme komen waarmee de sensor ten opzichte van de naald te positioneren is. Hierdoor is een compacte, stijve constructie moeilijk te realiseren.

Mogelijkheid 2

Het oppervlak wordt op een verplaatsingstafel geplaatst die de bewegingsfunctie 3 vervult. Echter ook hier geldt het nadeel dat de gehele meetkop trilt met een frequentie tot 1 kHz.

Mogelijkheid 3

Het oppervlak wordt in de x-en y-richting bewogen (bijvoorbeeld met een verplaatsingstafel) en de hoogte van het oppervlak wordt bijgesteld door het oppervlak op een piëzo-element te bevestigen.

Indien kleine objecten bekeken worden is er alleen een kleine massa die in de z-richting trilt. De gehele meetkop is gefixeerd. Hierdoor maakt alleen het kleine proefstuk een beweging. Het dynamisch gedrag van de meetkop is nu van minder groot belang. Dit principe wordt veel bij de huidige A.F.M's toegepast.

Nadeel van dit principe is dat alleen kleine proefstukjes bekeken kunnen worden. Grotere objecten zorgen voor een ontoelaatbaar dynamisch gedrag als deze door de z-piëzo in trilling worden gebracht.

Mogelijkheid 4

Uit de metingen in hoofdstuk 4 blijkt dat het Radiaal Fout Signaal van de c.d-sensor bij de hoekmeting ongevoelig is voor verplaatsingen van de naald in de z-richting. Verder blijkt dat het meetbereik van de sensor groot genoeg is om hoekverdraaiingen van $\tan\beta=0$ tot 0,10 te meten. Dit komt overeen met een naalduitwijking van ongeveer 10 μm . In mogelijkheid 4 wordt daarom de naalduitwijking niet meer teruggeregeld naar een vooraf ingestelde waarde.

Voordeel is dat ook nu het dynamisch gedrag van de meetkop minder belangrijk is (dan bij alternatief 1 en 2). De kop staat namelijk stil. Het oppervlak beweegt in de x- en y-richting.

Nadeel is echter dat de meetkracht nu niet meer naar de vooraf ingestelde waarde wordt geregeld, maar kan oplopen tot 10^{-6} N bij 1 μm naalduitwijking. Uit de literatuur blijkt dat dit een te hoge contactspanning geeft op het oppervlak waardoor plastische deformatie

optreedt [5].

Mogelijkheid 5

Het oppervlak wordt in de x-en y-richting bewogen. De naalduitwijking wordt nu echter teruggeregeld naar 0 door een klein piëzo element dat tussen de naald en de sensor zit. Nu is alleen de naald het bewegende deel (deze is klein en zeer licht, en heeft een zeer goed dynamisch gedrag). De meetkop is gefixeerd.

Uit het bovenstaande blijkt dat verwacht kan worden dat de mogelijkheden 1 en 2 een onvoldoende dynamisch gedrag vertonen. Mogelijkheid 4 levert plastische deformatie van het oppervlak. Kortom alleen mogelijkheden 3 en 5 komen in aanmerking voor een meetkop met de c.d-sensor. Geëist wordt dat ook grotere oppervlakken gescand moeten kunnen worden. Hierdoor valt mogelijkheid 3 af.

Gekozen is dus voor een ontwerp waarin de naaldverplaatsing met een kleine piëzo tussen de naald en de sensor wordt bijgesteld (bewegingsfunctie 4). Het oppervlak wordt in de x-en y-richting bewogen (bewegingsfunctie 3) terwijl de meetkop tijdens de meting gefixeerd is.

6.3 Het concept-ontwerp.

In figuur 32 en 33 is het concept te zien voor de meetkop. De c.d-sensor (1) is bevestigd aan het sensorhuis (2). De hoogte van de sensor ten opzichte van de naaldhouder (3) kan met drie piëzomike's (4) ingesteld worden. Een piëzomike is een combinatie van een μ m-schroef met een piëzo-element. Met de schroef kan de verplaatsing grof ingesteld worden, de fijninstelling geschied met de piëzo's. Voor een beschrijving van de piezomike zie bijlage 14. Met de piëzomike kan de sensor ook om de x-en y-as gerooteerd worden. Met de piëzomike's 5 en 6 kan de sensor ten opzichte van de naaldhouder (3) in de x-en y-richting gepositioneerd worden. De veer (7) duwt het sensorhuis (2) tegen de piëzomike's (5 en 6). Aan de naaldhouder is een klein piëzo-element (8) gelijkmd. Hieraan zit de naaldklem (9) met daaraan gelijkmd de naald (10). Zoals hierboven is uitgelegd kan de sensor ten opzichte van de naald gepositioneerd worden met de piëzomike's. Tijdens de meting wordt de naalduitwijking bijgesteld met de piëzo (8).

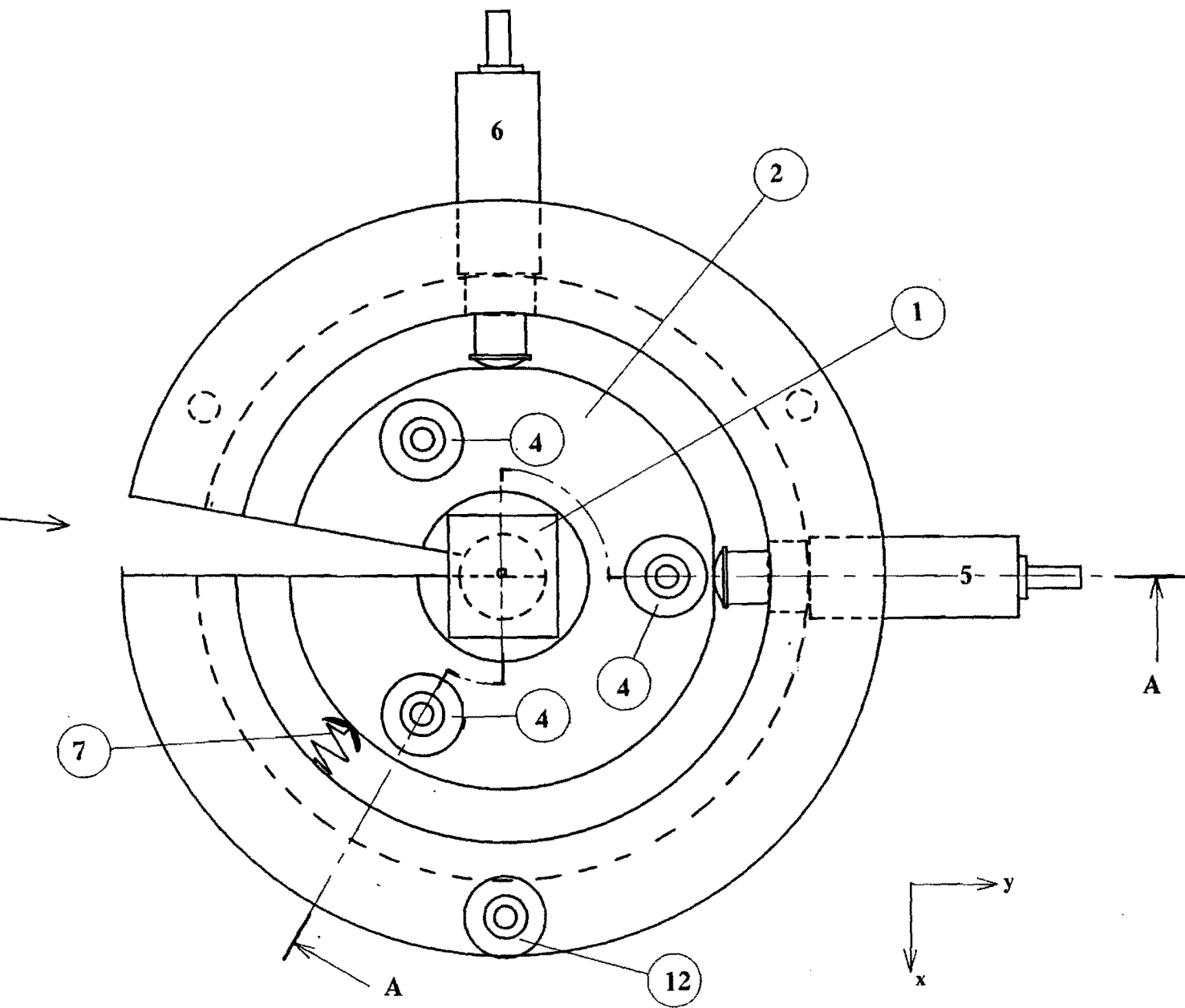
De naaldhouder (3) is met drie kogels (14) opgelegd in drie groeven in de houder (11). Hierdoor is de naaldhouder (3) ten opzichte van de houder (11) gefixeerd, terwijl thermisch uitzetten of inkrimpen van de houder (11) ten opzichte van de naaldhouder (3) wèl mogelijk is. Kortom de naaldhouder is spanningsvrij opgelegd in de houder.

De gehele meetkop kan met de μm -schroef (12) ruw in hoogte versteld worden. Met de piëzo-ring (13) èn/of met de piëzo (8) kan de fijninstelling geschieden.

Het is mogelijk om met de telescoopkijker (zie bijlage 15) schuin op het oppervlak en de naald te kijken (zie de pijl in figuur 32). Hierdoor kan gekeken worden welk deel van het oppervlak nu precies gescand gaat worden. Verder kan gecontroleerd worden hoe ver de naald van het oppervlak verwijderd is. Tenslotte kan ook nog een controle worden uitgevoerd of de c.d-sensor ongeveer op de juiste plaats op de naald is gefocusseerd.

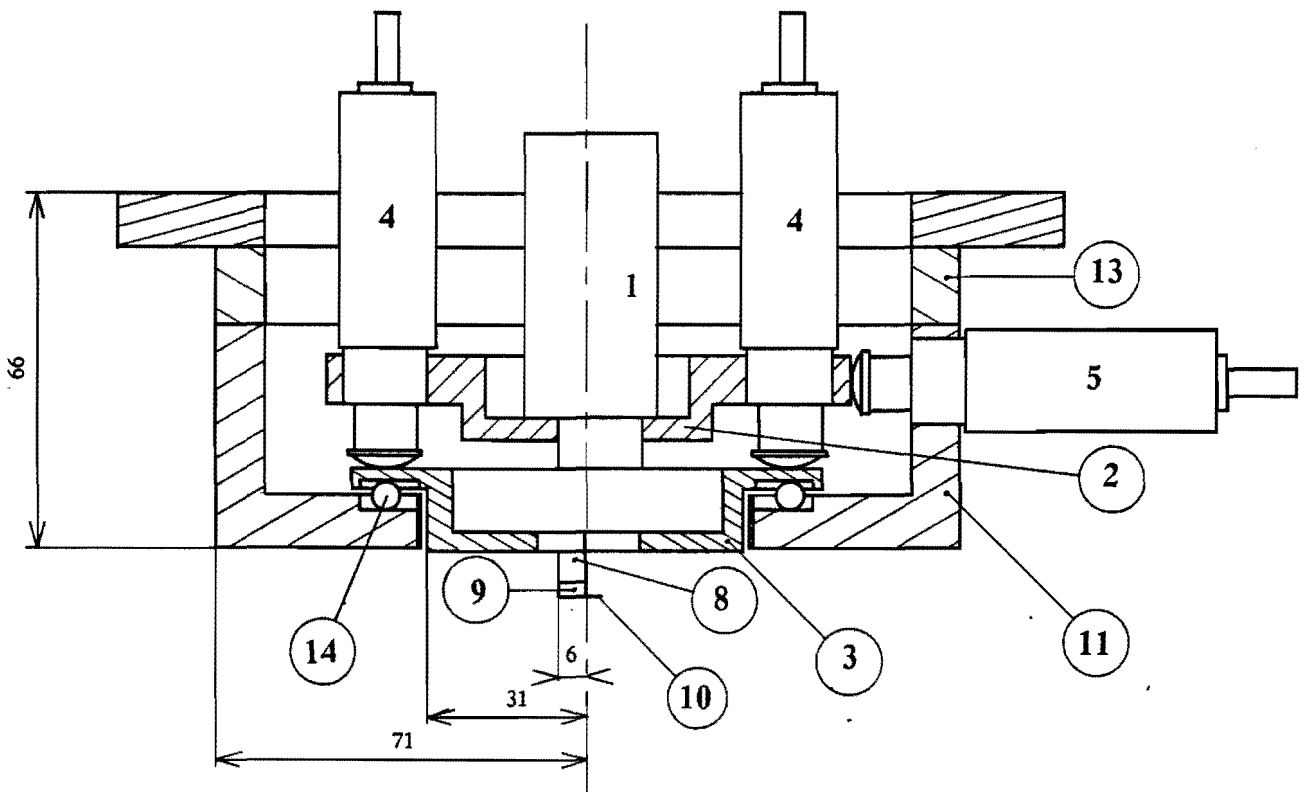
De procedure om een meting te verrichten is nu als volgt:

- * positioneer de sensor ten opzichte van de naald. Indien de juiste positie is bereikt geeft de sensor een signaal èn er kan een visuele controle worden uitgevoerd met de kijker.
- * Breng met μm -schroef (12) de meetkop vlak boven het oppervlak. Door de kijker kan gezien worden hoe groot deze afstand ongeveer is.
- * Breng met de piëzo-ring (13), of met de piëzo (8) de naald op het oppervlak. Zodra de naald het oppervlak raakt, zal de sensor een positief signaal geven en de piëzo stoppen.
- * Nu kan de naald met een bepaalde uitwijking tegen het oppervlak geduwd worden. De hoekverdraaiing van de naald wordt gemeten. Hieruit is de naaldverplaatsing en dus de meetkracht te bepalen. De naald oefent nu een bepaalde (zeer kleine) kracht uit. Indien de naalduitwijking op 10 nm wordt ingesteld is de meetkracht ongeveer 10^{-8} N. Tijdens de meting zorgt de piëzo (8) ervoor dat de naalduitwijking naar deze ingestelde waarde (hier is dat dus 10 nm) wordt teruggeregeld waardoor de meetkracht constant blijft. Het signaal van de sensor naar de piëzo volgt nu dus de topografie van het oppervlak.
- * De meetkop is klaar om te meten. Het oppervlak kan nu in de x-en y-richting worden bewogen.



Figuur 32: Het concept-ontwerp voor de meetkop van de A.F.M (bovenaanzicht).

DOORSNEDE A-A



Figuur 33: Het concept-ontwerp voor de meetkop van de A.F.M (dit is doorsnede A-A uit figuur 32).

Opmerkingen.

Bij het concept-ontwerp dienen nog enkele kanttekeningen geplaatst te worden. Bij het instellen van een positie met een schroef-micrometer kunnen afwijkingen optreden, die veroorzaakt worden door de noodzakelijke speling tussen de schroefspil en de draad-bus. Hierdoor is het mogelijk dat de spil ten opzichte van de bus na het instellen van de positie een verplaatsing ondergaat. De positie van de meetkop ten opzichte van de naald kan hierdoor variëren.

Deze positie verandering kan met de fijninstelling van de piëzo's bijgesteld worden. Indien het hierboven beschreven effect optreedt tijdens een meting, dan kan er een meetfout ontstaan. Er wordt echter gewerkt in een laboratorium met geconditioneerde lucht. De omgevingstemperatuur is hierin constant (de temperatuurvariatie is ongeveer 0,1 K). Verder wordt de A.F.M. op een trillingsgeïsoleerde tafel geplaatst. Het hierboven beschreven verloop van de schroefspil ten opzichte van de draadbus (en dus de positieverandering van de sensor ten opzichte van de naald) zal hierdoor slechts in geringe mate optreden.

Dit effect kan voorkomen worden, indien de positie-instelling van de sensor ten opzichte van de naald met een spelingsvrij instelmechanisme wordt gerealiseerd. Hierbij kan gedacht worden aan een instelmechanisme met een constructie van bladveren of gatscharnieren. Een andere oplossing is om het sensorhuis met enkele veren tegen de naaldhouder te klemmen. De extra veerkracht zorgt ervoor dat de speling van de μm -schroeven steeds aan één zijde doorlopen is. Hierdoor is de sensor ten opzichte van de naald spelingsvrij ingesteld.

7 Conclusies en aanbevelingen.

Er is een studie verricht ter oriëntatie van een ontwerp van een force microscope. Deze zal voornamelijk gebruikt worden om oppervlaktestructuren met een hoge (liefst atomaire) resolutie in beeld te brengen.

Uit het onderzoek is naar voren gekomen dat de oppervlakte-geometrie goed in beeld te brengen is, indien met afstotende atomaire krachten wordt gemeten. Ook is aangetoond dat de verplaatsingen van de naald gemeten moeten worden volgens het statische meetprincipe.

Er zijn een aantal meetprincipes bekeken waarmee de naaldverplaatsing kan worden gemeten. Hieruit blijkt dat meerdere principes in aanmerking komen om toegepast te worden binnen de Atomic Force Microscope. Besloten is om hiervoor de c.d-sensor te gebruiken. De resolutie van de huidige c.d-sensoren is groter dan 8 nm.

Met de c.d-sensor kan op twee manieren worden gemeten:

- * verplaatsingsmeting met het Focus Fout Signaal
- * hoekmeting met het Radiaal Fout Signaal.

Het onderzoek toont aan dat meting met het Radiaal Fout Signaal een aantal voordelen met zich meebrengt. De afstand tussen de naald en de sensor is relatief groot (20 mm) hierdoor is voor de sensor en de naald voldoende ruimte om deze in te bouwen. Ook is het Radiaal Fout Signaal niet gevoelig voor variaties in de afstand tussen de sensor en de naald.

Indien de optiek en de elektronica van de sensor worden aangepast is te verwachten dat de resolutie van de sensor kleiner dan 1 nm wordt.

Tot besluit wordt een concept van de meetkop gepresenteerd. Hierbij wordt het oppervlak in de x- en y- richting bewogen. Dit heeft als voordeel dat willekeurig grote scans gemaakt kunnen worden. Tevens is een concept ontwerp van een verplaatsingstafel waarmee het oppervlak in de x- en y- richting kan worden bewogen al beschikbaar [27].

Bij een vervolg van het onderzoek voor een ontwerp van de Atomic Force Microscope dient aandacht besteedt te worden aan de volgende punten:

- * Vanuit de theorie is een voorstel gedaan waarmee de resolutie van de c.d-sensor verbeterd kan worden. Ook is een concept gepresenteerd voor een meetkop van de Atomic Force Microscope. Na aanpassing van de c.d-sensor dient vanuit de praktijk gecontroleerd te worden of de resolutie van deze sensor aan de gestelde eisen voldoet.
- * Er dient een frame ontworpen te worden dat de meetkop fixeert ten opzichte van de vaste wereld. Hierbij worden hoge eisen gesteld aan zowel de thermische als de dynamische stabiliteit van de constructie.
- * Onderzocht moet worden hoe het oppervlak in de x- en y- richting kan worden bewogen (hier is al een onderzoek naar verricht [27]).
- * Er zal software ontwikkeld (of gekocht) moeten worden om de signalen van de meetkop (dit zijn signalen over de z-positie van het oppervlak onder de naald) en de signalen van de x- en y- positie van het oppervlak ten opzichte van de naald om te zetten in een computerafbeelding van het oppervlak. Tevens dient een besturing gerealiseerd te worden die de hoogte instelling van de naald ten opzichte van het oppervlak regelt.

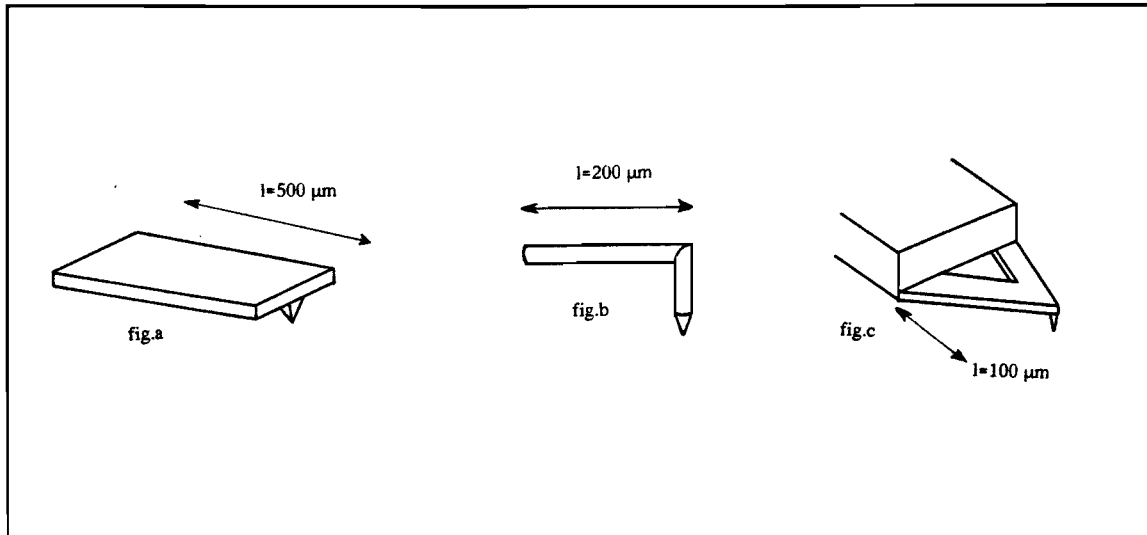
Literatuur

- [1] Coombs J.H., Pethica J.B., Properties of vacuum tunneling currents: Anomalous barrier heights.
In: J.B.M. J. Res. Develop. Vol 30, nr.5, 1986
- [2] Den Boef, Scanning Force Microscopy using Optical Interferometry, proefschrift Universiteit Twente, 1991
- [3] Van Blokland P.H.G.M., Direct measurements of van der Waals forces, 1977
- [4] Hansma P.K., Elings V.B., Scanning Tunneling Microscopy and Atomic Force Microscopy: Application to biology and technology.
In: Science, Vol 242, oct. 1988
- [5] Nancy A., Burnham and Colton Richard J. , Measuring the nanomechanical properties and surface forces of materials using an atomic force microscope,
In: J. Vac. Sci. Technol. A7, Vol 4, jul/aug 1989
- [6] Martin Y., Williams C.C., Atomic force microscope-force mapping and profiling on a sub 100-Å scale,
In: J. Appl. Phys. 61, Vol 10, 15 mei 1987
- [7] Weisenhorn A.L., Hansma P.K., Forces in atomic force microscopy in air and water,
In: Appl. Phys. Lett. 54, Vol 26, june 1989
- [8] Rugar D., Mamin H.J., Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy,
In: Appl. Phys. Lett. 55, Vol 25, 18 dec. 1989
- [9] Erlandsson R., McClelland G.M., Atomic force microscopy using optical interferometry,
In: J. Vac. Sci. Technol. A6, Vol 2, Mar/Apr. 1988
- [10] Göddenhenrich T., Force microscope with capacitive displacement detection,
In: J. Vac. Sci. Technol. A8, Vol 1, jan/feb 1990
- [11] Barrett R.C., Quate C.F., Imaging polished sapphire with atomic force microscopy,
In: J. Vac. Sci. Technol. A8, Vol 1, jan/feb 1990

- [12] Albrecht R., Quate C.F., Atomic resolution with the atomic force microscope on conductors and nonconductors,
In: J. Vac. Sci. Technol. A6, 1988
- [13] Kumar Wickramasinghe H., Scanning probe microscopy: Current status and future trends,
In: J. Vac. Sci. Technol. A8, Vol 1, jan/feb 1990
- [14] Gould S., Drake B., From atoms to intergratde circuit chips, blood cells and bacteria with the atomic force microscope,
In: J. Vac. Sci. Technol. A8, Vol 1, jan/feb 1990
- [15] Binning G., Quate C.F., Atomic resolution with atomic force microscope,
In: Europhysics Letters 3, 1987
- [16] Persoon M.J.W.F., Is de SPM-techniek bruikbaar voor wrijvingsonderzoek?, Stageverslag T.U.E. 1991
- [17] Peale D.R., Cooper B.H., A scanning tunneling microscope for ultrahigh vacuum atom-surface interaction studies,
In: J. Vac. Sci. Technol. A8, Vol 1, jan/feb 1990
- [18] Peterman K., Laser diode modulation noise, [1988]
- [19] Wenke J., Beknopte inleiding in de optica, [1966]
- [20] Jenkins and White, Fundamentals of optics, [1976]
- [21] Hecht, Optics; second edition, [1974]
- [22] Tabor D., Gases, liquids and solids, 2nd edition, Cambridge University Press, 1979
- [23] Braat, Principles of Optical Disc Systems, Uitgever: Adam Hilger Ltd., 1985
- [24] Van Etten, van der Plaats, Fundamentals of Optical Fiber Communications, Uitgever: Prentice Hall International, 1991
- [25] Meyer J.R., Arendt, Introduction to classical and Modern Optics, Uitgever: Prentice Hall International, 1984
- [26] Catalogus U.D.T. Sensors, Opto-elektronic components catalog, 1991
- [27] Van Hout E.J.A., Een concept voor een zeer nauwkeurige X-Y-tafel, Afstudeerver-
slag T.U.E., W.P.A. 1170, juli 1991

BIJLAGE 1: De naald waarmee gescand wordt.

Er zijn verschillende naaldtypen om met de A.F.M. een oppervlak te scannen. De eerste naalden bestonden uit een dunne folie ($\pm 1\ \mu\text{m}$ dik). Aan het uiteinde werd een punt gelijmd die was gemaakt van een diamant (zie figuur a). Nadeel van deze naalden is dat door de relatief zware naaldconstructie de eigenfrequentie laag is ($< 1\text{kHz}$).



Enkele naaldtypen die toegepast worden in de A.F.M.

De naald kan ook gemaakt worden door een wolfram-draad te buigen en tot een punt te etsen (zie figuur b). Nadeel is nu dat de naald behalve in de verticale richting ook horizontaal kan uitbuigen. In hoofdstuk 3 wordt aangetoond dat de naald slechts één graad van vrijheid mag bezitten.

Tegenwoordig zijn standaard naalden leverbaar die uit een silicium oppervlak worden geëtsd (zie figuur c). Deze bezitten slechts één vrijheidsgraad en een zeer hoge eigenfrequentie ($>10\ \text{kHz}$). Ze zijn bij uitstek geschikt voor de A.F.M. De veerstijfheid $\approx 1\ \text{N/m}$.

BIJLAGE 2: De faseverschuiving van een trillende arm door vibrational noise

Door de vibrational noise zal de fase van de trillende arm verschuiven. Dit wordt nu kort toegelicht.

De naald maakt een opgelegde trilling volgens:

$$dz_c(t) = dz_c \cdot \cos(\omega_e \cdot t)$$

Met: $dz_c(t)$ = uitwijking van de naald
 z_c = maximale uitwijking van de naald
 ω_e = de frequentie waarmee de naald geëxciteerd wordt.

Echter, door de vibrational noise zal de naald trillen volgens:

$$dz_c(t) = z_c \cdot \cos(\omega_e \cdot t) + dz_1(t) \cdot \cos(\omega_e \cdot t) + dz_2(t) \cdot \sin(\omega_e \cdot t)$$

De vibrational noise (zie formule 3.3) is nu gesplitst in twee termen met de amplitudes z_1 en z_2 .

Aangezien de maximale naalduitwijking veel groter is dan de uitwijking veroorzaakt door de vibrational noise (dus $z_c \gg z_1$ en $z_c \gg z_2$) mag de trilling ook beschreven worden met:

$$dz_c(t) = (z_c + dz_1(t)) \cdot \cos(\omega_e \cdot t) + \frac{dz_2(t)}{z_c}$$

De root mean square waarde van de fase ruis volgt uit bovenstaande vergelijking:

$$\beta_{rms} = \frac{z_{rms}}{z_c}$$

BIJLAGE 3: Het dynamisch bereik van de sensor

De naald moet een kleine golving van het oppervlak bij meting met een kleine horizontale resolutie kunnen volgen. Er geldt:

$$\lambda_{\min} = 2 \cdot \text{horizontale resolutie} \quad (\text{B3.1})$$

Met: λ_{\min} = de kleinste waarneembare golflengte van een oppervlakte profiel.

Het oppervlak wordt onder de naald door bewogen. Er geldt:

$$f_{\max} = \frac{v_{\text{scan}}}{\lambda_{\min}} \quad (\text{B3.2})$$

Met: f_{\max} = de maximale frequentie waarmee de naald trilt bij een bepaalde horizontale resolutie [Hz]

v_{scan} = de snelheid waarmee het oppervlak gescand wordt [m/s]

Uit formules B3.1 en B3.2 blijkt dat een zeer kleine horizontale resolutie bij een bepaalde v_{scan} zorgt voor een zeer hoge f_{\max} . De sensor moet snel genoeg zijn om deze naaldtrillingen te kunnen volgen.

De horizontale resolutie (zowel in x- als in y-richting) waarmee een oppervlak in kaart wordt gebracht dient op zijn beurt weer af te hangen van het formaat ervan. Kleine oppervlakken vragen om een betere resolutie dan grote oppervlakken. Gekozen is daarom voor een vaste verhouding (A) tussen de scan-afmetingen en de resolutie. Stel de afmetingen van de scan zijn x maal y μm met $x = y$ en het aantal scan-sporen = n. Voor de resolutie in de x-richting geldt nu:

$$\text{resolutie } x\text{-richting} = \frac{\text{afmeting scan } x\text{-richting}}{A} \quad (\text{B3.3})$$

De resolutie in de y-richting is afhankelijk van het aantal scan-sporen (= n), dus:

$$\text{resolutie } y\text{-richting} = \frac{\text{afmeting scan } y\text{-richting}}{n} = \frac{A \cdot \text{resolutie } x\text{-richting}}{n} \quad (\text{B3.4})$$

Voor de scan-snelheid (v_{scan}) en de totale meettijd (t) geldt nu:

$$v_{scan} = \frac{\text{afmeting scan } x\text{-richting}}{t/n} \quad (\text{B3.5})$$

Met de formules B3.2, B3.3 en B3.4 is nu f_{max} te bepalen voor een aantal waarden van A en n.

De scan-tijd wordt onafhankelijk van het gescande oppervlakte formaat gekozen. Nu worden grotere oppervlakken sneller gescand. Gekozen is voor $t = 60$ sec. Onderstaande tabel B3.1 geeft de resultaten.

A	n (=aantal scansporen)	f_{max} in Hz	bij afmetingen van $1*1\mu\text{m}$	
			resolutie x (in nm)	resolutie y (in nm)
100	100	83,3	10	10
	50	41,7	10	20
	25	20,8	10	40
500	500	2083	2	2
	250	1041	2	4
	125	521	2	8
1000	500	4166	1	2
	250	2083	1	4
	125	1041	1	8

Tabel B3.1: De resolutie in de x- en y-richting bij een meettijd van $t = 60$ sec

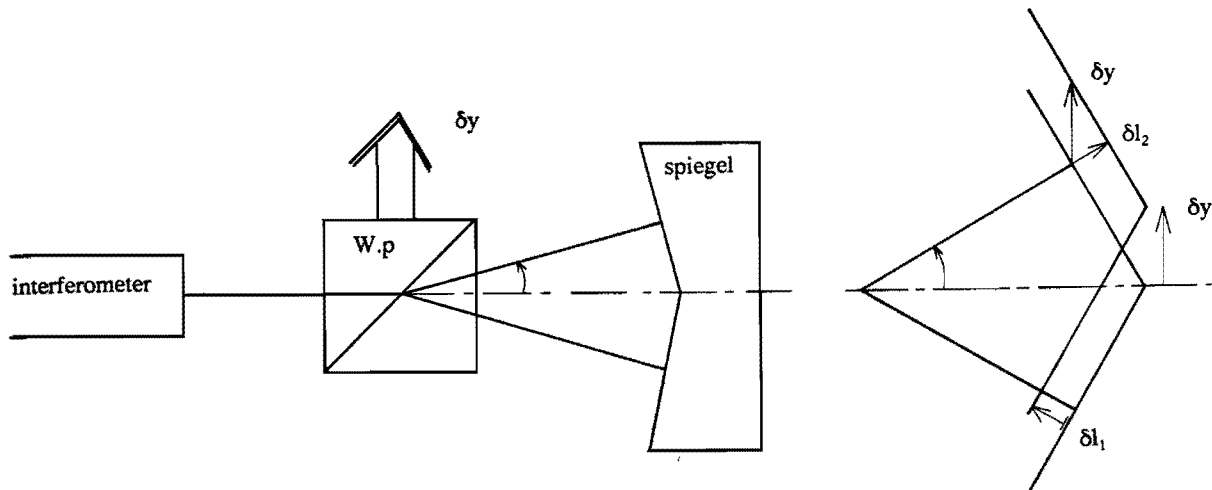
Uit de tabel blijkt dat indien $f_{max} < 1$ kHz een oppervlak van $1 * 1 \mu\text{m}$ met 1 nm resolutie in x bekeken kan worden. De resolutie in de y-richting is < 10 nm. Nog kleinere resoluties zijn haalbaar door de meettijd te vergroten of door de scan-afmetingen te verkleinen.

VOORBEELD : Indien de afmetingen van de scan $0,5 * 0,5 \mu\text{m}$ zijn, en $t = 180$ seconden, dan kan zowel de resolutie in de x-richting als de resolutie in de y-richting kleiner dan 1 nm worden, bij een $f_{max} = 1$ kHz.

Gekozen is dus voor een dynamisch bereik van de sensor van 0 tot 1 kHz.

Bijlage 4: Bepaling van de resolutie van de interferometer in de straightness stand

Voor het meten van de rechtheid wordt speciale optiek toegepast. De relatie tussen het weglengte-verschil δl en een verplaatsing δy van de spiegel is als volgt bepaald.



Figuur d: de straightness meting.

Figuur e: het verband tussen δy en δl .

Uit figuur d en e volgt dat door de verplaatsing δy de relatieve lengte verandering van de ene bundel ten opzichte van de andere is:

$$|\partial l| = |\partial l_1| + |\partial l_2| = 2 \cdot |\partial l_1| \quad (\text{B4.1})$$

De hoek Θ is de halve tophoek van de twee bundels die uit het Wollaston Prisma treden. Er geldt $\Theta = 0.015$ rad. Verder is $\delta l_1 = \delta y \cdot \sin \Theta$. Dus $\delta l_1 = \delta y \cdot \sin 0.015 \text{ rad} = 0.015 \cdot \delta y$. Het weglengte-verschil tussen de twee bundels wordt dus $\delta l = 2 \cdot \delta l_1 = 0.030 \cdot \delta y$.

Door de interferometer op straightness te zetten wordt nu direkt de verplaatsing δy weergegeven.

De resolutie, waarmee δy wordt bepaald, is 10 nm. De resolutie, waarmee het weglengte-verschil (δl) tussen de twee bundels kan worden gemeten, is $\delta l = 0,030 \cdot 10 = 0,30$ nm.

Bepaling van de drift.

Om een indruk te krijgen van de stabiliteit van het principe is een drift meting gedaan. Hiertoe zijn het Wollaston Prisma, de lens en een vlakke spiegel in één huis gemonteerd.

Deze opstelling is afgeschermd opgesteld zodat de luchtstroming beperkt is. De temperatuur variatie van de omgeving is kleiner dan 0,5 °C. Uit de meting blijkt dat de drift over 5 minuten beperkt blijft tot 4 tesignalen. De drift is dan $4 * 0,3 \text{ nm} = 1,2 \text{ nm}$. Deze zeer hoge stabiliteit valt te verklaren doordat de referentiebundel en de meetbundel zich op een kleine afstand van elkaar bevinden ($< 1 \text{ mm}$).

BIJLAGE 5: Schatting van de massa en eigenfrequentie van de naald met een condensatorplaat

Voor de eigenfrequentie van de naald en de plaat (uit figuur 14 in hoofdstuk 4.4.2) geldt:

$$f_e = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (\text{B5.1})$$

Met: k = stijfheid van de naald
m = totale massa van naald en condensatorplaat

Indien $C_0 = 1 \text{ pF}$ en $z_p = 4 \text{ }\mu\text{m}$ is met:

$$C_0 = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot A}{z_p} \quad (\text{B5.2})$$

de oppervlakte van de condensatorplaat te bepalen: $A_{\text{plaat}} = 4,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$. Aangenomen is dat plaatdikten vanaf $10 \text{ }\mu\text{m}$ mogelijk zijn. Dit geeft een plaatvolume van:

$$V_{\text{plaat}} = 10 \cdot 10^{-6} \cdot 4,5 \cdot 10^{-7} = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ [m}^3\text{]} \quad (\text{B5.3})$$

Indien aluminium wordt gebruikt, met $\rho = 2,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ is de plaatmassa:

$$m = V \cdot \rho = 1,215 \cdot 10^{-8} \text{ [kg]} \quad (\text{B5.4})$$

De eigenfrequentie van de naald met de plaat is nu altijd kleiner dan:

$$f_e < \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{1}{1,215 \cdot 10^{-8}}} = 1,4 \text{ kHz.} \quad (\text{B5.5})$$

BIJLAGE 6: De resolutie van de diode.

De resolutie waarmee de verplaatsing van een lichtspot op een foto diode kan worden gemeten is bepaald. Er is gerekend met een sensor van U.D.T, model spot-4DM1 (zie blz 88). De resolutie is berekend met de signaal/ruis verhouding van de foto cel:

$$\frac{\text{signaal}}{\text{ruis}} = \frac{\text{fotostroom } I_{ph}}{\text{ruisstroom } I_n} = \frac{\text{meetbereik}}{\text{resolutie}} \quad (\text{B6.1})$$

Eerst moeten dus I_{ph} , I_n en het meetbereik bepaald worden.

Bepaling van I_{ph} :

Er wordt gewerkt met een laservermogen dat kleiner is dan 5 mW. De lichtbundel heeft dus $P_{max} = 5 \text{ mW} = P_0$. Indien 25% hiervan op de detector unit valt dan is dat: $P_1 = 0,25 * 5 \text{ mW} = 1,25 \text{ mW}$. De verschildiode bestaat uit 4 segmenten. Per segment is dus de maximale hoeveelheid licht die er op valt: $1,25/4 = 0,31 \text{ mW}$. Uit de specificaties blijkt dat de diode spot-4DM1 een gevoeligheid heeft van $R_i = 0,35 \text{ A/W}$.

De maximale fotostroom is dus: $I_{ph} = 0,31 * 10^{-3} \text{ W} * 0,35 \text{ A/W} = 0,11 * 10^{-3} \text{ A}$.

Bepaling van I_n :

De ruisstroom kan nu bepaald worden met formule (4.6) in hoofdstuk 4.5.1. De term I_{th} is verwaarloosbaar indien R_w veel groter is dan $(2*k*T)/(q*I_{ph})$. In de specificaties van U.D.T wordt R_w niet gegeven. Wel is op blz 6 van de catalogus aangegeven dat R_w zeer groot is. Er wordt dus alleen met de shot-noise term van formule (4.6) gerekend:

$$I_n = \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{ph} \cdot B} \quad (\text{B6.2})$$

Met: $I_{ph} = 0,11 * 10^{-3} \text{ A}$
 $q = 1,6 * 10^{-19} \text{ C}$
 $B = \text{bandbreedte (stel 1kHz)}$

Invullen levert op: $I_n = 1,88 * 10^{-10} \text{ A}$.

Voor de signaal-ruis verhouding geldt nu: $S/N = I_{ph}/I_n = 5,86 * 10^5 = \text{meetbereik/resolutie}$. Het bereik waarmee de verplaatsing van de lichtspot op de sensor kan worden gemeten is gelijk aan de diameter van de spot op de sensor. Er geldt $d_{spot} \approx 1600 \mu\text{m}$. De resolutie, waarmee de verplaatsing van de spot op de sensor kan worden gemeten (dx), is nu:

$$\text{resolutie} = \text{meetbereik}/(S/N) = (1600 \cdot 10^{-6} \text{m}) / (5,86 \cdot 10^5) = 2,75 \cdot 10^{-9} \text{m} = dx = 2,75 \text{ nm.}$$

**SPOT
SEGMENTED PHOTODIODES
(BI-CELLS, QUAD-CELLS) SPECIFICATIONS**

MODEL #	ACTIVE SURFACE OVERALL			TYPICAL ⁽¹⁾ RESPONSIVITY	TYPICAL ⁽¹⁾ UNIFORMITY OF RESPONSE	TYPICAL ⁽¹⁾ DARK CURRENT		TYPICAL ⁽¹⁾ SOURCE RESISTANCE
	AREA	DIMENSIONS IN INCHES		632.8nm	(1mm SPOT)	10V	25V	
	mm ²	ACTIVE SURFACE	GAP	A/W	± PERCENT	pA	pA	MΩ
SPOT-2D	6.45	0.105 x 0.105	0.005	0.35	2	5	9	20
SPOT-2DM1	1.4	0.047 x 0.047	0.0004	0.35	2	5	9	20
SPOT-3D	4.6	0.180 x 0.040	0.001	0.35	2	1.5	3	100
SPOT-4D	6.45	0.105 x 0.105	0.005	0.35	2	3	6	20
SPOT-4DM1	1.0	0.039 x 0.039	0.0004	0.35	2	3	6	20
SPOT-9D	78	0.394 DIA.	0.005	0.35	2	10	30	20
SPOT-9DM1	78	0.394 DIA.	0.0004	0.35	2	10	30	20

MODEL #	MINIMUM ⁽¹⁾ BREAKDOWN VOLTAGE		CAPACITANCE ⁽¹⁾			TYPICAL ⁽¹⁾ RISE TIME (10% - 90%, RL = 50Ω)		NEP ⁽¹⁾	TEMPERATURE RANGE	
	10μA	25μA	0V	10V	25V	10V	25V	10V	STORAGE	OPERATING
	V	V	pf	pf	pf	ns	ns	W/√Hz	°C	°C
SPOT-2D	50	—	54	11	7	15	11	7 x 10 ⁻¹⁴	-55/+100	-25/+80
SPOT-2DM1	50	—	14	3	2	15	11	7 x 10 ⁻¹⁴	-55/+100	-25/+80
SPOT-3D	75	—	55	12	—	4	—	4.4 x 10 ⁻¹⁴	-55/+100	-25/+80
SPOT-4D	50	—	29	8	5	13	11	6 x 10 ⁻¹⁴	-55/+100	-25/+80
SPOT-4DM1	50	—	5	2	2	13	11	6 x 10 ⁻¹⁴	-55/+100	-25/+80
SPOT-9D	—	50	200	62	40	30	15	10 ⁻¹³	-55/+100	-25/+80
SPOT-9DM1	—	50	200	62	40	30	15	10 ⁻¹³	-55/+100	-25/+80

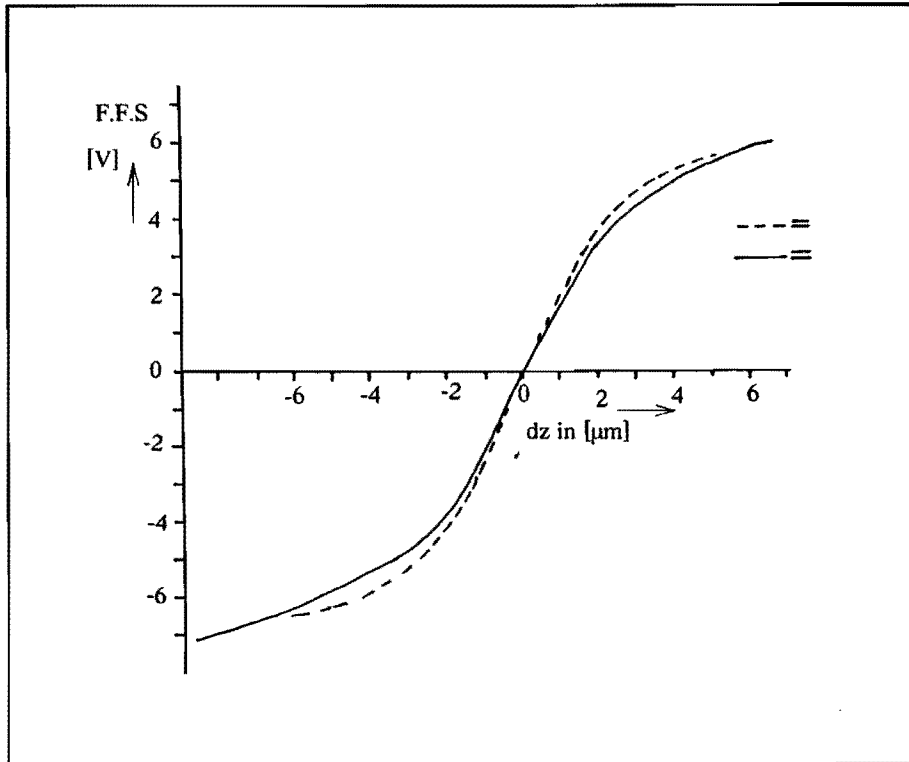
DESIGNER'S FOOTNOTES

1. Electrical specifications are per element for spot series
2. Defined as maximum deviation from best straight line over the specified range expressed as a percentage of that range (for a normalized system)
3. Positioning resistance is defined as the resistance along an axis between the end contacts

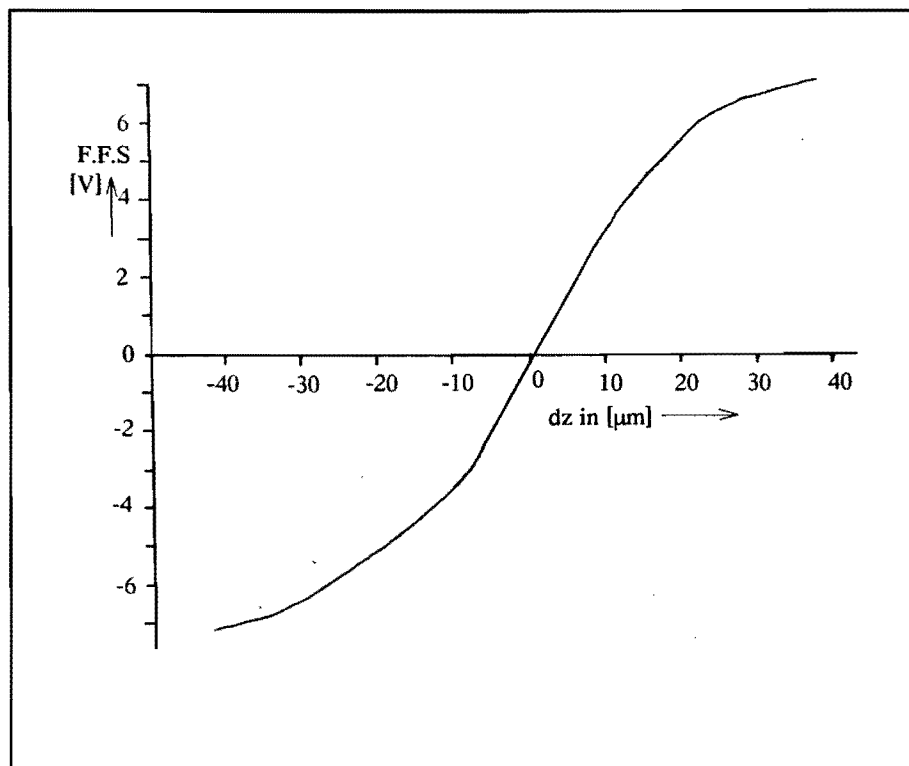
GENERAL INFORMATION

- T_A = 22°C for all specifications
- Rise time is a function of capacitance and varies 20% due to process variability
- Chip centering is within ±0.010" (0.762mm)
- Maximum power density is 10 mw/cm²

BIJLAGE 7: Het gemeten Focus Fout Signaal



Figuur f: Het Focus Fout Signaal van sensor 1 als functie van de verplaatsing, bij een P-out van 0,228 mW (getrokken lijn) en een P-out van 0,590 mW (gestreepte lijn).

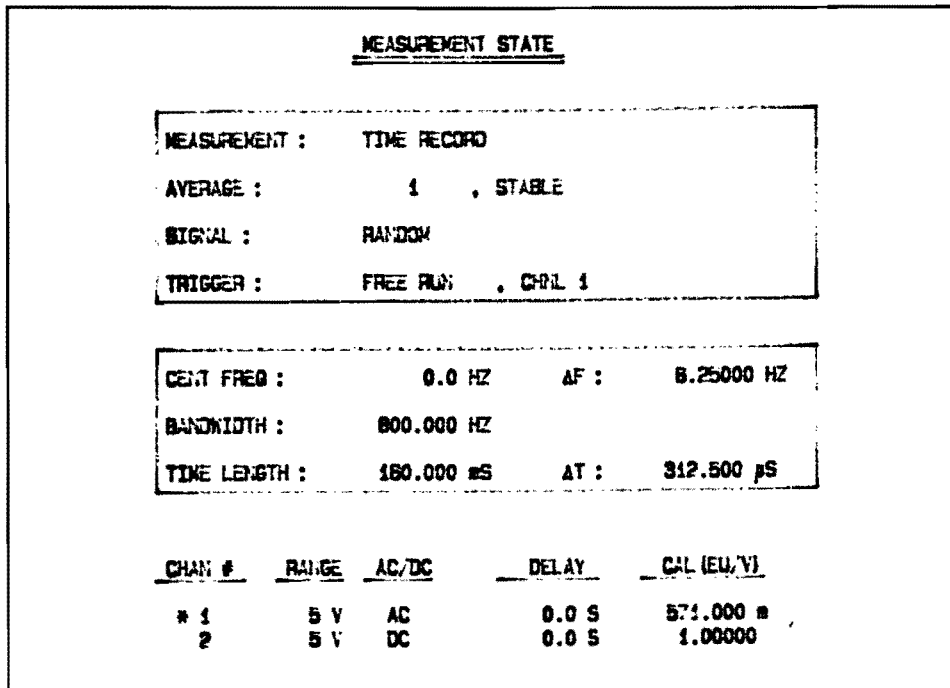


Figuur g: Het Focus Fout Signaal van sensor 2 als functie van de verplaatsing, bij een P-out van 0,590 mW.

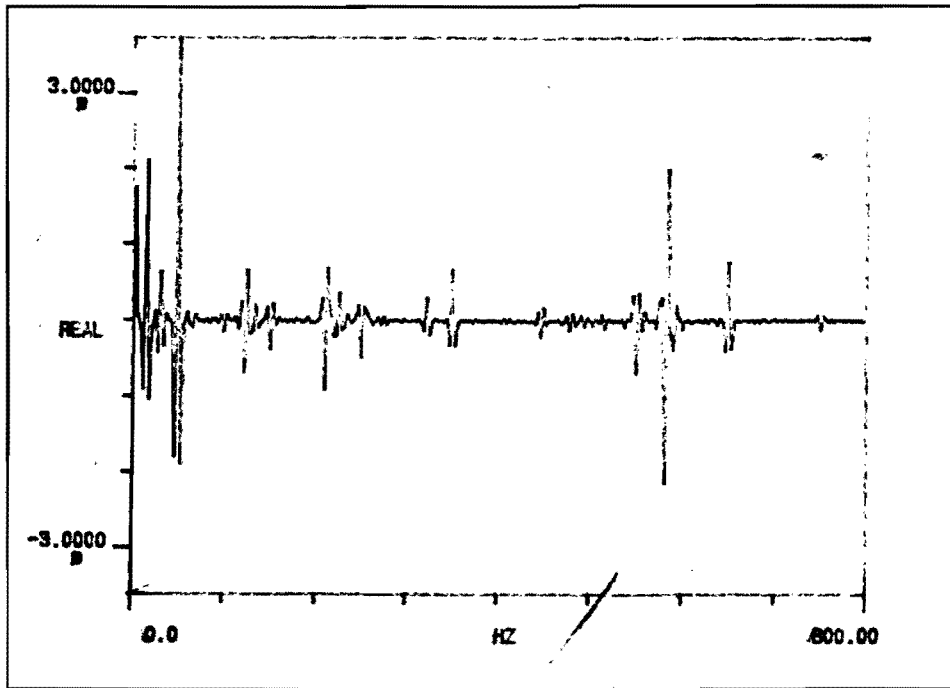
BIJLAGE 8: Ruismeting aan het Focus Fout Signaal

Het Focus Fout Signaal van de c.d.-sensor is in een spectrum-analyzer gevoerd. De resultaten en instellingen worden nu vermeld:

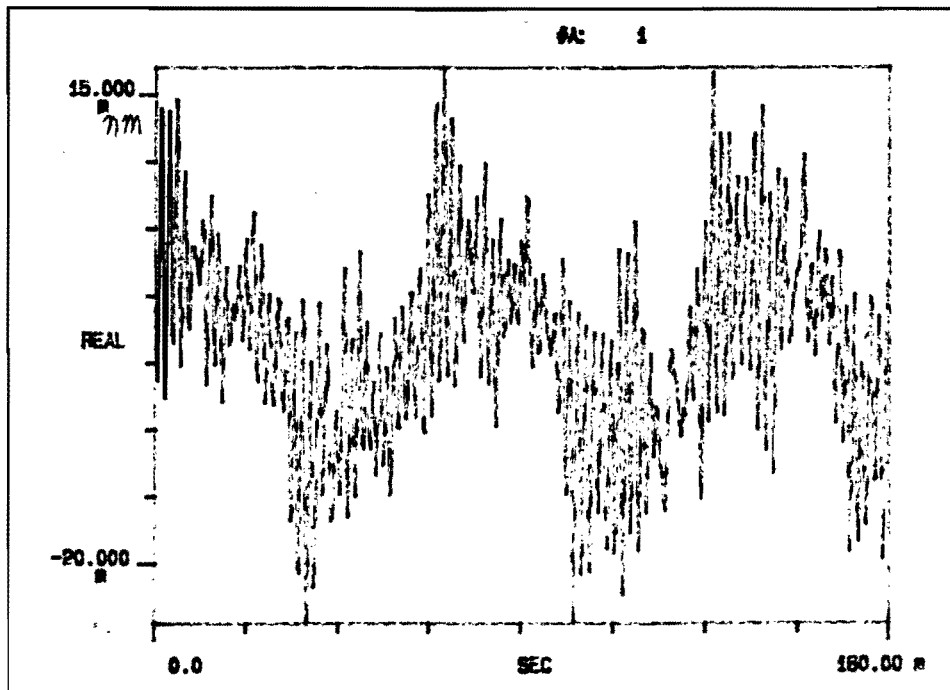
sensor 1, $P_{out} = 0,228 \text{ mW}$



Figuur h: De instelling van de spectrum-analyzer

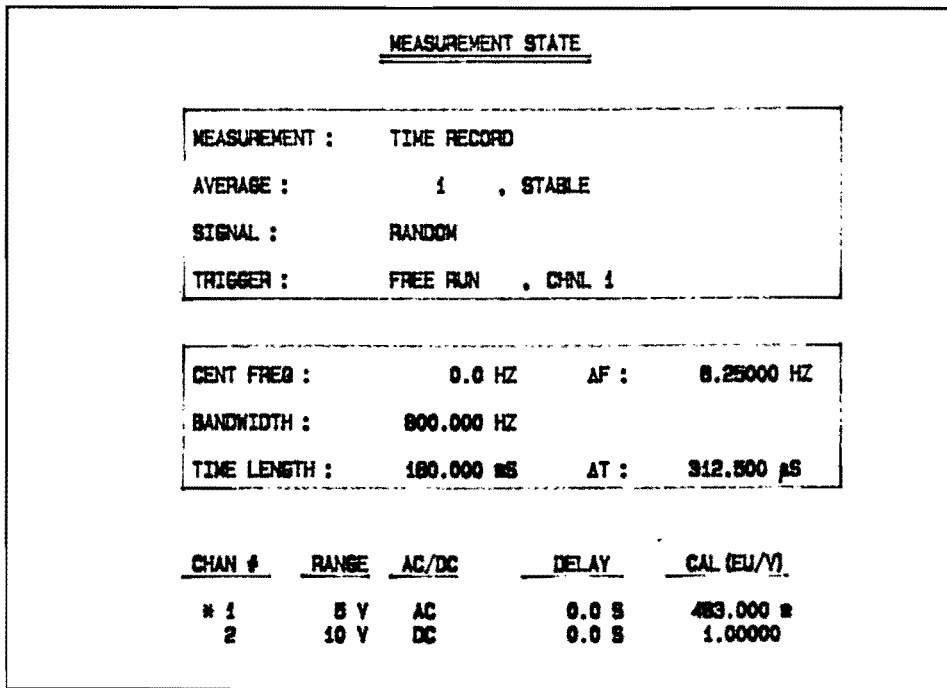


Figuur i: Het frequentiespectrum van de ruis in het F.F.S.

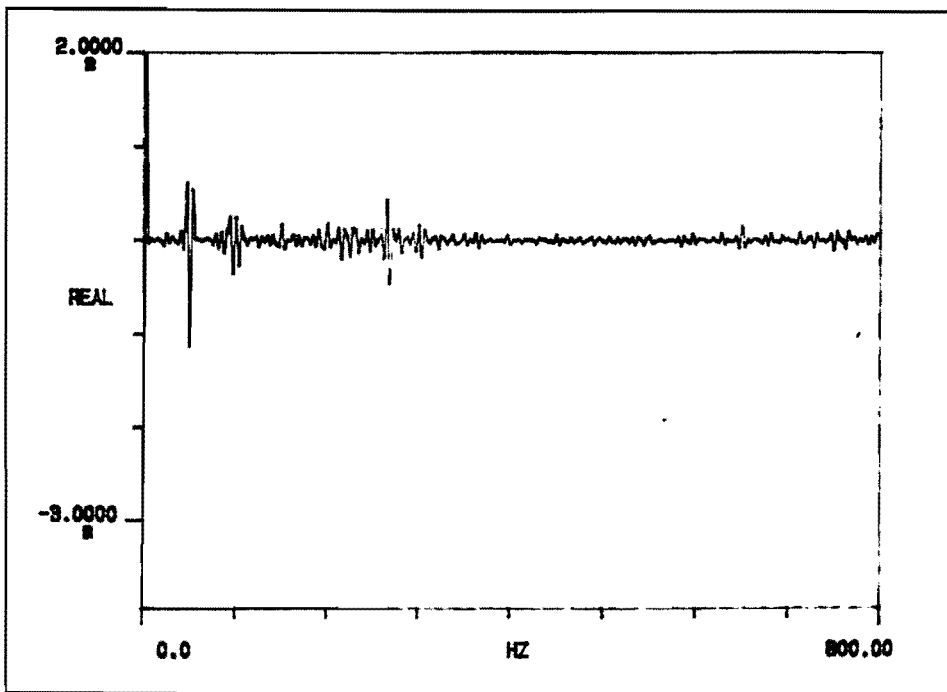


Figuur j: De (verplaatsings-)amplitude van de ruis in het F.F.S.

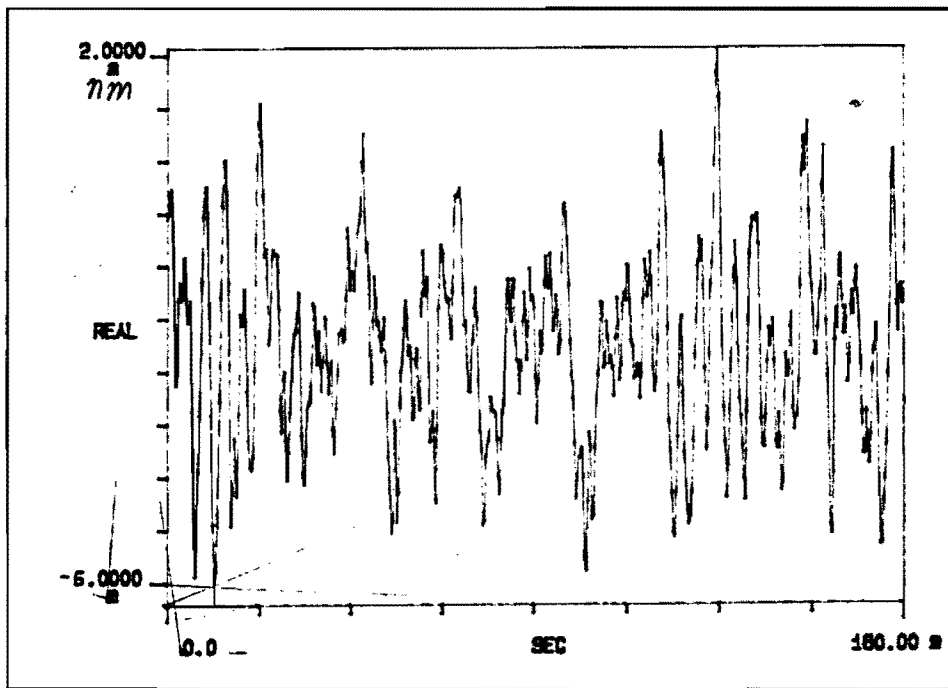
sensor 1, $P_{out} = 0.590 \text{ mW}$



Figuur k: De instelling van de spectrum-analyzer



Figuur l: Het frequentiespectrum van de ruis in het F.F.S.

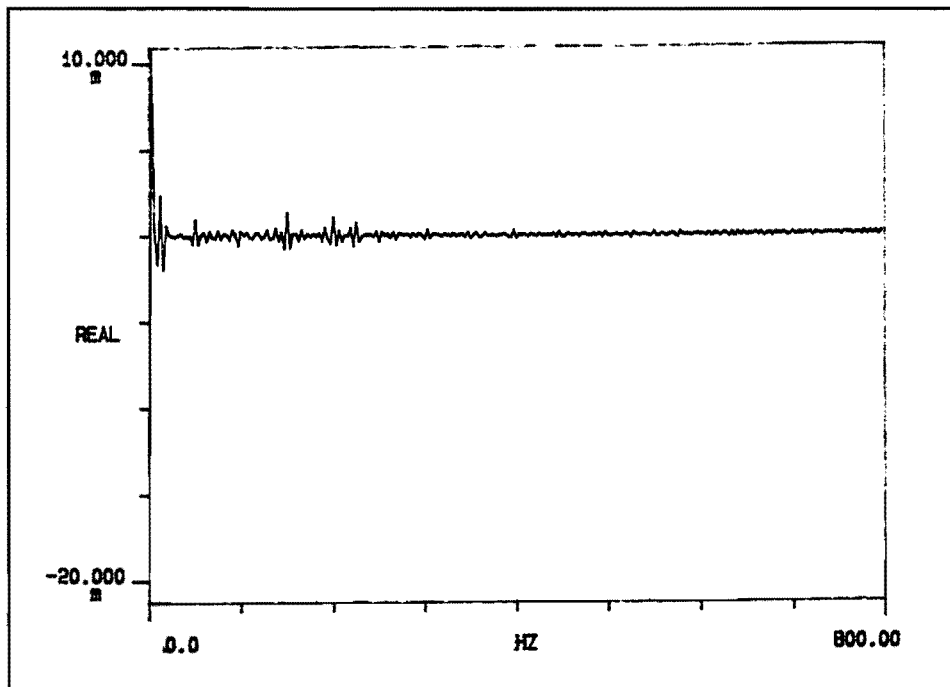


Figuur m: De (verplaatsings-)amplitude van de ruis in het F.F.S.

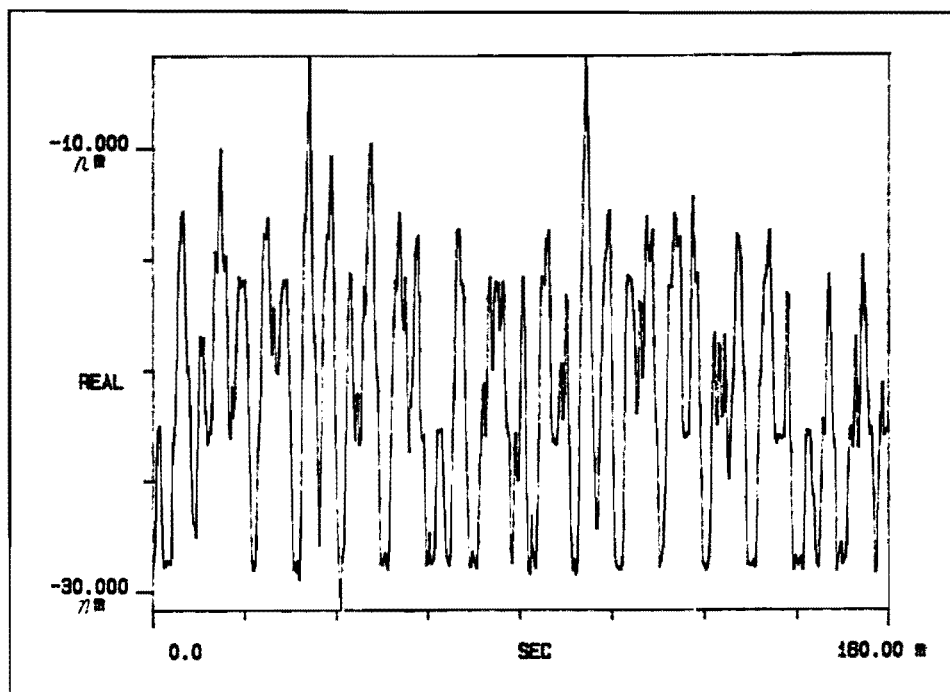
sensor 2, $P_{out} = 1,250 \text{ mW}$

<u>MEASUREMENT STATE</u>				
MEASUREMENT : TIME RECORD				
AVERAGE : 1 , STABLE				
SIGNAL : RANDOM				
TRIGGER : FREE RUN , CHNL 1				
CENT FREQ :		0.0 HZ	ΔF :	8.25000 HZ
BANDWIDTH :		800.000 HZ		
TIME LENGTH :		180.000 ms	ΔT :	312.500 μs
<u>CHAN #</u>	<u>RANGE</u>	<u>AC/DC</u>	<u>DELAY</u>	<u>CAL (EU/V)</u>
* 1	5 V	AC	0.0 S	3.00000
2	10 V	DC	0.0 S	1.00000

Figuur n: De instelling van de spectrum-analyzer



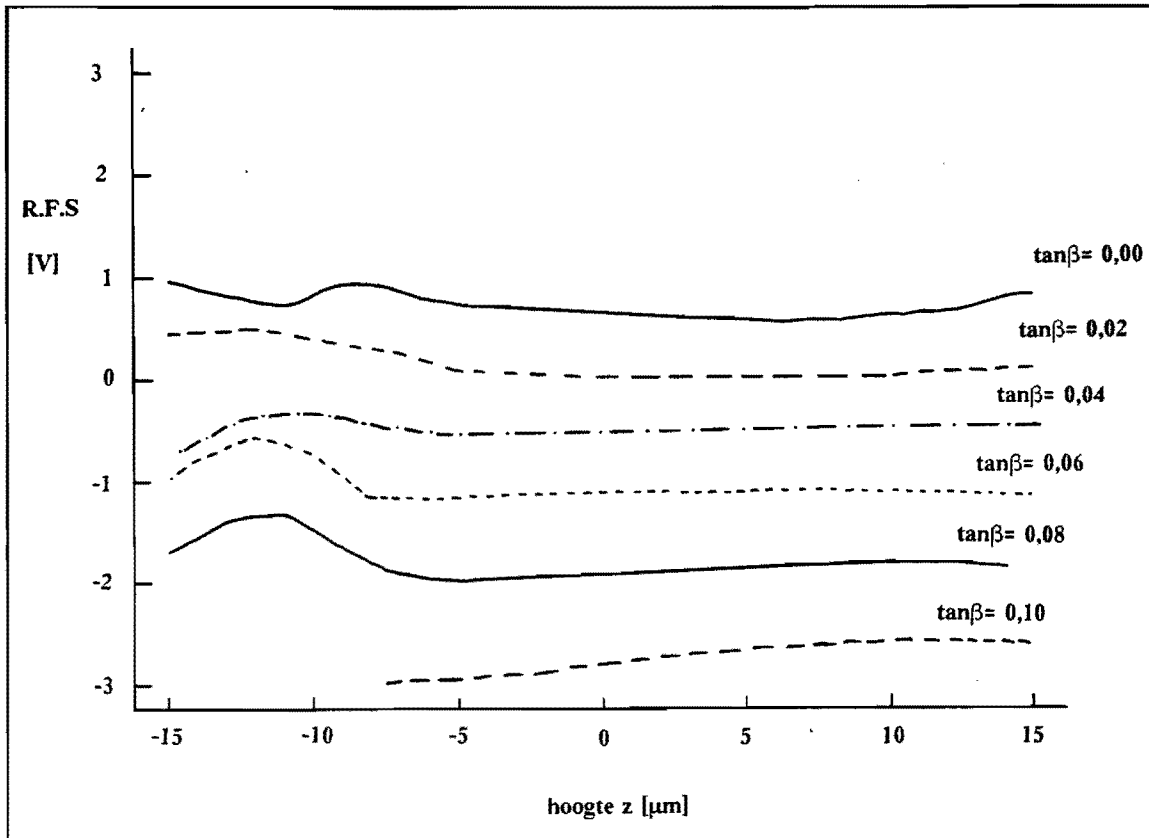
Figuur o: Het frequentiespectrum van de ruis in het F.F.S.



Figuur p: De (verplaatsings-)amplitude van de ruis in het F.F.S.

BIJLAGE 9: Het gemeten Radiaal Fout Signaal

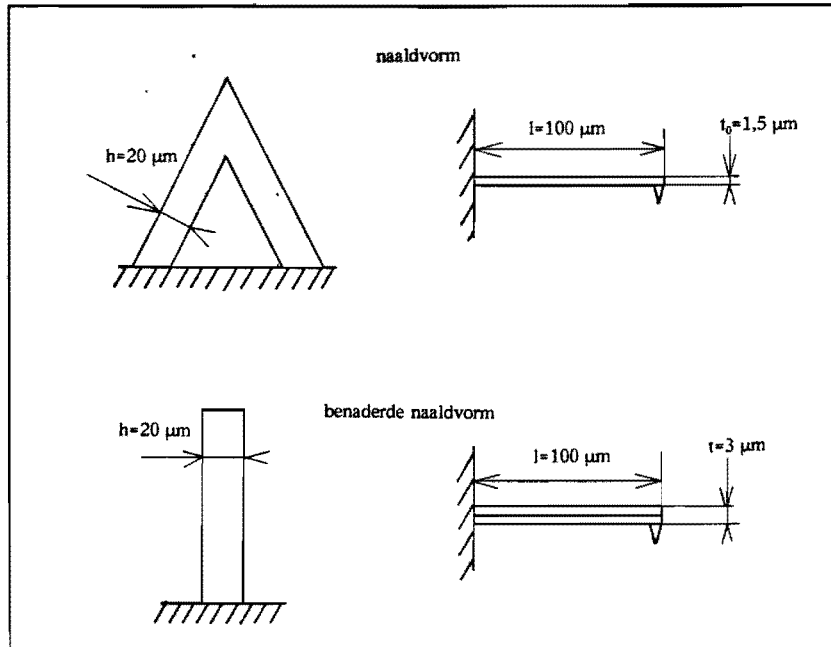
Het Radiaal Fout Signaal van sensor 1 is gemeten als functie van de verplaatsing van het oppervlak in de z-richting. Deze meting is verricht voor verschillende hellingshoeken van het oppervlak.



Figuur r: Het Radiaal Fout Signaal van sensor 1 als functie van de verplaatsing bij een P-out van 0,571 mW.

BIJLAGE 10: De relatie tussen de hoekverdraaiing en de verplaatsing van de naald.

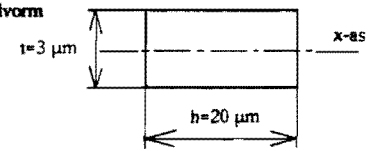
Het verband tussen de hoekverdraaiing van de naaldpunt ($d\beta$) en de naaldverplaatsing (dz_c) wordt bepaald voor de siliciumnaald. In de literatuur [12] wordt aangegeven dat de arm is op te vatten als twee parallel geschakelde veren met een rechthoekig profiel (zie figuur s).



Figuur s: De vorm van de standaard verkrijgbare siliciumnaald en de benaderde naaldvorm

Het traagheidsmoment om de x-as is nu:

$$I_{xx} = \frac{h \cdot t^3}{12} = \frac{20 \cdot 10^{-6} \cdot (3 \cdot 10^{-6})^3}{12} = 4,5 \cdot 10^{-23} \text{ [m}^4\text{]} \quad (\text{B11.1})$$



Voor een balk met een rechthoekig profiel geldt nu:

$$dz_c = \frac{F \cdot l^3}{3 \cdot E \cdot I_{xx}} \quad (\text{B11.2})$$

$$d\beta = \frac{F \cdot l^2}{2 \cdot E \cdot I_{xx}} \quad (\text{B11.3})$$

Uit de specificaties van de naald volgt dat de stijfheid k van de balk gelijk is aan 1 N/m.

Indien $dz_c = 1 \text{ nm}$ dan is $F=10^{-9} \text{ N}$. De waarde van E is nu te bepalen uit formule (B11.2):

$$10^{-9} \text{ [m]} = \frac{10^{-9} \cdot (100 \cdot 10^{-6})^3}{3 \cdot E \cdot 4,5 \cdot 10^{-23}} \text{ [m]} \quad E = 7,4 \cdot 10^9 \text{ [N/m]}$$

Het verband tussen dz_c en $d\beta$ is nu te bepalen met formules (B11.2) en (B11.3):

$$F = \frac{d\beta \cdot 2 \cdot E \cdot I_{xx}}{l^2} \quad (\text{B11.4})$$

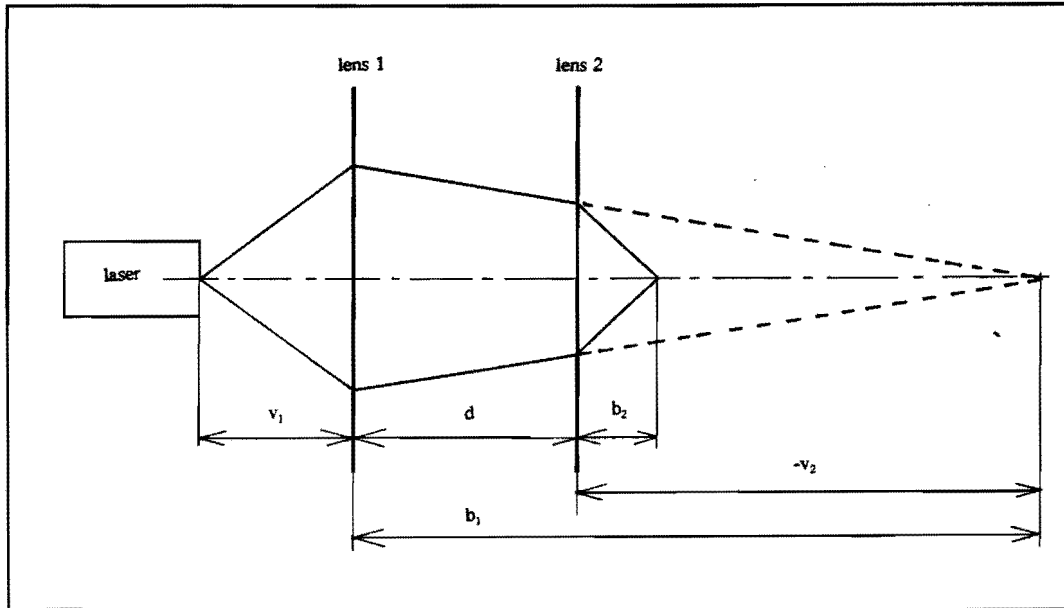
Substitutie van (B11.4) in (B11.2) geeft:

$$dz_c = 2/3 \cdot l \cdot d\beta$$

Met $l=100 \mu\text{m}$ geeft dit :

$$dz_c = 6,67 \cdot 10^{-5} \cdot d\beta \text{ [m].}$$

BIJLAGE 11: Afleiding van de chromatische aberratie formule.



Figuur t: de focussing van de laserbundel.

De optiek van de sensor bestaat uit 2 lenzen; L_1 en L_2 . Uit de lenzenformule volgt:

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad \text{dus} \quad b = \frac{f \cdot v}{v - f} \quad (\text{B12.1})$$

De volgende tekenafspraken zijn gemaakt:

- f = brandpuntsafstand = + bij een convergerende lens
- v = voorwerpsafstand = + links van de lens
- b = beeldafstand = + rechts van de lens

Invullen van formule (B12.1) voor lens 1 en lens 2 geeft:

$$b_1 = \frac{f_1 \cdot v_1}{v_1 - f_1} \quad (\text{B12.2}) \quad b_2 = \frac{f_2 \cdot v_2}{v_2 - f_2} \quad (\text{B12.3})$$

Uit figuur (t) volgt dat geldt $v_2 = -b_1 + d$. Invullen in (B12.3) geeft:

$$b_2 = \frac{f_2 \cdot (b_1 - d)}{b_1 - d + f_2} \quad (\text{B12.4})$$

Eliminatie van b_1 door (B12.2) in (B12.4) in te vullen geeft na uitwerking:

$$b_2 = \frac{f_2 \cdot (f_1 \cdot v_1 - d \cdot (v_1 - f_1))}{f_1 \cdot v_1 + (v_1 - f_1) \cdot (f_2 - d)} \quad (\text{B12.5})$$

Hierin is b_2 de focuspunt-afstand, als functie van f_1 en f_2 . Bij de c.d sensor staat lens 1 ten opzichte van de laser in het brandpunt, dit brandpunt f_1 varieert en het brandpunt van lens 2 varieert. Om te weten te komen wat de variatie van b_2 hierdoor is, dient gekeken te worden naar:

$$db_2 = \frac{db_2}{df_1} (\text{met } v_1 = f_1) \cdot df_1 + \frac{db_2}{df_2} (\text{met } v_1 = f_1) \cdot df_2. \quad (\text{B12.6})$$

Uitwerken levert op:

$$\frac{db_2}{df_1} (\text{met } v_1 = f_1) = \left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 \quad \text{en} \quad \frac{db_2}{df_2} (\text{met } v_1 = f_1) = 1 \quad (\text{B12.7})$$

$$db_2 = \left[\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 \cdot \frac{df_1}{d\lambda} + \frac{df_2}{d\lambda} \right] \cdot d\lambda \quad (\text{B12.8})$$

De chromatische aberratie van sensor 2.

Er is een bovenschatting gemaakt van het effect van de chromatische aberratie voor sensor 2.

Bepaling van $d\lambda$.

Uit hoofdstuk 5.2.2 blijkt dat de piek-breedte maximaal 5GHz is.

Er geldt: $\lambda = c/F$; met: $F =$ frequentie
 $c =$ de lichtsnelheid in lucht

Dus: $d\lambda = -(c/F^2) \cdot dF$; met $dF = 5 \text{ GHz}$
 $c = 299,79 \cdot 10^6 \text{ m/s}$

De laser zendt licht uit van $\lambda \approx 800 \text{ nm}$, dus $F = 3,75 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ en $d\lambda = 0,0107 \text{ nm}$.

De chromatische aberratie van de lenzen.

In sensor 2 worden lenzen van Spindler en Hoyer toegepast. In de catalogus worden

waarden van f en λ gegeven (zie onderstaande tabel).

λ (in nm)	486	633	850	1064	nominale f (in mm)
f van lens 1 (in mm)	20,27	20,71	20,75	20,81	20
f van lens 2 (in mm)	10,39	10,39	10,41	10,44	10

Een schatting van $df/d\lambda$ rond λ is nu:

$$df_1/d\lambda = (20,75 - 20,71) * 10^6 \text{ nm}/(850 - 633) \text{ nm} = 184$$

$$df_2/d\lambda = (10,41 - 10,39) * 10^6 \text{ nm}/(850 - 633) \text{ nm} = 92,2$$

Schatting van de focale onzekerheid.

Invullen van $f, d\lambda$ en $df/d\lambda$ in formule (5.1) geeft voor sensor (2): $db_2 = 1,5 \text{ nm}$.

BIJLAGE 12: Objectieven met een grote Numerieke Apertuur (NA)



MICROSCOPE OBJECTIVES

The microscope objective is the most important part of any microscope imaging system. Its performance dictates the general quality of the entire system.

The magnifications of the achromatic microscope lenses are corrected for a tube length of 160 mm corresponding to an imaging length of 195 mm.

Besides the magnification, there is one other important parameter of a microscope objective, the numerical aperture N.A. which is calculated from:

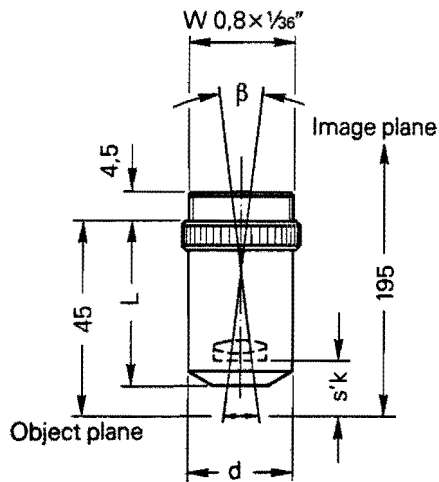
$$NA = n \cdot \sin \alpha$$

where n denotes the index of refraction of the optical medium between object and objective and α is half the angle between the back focal length s' and the front lens aperture. It is mainly the N.A. which determines the resolving power of the microscope objective.

For magnifications higher than 20 \times , the objective has been corrected for a cover glass 0,17 mm thick. Moreover, the objective has a spring-loaded protective housing to prevent focussing damage. The thread specifications are 0,8" \times 1/36" for all objectives.

These objectives can be used both as imaging lenses and in laser expansion systems. However, for laser use, because of the cemented elements, there is a limit to the beam power with which they can be used. The objectives marked with an "L" have been especially tested for laser applications.

All of the lenses are broadband AR coated.



Microscope objectives
broadband AR coated

Magnification $\pm 5\%$	NA	$f_{588\text{nm}}$	$f_{546\text{nm}}$	$f_{1150\text{nm}}$	$s'k_{588\text{nm}}$	d (mm)	L (mm)	β°	Part No.
4:1	0,10	30,98	30,97	31,26	37,25	22,4	26,1	4,0	03 8717
10:1	0,25	16,85	16,84	16,93	7,30	22,4	38	9,8	03 8712
20:1	0,35	8,15	8,15	8,19	2,46	22,4	42,6	22,31	03 8713
40:1	0,65	4,68	4,67	4,72	0,67	22,4	44,5	39,14	03 8714
40:1*	0,65	4,68	4,67	4,72	0,67	22,4	44,5	39,14	03 8716
63:1	0,85	3,06	3,05	3,09	0,25	22,4	44,8	61,69	03 8715

* for laser use at 633 nm

BIJLAGE 13: Schatting van de verhouding van het signaal en de signaalvariatie bij meting van het Radiaal Fout Signaal.

In hoofdstuk 5.5 is gebleken dat de verhouding tussen het signaal en de signaalvariatie overeenkomt met de verhouding tussen het oppervlak van de meetbundel en het verschoven oppervlak van de bundel ten opzichte van de optische as. Deze verhouding is voor sensor 1 bepaald.

Het oppervlak van de meetbundel.

De laser zendt een lichtbundel uit onder een numerieke apertuur van 0,11. De hoek γ is dus: $0,11 = \sin \gamma$
dus $\gamma = 0,11$ rad.

De afstand tussen de laser en lens 1 is gelijk aan

$$f_1 = 20 \text{ mm.}$$

Er geldt:

$$\tan \gamma = \frac{1/2 \cdot d}{f_1}$$

Invullen van bovenstaande waarden geeft:

$$d = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ m.}$$

Het oppervlak van de bundel is nu dus:

$$A = \frac{\pi \cdot d^2}{4} = 1,52 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$$

Het verschuiven van de meetbundel.

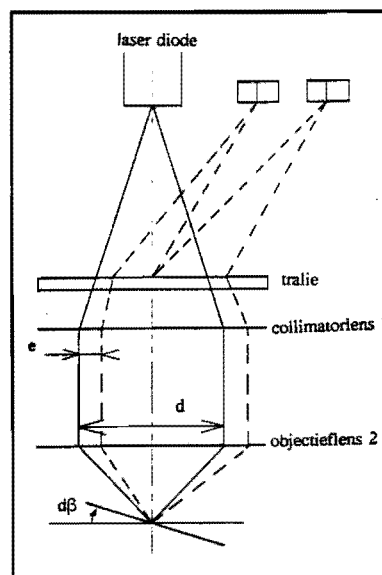
Indien de naald 1 nm uitwijkt, dan is met formule 4.8 de hoekverdraaiing te bepalen:

$d\beta = 1,5 \cdot 10^{-5}$ rad. Voor de verschuiving (e) van de evenwijdige bundel geldt:

$$e = f_2 \cdot \tan(d\beta) = 4,5 \cdot 10^{-3} \cdot \tan(1,5 \cdot 10^{-5}) = 6,75 \cdot 10^{-8} \text{ m.}$$

Het oppervlak dat verschuift is bij benadering gelijk aan:

$$dA = e \cdot d = 2,83 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$$



Figuur u: Stralengang in de sensor.

Dit oppervlak wordt door het ene diodepaar wel en door het andere paar niet meer "gezien". Er wordt gekeken naar het verschil tussen de signalen van beide paren. Het totaal gemeten verschil in oppervlak is dus: $dA - -dA = 2 * dA$.

De verhouding tussen de sterkte van het signaal en de variatie ervan (bij een naalverplaatsing van 1 nm) is nu:

$$\frac{A}{dA} = 26807$$

De ruiswaarde die hierbij hoort is 38 nm.

De nieuwe optiek van de sensor bij meting met het Radiaal Fout Signaal.

De resolutie van de sensor kan sterk verbeterd worden indien de lenzen aangepast worden.

De beste resultaten worden behaald indien $d = \text{klein}$ dus $f_1 = \text{klein}$, en $e = \text{groot}$ dus $f_2 = \text{groot}$.

Echter; er wordt verder geëist dat de lichtspot op de naald van $100 \mu\text{m}$ lengte voldoende gereflecteerd moet kunnen worden zodat er voldoende licht op de dioden komt. Gemeten is dat sensor 1 op een P_{out} van $0,590 \text{ mW}$ is afgesteld. Dit kan opgevoerd worden naar $1,25 \text{ mW}$. Indien de diameter van de spot op de naald $30 \mu\text{m}$ is, dan zal meer dan 50% van de totale lichthoeveelheid weerkaatst worden, dus ongeveer $0,6 \text{ mW}$. Dit geeft voldoende signaalsterkte om mee te meten. De spotdiameter dient dus kleiner dan $30 \mu\text{m}$ te zijn.

Indien $f_1 = 6,4 \text{ mm}$, dan is $d = 2 * f_1 * \sin(0,11 \text{ rad}) = 1,4 * 10^{-3} \text{ m}$.

De bundeloppervlakte is nu: $1,54 * 10^{-6} \text{ m}^2$.

Gekozen is voor $f_2 = 20 \text{ mm}$, nu is

$$d_{\text{spot}} = \frac{2,44 \cdot \lambda \cdot f_2}{d} = 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 27 \mu\text{m}$$

De bundelverschuiving is nu:

$$e = f_2 * \tan(d\beta) = 3 * 10^{-7} \text{ m}.$$

$$dA = e * d = 4,2 * 10^{-10} \text{ m}^2.$$

Nu geldt:

$$\frac{A}{2 \cdot dA} = \frac{1,54 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 4,2 \cdot 10^{-10}} = 1833$$

Er geldt:

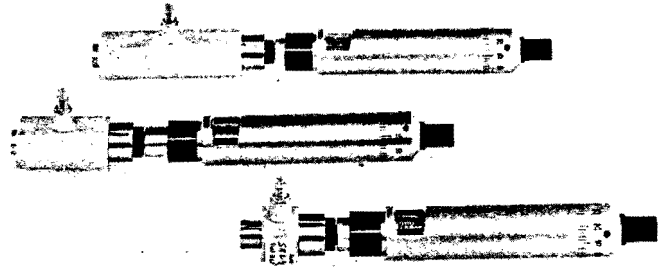
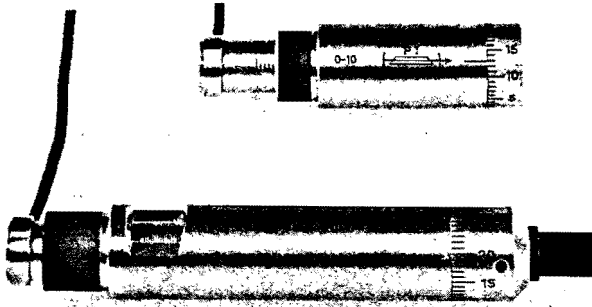
$$\frac{\text{signaal}}{\text{signaalverandering}} = \frac{A}{2 \cdot dA}$$

$$\left[\frac{A}{2 \cdot dA} \right]_{\text{oude sensor}} \cdot \text{ruiswaarde oude sensor} = \left[\frac{A}{2 \cdot dA} \right]_{\text{nieuwe sensor}} \cdot \text{ruiswaarde nieuwe sensor}$$

De ruiswaarde met de nieuwe optiek is nu:

$$26807/1833 * 38 = 2,6 \text{ nm.}$$

BIJLAGE 14: De piëzo-elektrische micrometerschroef



The PIEZOMIKES are micrometer screws with integrated piezo-translators. This versatile combination allows manual adjustment within the positioning range of 10 or 25 mm and then an electrically controllable fine adjustment of 20 μm with the piezo element.

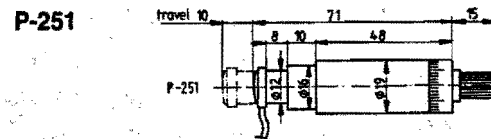
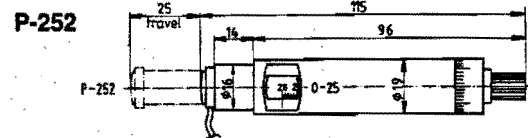
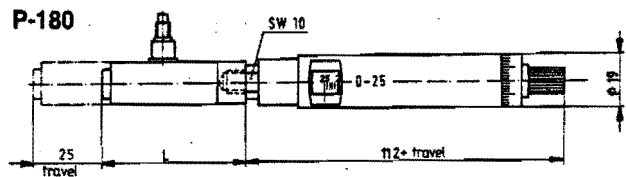
The PIEZOMIKE can be used anywhere where a manual adjustment of several millimeters is necessary, followed by an electrical adjustment of the position in a small range. It is even difficult to set a position to within a micrometer of accuracy when you are using a good micrometer. This is no problem for the PIEZOMIKE. The position resolution is so high that accurate positionings can be carried out in the nanometer range.

The PIEZOMIKE is a compact actuator for control and closed loops. It eliminates many attachment and adaptation problems as it can be clamped to its 16 mm shaft like a normal positioning screw.

While for the PIEZOMIKE the translator is integrated in the casing of the micrometer screw, the models P-180 to P-183 have external piezo-translators which are connected to the positioning screw via a tapped pin.

Model Survey

- P-251.10 PIEZOMIKE, 10 mm, 20 μm , with BNC connector
- P-251.20 PIEZOMIKE, 10 mm, 20 μm , with LEMO connector
- P-252.10 PIEZOMIKE, 25 mm, 20 μm , with BNC connector
- P-252.20 PIEZOMIKE, 25 mm, 20 μm , with LEMO connector



Technical Data

PIEZOMIKE		
Model	P-251.xx	P-252.xx
Travel, manual	10 mm	25 mm
Length	71 mm + travel	112 mm + travel
Micrometer screw	M-631	M-632
Piezo translator	P-250.xx	P-250.xx
Travel, piezoelectric	20 μm	
Max. operating voltage	-1000 V	
Cable connection	coaxial cable, 1 m, with LEMO model P-251.20, P-252.20 coaxial cable, 1 m, with BNC model P-251.10, P-252.10	
Spindle	non-rotating, pitch 0.5 mm	
Ø Mounting shaft	16 mm	

Technical Data

Micrometer Screw with External Piezos				
Model	P-180.00	P-181.00	P-182.00	P-183.00
Piezo translator	P-170	P-171	P-172	P-173
Nominal travel [μm]	5	10	20	40
Max. travel [μm]	7,5	15	30	60
Length L (PZT) [mm]	24	32	48	78
Micrometer screw	M-632			
Positioning range, manual	25 mm			
Ø Mounting shaft	16 mm			
Cable connection	SMC connector			
Operating Voltage	-1000 V (-1500 V max.)			

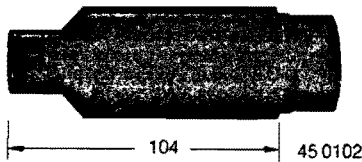
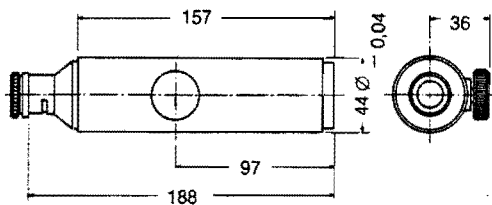
READING TELESCOPES



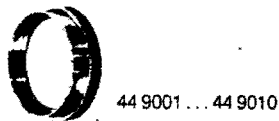
45 0100



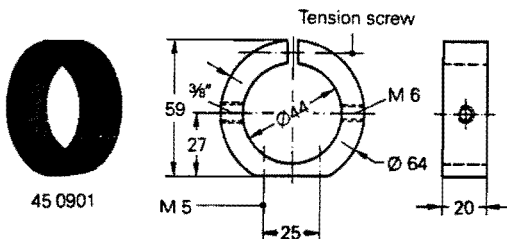
45 0101



45 0102



44 9001 ... 44 9010



45 0901

Reading telescope 45 0100
without eyepiece,
Distance setting with intermediate optic focussing from 1200 mm to ∞ (from the objective), short distances of less than 1200 mm by means of a close-up lens in increments down to 105 mm.
Without image reversal, broadband AR coated.

Reading telescope with 45° incline tube 45 0101
without eyepiece,
otherwise like 45 0100.

Telescope magnification =
Basic magnification \times eyepiece magnification
Basic magnification of the telescope without the eyepiece: 1,2 \times .

To obtain magnifications from $\times 12$ to $\times 30$ we recommend the following eyepieces.

Telescope magnification	Orth. eyepiece	Reticules	Eyepiece Part No.
12 \times	f = 25 mm	10 mm in 200 div.	03 8252
12 \times	f = 25 mm	Cross 5 \times 7,5 mm, 10 μ m	03 8253
15 \times	f = 20 mm	10 mm in 200 div.	03 8248
15 \times	f = 20 mm	Cross 5 \times 7,5 mm, 10 μ m	03 8249
20 \times	f = 16 mm	10 mm in 200 div.	03 8244
20 \times	f = 16 mm	Cross 5 \times 7,5 mm, 10 μ m	03 8245
30 \times	f = 10 mm	5 mm in 200 div.	03 8241
30 \times	f = 10 mm	Cross 2 \times 3 mm, 5 μ m	03 8242

Image reversal system 45 0102
For reading telescopes without eyepieces.
The front of the image reversal system is threaded and replaces the eyepiece tube on the reading telescope. Magnification factor 1,3.

Auxiliary close-up lenses, mounted

for distance	Part No.	for distance	Part No.
105–120 mm	44 9010	240– 300 mm	44 9004
120–135 mm	44 9009	300– 400 mm	44 9003
135–155 mm	44 9008	400– 600 mm	44 9002
165–200 mm	44 9006	600–1300 mm	44 9001

Mounting ring 45 0901
to hold the reading telescope.
External \varnothing 64 mm, internal \varnothing 44 mm, 20 mm width.

Mounting possibilities:
Threaded M 6 and 3/8"
Rod \varnothing 13,7 \times 50, M 6 or double ball joint 02 4943
Mounting plate MP 80.U 02 4970