

MASTER

Bouw en ontwikkeling van een oscillerende bellenmethode ten behoeve van het monolagenonderzoek

Steeghs, Antoine G.S.

Award date:
1987

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

Take down policy

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

Technische Universiteit Eindhoven
Faculteit der Technische Natuurkunde
Vakgroep Analyse Fysische Meetmethode

januari 1987

Bouw en ontwikkeling van een
oscillerende bellenmethode
ten behoeve van het
monolagenonderzoek

Antoine G. S. Steeghs

Verslag van het afstudeerwerk van:

Antoine Gerardus Sigebertus Steeghs

Onder begeleiding van:

Ir P. Gieles

"Het is pas fijn als er bubbles zijn."

Met dit verslag sluit ik mijn studie op de TH af. Ik zal zeker met plezier op deze periode terug kijken. Voordat dit afstudeerverslag tot stand kon komen is er veel werk door vele mensen verricht. Enige van deze mensen wil ik daarbij niet onvermeld laten zonder de anderen te kort te willen doen.

Alle studenten en medewerkers van de vakgroep AFM wil ik danken voor de steun op die momenten dat dat nodig was EN voor de koffiepauzes.

Alle klusjesmannen, bedankt voor alle grote en kleine klusjes. Marius, jij hebt met mij meegedacht en van mijn wilde ideeën en schetsen een mooie opstelling gemaakt.

Paul, bedankt voor je begeleiding en overleg maar vooral dat jij me vrij hebt gelaten dat te doen wat ik voor juist hield. Mijn ouders, Heerroom, Marion, Roger en mijn vrienden die met interesse mijn verrichtingen volgen en ondersteunen, jullie geven vaak dat laatste beetje steun dat nodig is om iets te bereiken.

Antoine

SAMENVATTING

In het kader van een onderzoek naar de fysische eigenschappen van longsurfactant is een nieuwe meetmethode ontwikkeld waarmee de oppervlaktespanning (σ) van deze monolaag op het grensvlak water-lucht te bepalen is: De oscillerende bellemethode. Het streven is deze methode naast en ter vergelijking met de andere in de vakgroep aanwezige meetmethoden te gebruiken. In principe zijn met deze nieuwe methode dezelfde metingen te verrichten zonder de nadelen die aan de andere methodes kleven. Zo is de opstelling klein, is maar weinig van een te onderzoeken stof nodig voor een meting en wordt het grensvlak niet verstoord door een meetinstrument.

De methode is gebaseerd op de wet van Laplace voor een bol. Druk- en straalmetingen aan deze luchtbel leveren indirect een maat voor de oppervlaktespanning.

Op basis van in de literatuur beschreven systemen is een geheel nieuw en verbeterd ontwerp gemaakt en gerealiseerd. Deze opstelling wordt in dit verslag beschreven. De belangrijkste wijzigingen betreffen het gebruik van een stereomicroscoop met de mogelijkheid voor donkerveldbelichting en een fototube met fotocel ter bepaling van de belstraal. Verdere wijzigingen zijn het gebruik van een membraandrukopnemer als pulsator en de mogelijkheid om direct σ -A curves op te meten.

In dit verslag wordt afgeleid dat bij kleine belen ($R < 1200 \mu\text{m}$) inderdaad de wet van Laplace voor een bol gebruikt mag worden voor de berekening van σ .

Verder is door metingen en een berekening van de verstrooiing van licht aan een luchtbel in water, bepaald onder welke omstandigheden men door de afbeelding van de bel met de microscoop op een fotocel de belstraal kan meten bij zowel een helderveldbelichting (HV) als donkerveldbelichting (DV).

Bij het meten van de druk blijkt dat dit signaal gecorrigeerd moet worden om de juiste druk over de belwand te meten.

Als test voor het systeem is de oppervlaktespanning van zuivere vloeistoffen bepaald. Hierbij bleek dat de methode en opstelling goed voldoen maar ook dat deze zeer gevoelig zijn voor vervuiling (en dus de wijze van reiniging) van de opstelling.

Tenslotte is er naar aanleiding van de metingen verwerkings-electronica ontworpen en gerealiseerd waardoor momentaan uit het fotocel- en druksignaal zowel de belstraal als de grootte van het beloppervlak als de drukval over de belwand als de oppervlaktespanning bepaald kan worden.

Op het eind van dit verslag worden enige aanbevelingen gedaan zodat deze methode naast en ter vergelijking met andere meetmethoden gebruikt kan worden.

8.	BEPALING VAN DE OPPERVLAKTESPANNING VAN ZUIVERE VLOEISTOFFEN	59
	8.1 Foutenbronnen	59
	8.2 Metingen	61
	8.3 Electronica	66
9.	DE PULSATOR	67
10.	HET VERANDEREN VAN DE BELGROOTTE IN EEN AFGESLOTEN SYSTEEM	69
	DISCUSSIE	72
	REFERENTIES	76

Appendices

1	Technische gegevens van de opstellingen uit de literatuur en van de gebouwde opstelling	A1
2	Tekeningen van het systeem	A3
3	Technische gegevens microscoop	A6
4	Inleidende metingen voor het bepalen van het verband tussen het fotocelsignaal en de voorwerpsgrootte	A11
5	Heldere en donkere ringen in de bel	A17
6	Regenbogen in de bel?	A21
7	De signaalverwerking Electronica schema's	A23

ACHTERGROND VAN HET MONOLAGENONDERZOEK

In de vakgroep Analyse Fysische Meetmethoden (AFM) vindt een onderzoek plaats naar de fysisch-chemische eigenschappen van monomoleculaire lagen op het grensvlak vloeistof-lucht. Met name worden de methodische aspecten van het onderzoek aan longsurfactant, een mengsel van oppervlakteactieve stoffen die men aantreft op een waterlaagje aan de binnenzijde van de longblaasjes, onderzocht.

Longsurfactant blijkt essentieel te zijn voor een goede ademhaling. Er is aangetoond [1] dat het Respiration Distress Syndrome (RDS) bij te vroeg geboren baby's verband houdt met en waarschijnlijk veroorzaakt wordt door een gebrek aan longsurfactant. RDS is de grootste oorzaak van sterfte onder te vroeg geboren baby's in westerse landen.

Uit eerder onderzoek [2] is gebleken dat longsurfactant een stabiliserende werking op de longblaasjes kan hebben.

Ik stel de longblaasjes modelmatig voor als een bolvormig gekromd oppervlak met daarop aan de binnenzijde een aaneengesloten waterlaagje. Met behulp van de wet van Laplace voor een bol (zie hoofdstuk 1) kan men dan de drukval over de wand van het longblaasje P uitrekenen.

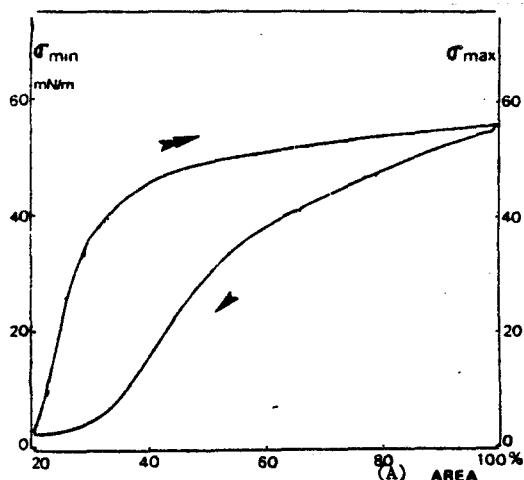
$$P = 2\sigma/R$$

σ is de oppervlakte spanning van water en R de kromtestraal.

Als de longblaasjes kleiner worden (uitademing) wordt de druk over de wand van de longblaasjes verhoogd. Indien men met de oppervlakte-spanning van water en de kromtestraal zoals die in de longen voorkomt rekent zouden de longblaasjes in elkaar kunnen klappen daar deze drukken niet door het weefsel op te vangen zijn. Oppervlakteactieve stoffen verlagen de oppervlaktetenspanning (σ) dus de drukval over de wand van de longblaasjes.

In dit model zouden kleine longblaasjes "leeglopen" in grote longblaasjes daar een verschil in kromtestraal ook een verschil in druk zou betekenen. Dit wordt weliswaar voorkomen door de stijfheid van het weefsel maar dit alleen is niet voldoende. Het lager worden van de oppervlaktetenspanning bij een kleiner oppervlak zorgt mogelijk voor de rest van de stabiliserende werking.

Voor natuurlijk surfactant is m.b.v. de Langmuir-Wilhelmy methode (zie hoofdstuk 1) het volgende verband tussen de oppervlaktetenspanning en het oppervlak gemeten (ref. 3).



In de klinische praktijk worden over het algemeen 2 eisen betreffende de oppervlaktespanning σ en de σ -A curve gesteld:

- 1) Onder compressie (verkleinen van het oppervlak) moet een lage oppervlaktespanning gemeten worden. $\sigma < 10$ mN/m [4].
- 2) De curve moet een grote hysteresis tonen en dit ook na herhaald doorlopen van de compressie-expansie cyclus blijven doen.[5]

Deze criteria zijn opgesteld na metingen aan het surfactant met de zogenaamde Langmuir-Wilhelmy methode.

Deze meetmethode bevat complicaties (zie hoofdstuk 1) die de conclusies die voortkomen uit onderzoek met deze methode beïnvloeden.

In de vakgroep is een onderzoek gaande om na te gaan in hoeverre deze methode de meting beïnvloedt en of deze methode te verbeteren is.

Parallel loopt een tweede onderzoek aan een andere methode die wellicht minder complicaties heeft en de meting niet of minder beïnvloedt. Dit is de oscillerende bellenmethode.

Daarna kan men de beide methodes vergelijken en onderzoeken of m.b.v. de verschillende methodes dezelfde resultaten verkregen worden.

Tenslotte zou men wellicht aan de hand van σ -A curves opgenomen met een meer betrouwbare methode betere criteria op kunnen stellen hoe de σ -A curves van een goed werkend natuurlijk of artificieel surfactant er uit moeten zien.

Het doel van mijn afstudeerwerk is geweest ontwerpen en bouwen van een apparaat voor de bellenmethode en het doen van voorbereidende en inleidende metingen om op basis daarvan tot een goed werkende meetmethode te komen.

HOOFDSTUK 1.

INLEIDING.

1.1 Oppervlaktespanning en de wet van Laplace.

In dit verslag wordt een methode beschreven om de oppervlaktespanning σ van vloeistoffen te meten. Deze methode is gebaseerd op de wet van Laplace.

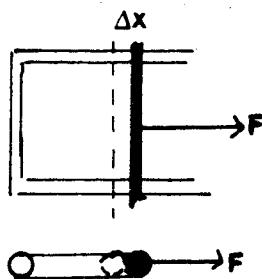
Oppervlaktespanning is een moeilijk begrip om uit te leggen. IK zal toch proberen aan te duiden wat het zou kunnen zijn.

De moleculen in de bulk worden alle omringd door andere moleculen. De gemiddelde kracht op een molecuul is nul. Een molecuul aan het grensvlak vloeistof-gas ondervindt een kracht door de vloeistofmoleculen en een kleinere kracht door de gasmoleculen. De resultante van deze krachten is een naar binnengerichte kracht loodrecht op het grensvlak. Bij afwezigheid van uitwendige krachten zal een vloeistofdruppel de bolvorm aannemen aangezien dit overeenkomt met de kleinste potentiële energie.

Deze uitleg is echter onbevredigend en onvolledig. Als er alleen een naar binnen gerichte kracht zou zijn zou het systeem imploderen. Dit model verklaart dus niet welke "reactiekracht" er is die het systeem in evenwicht houdt. Verder verklaart dit model niet hoe een kracht loodrecht op het grensvlak een kracht veroorzaakt in het oppervlak zoals in het volgende voorbeeld.

Brengt men een zeepvlies aan in een draadraam met een bewegende zijde en vergroot men het vlies door die zijde naar buiten te trekken dan moet men een kracht (F) op de bewegende zijde uitoefenen.

Deze kracht is evenredig met de breedte van het draadraam (b) en onafhankelijk van de dikte van het zeepvlies. [6]



$$F = 2 \times \sigma \times b$$

De evenredigheidsconstante σ wordt de oppervlaktespanning genoemd; de factor 2 is nodig om dat er 2 oppervlakken zijn.

figuur 1

De uitwendig verrichte arbeid is:

$$\Delta W = F \times \Delta x = 2 \times \sigma \times b \times \Delta x = \sigma \times \Delta A$$

Dus de oppervlaktespanning σ kan ook beschouwd worden als de vrije energie die per oppervlakte eenheid nodig is om een oppervlak te vergroten.

In de praktijk gebruikt men beide definities (kracht per lengte eenheid en energie per oppervlakte-eenheid) door elkaar.

DE WET VAN LAPLACE.

In de thermodynamica geldt dat voor elke energie uitwisseling met de omgeving de verrichte arbeid (dW) opgeschreven kan worden als:

$$dW = X dY$$

Hierin zijn X en Y twee toestandsparameters waarvan een (Y) evenredig is met de hoeveelheid stof (de zogenaamde extensiteitsparameter) en de andere (X) geen verband houdt met de hoeveelheid stof (de intensiteitsparameter).

Voor een systeem dat in drukcontact met de omgeving staat geldt als er een volumeverandering (dV) bij een druk (P) plaatsvindt:

$$dW = -P dV$$

Voor een systeem dat bestaat uit een vloeistof met oppervlaktespanning (σ) met een veranderlijk oppervlak geldt als er een oppervlakteverandering (dA) plaatsvindt:

$$dW = \sigma dA$$

Voor een een luchtbel in een vloeistof geldt dat er zowel sprake is van een drukcontact als van een veranderlijk oppervlak dus:

$$\sigma dA = -P dV \quad [7]$$

dus:

$$\sigma = -P \left(\frac{\partial V}{\partial A} \right) \quad \text{De wet van Laplace.}$$

Voor een bolvormig oppervlak geldt $\partial V / \partial A = 1/2 R$
dus:

$$P = -2\sigma/R \quad \text{de wet van Laplace voor een bolvormig voorwerp.}$$

De straal R heeft een zodanig teken dat de druk in de vloeistof buiten de luchtbel lager is dan de druk in de bel.

1.2 Twee methodes ter bepaling van de oppervlaktespanning.

Het longsurfactant moet op veel eigenschappen onderzocht worden; chemische, biochemische, fysiologische en fysisch-chemische eigenschappen.

In de vakgroep AFM beperkt men zich tot de fysisch-chemische aspecten van het surfactantonderzoek en wel in het bijzonder tot het opmeten van de σ -A curve, de dilatatieeigenschappen van het surfactant en het relaxatiegedrag.

Voor de σ -A en relaxatiemetingen is de Langmuir-Wilhelmy methode (LW-methode) de meestgebruikte methode. Aan deze methode kleven echter enige nadelen die de meting zodanig beïnvloeden dat het zinvol leek om een andere methode te ontwikkelen die deze nadelen (wellicht) niet heeft.

Dit is de oscillerende bellemethode.

Ik wil hier beide methodes kort bespreken en aangeven welk type metingen er meegedaan kunnen worden. Daarna zal ik de voor en nadelen van beide methodes bespreken en de methodes met elkaar vergelijken.

1.2.1 De Langmuir-Wilhelmy methode.

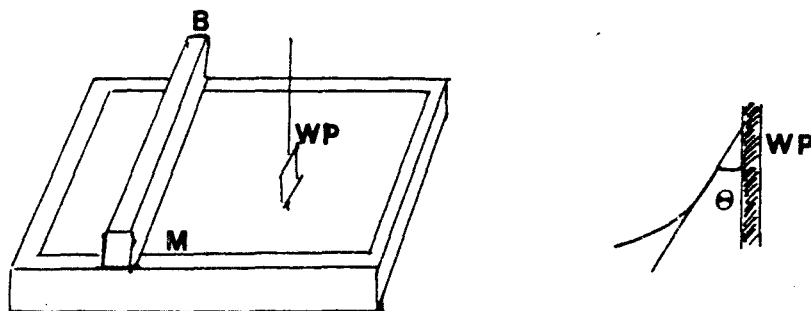
Bij deze methode maakt men gebruik van een hydrofobe (Teflon) trog gevuld met de vloeistof (water of een fysiologisch zout oplossing) waarop zich de monolaag bevindt.

In het oppervlak steekt een barriere (B) waarmee het oppervlak van de monolaag gevarieerd kan worden (zie figuur 2).

In het oppervlak steekt ook een zogenaamd Wilhelmy-plaatje (WP) (vaak van platina, maar ook gezandstraald glas of filtreerpapier is mogelijk) dat aan een (teruggekoppelde) balans hangt.

Tegen dit plaatje gaat een meniscus staan die onder een hoek θ (de zogenaamde contacthoek) aansluit op het plaatje.

Als het plaatje perfect bevochtigd is geldt dat $\theta=0$



Figuur 2: De Langmuirtrog met de barriere (B) het Wilhelmyplaatje (WP). Het aansluiten van de meniscus onder een hoek θ .

Op het plaatje wordt (afgezien van de zwaartekracht en de opwaartse kracht) een kracht uitgeoefend die gelijk is aan:

$$F = O \cdot \sigma \cdot \cos(\theta).$$

Deze kracht is dus evenredig met de omtrek O en met σ als θ onafhankelijk van σ is en constant. [8]

Voor de monolaag opgebracht wordt ikt men het systeem door het plaatje zowel in lucht ($\sigma=0$) als in het schone oppervlak te hangen en de σ van de subfase te bepalen.

Deze ijking gaat de mist in als het oppervlak op dat moment vervuild is. Als het vuil (bv vet van haren of vingers) zich op het oppervlak bevindt, verlaagt het de oppervlaktespanning. Door het oppervlak nu met de barriere te comprimeren kan men het vuil verzamelen en m. b. v. een pomp afzuigen. Dit herhaalt men enige malen om zeker te zijn dat men met een zuiver oppervlak begint. [8]

De monolaag brengt men op door deze m. b. v. een pipet op het oppervlak te druppelen en zich te laten verspreiden. Stoffen die moeilijk spreiden kan men oplossen in chloroform of ethanol en daarna op het oppervlak druppelen. Daarna wacht men enige minuten om de verdunningsvloeistof de gelegenheid te geven om te verdampen.

De stoffen kunnen ook in de subfase aangebracht worden zodat ze dan aan het oppervlak adsorberen. Dit gaat alleen met oplosbare monolagen [8].

Er zijn verschillende type metingen mogelijk in de Langmuir-Whilhelmy trog: Het meten van σ -A curves, relaxatie metingen en adsorptiemetingen. [9]

Bij het opmeten van een σ -A curve comprimeert men het oppervlak tot een gewenste verhouding $\Delta A/A$ en expandeert dan weer. Door tegelijkertijd meten van σ en A verkrijgt men een σ -A curve.

De curve kan bij verschillende compressiesnelheden opgenomen worden. Tijdens compressie stijgt de oppervlakconcentratie van de surfactant waarbij de oppervlaktespanning daalt [8]. Comprimeert men ver genoeg dan zal σ dalen tot het gehele oppervlak bedekt is met alleen maar surfactantmoleculen. Bij verdere compressie daalt σ niet verder. Compressie heeft dan alleen het uitdrukken van surfactantmoleculen tot gevolg. Bij expansie neemt de oppervlakconcentratie weer af en zal σ weer stijgen. Omdat er moleculen uit de monolaag gedrukt zijn en niet terugkeren aan het oppervlak of enige tijd daarvoor nodig hebben zal bij expansie de concentratie bij het zelfde oppervlak lager zijn dan bij compressie; er is een hysteresis in de σ -A curve. Zie ook figuur 1 in het hoofdstuk achtergrond.

Bij relaxatiemetingen comprimeert men het oppervlak tot een gewenste σ en zet dan de barriere stil. Men meet nu $\sigma(t)$ terwijl de monolaag relaxeert naar een hogere oppervlaktespanning. Deze meting kan ook uitgevoerd worden als men het oppervlak expandeert.

Bij adsorptie metingen aan oplosbare monolagen wordt het oppervlak niet veranderd tijdens de meting. Men meet σ als functie van de tijd terwijl het opgeloste surfactant aan het oppervlak adsorbeert.

Tenslotte kan men met (een aangepaste) Langmuir-Whilhelmy trog ook de

viscoelastische eigenschappen van de monolaag bepalen [3]. Bij deze methode laat men de barriere sinusvormige bewegingen maken in het vlak van het grensvlak. Dit resulteert in longitudinale golven in het grensvlak en de voortplanting van die golven in het oppervlak hangt af van de elasticiteit (ϵ) van de monolaag.

Deze techniek heet de longitudinale golftechniek en wordt behandeld in referentie 10 en 11.

Er is af te leiden dat:

$$\Delta\sigma = \epsilon \frac{\Delta A}{A}$$

En door zowel $A(t)$ en $\sigma(t)$ te meten (waardoor men niet alleen de amplitude verhouding maar ook het faseverschil weet) is de complexe ϵ te bepalen. (Zie voor een uitgebreidere theorie referenties 10 en 11).

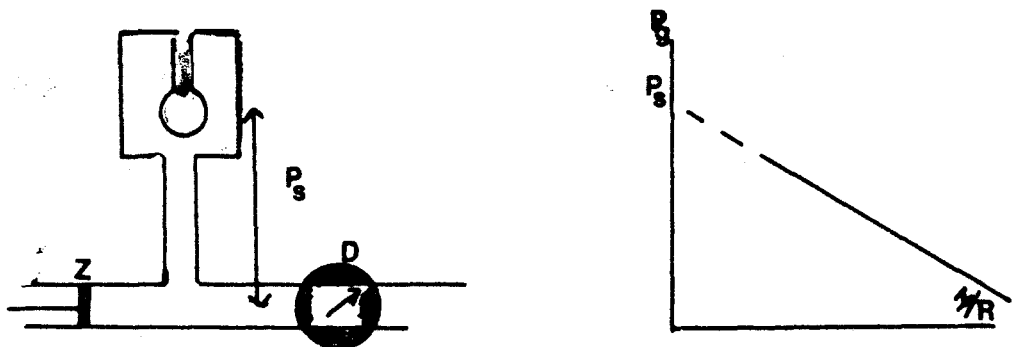
1.2.2 De oscillerende bellemethode.

Deze methode is geheel gebaseerd op de wet van Laplace voor een bolvormig oppervlak met kromtestraal R : $P = -2\sigma/R$.

Net als in de Langmuir-Wilhelmy methode is er een grensvlak lucht-vloeistof waarop zich de monolaag bevindt. Maar integenstelling tot de LW-methode is het oppervlak hier gekromd.

In principe bestaat de opstelling uit een door een zuiger afgesloten ruimte gevuld met vloeistof met daarin een capillair dat in verbinding staat met de buitenlucht. Door middel van een drukopnemer kan men de druk in de vloeistof meten t. o. v. de buitenlucht. (Zie figuur 3.) Door volumevergroting van de ruimte m. b. v. de zuiger zal er een luchtbel aan het capillair getrokken worden. Deze luchtbel vormt nu het grensvlak lucht-vloeistof.

Door tegelijkertijd de kromming van het oppervlak (R) en het drukverschil over de belwand te meten ($P =$ de druk in de vloeistof t. o. v. de buitendruk omdat ik veronderstel dat de druk in de bel gelijk is aan de buitendruk) kan men m. b. v. de wet van Laplace de oppervlaktespanning berekenen. Zie voor het meten van de belstraal hoofdstuk 4 en met name 5 en voor het meten van de druk hoofdstuk 7.



Figuur 3: Schets van het kamertje met daarin aangegeven de zuiger (Z) en de drukopnemer (D). Verder staat in de schets ook nog de statische druk t.g.v. de waterkolom tussen bel en drukopnemer aangegeven en de drukval over de wand van de bel. In de figuur rechts is het verband tussen P_{gemeten} en $1/R$ geschetst.

$P_{\text{gemeten}} = P_{\text{statisch}} + P = P_{\text{statisch}} - 2\sigma/R$
Door P als functie van $1/R$ te meten kan men P_{statisch} bepalen en controleren of het oppervlak schoon is ($\sigma_{\text{gemeten}} = \sigma_{\text{water}}$).
Uit de extrapolatie $1/R \rightarrow 0$ kan men de statische druk berekenen en uit de helling de oppervlaktetenspanning ($2\sigma = \tan\alpha$).
In hoofdstuk 7 en 8 zal blijken dat dit model niet geheel volledig is en er een correctie op dit model moet worden toegepast aangezien de bel aan het capillair geen bolvorm heeft en de bel zakt als het belmiddelpunt groter wordt.

Omdat de opstelling zo klein is (in mijn geval is de straal van het capillair 250 μm) kan het oppervlak niet zoals in de LW-methode afgezogen worden. Men moet vervuilde vloeistof verwijderen het systeem schoonmaken en het systeem nogmaals testen.

Het opbrengen van de monolaag kan door de geringe grootte van de opstelling in de praktijk maar op een manier. Men vult het kamertje met een oplosbaar surfactant en laat de moleculen aan het oppervlak adsorberen als er een bel getrokken wordt. [9, 12, 13 en 14].
Toch is Slama [15 en 16] in staat om m. b. v. een micropipet door het capillair heen een monolaag op de belwand aan te brengen. Daarbij moet wel opgemerkt worden dat het systeem van Slama groter is en dat Slama een geheel ander capillair gebruikt. (voor meer informatie zie hoofdstuk 2.)

Net als in de LW-methode kunnen in de bellenmethode verschillende type metingen met deze methode uitgevoerd worden: Het opmeten van σ -A curves, relaxatie metingen en adsorptiemetingen [9].

Bij het opmeten van een σ -A curve comprimeert men het oppervlak van de de bel door het volume van de vloeistof in het kamertje te verkleinen tot de gewenste $\Delta A/A$ of concentratie bereikt is en daarna expandeert men het oppervlak door het volume van de vloeistof in het kamertje (en dus het volume van de bel) te vergroten. Door tegelijkertijd ΔP en R te meten kan men σ berekenen en R is ook een maat voor A . Doordat de bel in grootte verandert tijdens deze meting noem ik deze methode de *oscillerende* bellenmethode.

Net zoals men in de LW-methode de barriere na gedeeltelijke compressie van het oppervlak tot een gewenste σ stopt voor relaxatiemetingen, doet men dat in de bellenmethode met de zuiger. Men meet dan bij een constant oppervlak (oftewel constante straal R) $P(t)$ en als men de statische druk weet weet men P en kan men m. b. v. $R(t)$ de gewenste $\sigma(t)$ uitrekenen.

Het gebruik van de bellenmethode voor adsorptiemetingen ligt voor de hand omdat men i. h. a. met oplosbare monolagen werkt die men aan het oppervlak laat adsorberen. Nadat het kamertje gevuld is met een oplossing van het oplosbaar surfactant trekt men een bel en houdt de grootte van deze bel constant. Men meet $P(t)$ terwijl de surfactant moleculen aan het oppervlak adsorberen en berekent daaruit $\sigma(t)$.

Tot slot zou men wellicht met deze methode ook de elasticiteit e van de monolaag kunnen meten. Men kan de zuiger kleine sinusvormige bewegingen laten maken en door tegelijkertijd $R(t)$ en $P(t)$ te meten

(en daarbij niet alleen op de verhouding maar ook op het faseverschil te letten) wellicht net als in de LW-methode een uitspraak over ϵ kunnen doen.

Een uitgewerkte theorie is hier nog niet voor maar zou in analogie tot de LW-methode opgesteld kunnen worden.

1.3 Vergelijking van de Langmuir-Whilhelmy en de oscillerende bellemethode.

In de vorige paragraaf zijn 2 methodes besproken voor het meten van de oppervlaktespanning. Hiervan is de Langmuir-Wilhelmy-methode (LW) de meest gebruikte voorwat betreft het type metingen dat wij willen doen. De LW-methode heeft echter enige nadelen.

Ik wil enige van die nadelen hier aanstippen en nagaan of de bellemethode die nadelen ook heeft. (voor zover dat nu al mogelijk is zonder het systeem en de metingen verder besproken te hebben.) Ook wil ik een aantal voordelen van de bellemethode aanstippen.

Nadelen van de LW-methode: _

1. Het meten m. b. v. een Wilhelmy-plaatje. [9]

In het ideale geval gaat men er van uit dat het plaatje perfect bevochtigt zodat de contacthoek nul is [17].

De gemeten kracht is dan gelijk aan: $O * \sigma$.

In de praktijk blijkt er echter vrijwel altijd een contacthoek θ ongelijk nul te zijn. De gemeten kracht is dan: $O * \sigma * \cos\theta$.

Dit vermindert de gevoeligheid van de meting maar dit is niet het voornaamste bezwaar. De contacthoek blijkt namelijk tijdens de σ -A meting te veranderen afhankelijk van de oppervlaktespanning en is anders bij het comprimeren als bij het expanderen. Ook de compressiesnelheid lijkt invloed te hebben op de contacthoek [17].

Verder kan de bevochtiging van het Wilhelmy-plaatje, dus de contacthoek, voor iedere component van het longsurfactant anders zijn.

Uit het bovenstaande blijkt wel dat het verschijnsel contacthoek bij de meting vermeden moet worden.

Daar bij de bellemethode geen Wilhelmy-plaatje gebruikt wordt zal dit effect hier niet optreden.

2. Een tweede nadeel is dat er bij lage waarden van σ lek van de monolaag op kan treden langs de barriere naar het schone oppervlak er achter [9]. Dit lek verhindert dat men de juiste oppervlakte concentratie van de monolaag weet.

3. Een derde nadeel is dat men met twee oppervlakken in de LW-methode werkt.

Indien men bij grotere compressie moleculen uit de monolaag in de bulk drukt dan kunnen die aan het schone oppervlak achter de barriere adsorberen. Dit is ook een vorm van lek.

Bij de LW-methode verkleint men dus niet werkelijk het oppervlak maar slechts het oppervlak waar men meet.

In de bellenmethode is slechts sprake van EEN oppervlak waardoor er geen sprake is van lek naar een ander oppervlak.

4. Een vierde nadeel van de LW-metingen treedt naar voren bij het bepalen van de elasticiteit van de monolaag. Bij de barrierebeweging verandert niet alleen de grootte van het oppervlak maar ook de vorm. Dit heeft afschuiving tot gevolg en dit beïnvloedt de meting aangezien men alleen geïnteresseerd is in de dilatationele elasticiteit en viscositeit. (Zie ref. 10 voor nadere uitleg.)

De belvorm benadert goed de bolvorm als $R > 2R_{cap}$ (zie hoofdstuk 5).

Als de bel van grootte verandert verandert de vorm van de bel nauwelijks. We hebben dan alleen met dilatatie te maken. En men neemt vaak aan dat ook de longblaasjes alleen dilatationele veranderingen ondergaan [18].

Dit zijn vier nadelen van het meten met de LW-methode. Het vierde nadeel treedt alleen op bij het bepalen van de dilatatie elasticiteit en kan verholpen worden door een vierkante trog te gebruiken die bij compressie niet van vorm verandert. [19 en 20].

Het derde nadeel kan indien nodig wellicht voorkomen worden door het schone oppervlak tijdens de compressie af te dekken (met een folie bv) zodat daar geen moleculen aan kunnen adsorberen. Het tweede punt van de lekkende barriere is in de praktijk te verhelpen door een goede barriere constructie en door het gebruik van een elastiek als afsluiting van het oppervlak.

Het probleem van de tijdens de meting veranderende contacthoek is ernstiger. Tot nu is hier geen oplossing voor gevonden.

De bellenmethode lijkt i. v. m. het contacthoekprobleem duidelijke voordelen te hebben.

De bellenmethode heeft nog een duidelijk voordeel t. o. v. de trog.

5. Doordat het oppervlak van de bel veel kleiner is dan het oppervlak van de trog (A_{bel} maximaal 3 mm^2 , A_{trog} maximaal $>100 \text{ cm}^2$) is de benodigde hoeveelheid surfactant veel minder. Met name van natuurlijk surfactant is vaak slechts zeer weinig aanwezig.

6. In de literatuur wordt vaak een ander voordeel genoemd en dat is het oppervlak bij de bellenmethode net als in de natuurlijke situatie gekromd is [12 en 15].

Men kan hier echter tegen in brengen dat het op moleculair niveau niet uitmaakt of de moleculen zich op een plat of gekromd oppervlak bevinden, zolang de gemiddelde interactie afstanden tussen de moleculen veel kleiner is dan de kromtestraal van het oppervlak.

7. Als laatste voordeel van de bellenmethode wordt vaak genoemd [9] dat in kleine systeem de omstandigheden waaronder men meet beter te reguleren zijn. Men kan bv onder dezelfde omstandigheden meten als in de longen 37°C en 100% vochtigheid. Veel van de tsop eigenschappen blijken van de temperatuur af te hangen en doordat de temperatuur in dit systeem goed te reguleren is kan men metingen doen bij verschillende temperaturen.

Er zijn met name twee redenen voor het ontwerpen van een nieuw meet-systeem op basis van de oscillerende bellenmethode:

1. De meest gebruikte methode voor het meten van σ -A curves, relaxatiemetingen en elasticiteitsmetingen, de LW-methode, is behept met nadelen die de meting beïnvloeden en de bellenmethode lijkt deze nadelen niet te hebben. De bellen methode heeft zelfs nog enige voordelen heeft t. o. v. de LW-methode.

2. In de literatuur [9 en 15] worden de resultaten van de beide methodes met elkaar vergeleken zonder dat er een systematisch onderzoek naar de bellenmethode geweest is en zonder dat er een systematisch vergelijkend onderzoek tussen de beide methodes geweest is.

hoofdstuk 2.

DE OSCILLERENDE BELLENMETHODE

Er zijn in het verleden reeds artikelen over de bellemethode gepubliceerd [12 t/m 16, 21 en 22].

Voordat zelf een nieuw systeem ontworpen werd is nagagaan hoe deze systemen gebouwd zijn en welke metingen verricht zijn.

In paragraaf 2.1 zal een summiere beschrijving gegeven worden van de systemen zoals die in de literatuur te vinden zijn en de daarmee verrichtte metingen. De technische gegevens zijn samengevat in een tabel in appendix 1.

Aan de hand hiervan en de metingen die wij met het systeem willen uitvoeren zijn een aantal eisen voor het systeem geformuleerd.

In paragraaf 2.2 zijn de eisen voor het nieuwe bellensysteem geformuleerd. En in paragraaf 2.3 staat schematisch het ontwerp van de bellemethode. De afzonderlijke onderdelen zullen in de daarop volgende hoofdstukken beschreven worden.

2.1 Opstellingen uit de literatuur.

Elk van de besproken systemen bestaat uit een kamertje gevuld met de te onderzoeken vloeistof en daarin een capillair verbonden met de buitenlucht waar de bel aan hangt.

Verder is het kamertje via een leidingsysteem verbonden met een drukopnemer en een pulsatorsysteem (een spuit of zuigertje of membraan) waarmee zowel de gemiddelde belgrootte kan worden ingesteld als waarmee de belvariatiën kunnen worden gerealiseerd. (Zie tekening paragraaf 1.2.2, 2.1.3, 2.1.4 of 2.3.)

2.1.1. Adams en Enhoerning 1966 [12 t/m 14]

De opstelling bestaat uit een kamertje van 0.2 ml met een glazen capillair. Noch de vorm noch de afmetingen van het capillair worden vermeld.

Het kamertje is verbonden met een microspuit om een bel instellen en een pulsatorunit. De werkwijze van de pulsatorunit wordt niet vermeld. Wel blijkt de frequentie regelbaar te zijn.

Voor het experiment wordt de pulsator zo ingesteld dat de belstraal tussen 425 μ m en 500 μ m varieert. Dit wordt voor het experiment gecontroleerd via een microscoop met meetoculair. Tijdens het experiment zelf meet men de belgrootte niet men meet alleen het stuur-sig-naal van de pulsator en berekent daaruit de grootte van de bel. Verder meet men de druk.

Adams vult het kamertje met 0,2 ml (oplossing van een) oppervlakte actieve stof en trekt dan een bel.

Hij wacht dan 2 tot 3 minuten en meet ondertussen $P(t)$. Dit is in feite een adsorptiemeting. Daarna zet hij de pulsator aan en meet $P(t)$

en vergelijkt dit met het stuursignaal van de pulsator.
 En tenslotte zet hij de pulsator weer uit en meet bij constante bel-
 grootte $P(t)$ (een relaxatiemeting).

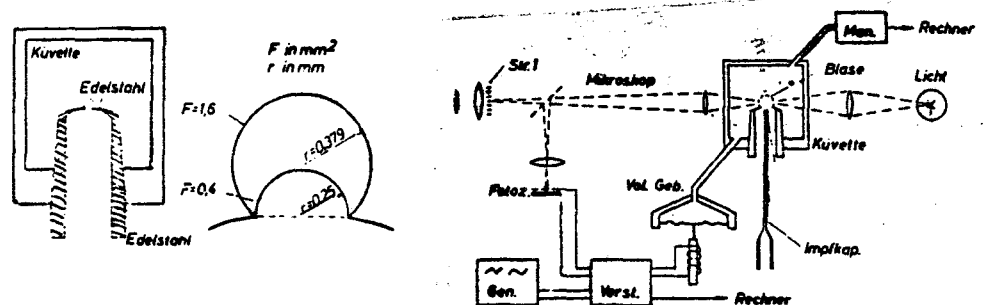
2.1.2 Nozaki 1970 [21]

De opstelling bestaat uit een kamertje met een niet vermeld volume en een glazen capillair met een diameter van $300 \mu\text{m}$. Het kamertje is verbonden met een microsput om het capillair leeg te zuigen. Deze spuit dient ook als pulsator. Ook Nozaki meet de belstraal niet maar leidt die af uit het stuursignaal van de microsput. Uit dit signaal berekent hij ook het volume van de bel.
 Het ijkpunt van de druk. Het nulniveau van de druk wordt bepaald door het kamertje met water te vullen tot aan de onderkant van het capillair. Daarna wordt een bel getrokken met een straal van $500 \mu\text{m}$ en het signaal van de drukopnemer moet dan overeen komen met $3 \text{ cm H}_2\text{O}$.

Voor de eigenlijke meting begint wordt het systeem gevuld met een fysiologisch zout oplossing en getest of het systeem schoon is. Daarna wordt het CAPILLAIR gevuld met biologisch materiaal en wordt een bel getrokken.
 Nozaki meet druk-volume curves.

2.1.3. Slama, Schoedel en Hansen. 1971 en 1973 [15 en 16]

Slama gebruikt een kamertje van 4 ml met een gesiliconiseerd stalen "capillair" (zie tekening). In dit systeem staat de bel op het capillair i. p. v. dat de bel aan het capillair hangt zoals in de andere systemen. (Zie tekening.)
 De pulsator van dit systeem bestaat uit een membraan met een spoeltje daaronder waardoor heen een stuurstroom loopt. De gehele opstelling is gethermostreerd.



Figuur 1: Het systeem van Slama

Slama meet de belstraal. De bel wordt d.m.v. een microscoop afgebeeld op de fotocel. Deze fotocel is teruggekoppeld naar de pulsator (waarmee zowel de gemiddelde belgrootte als de variaties worden gerealiseerd) zodat ongewenste belveranderingen (verandering van de gemiddelde belgrootte t.g.v. b.v. temperatuurveranderingen) voorkomen worden.

De druk wordt geijkt door het referentieniveau ($P=0$) bij een leeg capillair (maar nog geen bel) te leggen.

Zowel het druksignaal als het fotocelsignaal als het oppervlaktespanningssignaal (dat uit die twee signalen m.b.v. een computer berekend wordt) worden geregistreerd.

De oppervlakteactieve stof wordt door het capillair heen m.b.v. een micropipet op de belwand aangebracht.

Slama meet de belgrootte als functie van de tijd, $P(t)$ en $\sigma(t)$ bij een pulserende bel. Hieruit kan ook een σ -belgrootte curve uit samengesteld worden.

Ook meet hij $P(t)$ en $\sigma(t)$ bij een stapvormige verandering van de belgrootte.

2.1.4. Enhörning. (1977) [22]

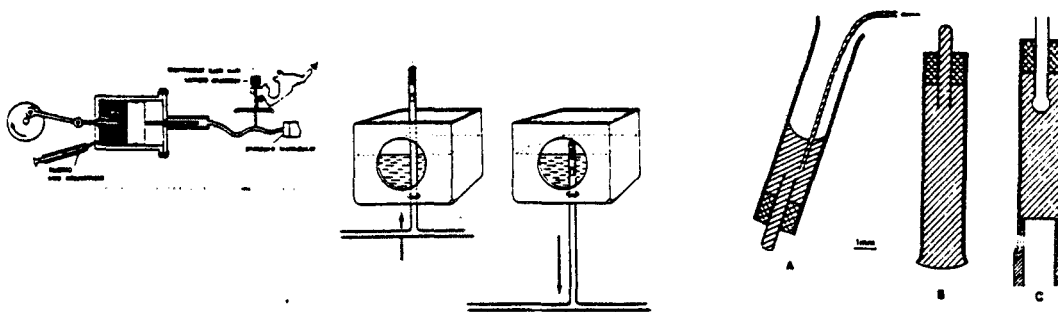
Enhörning gebruikt een wegwerp kamertje van 20 μ l. De belgrootte wordt m.b.v. een microspuit ingesteld. De belgrootte wordt m.b.v. een zuigertje met een slagvolume van .43 μ l veranderd. Het kamertje is omgeven door een gethermostreerd bakje met water.

Hij meet de belgrootte tijdens het experiment niet. De maximale en minimale belgrootte wordt alleen voor het experiment gecontroleerd m.b.v. een microscoop en eventueel bijgesteld m.b.v. de microspuit. Bij de maximale bel bevindt het middelpunt van de bel zich op het referentieniveau van de druk. Als men (na de meting) het kamertje vult met water tot dat niveau noemt hij dat $p=0$.

Enhörning meet de druk alleen bij minimale en maximale belgrootte daar hij dan ook de straal weet kan hij ook de oppervlaktespanning bij die belgroottes uitrekenen.

De leidingen worden voor het experiment gevuld met een fysiologische zout oplossing. Daarna wordt het kamertje gevuld met oppervlakte-actieve stof en op het leidingsysteem geplaatst. Tenslotte wordt het verwarmingsbakje om het kamertje heen geschoven.

Tenslotte moet opgemerkt worden dat Enhörning een drukopnemer gebruikt met een zeer grote compliantie. Bij een drukvariatie van 1 cm H_2O is er een extra volumevariatie van 0,04 μ l \approx 10 % van het slagvolume. Dit veroorzaakt een grote fout bij het bepalen van de belgrootte met name als de bel klein is (grote druk). Daardoor is een juiste bepaling van de oppervlaktespanning moeilijk temeer daar men de belstraal niet rechtstreeks meet.



het systeem van Enhörning

2.2 Eisen voor een nieuw te bouwen systeem

De eisen worden bepaald door de metingen die we met het systeem willen uitvoeren.

Dat zijn dezelfde metingen als in de LW-methode met zowel oplosbare als onoplosbare monolagen. Dus σ -A metingen, adsorptiemetingen, relaxatiemetingen en eventueel elasticiteitsmetingen.

Dit betekent:

1. Dat we het oppervlak van de monolaag moeten kunnen variëren met verschillende snelheden en compressieverhoudingen.
2. En alle gewenste grootheden (belgrootte, R, A, P en σ) moeten continue en momentaan gemeten en uitgelezen kunnen worden.

Om de de belgrootte te bepalen maak ik gebruik van een optisch systeem. Deze methode beïnvloedt de meting niet en wordt in de literatuur [15] ook gebruikt zodat een vergelijking mogelijk is. De gewenste type metingen en bovenstaande eisen en de keuze voor een optische meetmethode brengen een aantal praktische eisen met zich mee.

3. Het bellenkamertje moet doorzichtig zijn.
4. Het kamertje mag de bel niet vertekenen.
5. M b. v. de pulsator moet elk gewenst oppervlak ingesteld kunnen worden en elke gewenste volumevariatie met frequenties minstens tussen 0.1 en 10 Hz te realiseren zijn.
6. Er moet een terugkoppelsysteem zijn om de gemiddelde belgrootte constant te houden. Zodat de belgrootte niet door invloeden van buitenaf wordt beïnvloed.
7. De compliantie van de drukopnemer moet bij de gemeten drukverschillen (maximaal 6 cm H₂O) zodanig klein zijn dat de volumeverplaatsing in de drukopnemer klein is t. o. v. de variaties in het belvolume.

Verder zijn er nog enige praktische eisen die voortkomen uit ervaringen met metingen in praktijk.

8. Het volume van het kamertje moet zo klein mogelijk zijn daar er van natuurlijk surfactant vaak maar zeer weinig is.

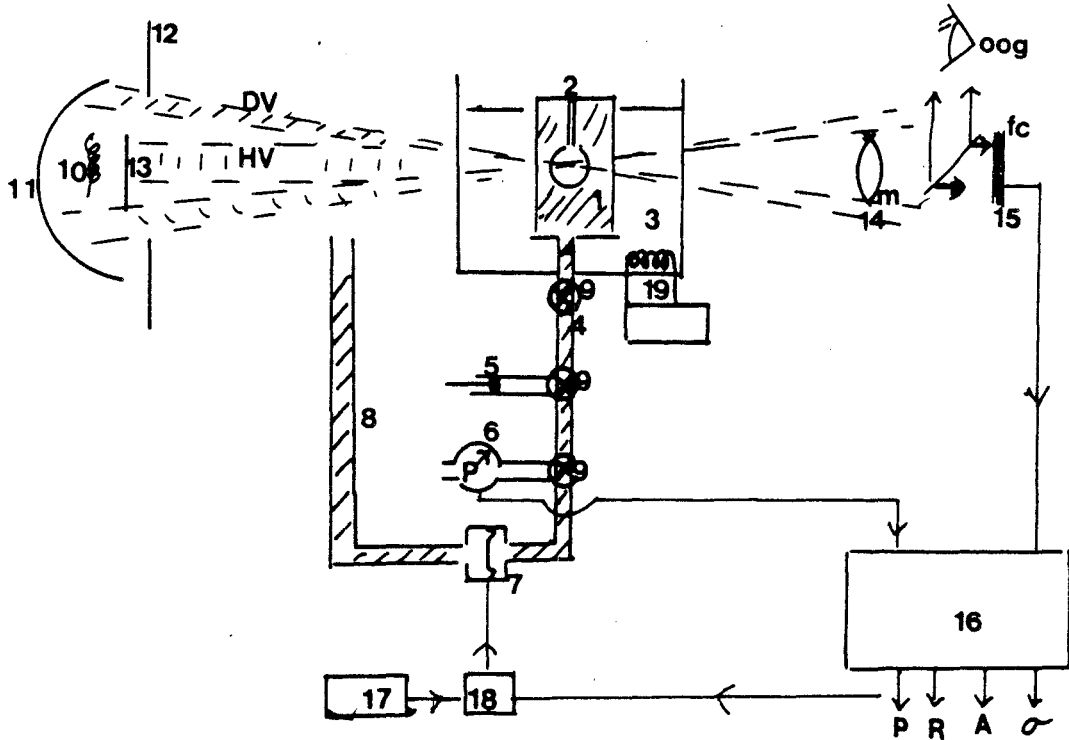
9. Er moet een temperatuurregeling zijn, daar verschillende eigenschappen van de monolagen afhangen van de temperatuur en men aan natuurlijk surfactant bij 37 °C moet kunnen meten.

10. Uit ervaring weet men dat de opstelling goed schoon te maken en te houden moet zijn daar verontreinigingen de meting danig beïnvloeden. Dat betekent bv. dat alle onderdelen bestand moeten zijn tegen zuren, fysiologisch zout en andere stoffen waarmee men de opstelling reinigt.

2.3 Het ontwerp van de oscillerende bellemethode.

Het ontwerp is hieronder schematisch weergegeven.

De onderdelen zullen in de volgende hoofdstukken apart behandeld worden. Voor gedetailleerde tekeningen zie appendix 2.



1. bellemkertje
2. capillair
3. verwarmingsbadje
4. leiding met
5. microsput
6. drukopnemer
7. pulsator met
8. drukcompensatiekolom
9. kranen

Het optisch systeem

Het belichtingsgedeelte:

10. lamp
11. spiegel
12. diafragma
13. "shutter"

14. microscoop
15. fotocel

16. Signaalverwerking:
ingang: fotocelsignaal
druksignaal
uitgang: $R(t)$
 $A(t)$
 $P(t)$
 $\sigma(t)$
terugkoppelsignaal
voor de pulsator
17. toongenerator.
18. sturing pulsator.
19. temperatuur regeling.

hoofdstuk 3

HET BELLENKAMERTJE

Het bellenkamertje is het hart van de opstelling. Hierin bevindt zich de te onderzoeken vloeistof en het capillair waar de bel aanhangt.

Het materiaal.

Het kamertje en capillairen zijn van perspex gemaakt en daar zijn 3 redenen voor.

1. Perspex is doorzichtig. Dit is van belang omdat in navolging van Slama [15 en 16] gekozen is voor een optisch systeem om de belgrootte te meten.
2. Perspex is goed te bewerken. Behalve het kamertje willen we ook capillairen met een verschillende vorm van perspex maken. (Zie referentie [27])
3. Perspex is bestand tegen zuren en alcoholoplossingen. Het kamertje en de capillairen moet voor iedere meting gereinigd worden en dit gebeurt met deze stoffen.

In de praktijk bleek perspex ook enige nadelen te hebben. Perspex is "vettig" en moet zeer vaak schoongemaakt worden. Verder lijkt perspex toch aangetast te worden door ethanol. Een kamertje dat langere tijd in 100% ethanol gelegen heeft bleek kleine haarscheurtjes (krasjes) in het oppervlak te hebben.

Ook is overwogen om het kamertje en de capillairen van glas te maken. Maar glas is moeilijker te bewerken. En met name de vorm van de capillairen en schroefdraad zijn in glas moeilijker te realiseren.

De afmetingen.

De afmetingen van het kamertje moet aan bepaalde eisen voldoen.

Omdat de hoeveelheid beschikbaar surfactant vaak zeer gering is mag de inhoud van het kamertje niet te groot zijn. (Zeker kleiner dan 1 ml) Het kamertje mag ook niet te nauw zijn om een drukverandering in het kamertje door pulserend stromende vloeistof te voorkomen.

Voor het capillair geldt dat het langer moet zijn dan de hoogte van de meniscus om contact van de vloeistof met de omgeving buiten het kamertje te voorkomen. (Bij water is de meniscushoogte ongeveer 4mm, bij lagere oppervlaktetenspanningen lager [17])

De straal van het capillair bepaalt ook de minimale straal van de bel ($R_{bel} > R_{cap}$). Bij alle gebruikte capillairen is $R_{cap} = 0,25 \text{ mm}$.

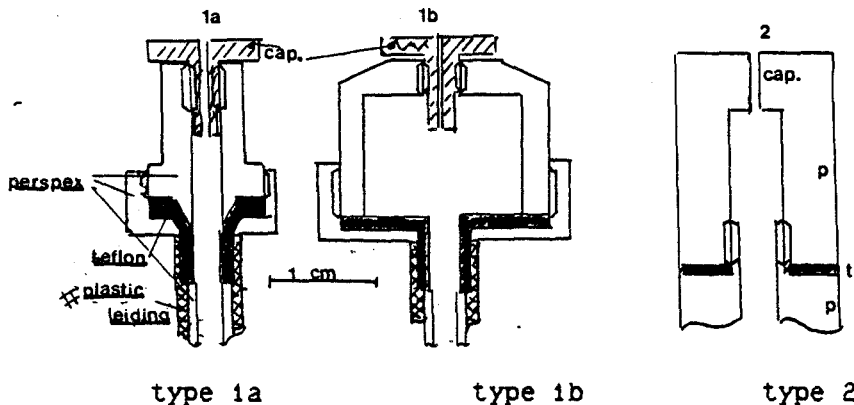
De vorm

Er zijn twee type kamertjes gemaakt.

Het eerste model heeft een verwisselbaar capillair. Bij dit type kan men het kamertje op de leiding zetten en het dan vullen en tenslotte het capillair in het kamertje schroeven. Dit werkt zeer handig en hierbij komt men niet in contact met de vloeistof zodat die niet verontreinigd wordt. Dit type kamertje is in twee versies gemaakt met verschillende binnendiameter. Dit is gedaan om de invloed van de wand op de stroming van de vloeistof en dus op de druk na te kunnen gaan. Het andere type kamertje is eenvoudiger. Het bestaat uit een van een

kant uitgeboorde staaf perspex waar in het "deksel" een gaatje is geboord dat als capillair dienst doet. Er wordt bij dit type dus geen los capillair gebruikt er zit alleen een gaatje in het kamertje waar de bel aanhangt. Dit type kamertje moet eerst gevuld worden en dan gemonteerd worden. Het blijkt in de praktijk moeilijk te zijn om het kamertje te monteren zonder dat men in contact komt met de vloeistof. Bij vloeistoffen met een lage oppervlaktenspanning gaat het helemaal moeilijk omdat het kamertje bij het vullen al leegloopt door het capillair heen. Hier is inmiddels een oplossing voor gemaakt maar dit instrument is nog niet gebruikt bij mijn metingen.

De kamertjes zijn hieronder getekend. Voor de capillairen verwijs ik naar referentie 27.



De kamertjes zijn rotatiesymmetrisch. En door deze cilindervorm werken ze als een cilindrische lens. D.w.z. de bel wordt in horizontale richting vergroot (ongeveer 1.5x).

Dit is gecorrigeerd door een bakje met water met vlakke wanden om het kamertje te zetten. De vergroting is nu weer opgemeten en is nu $0,99 \pm 0,01$ x. Deze bak met water wordt ook gebruikt als verwarmingsbakje en daarom zijn er twee verwarmingselementen aangebracht.

Plaatsing.

Het kamertje en het verwarmingsbakje staan op een XYZ-tafeltje zodat de bel in het midden van het gezichtsveld van de microscoop te plaatsen is. De afstand tot het diafragma van het belichtingsgedeelte is zo ook te regelen. (Zie hoofdstuk 4 en appendix 2.)

Leidingen.

De leidingen van het systeem zijn van glas met een binnendiameter van 4 mm gemaakt. Daardoor zijn ze goed schoon te maken, zijn luchtbellensporen op te sporen en zijn de leidingen stijf zodat de gehele volumeverandering die de pulsator aanbrengt ook aan de bel ten goede komt. Afschatten van de maximale drukval in de leidingen onder de ongunstigste omstandigheden (grootste volumeverandering en hoogste frequentie) m.b.v. de formule voor een poisseullestrooming geeft een maximale drukval van $0,01 \text{ mm H}_2\text{O}$. En dit is klein t.o.v. de drukken die we willen meten ($0,1 < P < 60 \text{ mm H}_2\text{O}$).

Zie voor een tekening van het gehele systeem appendix 2.

hoofdstuk4

HET OPTISCH SYSTEEM

4.1 Beschrijving van de microscoop en belichtingssysteem

Een wezenlijk deel van de opstelling is de microscoop en het daarbij behorende belichtingsgedeelte waarmee de bel op een fotocel wordt afgebeeld om zo de belgrootte te bepalen.

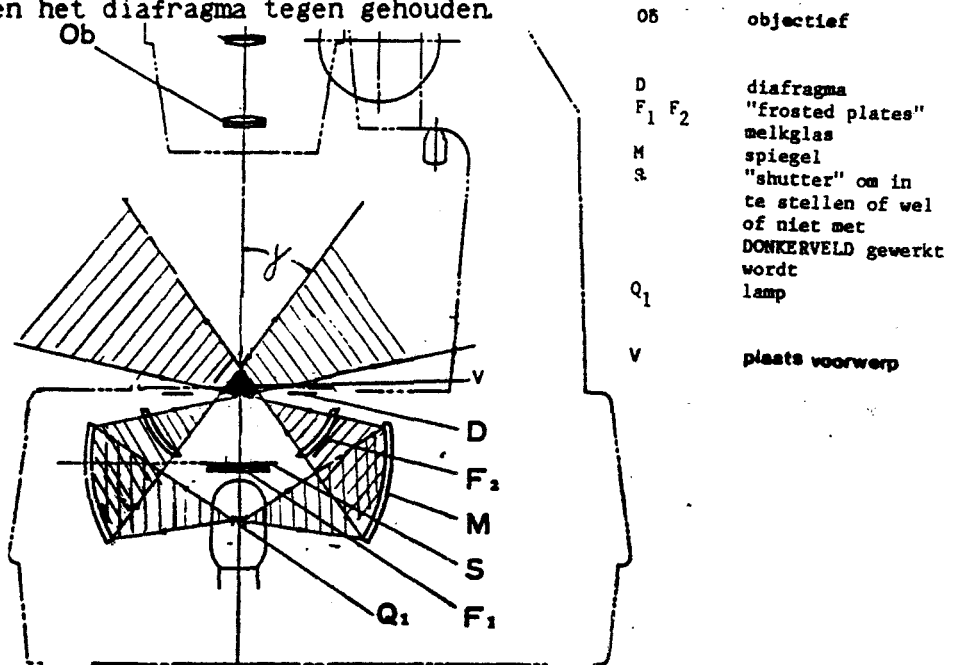
De microscoop is een stereomicroscoop en is gekozen omdat deze microscoop een grote werkafstand (d.w.z. een grote afstand tussen het objectief en het voorwerp) heeft (85mm); een normale microscoop heeft een werkafstand van ongeveer 1 mm. Door deze grote werkafstand is het mogelijk om het bellekamertje met daaromheen een verwarmingsbadje tussen de microscoop en het belichtingsgedeelte te zetten. Verder heeft deze microscoop ook een derde (foto) tube waarachter een fotocel of camera te plaatsen is.

Zie voor verdere technische gegevens appendix 3.

Het belichtingssysteem van de microscoop heeft twee standen. Een DONKERVELD (DV) stand en een HELDERVELD (HV) stand.

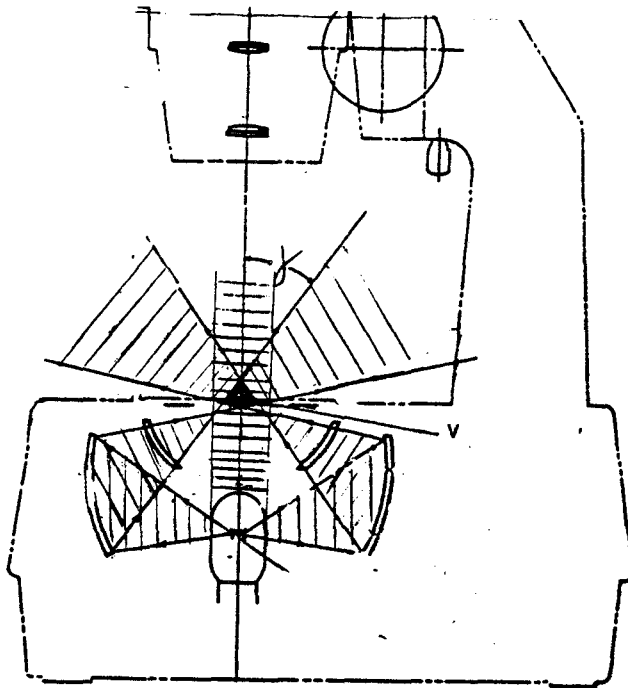
In de DV stand wordt het voorwerp door een schuin invallende bundel belicht. Het voorwerp bevindt zich in de top van een kegel licht die als basis het diafragma heeft (zie tekening 1).

Bij de HV belichting zal er extra een bundel evenwijdig aan de optische as op het voorwerp vallen (zie tekening 2). Bij de DV belichting wordt deze extra bundel door een zwart plaatje (de shutter S) tussen de lamp en het diafragma tegen gehouden.



tekening 1.

Microscoop in DV stand. Het voorwerp bevindt zich in het zwarte driehoekje boven het diafragma waar de bundels elkaar overlappen. Omdat het systeem cilindersymmetrisch is, is het driehoekje ("ruimtelijk gezien") een kegeltje. De shutter S houdt het licht evenwijdig aan de optische as tegen.



tekening 2.

Microscop in HV stand. Het verschil met DV is dat er een bundel licht is evenwijdig aan de optische as waardoor er ook als er geen voorwerp tussen diafragma en objectief staat licht in het objectief valt.

N.B. In feite is de naam HELDERVELD dus niet juist.

Onder helderveld wordt in het algemeen de normale afbeeldingsmethode verstaan. Hierbij wordt het voorwerp alleen belicht door een evenwijdig aan de optische as invallende bundel.

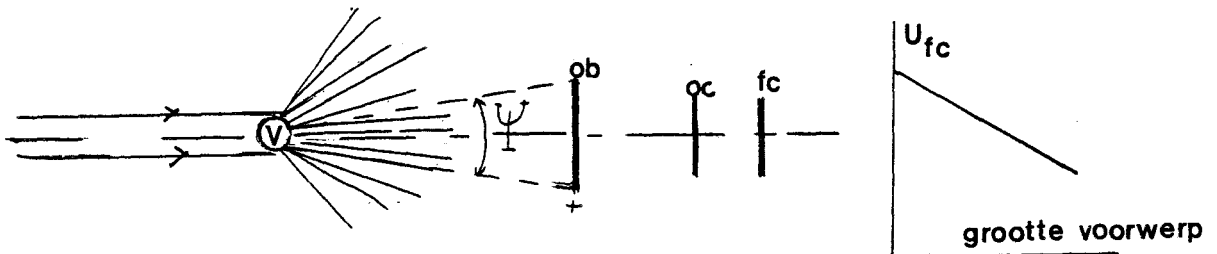
Bij het gebruikte systeem is er in de HV-stand echter ook nog een schuin invallende bundel. Ik zal mij in dit hoofdstuk verder aan de naam houden zoals die op de microscop gebruikt wordt.

4.2 Het afbeelden van de bel met behulp van een evenwijdige bundel, donkerveld en helderveld

Als een niet absorberend voorwerp (bv. een luchtbel in water) in een bundel licht staat dan zal het voorwerp een deel van het licht breken en van richting doen veranderen. Wordt het voorwerp belicht met een evenwijdige bundel en afgebeeld m.b.v. een oneindig grote lens op een fotocel dan zal de lens al dit van richting veranderde licht weer invangen en komt al dit licht op de fotocel terecht. Er komt dus evenveel licht op de fotocel of er nu een voorwerp is of niet. De fotocelspanning verandert dus niet als het voorwerp van grootte verandert.

In de praktijk heeft de lens maar een eindige openingshoek en zal maar een gedeelte van het afgebogen licht in de lens dus ook op de fotocel terecht komen. Als het voorwerp groter wordt zal er meer licht worden

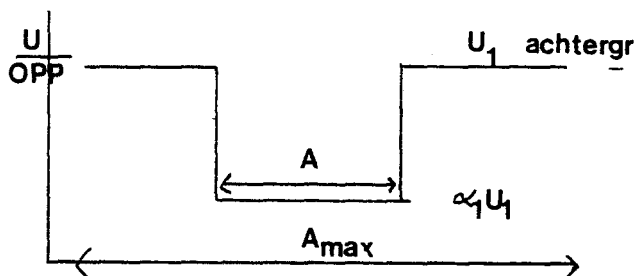
afgebogen, zal er minder licht in de lens terecht komen en dus op de fotocel; de fotocelspanning neemt af als het voorwerp groter wordt. (zie figuur 3)



Tekening 3.

Afbeelding met een everwijdige bundel. Het voorwerp (V) zal het licht van richting veranderen en het deel dat binnen de openingshoek ψ van het objectief (ob) valt zal via de microscoop (oculair oc) op de fotocel (fc) terecht komen.

Stel het voorwerp heeft een oppervlak A dat belicht wordt met een everwijdige bundel met "intensiteit" U_1 . Dit voorwerp verandert bij deze belichtingswijze een deel van de invallende bundel zodanig van richting dat het licht in de lens en op de fotocel valt. Dat betekent voor de lichtintensiteit op de fotocel dat die overal evenredig is met U_1 behalve daar waar het voorwerp afgebeeld wordt. Daar wordt dit evenredig met $\alpha_1 U_1$. Dit is weer schematisch in het onderstaande figuurtje aangegeven.



Tekening 4

A_{max} is het maximaal belichtbare oppervlak van de fotocel en komt als we van de vergrotingsfactor β van de microscoop afzien overeen met het oppervlak van het gezichtsveld. Ik neem hierbij wel aan dat de afbeelding van het gezichtsveld kleiner is dan de fotocel zoals dat in de gebruikte opstelling ook het geval is.

De fotocelspanning bij afbeelding met een everwijdige bundel is dan:

$$U_{f.c.}^{EB}(A) = (A_{max} - A) U_1 + A \alpha_1 U_1$$

$$U_{f. c.}^{EB}(A) = A_{max} U_1 - A(1-\alpha_1) U_1 \quad (1)$$

De gevoeligheid van de fotocelspanning voor oppervlakte veranderingen in het voorwerp is dan:

$$\frac{d U_{f. c.}}{d A} = (1-\alpha_1) U_1 \quad (0 < \alpha_1 < 1) \quad (2)$$

Definieren we het contrast C als:

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3)$$

Ik stel nu dat de intensiteit (I) evenredig met U is dus:

$$C = \frac{U_1 - \alpha_1 U_1}{U_1 + \alpha_1 U_1} = \frac{1-\alpha_1}{1+\alpha_1} < 1 \quad (4)$$

Indien nu de invallende lichtintensiteit met een factor y verandert dan verandert U_1 met een factor y en dus de gevoeligheid (2) ook, maar het contrast blijft onverandert.

N.B. Het hier gebruikte model is zeer eenvoudig. I. h. a. zal er ook verstrooid licht op de zelfde plaats als het achtergrondlicht terecht komen en zal α variëren binnen het voorwerp. Maar om de invloed van de belichtingswijze op de afbeelding duidelijk te maken voldoet dit model.

Donkerveld.

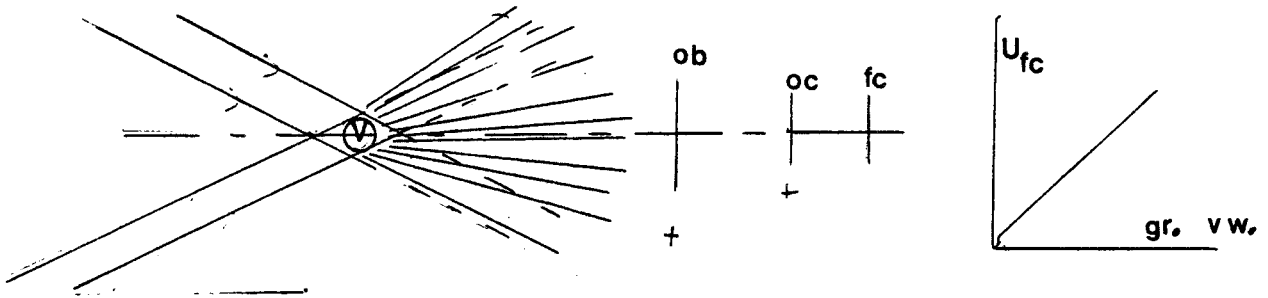
Bij donkerveld kruisen de lichtbundels zodanig dat er geen licht in de lens terecht komt indien er geen voorwerp is.

Bevindt zich nu een voorwerp op het kruispunt van de twee bundels dan zal het licht gebroken worden en deels van richting veranderen zodat een deel in de lens terecht komt. Hoe groter het voorwerp is, hoe meer licht er gebroken wordt en hoe meer licht er in de lens terecht komt. Omdat ik aanneem dat al het licht dat ingevangen wordt door de lens ook op de fotocel terecht komt neemt ook de fotocelspanning toe als het voorwerp, in dit geval een luchtbel aan een capillair in water, groter wordt. (Ik neem dus aan dat er in de microscoop geen verliezen zijn door bv. interne reflecties tussen de lenzen of dat dat verlies constant is en alleen van de vergroting afhangt. Verder neem ik aan dat er geen absorptie aan het voorwerp is en geen verstrooiing van het licht over hoeken van meer dan 90°.)

Omdat de rechtstreekse stralen ontbreken, ontbreekt dus ook de informatie over de achtergrond. Door de microscoop zien we een zwarte achtergrond met een "lichtgevend" voorwerp, dit komt het contrast ten goede. Zie tekening 5.

We beelden een voorwerp met oppervlak A m.b.v. de donkerveld methode op een fotocel af. De intensiteit van de bundel die we daarvoor gebruiken zou een fotocelspanning per oppervlakte eenheid van U_2

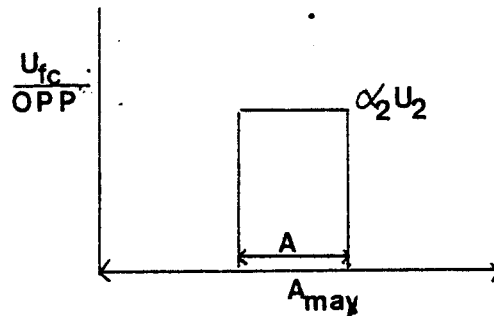
geven als de bundel direct op de fotocel zou vallen. Het voorwerp verandert het invallende licht zo van richting dat een deel α_2 in de lens en dus op de fotocel valt.



tekening 5.

Afbeelding met D.V. De bundels kruisen elkaar zo dat er geen licht in het objectief (ob) komt als er geen voorwerp (v) is. De fotocelspanning is dan nul. Als de grootte van het voorwerp toeneemt wordt meer licht in het objectief opgevangen en neemt de fotocelspanning toe.

Dat betekent voor de intensiteit van het licht op de fotocel dat die overal nul is (bij D.V. is de achtergrond zwart) behalve waar het voorwerp wordt afgebeeld daar is de intensiteit evenredig met $\alpha_2 U_2$. Dit schematisch in het volgende schetsje weergegeven.



Tekening 6

Het oppervlak van de afbeelding van het voorwerp op de fotocel is natuurlijk niet gelijk aan A want dan zou de microscoop maar 1x vergroten. Het scheelt een vergrotingsfactor β waar ik nu gemakshalve van afzie want het maakt voor de rest van het verhaal niet zoveel uit. De fotocelspanning bij D.V. is dan:

$$U_{f. c.}^{D. V.} (A) = \alpha_2 U_2 A \quad (5)$$

en de gevoeligheid is dan:

$$\frac{d U_{f. c.}}{d A} = \alpha_2 U_2 \quad (6)$$

Het contrast bij D.V. :

$$C = \frac{\alpha_2 U_2 - 0}{\alpha_2 U_2 + 0} = 1 \quad (\text{maximaal}) \quad (7)$$

Wordt om de een of andere reden de lichtintensiteit een factor y groter (de voedingsspanning van de lamp wordt groter b. v.) dan wordt U_2 een factor y groter.

Dat betekent dat de gevoeligheid diezelfde factor y toe neemt maar dat het contrast niet verandert.

De helderveldstand van de microscoop.

Bij de HELDERveldstand van de microscoop heeft men met een combinatie van een evenwijdig aan de optische as invallende bundel en een schuin invallende bundel te maken.

Bij donkerveld is de fotocelspanning nul als er geen voorwerp is en neemt de fotocelspanning toe als het voorwerp groter wordt. Bij het afbeelden met een evenwijdige bundel is de fotocelspanning maximaal als er geen voorwerp is en neemt de fotocelspanning af naarmate het voorwerp groter wordt.

Bij helderveld (zie ook voetnoot hoofdstuk 4.1) komt er wel licht in de fotocel als er geen voorwerp is. Is er wel een voorwerp en neemt dit in grootte toe dan neemt, afhankelijk of de schuin invallende of de evenwijdige bundel de overhand heeft, de fotocelspanning af of toe. Zoals uit metingen zal blijken verandert de bijdrage van donkerveld in de totaalveld situatie afhankelijk van de stand van het diafragma van het belichtingsgedeelte en de afstand tussen het voorwerp en het diafragma. In het algemeen zal de donkerveld bijdrage de overhand hebben bij grote diafragma's en als het voorwerp dichtbij het diafragma staat.

Helderveld is dus een combinatie van de vorige twee situaties. Op het voorwerp met oppervlak A vallen dus twee bundels: Een schuin invallende bundel met "intensiteit" ΔU_0 en een bundel evenwijdig met de optische as en intensiteit $(1-A) U_0$. A is het schuin invallende deel van de (totale) bundel. A wordt bepaald door de afstand voorwerp diafragma en de grootte van het diafragma (zie hoofdstuk 4.3).

Zou nu de evenwijdig aan de optische as (o. a.) invallende bundel worden tegen gehouden, dan zou op het voorwerp dus een bundel met "intensiteit" ΔU_0 vallen. Dus $U_2 = \Delta U_0$.

En net zo levert de evenwijdige bundel een bijdrage van $U_1 = (1-A) U_0$.

Ik veronderstel weer dat het voorwerp een factor α_2 van het schuin in vallende licht zo van richting verandert dat het op de fotocel terecht komt en evenzo een factor α_1 van het evenwijdig aan de optische as invallende licht.

De intensiteit van het licht op de fotocel waar de afbeelding van het voorwerp zich bevindt is dan:

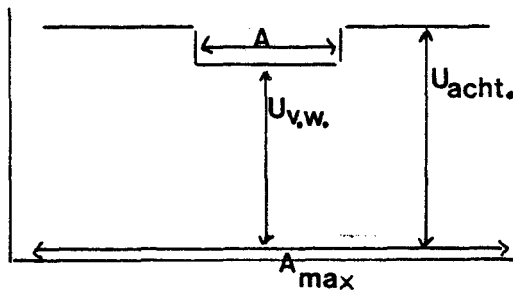
$$U_{\text{voorwerp}} = \alpha_2 \Delta U_0 + \alpha_1 (1-\Delta)U_0$$

$$= (\Delta \alpha_2 + \alpha_1(1-\Delta))U_0 \text{ per opp. eenh.}$$

En voor de achtergrond waar alleen het licht komt dat evenwijdig aan de optisch as en om het voorwerp heen in de lens en dus op de fotocel komt geldt:

$$U_{\text{achtergrond}} = (1-\Delta) U_0 \text{ per opp. eenh.}$$

Dit is in de volgende figuur (7) geschetst.



Figuur 7

Dus geldt voor de fotocelspanning:

$$U_{f. c.}^{HV}(A) = (A_{\text{max}} - A) U_{\text{achtergrond}} + A U_{\text{voorwerp}}$$

$$= A_{\text{max}}(1-\Delta)U_0 + A (\Delta\alpha_2 + (1-\Delta)\alpha_1 - (1-\Delta))U_0 \quad (8)$$

De gevoeligheid voor oppervlakte verandering van het voorwerp is dan:

$$\frac{d U_{f. c.}^{HV}}{d A} = (\Delta\alpha_2 + (1-\Delta)\alpha_1 - (1-\Delta))U_0 \quad (9)$$

$$< 0 \text{ als } \Delta < (1-\alpha)/(1+\alpha_2-\alpha_1)$$

$$|(dU/dA)^{HV}| < |(1-\Delta)(\alpha_1-1)U_0| = |(dU/dA)^{EB}|$$

Voor alle Δ is de gevoeligheid bij HV lager dan de gevoeligheid bij belichting met een evenwijdige bundel.

$$|(dU/dA)^{HV}| < |\alpha_2\Delta U_0| = |(dU/dA)^{DV}|$$

Als $\Delta > (1-\alpha_1)/(1-\alpha_1+2\alpha_2)$ dan is de gevoeligheid van de fotocelspanning voor oppervlakte veranderingen van het voorwerp lager bij HV dan bij DV.

Voor het contrast geldt dan bij HV:

$$C(HV) = \frac{(1-\Delta) - (\Delta\alpha_2 + (1-\Delta)\alpha_1)}{(1-\Delta) + (\Delta\alpha_2 + (1-\Delta)\alpha_1)} \quad (10)$$

$$C(HV) < C(EB) < C(DV)$$

$C = C(EB)$ als $\Delta=0$ (het zuivere EB geval) of als $\alpha_2=0$
(geen licht door schuine bundel op de f. c dus EB)

In hoofdstuk 6 zal worden uitgerekend welk deel van het op de luchtbel vallend licht zo afgebogen wordt dat het in de lens en dus op de fotocel terecht komt. Dit zal zo wel voor HV (α_1) als voor DV (α_2) uitgerekend worden. Het zal blijken dat $\alpha_1 \approx 2\%$ en $\alpha_2 < 15\%$ dus moet $\Delta > 75\%$ wil de DV-methode gevoeliger zijn dan de HV-methode. Het contrast blijft bij het afbeelden met DV altijd beter dan bij HV.

4.3 Metingen aan het optisch systeem

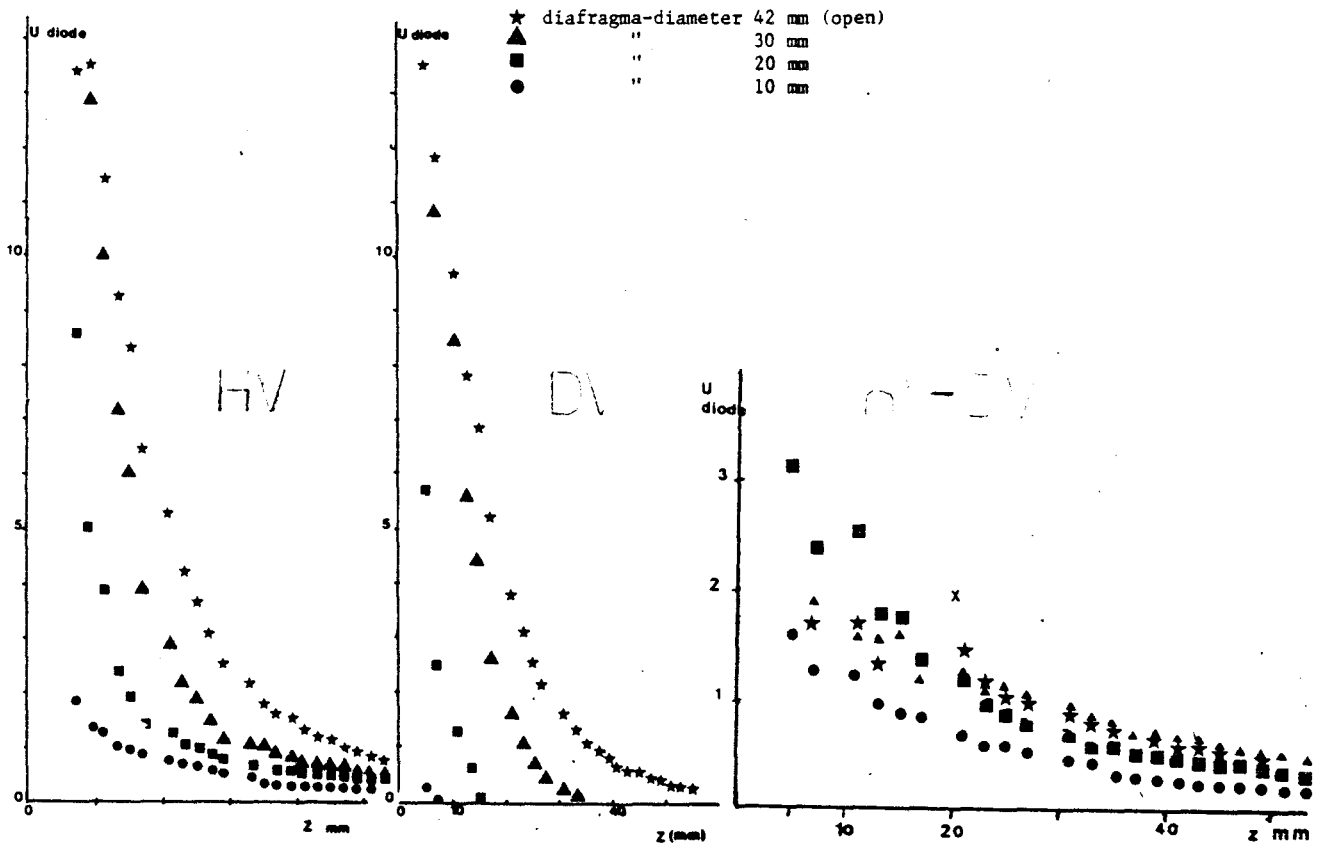
Het diafragma heeft een grote invloed op de plaats waar de bundels elkaar snijden en op de lichtintensiteit waarmee een voorwerp op de optische as belicht wordt. Als het diafragma kleiner wordt snijden de bundels elkaar dichter bij het diafragma en valt er minder licht op het voorwerp. (Zie hoofdstuk 4.1 tekening 1)

Als we de belstraal m.b.v. dit optisch systeem willen meten is het van belang te weten waar we de bel moeten plaatsen en welk diafragma we moeten gebruiken om een zo goed mogelijke afbeelding te krijgen. Op de plaats waar de bel komt te staan moet de lichtintensiteit zo hoog mogelijk zijn want hoe hoger de intensiteit hoe beter we we waarschijnlijk kunnen meten. ($dU/dA \sim U_0$ Zie formule (8) hoofdstuk 4.2) Verder moet op die plaats het voorwerp ook door een egale bundel belicht worden. En tenslotte moet de verhouding donkerveld-helderveld in de totaalveldbelichting bekend zijn omdat die van invloed is op het contrast en de gevoeligheid van het fotocelsignaal (zie paragraaf 4.2) Om de invloed van het diafragma op de intensiteit van het licht waarmee een voorwerp belicht wordt te meten is zowel in de HV-stand als in de DV-stand de lichtintensiteit in de voorwerps ruimte als functie van de afstand tot het diafragma en bij verschillende diafragma's gemeten. Een pindiode (gevoelig oppervlak $\approx 1 \text{ mm}^2$) is op de optische as gezet, parallel gericht aan de optische as en de diode spanning is gemeten bij verschillende diafragma's zowel in de DV-stand als in de HV-stand. Daarna is de diode 2 mm van de lamp af verplaatst en is de meting herhaald. Zo is over een afstand van 6 mm tot 56 mm van het diafragma de relatieve lichtintensiteit (de diode is niet geijkt) op de optische as gemeten. In de volgende figuur staat de diodespanning als functie van de afstand tot het diafragma uit. (Zie figuur 8, 9 en 10.)

De metingen zijn uitgevoerd in een (grotendeels) verduisterde ruimte om de invloed van de achtergrond straling te verwaarlozen. De achtergrond straling is na elke meting wel gemeten (de lamp werd even uitgezet) en de meetwaarden zijn hiervoor (zodanig) gecorrigeerd. De pindiodespanning t.g.v de achtergrondstraling is 0.01 V en maximaal 5% van de spanning gemeten als de lamp aan staat (0.2 tot 13.5 V) en dus

voor het verloop van U_{diode} niet van invloed.

Zoals te verwachten valt neemt de lichtintensiteit af als het diafragma kleiner wordt (een gedeelte van het licht wordt nu door het diafragma tegengehouden) en als de afstand tot het diafragma toeneemt. Bij kleine diafragma's in de DV-stand wordt de lichtintensiteit reeds op een kleine afstand van het diafragma nul. De bundels snijden elkaar dan dicht bij het diafragma. (Zie figuur 9)

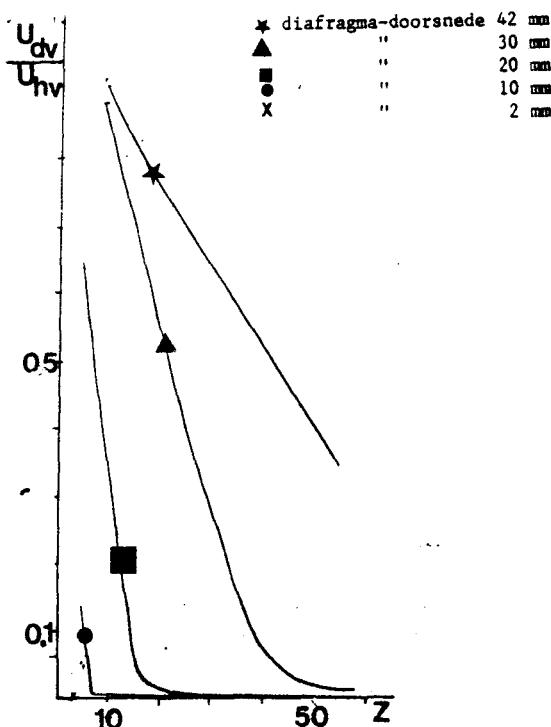


Figuur 8, 9 en 10: Verlichtingssterkte op de optische as (gemeten m.b.v. een puntdiode) als functie van de afstand tot het diafragma. Figuur 8: De HV stand van de microscoopbelichting, figuur 9 de DV-stand en in figuur 10 zijn figuur 8 en 9 van elkaar afgetrokken en geeft de diodespanning weer tengevolge van de bundel everwidig aan de optische as. De voedingsspanning van de lamp is 200 V, de diafragma-openingen zijn 42, 30, 20, en 10mm.

Als de microscoop belichting op HV-veldstand staat is er sprake van zowel donkerveldbelichting als van een evenwijdig invallende bundel. De relatieve bijdrage van de donkerveldbelichting in de HV-stand is:

$$\frac{\text{diodespanning donkerveld}}{\text{diodespanning helderveld}} \cdot 100\%$$

Dit is als functie van de afstand tot het diafragma en bij verschillende diafragma diameters uitgezet in de volgende figuur.



Figuur 11: Relatieve bijdrage donkerveld in de totale belichting bij de helderveldstand als functie van de afstand tot het diafragma bij verschillende diafragma openingen.

Men ziet duidelijk dat de bijdrage van het DV afneemt met de afstand en op grote afstand zelfs nul wordt. Een voorwerp op de optische as op grote afstand zal niet door de DV-belichting belicht worden. Ook blijkt dat bij een groot diafragma het voorwerp verder weg kan staan om door DV belicht te worden dan bij een kleine diafragma-opening. Verder is m. b. v. figuur 4 dan te bepalen waar men een voorwerp in de HV-veldbelichting moet neerzetten opdat de DV-veld belichting verwaarloosbaar is en dus het voorwerp te belichten op een manier die

overeenkomt met een belichting met een evenwijdige bundel. In het algemeen moet het voorwerp dan ver weg staan en het diafragma moet klein zijn. Pas bij grote Δ (>75%) is in par. 4.2 berekend zal de gevoeligheid van de fotocelspanning voor oppervlakteveranderingen van het voorwerp bij DV groter zijn dan bij Hv. Dat betekent dus i. h. a. een groot diafragma (>30mm) en dat het voorwerp dicht bij het diafragma staat ($z < 30$ mm).

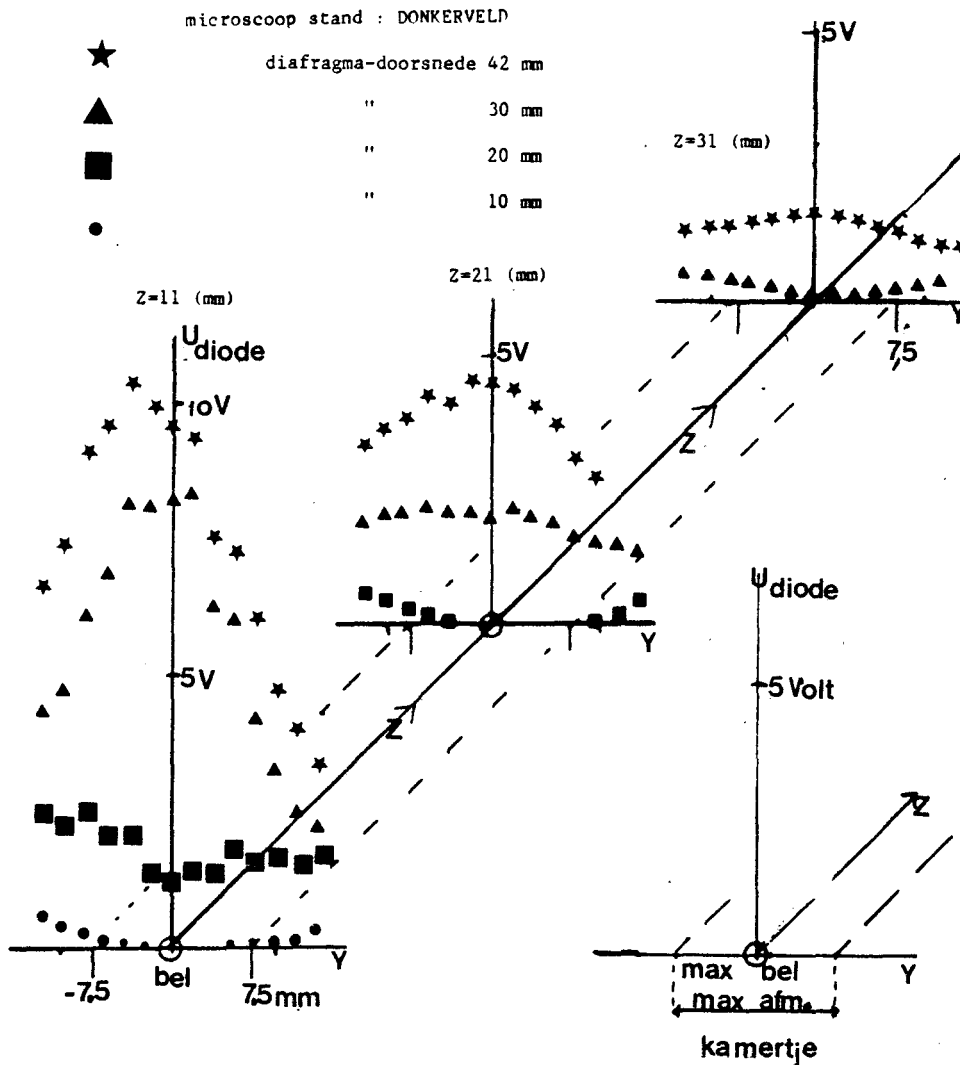
Indien ik de belgrootte m. b. v. een afbeelding op een fotocel wil meten dan is het wenselijk dat de bel egaal belicht wordt. Als b. v. alleen het midden van de bel belicht wordt of als de bundel zo smal is dat alleen kleine bellen door de bundel geheel belicht worden dan is de opstelling niet te gebruiken om m. b. v. een afbeelding op een fotocel de belgrootte te meten.

Om een diafragmastand te vinden waarbij de bundel de bel egaal belicht met voldoende hoge intensiteit om nauwkeurig te kunnen meten, is de intensiteit van de bundel loodrecht op de optische as m. b. v. de fotodiode doorgemeten. De bundel is op 5 afstanden tot het diafragma (11, 21, 31, 41 en 55mm) doorgemeten bij 4 diafragmadiameters (10, 20, 30 en 42 mm (geheel open)). De metingen zijn zowel in de donkerveld- als in de helderveldstand gedaan. In de twee figuren 12 en 13) hieronder staan de resultaten uit. (Voor slechts de 3 kleinste afstanden bij de andere twee was de intensiteit zolaag dat ik die niet heb uitgezet.)

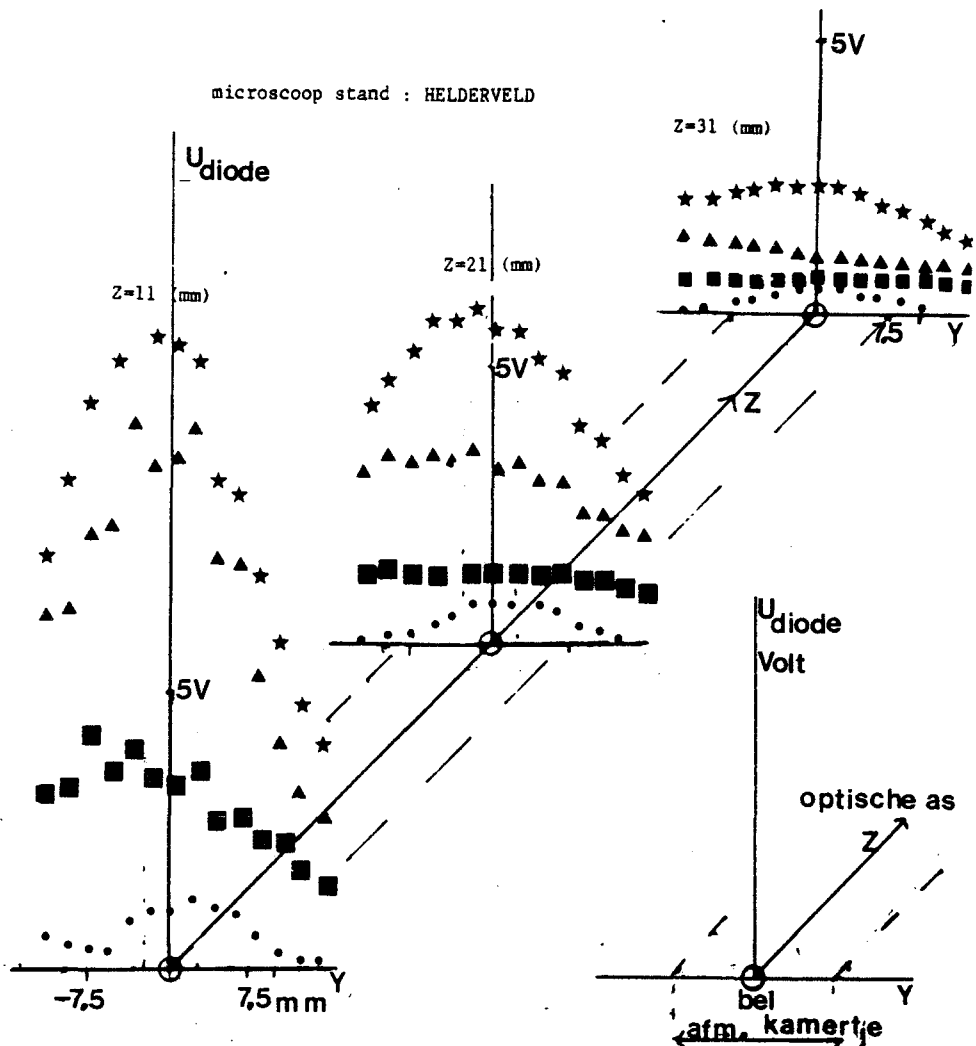
In beide figuren ziet men dat dichtbij het diafragma de intensiteit hoog is maar de bundel niet egaal is. En op een afstand van 11 mm is de intensiteit weliswaar hoog maar is de bundel verre van egaal zelfs niet meer over de breedte van een paar mm.

Dit is ook afhankelijk van het diafragma. Diafragmeert men de bundel iets dan wordt de bundel meer egaal maar verliest ook aan intensiteit. Wat in de donkerveld stand opvalt is het "platte" stuk bij $z=11$ mm en diafragma 30mm, de "sprong" in de intensiteit bij $z=11$ mm en diafragma 20 mm en tenslotte de asymmetrie van de bundel bij $z=11$ mm die vooral zichtbaar is bij het diafragma van 42 mm. De asymmetrie zou kunnen komen doordat $y=0$ niet samen valt met de optische as. De diode is vanachteren m. b. v. de microscoop bekeken en ik neem aan dat als de diode in het midden van het objectief staat hij ook op de optische as staat. Ik heb echter geen methode om te controleren of de diode ook wel recht naar voren "kijkt" of een hoek met de optische as maakt. Iedere keer als de diode op een andere afstand van het diafragma gezet wordt moet gecontroleerd worden of de diode nog recht naar voren gericht staat. Verder moet dan ook iedere keer de plaats $y=0$ (dus op de optische as) bepaald worden. Bij $z=11$ mm zou de diode een hoek met de optische as gemaakt kunnen hebben. De top ligt bij $z=-4$ mm en dan kan men een schatting van de hoek maken en op ongeveer 20° uitkomen. Dit is echter zo'n grote hoek dat het erg onwaarschijnlijk lijkt dat de diode zo'n grote hoek met de optische as gemaakt heeft. Ook in de totaalveld metingen zit een asymmetrie. De intensiteit links is systematisch hoger dan rechts t. o. v. $y=0$. Dit zou dezelfde reden als bij DV kunnen hebben. Een tweede reden zou kunnen zijn dat bij HV de shutter nu weggeklapt zit naar opzij en daar toch een gedeelte van het licht tegenhoudt.

Ik zou de bel graag met een egale bundel van enige mm's breed met een zo groot mogelijke intensiteit willen belichten.



Figuur 12: Intensiteitsverdeling van de bundel loodrecht op de optische as in de DONKERVELDSTAND van de microscoopbelichting, gemeten bij verschillende diafragmaopeningen (10mm, 20mm, 30mm en 42mm) en op verschillende afstanden tot het diafragma ($z=11\text{mm}$, 21mm en 31mm). Z-as is evenwijdig aan de optische as, $z=0$ is het vlak van het diafragma, de y-as loodrecht op de optische as en $y=0$ is de optische as. Met stippellijnen zijn de lijnen $y=\pm 7.5\text{mm}$ aangegeven en met een rondje schematisch de maximale belgrootte. De bel heeft een maximale diameter van 2mm het kamertje van 15mm .



Figuur 13: Intensiteitsverdeling van de bundel loodrecht op de optische as in de HELDERVELDSTAND van de microscoopbelichting, gemeten bij verschillende diafragmaopeningen (10mm, 20mm, 30mm en 42mm) en op verschillende afstanden tot het diafragma.

Z-as is evenwijdig aan de optische as, $z=0$ is het vlak van het diafragma, de y-as loodrecht op de optische as en $y=0$ is de optische as.

Na bestudering van de figuren ben ik tot de conclusie gekomen om het kamertje met de bel op ongeveer 21 mm neer te zetten omdat de bundel daar nog voldoende egaal is en men ook na enig diafragmeren nog voldoende intensiteit overhoudt, ook bij het overschakelen van HV naar DV.

Tenslotte wil ik nog opmerken dat bij deze diafragmastand en afstand de gevoeligheid van de fotocelspanning voor een oppervlakteverandering van het voorwerp bij DV groter is dan bij HV. Dit wordt bevestigd door metingen in hoofdstuk 5.

hoofdstuk 5

HET METEN VAN DE BELGROOTTE

Zoals in hoofdstuk 2 vermeld is, is het de opzet om m.b.v. het afbeelden van de bel op een fotocel een maat te verkrijgen voor zowel de grootte van het lucht-water grensvlak als voor de belstraal.

In hoofdstuk 4.1 is vermeld dat er een lineair verband is tussen de fotocelspanning en het oppervlak van het voorwerp dat je op de fotocel afbeeldt. Als de bel door een bol te benaderen is zal er dus ook een lineair verband zijn tussen R^2 en de fotocelspanning U_{fc} .

In paragraaf 5.1 zal uitgerekend worden in hoeverre de bel door een bol benaderd kan worden en in paragraaf 5.2 worden de metingen beschreven waarmee het verband tussen de belgrootte en de fotocelspanning is geverifieerd. In paragraaf 5.3 zal worden nagegaan welke invloeden de hoeveelheid achtergrond licht en de voedingsspanning van de lamp van de microscoop op de fotocelspanning hebben. Tenslotte wordt in paragraaf 5.4 de electronica beschreven die ontworpen is om uit het fotocel signaal het oppervlak en de straal te bepalen.

5.1 Benadering van de bel door een bol.

Bij de berekening van de grootte van het oppervlak van de doorsnede van de bel aan het capillair (A_d , belangrijk i.v.m. de fotocelspanning), de grootte van het oppervlak van het grensvlak lucht-water ((A) daar "zit" de monolaag) en het volume (V) maak ik de aanname dat de bel niet vervormd wordt door de zwaartekracht of andere uitwendige krachten. De bel lijkt dan op een bol die een "poolkapje" mist.

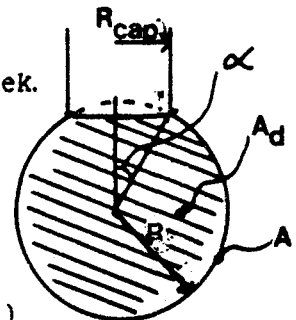
Het oppervlak van de doorsnede van de bel (gearceerd in figuur 1.) is gelijk aan:

$$A_d = \int_0^R \int_0^{2\pi-2\alpha} r \, dr \, d\phi + \text{oppervlak van de geruite driehoek.}$$

$$A_d = (\pi - \alpha)R^2 + R_{cap}R \cos(\alpha)$$

met $\sin(\alpha) = R_{cap}/R$

$$A_d = (\pi - \arcsin(R_{cap}/R))R^2 + R_{cap}R \cos(\arcsin(R_{cap}/R))$$



De fout die men maakt door het oppervlak A_d door het oppervlak van een bol πR^2 te benaderen is in figuur 2 uitgezet als functie van de relatieve belstraal (R/R_{cap}).

De inhoud van de bel (V) is:

$$V = \int_0^R r^2 dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi-2\alpha} \sin\theta d\theta + \text{volume van de kegel}$$

$$V = 2\pi/3 R^3 (1 - \cos(\pi - \alpha)) + \pi/3 (R_{\text{cap}})^2 R \cos(\alpha)$$

$$V = 2\pi/3 R^3 (1 + \cos(\arcsin(R_{\text{cap}}/R))) + \pi/3 (R_{\text{cap}})^2 R \cos(\arcsin(R_{\text{cap}}/R))$$

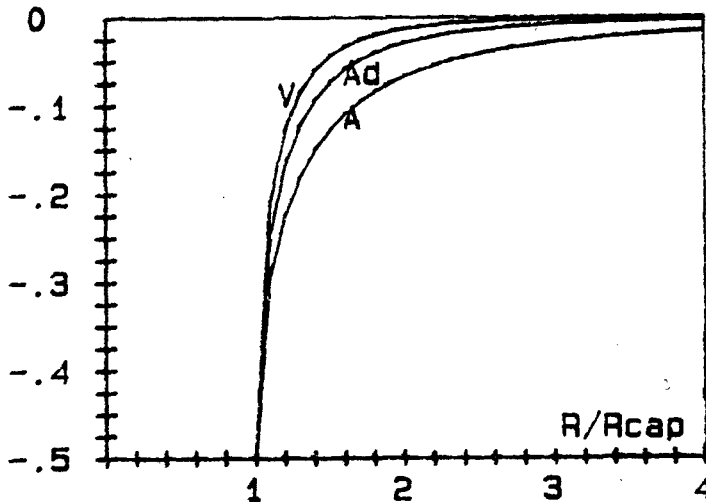
De fout die men maakt als men het volume (V) van de bel benadert door het volume een bol $4/3 \pi R^3$ is uitgezet als functie van de relatieve belstraal (R/R_{cap}) in figuur 2.

De grootte van het oppervlak (A) dat het volume begrenst is:

$$A = R^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi-\alpha} \sin\theta d\theta$$

$$A = 2\pi R^2 (1 + \cos(\arcsin(R_{\text{cap}}/R)))$$

De fout die men maakt door het oppervlak (A) te benaderen door het oppervlak van de bol $4\pi R^2$, is uitgezet in figuur 2 als functie van de relatieve belstraal (R/R_{cap}).



figuur 2. Fout die men maakt in het oppervlak A_d , het oppervlak A en het volume V van de bel als men de bel door een bol benadert. $V - 4/3\pi R^3 / 4/3\pi R^3$, $A - \pi R^2 / R^2$ en $A - 4\pi R^2 / 4\pi R^2$ als functie van R/R_{cap} .

Men ziet dat de grootste fout in de bepaling van het oppervlak van de grensvlak optreedt. Bij de door mij gebruikte bellen tussen 350 en 1000 μm en een capillair straal van 250 μm maak ik een fout in het oppervlak van het grensvlak tussen 15% en 1,6%. De fout in het oppervlak van de doorsnede en het volume varieert tussen de 9,4% en 0,3% respectievelijk 6,1% en 0,1%.

5.2 Ijken van de fotocelspanning.

Het verband tussen de fotocelspanning en de belstraal wordt geverifieerd door een bel op de fotocel af te beelden, de fotocelspanning te meten en m. b. v. de microscoop en een oculair met schaalverdeling de beldiameter te meten.

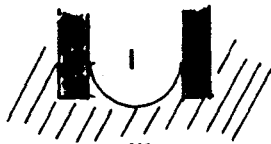
Er zijn twee meetoculairen. Het eerste bestaat uit een raster van 10 x 10 hokjes met afmetingen van (bij een vergroting van uiteindelijk 40x) 250 x 250 μm . Er kunnen dus diameters van maximaal 2500 μm gemeten worden met een geschatte nauwkeurigheid van ongeveer 63 μm . Dit oculair wordt alleen bij beldiameters groter dan 1050 μm gebruikt. De relatieve fout is dan:

$$2,5 \% \leq \Delta D/D \leq 5,7 \%$$

Omdat de fout bij kleinere bellen te groot wordt is daar een ander oculair gebruikt bestaande uit verticale lijntjes op een afstand van 50 μm . Er kunnen hiermee beldiameters tussen 250 μm en 1050 μm gemeten worden met een nauwkeurigheid van 13 μm . De fout in de beldiameter is dan:

$$1,2 \% \leq \Delta D/D \leq 5,0 \%$$

Bij het meten wordt eerst het capillair leeg gezogen m. b. v. de microspuit. De beginstand is dan als volgt:



Figuur 3

Bij deze beginstand wordt bij de fotocelspanning een offsetspanning opgeteld zodat bij donkerveld (DV) de uitlezing 0 Volt aangeeft en bij helderveld (HV) de uitlezing 10 Volt aangeeft.

Daarna trek ik m. b. v. de microspuit een bel, meet de diameter D m. b. v. het meetoculair en meet de fotocelspanning $U_{f.c.}$. Daarna vergroot of verklein ik de bel m. b. v. de spuit en herhaal de metingen.

Uit de diameter D wordt de straal (R) berekend, en de fotocelspanning wordt als functie van R^2 uitgezet. Door deze meetpunten wordt m. b. v. de kleinste kwadratenmethode een rechte gefit. Zie figuur 4 en 5.

De resultaten van deze fit zijn: DV $U_{f.c.} = -0.07 + (5.78 \pm 0.09)R^2$
en voor HV $U_{f.c.} = 9.95 - (3.77 \pm 0.07)R^2$.

Het verband tussen $u_{f.c.}$ en R^2 blijkt redelijk door een rechte te beschrijven te zijn.

Wel valt het op dat bij kleine belstralen de meetwaarden van de fit afwijken. De meetwaarden liggen bij DV systematisch ONDER de fit en bij HV systematisch BOVEN de fit.

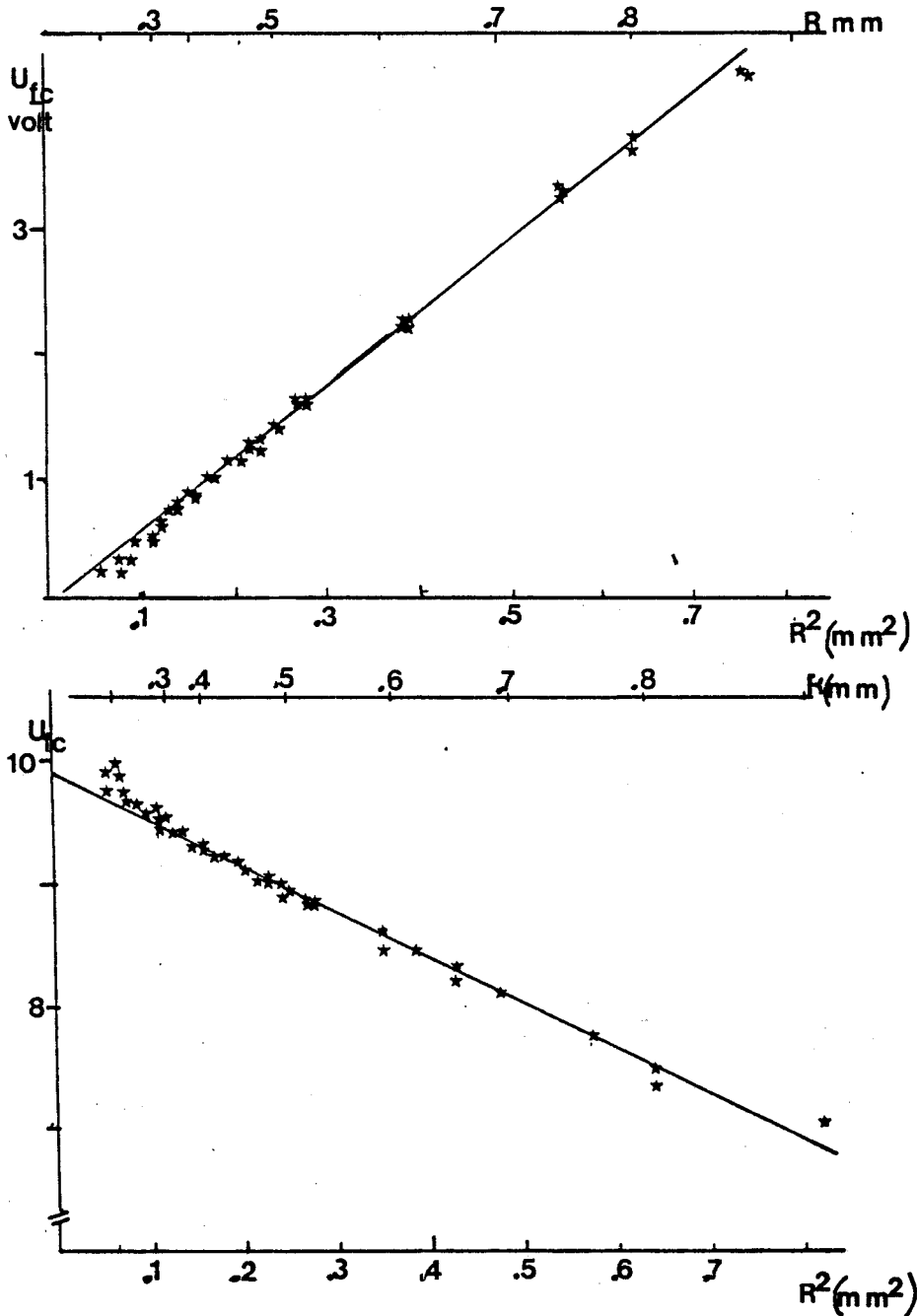
Dit komt omdat ik de bel door een bol benader en ik ken dan aan de bel een groter oppervlak toe dan het werkelijk is. Zoals in de vorige paragraaf al bleek is de fout groot bij kleinere belstralen.

Bij een gemeten fotocelspanning is de afwijking van de m. b. v. de fit berekende R^2 en van de gemeten R^2 kleiner dan 5% indien

$R^2 > 0.12 \text{ mm}^2$ ($R > 350 \mu\text{m}$)

Er is geen wezenlijk verschil gemeten in de nauwkeurigheid voor DV of voor HV.

Tenslotte valt ook nog op dat de gevoeligheid van de fotocelspanning voor een belgrootteverandering bij DV groter is dan bij HV. Dit werd in hoofdstuk 4 reeds verwacht.



figuur 4: Fotocelspanning als functie van R^2 bij donkerveldbelichting. figuur 5: Fotocelspanning als functie van R^2 bij helderveldbelichting. De getekende meetwaarden zijn uit een meting. Het lineaire verband is bepaald m.b.v. veel meer metingen.

5.3 Parameters die de fotocelspanning beïnvloeden

In het verslag van Ronald van Cuylenborg [ref 23] is opgemerkt dat in het toenmalig systeem de fotocelspanning beïnvloed werd door het omgevingslicht. Dit is in het huidige systeem gecontroleerd door de fotocelspanning als functie van de belgrootte R^2 te ijken met veel en geen achtergrond belichting. De ruimte waarin de opstelling staat is hiervoor verduisterd.

In de huidige opstelling bleek er geen (meetbare) invloed van het achtergrondlicht te zijn. Zowel bij DV als bij HV verandert de fotocelspanning niet als men bv de TL verlichting aan of uit zet. De gevoeligheid van de fotocelspanning voor verandering van de belgrootte ($\partial U_{fc} / \partial A$) verandert geheel niet.

Dit komt doordat nu met een microscoop met een zeer kleine openingshoek gewerkt wordt. Zowel het licht van de TL-verlichting als van buiten wordt niet door het microscoop objectief ingevangen.

De invloed van de belichtingssterkte.

In hoofdstuk 4 is vermeld dat ($\partial U_{fc} / \partial A$) theoretisch met dezelfde factor toeneemt als de lichtsterkte waarmee het voorwerp belicht wordt.

Ik heb de spanning van een pindiode op de optische as als functie van de voedingsspanning van de microscoop lamp gemeten. Deze meting geeft het verband tussen de lichtsterkte en de voedingsspanning.

Zowel bij HV als bij DV is het verband tussen de fotocelspanning en $(R_{bel})^2$ gemeten bij verschillende voedingsspanningen. De gevoeligheid ($\partial U_{fc} / \partial A$) en de belichtingssterkte (pindiodespanning) zijn genormeerd op de gevoeligheid en de belichtingssterkte bij 200 volt en in de volgende tabel verzameld.

voedingsspanning lamp (volt)	verhouding $\frac{U(\text{diode})}{U(\text{diode } 200V)}$	verhouding $\frac{\text{gevoeligheid}}{\text{gevoeligheid}(200V)}$ DV	verhouding $\frac{\text{gevoeligheid}}{\text{gevoeligheid}(200V)}$ HV
200	1	1	1
190	0.88±0.02	0.86±0.07	0.90±0.08
180	0.78±0.02	0.75±0.06	0.79±0.1
170	0.67±0.02	0.64±0.02	0.64±0.02

Inderdaad blijkt bij zowel HV als DV de gevoeligheid voor variaties in de verlichting even groot te zijn en het gebruik van DV brengt (wat dit betreft) geen voordeel.

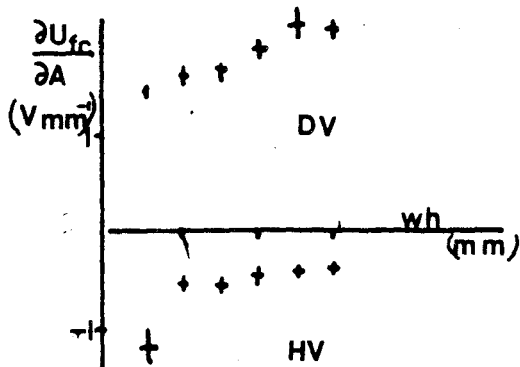
De waterhoogte in het verwarmingsbakje bleek wel grote invloed op de gevoeligheid van de fotocelspanning voor belgrootte variaties ($\partial U_{fc} / \partial A$) te hebben.

Deze waterhoogte kan door bv. verdamping zeer eenvoudig in de tijd van een serie metingen veranderen.

De ijking van de fotocelspanning werd herhaald waarbij de waterhoogte gevarieerd is. Deze waterhoogte werd gemeten m. b. v. de microscoop bij een vergroting van 10 X en werd altijd t. o. v. de onderkant van het

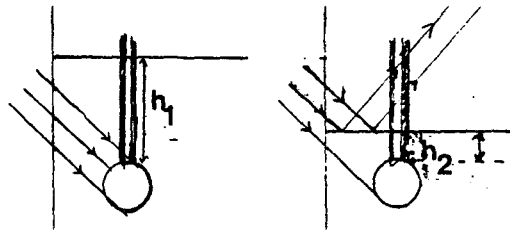
capillair gemeten. Er werd steeds opgelet dat bij een vergroting van 40 x, waarbij de ijking werd uitgevoerd, het wateroppervlak niet in het gezichtsveld te zien was.

De resultaten zijn in figuur 6 te zien. Hierbij moet worden opgemerkt dat de metingen niet herhaald zijn zodat er geen kwantitatieve uitspraken gedaan kunnen worden. Men kan in figuur 6 alleen een trend aflezen.



figuur 6: Gevoeligheid van de fotocelspanning voor oppervlakteverandering van de bel als functie van de waterhoogte (WH) in het verwarmingsbakje.

Als de waterhoogte toeneemt neemt bij HV ($\partial U_{fc} / \partial A$) af en bij DV neemt ($\partial U_{fc} / \partial A$) toe. De oorzaak hiervan heb ik niet onderzocht. Maar blijkbaar heeft een afname van de waterhoogte hetzelfde effect op ($\partial U_{fc} / \partial A$) als een lagere voedingsspanning. Er is een mogelijkheid dat de bundel die schuin op de bel valt aan het wateroppervlak reflecteerd en daardoor niet aan de belichting van de bel bijdraagt waardoor ($\partial U_{fc} / \partial A$) daalt. Hoe hoger de waterstand hoe minder licht aan het oppervlak reflecteerd en hoe groter de belichting van de bel. (Zie figuur 7.)



figuur 7

Het is in iedergeval wel duidelijk dat als er metingen over langere tijd gedaan moeten worden dat men de waterhoogte constant moet houden (bv door een dekseltje op het verwarmingsbakje) en het aan te raden is om zowel voor als na de meting de fotocelspanning te ijken.

Om dit herhaaldelijk ijken in de toekomst vlotter te laten verlopen is er een oculair gemaakt waarin de belvorm (bij tien verschillende belstralen) is ingetekend zodat snel en nauwkeurig de belstraal kan worden afgelezen.

5. 4 Ontwerp van de verwerkingselectronica voor het fotocelsignaal

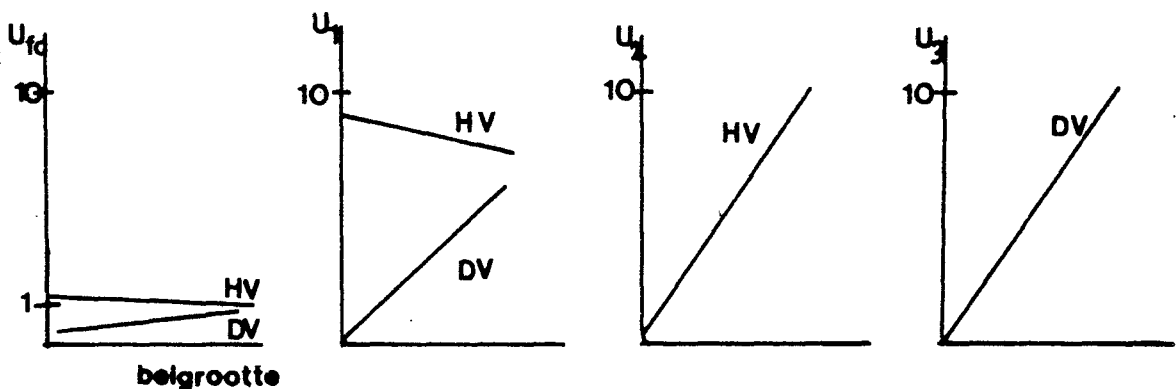
De opzet is om m. b. v. deze electronica uit het fotocelsignaal op een display het oppervlak van de grenslaag lucht-water (in mm^2) en op een ander display de straal (in mm of μm) af te kunnen lezen. Deze signalen moeten ook beschikbaar zijn op een analyse-uitgang i. v. m. het maken van σ -A curve en het berekenen van de σ m. b. v. een ander stukje electronica. Verder moeten deze signalen (en het onbewerkte fotocelsignaal) geschikt zijn om m. b. v. een computer ingelezen te kunnen worden.

Bij helder veld valt het meeste licht op de fotocel als er geen bel is bij donkerveld valt er dan bijna geen licht op de fotocel (alleen een weinig licht dat aan het capillair verstrooid wordt). Bij een grote bel wordt de fotocelspanning bij HV lager en bij DV juist hoger. Zie figuur 8.

Het fotocelsignaal wordt nu m. b. v. een voorversterker versterkt en van een offset voorzien. Dit signaal noem ik U_1 . De versterking en offset worden zo ingesteld dat bij helderveld en geen voorwerp (de fotocelspanning is dan maximaal) $U_1 = 10$ Volt en bij DV en geen voorwerp (focelspanning is minimaal) $U_1 = 0$ Volt.

Het signaal U_1 wordt nu afhankelijk of men bij HV of DV werkt versterkt en van een offset voorzien zodat als er geen bel is zowel het signaal U_2 (bij HV) als het signaal U_3 (bij DV) nul volt bedraagt en 10 Volt bij de maximale belgrootte. (Zie figuur 9.)

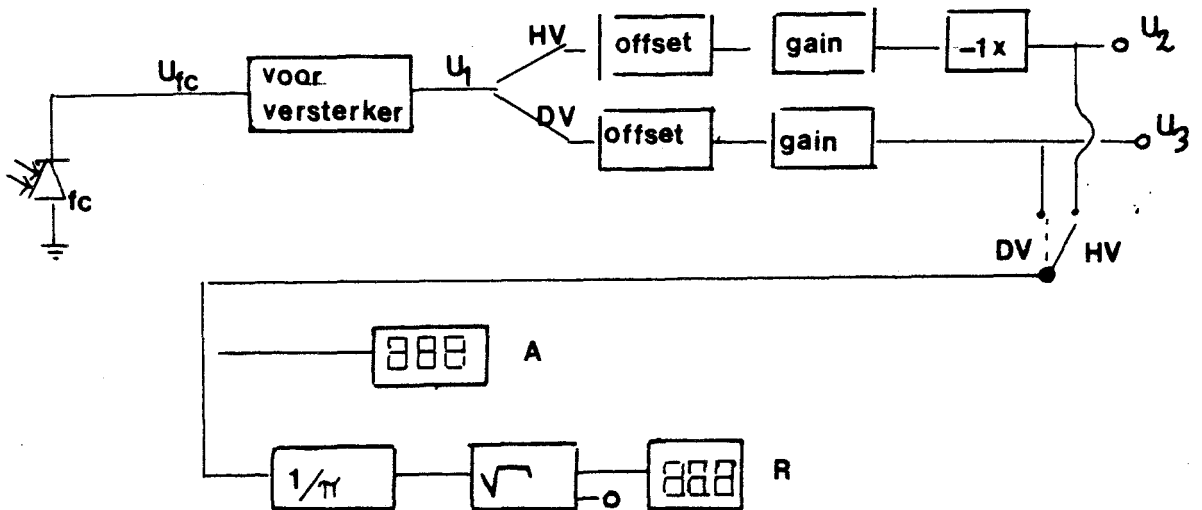
Deze 2 signalen (U_1 en U_2) zijn ook beschikbaar op een uitgang en worden aan een display aangeboden worden. Men leest nu op dit display het oppervlak van de bel (in mm^2) uit.



figuur 8: Het fotocelsignaal (U_{fc}) voor het de voorversterker in gaat, na de voorversterker (U_1) en na de versterking voor HV (U_2) en DV (U_3) als functie van de belgrootte.

De signalen U_2 en U_3 zijn evenredig met πR^2 . Deze signalen worden nu door π gedeeld en daarna wordt uit het signaal de wortel getrokken. Men heeft nu een signaal evenredig met de belstraal R . Ook dit signaal wordt aangeboden aan een display. Tenslotte moet nog worden opgemerkt dat ook dit signaal beschikbaar is op een uitgang en dat dit signaal gebruikt wordt om de oppervlakte-spanning σ te berekenen en voor een terugkoppeling naar de pulsator. (Zie hoofdstuk 9)

Het geheel ziet er nu zo schematisch uit.



figuur 9: Schematische weergave van de verwerkingselectronica van het fotocel signaal.

De electronica is gebouwd en wordt momenteel nog kritisch uitgetest. Zie voor de schema's appendix 7.

Hoofdstuk 6

THEORETISCHE BESCHRIJVING VAN DE VERSTROOIING VAN LICHT AAN EEN LUCHTBEL IN WATER

6.1 Inleiding

Een luchtbel in water zal, indien die belicht wordt door een evenwijdige bundel een deel van dat licht terugkaatsen en een deel door breking en interne reflecties in alle richtingen verstrooien.

Het licht dat bij het verlaten van de bel een hoek met de optische as maakt kleiner of gelijk aan de openingshoek Ψ van een lens die achter de bel staat zal door deze lens worden ingevangen.

Met behulp van de klassieke optica zal de intensiteit van het verstrooide licht onder een hoek α met de optische as worden berekend, alsmede de hoeveelheid licht die door de lens wordt ingevangen. Er zal nagegaan worden welk verband er bestaat tussen de hoeveelheid door de lens ingevangen licht en de belstraal R . Ook de invloed van de hoek die de invallende bundel met de optische as maakt op de hoeveelheid ingevangen licht zal onderzocht worden.

Eerst een paar beperkingen. Ik neem aan dat de belstraal (R) veel groter is dan de golflengte (λ) van het licht waardoor ik de effecten van buiging en interferentie mag verwaarlozen.

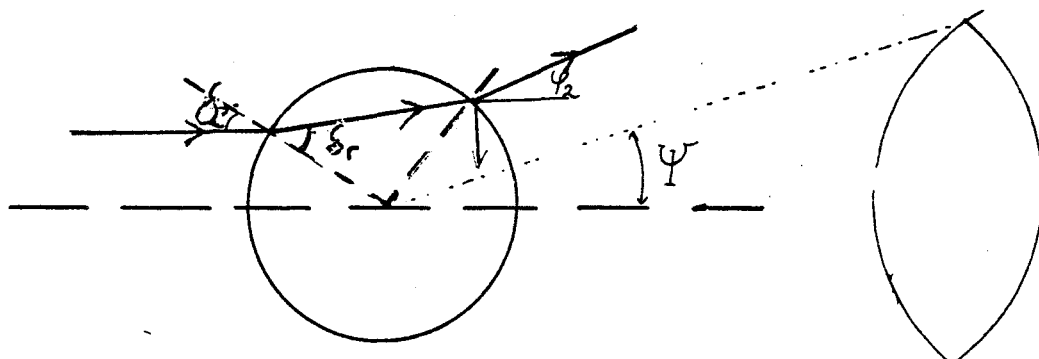
($250\mu\text{m} < R < 1000\mu\text{m}$; $.4\mu\text{m} < \lambda < .8\mu\text{m}$ dus $R/\lambda > 300$)

n_w , n_l zijn de brekingsindices van het water respectievelijk van de lens. m is de relatieve brekingsindex van de bel t. o. v. het water. ($m=3/4$ voor geel licht, $\lambda \approx .65\mu\text{m}$)

Een straal die parallel aan de optische as op de bel valt wordt gedeeltelijk aan de bel gereflecteerd en gedeeltelijk gebroken. De hoek met de normaal wordt door de wet van Snel gegeven:

$$n_w \sin(\delta_1) = n_l \sin(\delta_2)$$

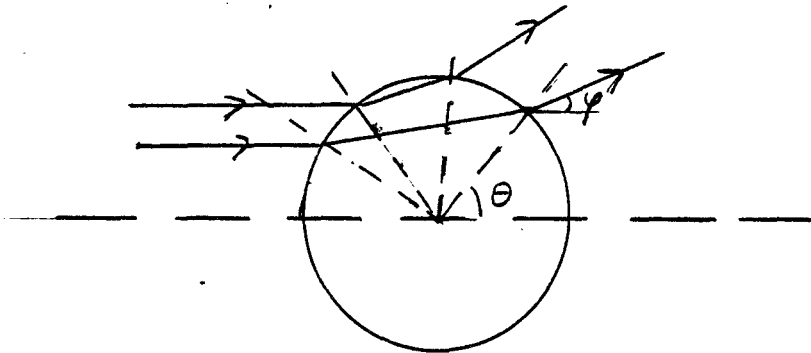
De gebroken straal kan aan een tweede oppervlak weer breken en zo de bel weer verlaten een gedeelte zal intern nogmaals reflecteren.



Figuur 1:

Breking van een lichtstraal aan een luchtbel in water. De lichtstralen met $\varphi_2 < \Psi$ zullen door de lens worden ingevangen.

Een tweede straal die evenwijdig met de eerste de bel invalt heeft een andere hoek van inval en zal de bel onder een andere hoek verlaten. Dit heeft tot gevolg dat een evenwijdige bundel die de bel treft divergerend de bel verlaat, en dit heeft weer een invloed op de intensiteit. (Zie figuur 2)



Figuur 2: De divergerende werking van de bel op een evenwijdig invallende bundel.

Bij elk oppervlak dat de straal tegen komt zal een deel gebroken worden en een deel gereflecteerd worden. Dus het aantal malen dat de straal gebroken of gereflecteerd is zal invloed op de intensiteit hebben.

Achtereenvolgens zullen in hoofdstuk 6.2 de hoek θ die aangeeft waar de straal de bel verlaat, de hoek ϕ die de straal dan met de optische as maakt, de verzwakking door de divergerende werking van de bel, en de verzwakking van de straal door interne reflecties berekend worden. (Zie voor de defenitie van θ en ϕ figuur 3 par. 6.2)

Zie figuur 3:

$$\delta_1 = \theta_1 \quad (2)$$

Beschouw de driehoek OAB;

$$2\delta_r + (\pi - \theta_2 - \theta_1) = \pi$$

dus m. b. v. (2) :

$$\theta_2 = 2\delta_r - \theta_1 = 2\delta_r - \delta_1 \quad (3)$$

Net zo de driehoek OBC;

$$2\delta_r + \theta_2 - \theta_3 = \pi$$

en m. b. v. (3) :

$$\theta_3 = 2\delta_r + \theta_2 - \pi = 4\delta_r - \delta_1 - \pi \quad (4)$$

Net zo m. b. v. de driehoek OCD.

$$2\delta_r + \pi - \theta_4 + \pi + \theta_3 = \pi$$

$$\theta_4 = 2\delta_r + \theta_3 - \pi = 6\delta_r - \delta_1 - 2\pi \quad (5)$$

Zo is ook af te leiden:

$$\theta_N = 2\delta_r + \theta_{N-1} - \pi \quad N \geq 3$$

$$\theta_N = 2(N-1)\delta_r - \delta_1 - (N-2)\pi \quad N \geq 3 \quad (6)$$

$$\varphi_1 = \pi - 2\delta_1 \quad (7)$$

$$\varphi_2 = \theta_2 - \delta_1 = 2(\theta_r - \theta_r) \quad (8)$$

$$\varphi_3 = \theta_3 - \delta_1 = 4\delta_r - 2\delta_1 - \pi \quad (9)$$

$$\varphi_4 = \theta_4 - \delta_1 = 6\delta_r - 2\delta_1 - 2\pi \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \varphi_N &= \theta_N - \delta_1 \\ &= 2(N-1)\delta_r - 2\delta_1 - (N-2)\pi \quad N \geq 2 \end{aligned} \quad (11)$$

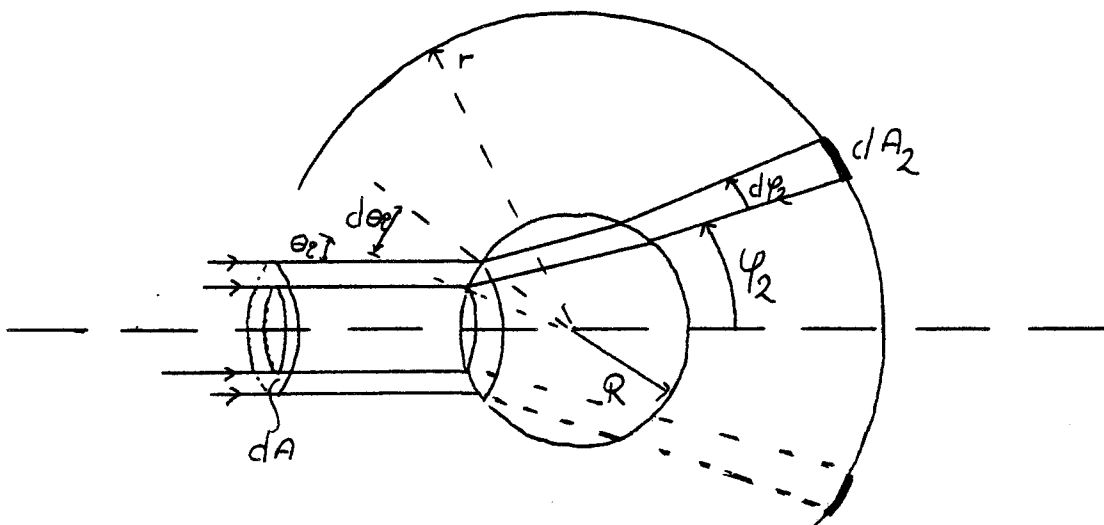
Als $-90^\circ < \varphi_N < 90^\circ$ wordt het licht in voorwaartse richting verstrooid. Indien $-\Psi < \varphi_N < \Psi$ wordt het licht opgevangen door een lens op de optische as met openingshoek Ψ .

In formule 11 kan ook formule 1 worden ingevuld en dan blijkt dat de hoek φ_N (de hoek die het licht met de optische as maakt bij het verlaten van de bel) alleen van de hoek δ_1 (en omdat

$\delta_1 = \theta_1$ dus van de plaats van inval) afhangt.

Twee parallelle stralen hebben een andere θ_1 dus volgens formule 11 ook een andere φ_N ze lopen dan niet meer, parallel het licht divergeert dus.

Om de invloed van dit divergeren op de intensiteit te berekenen moet men een holle cilindrische bundel met intensiteit I_0 voorstellen. (Zie figuur 4.)



figuur 4: Divergerende werking van de bel (straal R) op een holle cilindrische bundel. Op een afstand r staat een bolvormig scherm waarop we het licht opvangen dat de bel verlaat.

Deze bundel raakt de bel op een oppervlak

$$dA = 2R^2 \sin(\delta_1) \cos(\delta_1) d\delta_1 \quad (12a)$$

Het vermogen van deze bundel is $dE = I_0 \cdot dA$

De straal die de bel verlaat zonder interne reflecties komt op een afstand r op een bolvormig scherm terecht met een oppervlak

$$dA_2 = 2\pi \cdot r^2 \cdot \sin(\varphi_N) d\varphi_2 \quad (12b)$$

terecht.

En net zo voor het licht dat op het oppervlak N de bel verlaat

$$dA_N = 2\pi r^2 \cdot \sin(\varphi_N) d\varphi_N \quad (12c)$$

Ik zie op dit moment even af van alle andere oppervlakken waardoor licht de bel verlaat. Met andere woorden ik stel even dat al het licht door oppervlak N de bel verlaat dus dat oppervlak N reflectiecoëfficiënt=0 heeft en alle andere oppervlakken een reflectiecoëfficiënt gelijk aan 1. (Dit zal later door een factor F gecorrigeerd worden.)

$$dE = dA_N I' = 2\pi r^2 \sin(\varphi_N) d\varphi_N I' \quad (13)$$

m b. v. (12a) volgt dan:

$$I' = \frac{R^2 \sin(\delta_1) \cos(\delta_1) d\delta_1}{r^2 \sin(\varphi_N) d\varphi_N} \cdot I_0 \quad (14)$$

M b. v. (11) kan $d\varphi_N/d\delta_1$ worden uitgerekend en in (14) worden ingevuld:

$$I' = (R/r)^2 \frac{(1-n^2 \sin^2 \delta_1)^{1/2} \cdot \sin \delta_1 \cos \delta_1}{((2N-2) \cdot n \cos \delta_1 - 2(1-n^2 \sin^2 \delta_1)^{1/2}) \sin \delta_1} \quad (15)$$

$$= G(N, \delta_1, m) \cdot I_0 \cdot (R/r)^2 \quad (16)$$

G is dus de factor die het divergeren in rekening brengt.

In bovenstaande berekening zijn drie aannames gemaakt. Ten eerste in de berekening van oppervlak dA_N dat het licht dat de bel verlaat a. h. w. uit de oorsprong van de bel komt. Deze fout is te verwaarlozen indien $R \ll r$.

Ten tweede is voor het oppervlak waar het licht op komt een bol genomen terwijl er eigenlijk een klein stukje scherm loodrecht op de optische as moet staan. Deze fout is klein indien $\cos \varphi_N$ ongeveer 1 is; dat is zo want $|\varphi_N| \leq 5^\circ$ anders komt het licht niet in de lens. De derde aanname is dat al het licht de bel bij oppervlak N de bel verlaat. Daar moet nog voor gecorrigeerd worden.

Stel dat bij de bel een straal komt met intensiteit I_0 . Dan wordt een fractie $f^{(1)}$ gereflecteerd en een fractie $(1-f^{(1)})$ gaat de bel in.

Dus bij het oppervlak $N=2$ komt een straal met intensiteit $(1-f^{(1)})I_0$.

Daar wordt een deel $f^{(2)}$ de bel uitgebroken en een deel $(1-f^{(2)})$

richting oppervlak $N=3$ gereflecteerd. De intensiteit van het licht dat de bel uitgaat op oppervlak $N=2$ is dus

$$I_0 \cdot (1-f^{(1)}) \cdot f^{(2)}$$

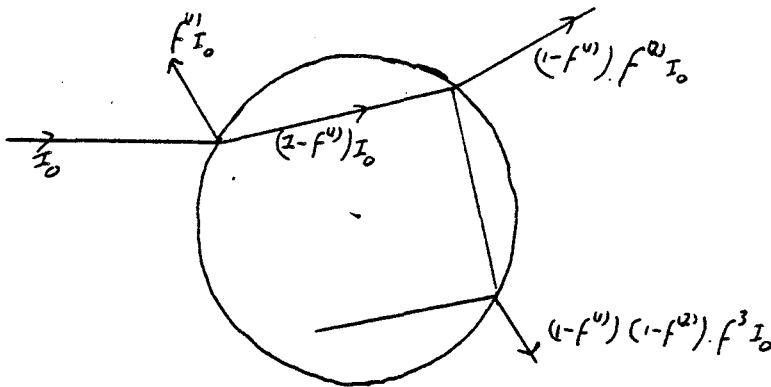
Net zo verlaat bij oppervlak $N=3$ een intensiteit

$$I_0 \cdot (1-f^{(1)}) \cdot (1-f^{(2)}) \cdot f^{(3)}$$

de bel.

En bij oppervlak N:

$$I_0 \cdot (1-f^{(1)}) \cdot (1-f^{(2)}) \cdot \dots \cdot (1-f^{(N-1)}) \cdot f^{(N)} \quad (17)$$



figuur 5: De verzwakking van de intensiteit bij invallen (en gedeeltelijk reflecteren aan de bel) van het licht, en bij elke interne reflectie.

De fractie f hangt direct samen met de Frenel reflectie coefficient r . Deze coefficient is afhankelijk van de hoek van inval bij het oppervlak. Verder is r nog afhankelijk van de polarisatie richting. De reflectiecoefficient voor de component loodrecht gepolariseerd op het oppervlak r_1 :

$$r_1 = \frac{\cos\delta_i - m \cos\delta_r}{\cos\delta_i + m \cos\delta_r} \quad (18a)$$

en voor de component parallel aan het oppervlak:

$$r_2 = \frac{m \cos\delta_i - \cos\delta_r}{m \cos\delta_i + \cos\delta_r} \quad (18b)$$

Verder geldt dat $(r_j)^2$ de reflectiecoefficient voor de intensiteit is. dus:

$$f^{(1)}_j = (r^{(1)}_j)^2 \quad \text{met } j=1, 2 \quad (19)$$

Voor $N=1$ is de hoek van inval δ_i en de hoek van de gebroken straal met de normaal δ_r .

Voor $N \geq 2$ is het net omgekeerd, de hoek van inval is δ_r en de hoek van de gebroken straal met de normaal is δ_i . Indien men dit in (18a) en (18b) invult volgt dat:

$$f^{(2)} = f^{(3)} = \dots = f^{(N)} = (1 - f^{(1)}) = (1 - (r^{(1)})^2) \quad (20)$$

Ik laat in het vervolg de superscript (1) weg bij $r^{(1)}$. Vult men dit in (17) in dan volgt voor de intensiteit van de straal die oppervlak N verlaat:

$$\begin{aligned}
 & I_0 \cdot (1-r_j^2)^2 \cdot (r_j)^{2(N-2)} \\
 & = I_0 \cdot F(N, j, \delta_1, m) \quad \text{met } j=1, 2 \quad \text{en } N \geq 2
 \end{aligned} \tag{21a}$$

en voor $N=1$

$$I_0 \cdot (r_j)^2 \quad \text{met } j=1, 2 \tag{21b}$$

Combineert men nu formule (20), (21) en (16) dan is

$$\begin{aligned}
 & I'_j(N, m, \delta_1) = \\
 & I_0 \cdot (R/r)^2 \cdot G(N, m, \delta_1) \cdot F(N, m, \delta_1) \quad \text{met } j=1, 2
 \end{aligned} \tag{22}$$

Dit is de intensiteit van een straal die, na inval onder een hoek δ_1 de bel op oppervlak N verlaat.

De door een oppervlak N "uitgezonden" intensiteit in de richting α noemen we:

$$I'_j(N, \alpha) = I'_j(N, m, \delta_1) \quad j=1, 2 \tag{23}$$

met δ_1 zodanig dat $\varphi_N = \alpha$ en dus volgens (11)

$$\delta_1 = 1/2 (2(N-1)\delta_r - \alpha - (N-2)\pi)$$

$$\delta_1 = (1-N)\arcsin(1/m \sin\delta_1) = -1/2(\alpha - (N-2)\pi)$$

De door de bel in de richting α "uitgezonden" totale intensiteit is:

$$I'_j(\alpha) = \sum_{N=1}^{\infty} I'_j(N, \alpha) \quad j=1, 2 \tag{24}$$

En indien de lens een openingshoek van Ψ heeft, is de hoeveelheid licht die door de lens wordt opgevangen:

$$\int_{-\Psi/2}^{\Psi/2} I'_j(\alpha) \, d\alpha$$

Zoals uit formule 22 t/m 25 blijkt is de hoeveelheid licht die in de lens komt evenredig met R^2 zoals ook in hoofdstuk 5 gebruikt is en m. b. v metingen gecontroleerd is.

6.3 Afbeelden met een everwijdige bundel

M.b.v. formule (11) uit de vorige paragraaf kunnen we uitrekenen wat de hoek van inval is van de stralen die op de bel vallen en ook in de lens terecht komen. De door ons gebruikte lens heeft een openingshoek van 5 graden (zie figuur 7) en dus zullen alle uitgaande stralen met hoek $-5 \leq \varphi_N \leq 5$ in de lens terecht komen.

$$\varphi_1 = -2\delta_1 + \pi \quad \text{dus} \quad 87,5 \leq \delta_1 \leq 92,5$$

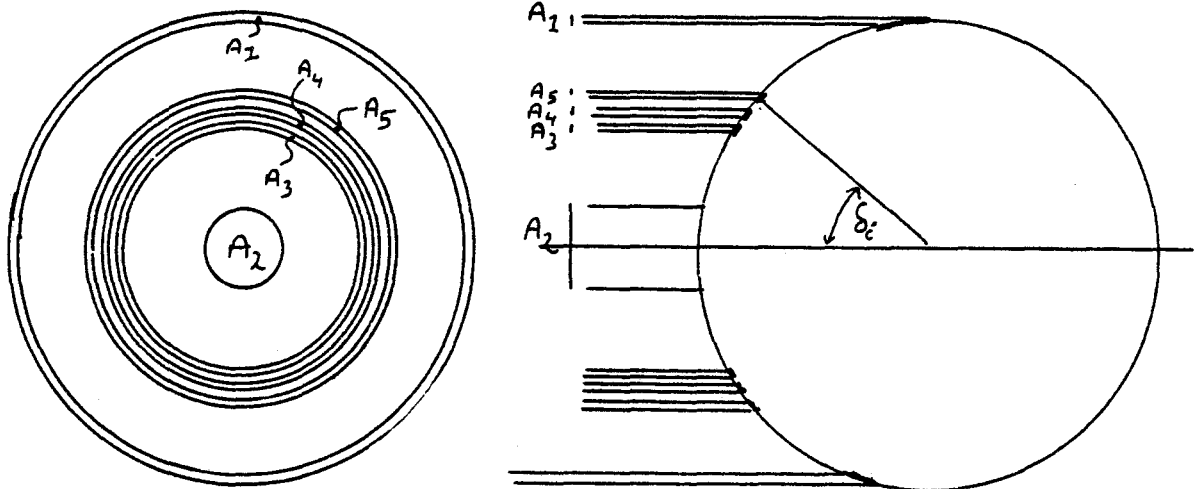
Maar omdat $\delta_1 > 90$ zou betekenen dat het licht uit de richting van de lens zou komen en we aannemen dat dit niet het geval is, vinden we voor $N=1$ een hoek van inval voor de stralen die in de lens terecht komen $87,5^\circ \leq \delta_1 \leq 90^\circ$.

Op een vergelijkbare manier vinden we m.b.v. formule 11 :

N=2	-7.4°	$\leq \delta_1$	$\leq +7.4^\circ$
N=3	$+42.9^\circ$	$\leq \delta_1$	$\leq +44.2^\circ$
N=4	$+46.3^\circ$	$\leq \delta_1$	$\leq +46.8^\circ$
N=5	$+47.3^\circ$	$\leq \delta_1$	$\leq +47.6^\circ$
N=6	$+47.8^\circ$	$\leq \delta_1$	$\leq +48.0^\circ$

Meer oppervlakken neem ik in de berekening niet mee.

Zoals bovenstaande tabel blijkt komt maar een gedeelte van het licht dat op de bel valt in de lens terecht. Het zijn een aantal cilindrische bundels. De "dikte" van deze cilinders hangt af van de openingshoek van de lens. Als de openingshoek groter is zijn de bundels "dikker" en er komt meer licht dat op de bel valt in de lens terecht.



figuur 6: De cilindrische bundels waarvan een deel van het licht na reflectie aan de bel ($N=1$) of via breking aan de bel zonder ($N=2$) of met interne reflecties ($n>2$) de lens bereikt.

De hoeveelheid licht dat alleen aan de bel reflecteerd ($N=1$) en dan in de lens komt is :

$$= A_1 \cdot (\text{reflectiecoëfficiënt bij } N=1) \cdot I_0$$

$$= 2\pi R^2 \sin\delta_1 \cos\delta_1 \cdot d\delta_1 \times F(N=1) \times I_0$$

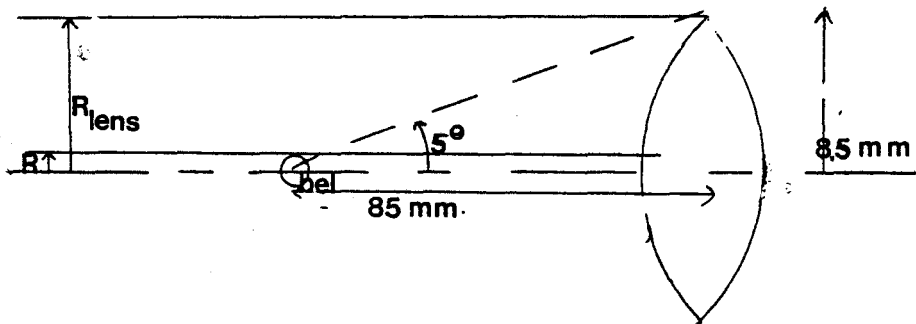
Omdat F afhangt van de polarisatie van het licht neem ik het gemiddelde van $f_1^{(1)}$ en $f_2^{(2)}$.

Op een vergelijkbare manier kan men dit ook voor $N > 2$ uitrekenen, en dan de bijdrage van elk oppervlak bij elkaar optellen. De totale hoeveelheid licht die van de bel in de fotocel komt is dan:

$$0.02 \times I_0 \pi R^2$$

Dus slechts 2% van het licht dat op de bel valt komt in de lens terecht.

Omdat de lens groter is dan de bel komt er ook licht in de lens dat rechtstreeks dus niet via de bel in de lens komt.



tekening 7: Het meeste licht van de everwijdig aan de optische as invallende bundel gaat om de bel heen daar $R_{bel} \ll R_{lens}$.

Dus al het licht wat in de lens terecht komt is:

$$I_0 \cdot \pi \cdot ((R_{lens}^2 - R^2) + R^2 \cdot 0.02)$$

$$= I_0 \cdot \pi \cdot (R_{lens}^2 - .98R^2)$$

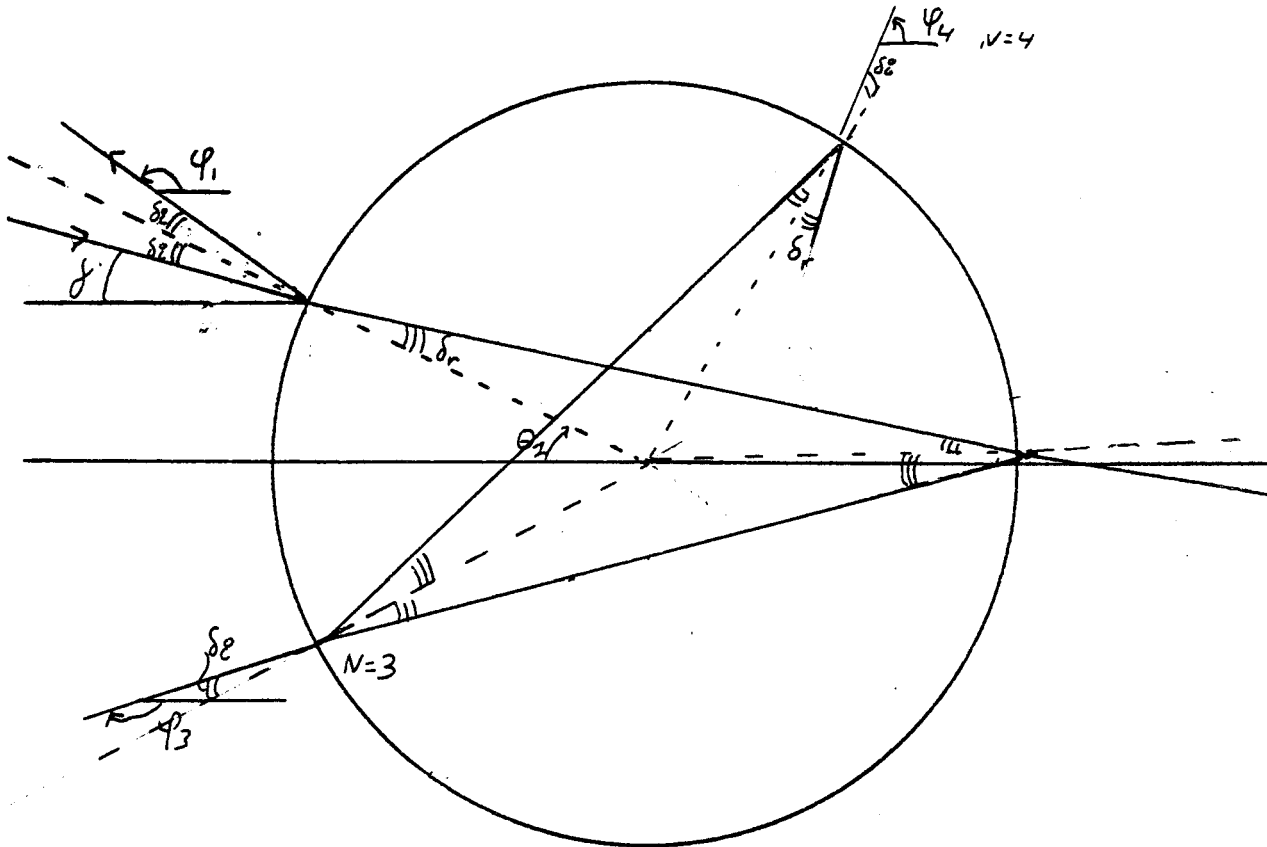
Plaats men een fotocel achter de lens zodanig dat al het licht dat in de lens terecht komt ook op de fotocel terecht komt en neemt men aan dat de fotocelspanning lineair is met de hoeveelheid licht dan is :

$$U_{f.c} = k_1 \cdot I_0 \cdot (R_{lens}^2 - .98R^2)$$

Vergelijk met de formules in paragraaf 4.2. $\alpha_1 = .02$

6.4 Donkerveld

Komt bij helderveld de bundel evenwijdig met de optische as bij de bel aan, bij donkerveld maakt de bundel een hoek γ met de optische as. De invloed van die hoek γ op de hoeveelheid door de lens ingevangen licht zal worden nagegaan.



Figuur 10: Reflectie, interne reflectie en breking van een schuin invallende lichtstraal aan een luchtbel in water. Defenitie van de hoek γ met de optische as waaronder het licht de bel bereikte hoek van inval δ_1 , de hoeken θ die aangeven waar het licht de bel verlaat en de hoeken φ die het uittredende licht met de optische as maakt.

De formules zoals die in de inleiding voor helder veld zijn berekend veranderen niet al teveel en zijn op (bijna) identieke weer uit te rekenen.

Ik zal de berekening dan ook niet herhalen maar alleen de gewijzigde formules hier geven. Helder veld is dus slechts een bijzonder geval van donker veld en men verkrijgt de formules uit de inleiding dan ook door in de volgende formules $\gamma=0$ invullen.

Formule (1) verandert niet:

$$n_w \sin \delta_1 = n_l \sin \delta_r$$

Formule (2) en (7)

$$\delta_1 = \theta_1 - \gamma$$

$$\varphi_1 = \pi - 2\delta_1 - \gamma$$

Formule (6) en (11)

$$\begin{aligned} \theta_N &= 2(N-1)\delta_r - \theta_1 - (n-2)\pi \\ &= 2(N-1)\delta_r - \delta_1 - \gamma - (N-2)\pi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_N &= 2(N-1)\delta_r - \theta_1 - \delta_1 - (N-2)\pi \\ &= 2(N-2)\delta_r - 2\delta_1 - \gamma - (N-2)\pi \end{aligned}$$

Formule (14):

$$I' = \frac{R^2 \sin(\theta_1) \cos(\theta_1) d\theta_1}{r^2 \sin\varphi_N d\varphi_N} \cdot I_0$$

Formule (15) en (16):

$$G = I'/I_0 (r/R)^2$$

$$G = \frac{\sin\delta_1 \cos\delta_1 \cdot (m^2 - \sin^2(\delta_1 - \gamma))^{1/2}}{\sin\varphi_N (2(N-1)\cos(\delta_1 - \gamma) - 2(m^2 - \sin^2(\delta_1 - \gamma))^{1/2})}$$

en formule (18)

$$r_1 = \frac{\cos(\theta_1 - \gamma) - m \cos\delta_r}{\cos(\theta_1 - \gamma) + m \cos\delta_r}$$

$$r_2 = \frac{m \cos(\theta_1 - \gamma) - \cos\delta_r}{m \cos(\theta_1 - \gamma) + \cos\delta_r}$$

M.b.v de nieuwe formule (18) kan men dus ook een nieuwe factor F uitrekenen.

Ook nu kan ik weer net zo als in paragraaf 4.3 uitrekenen welk deel van het licht dat op de bel valt in de lens terecht komt rekening houdend met het divergeren van de bundel, de intensiteits verliezen door veelvoudige reflecties in de bel, de verschillende polarisatie-richtingen van het licht t.o.v. de oppervlakken, en nu dus ook de hoek γ die de invallende bundel met de optische as maakt.

Ik neem aan de hele bel bestraald wordt met een homogene bundel met hoek γ met de optische as en dat de hoeveelheid licht die op de

bel valt gelijk is aan $\pi R^2 I_0(\gamma)$

γ	percentage van het op de bel invallende licht dat in de lens terecht komt.	
	X	
0	2	EVENWIJDIGE BUNDEL !
25	13	DONKER VELD
30	9	" "
35	5	" "
40	3	" "
45	1	" "

Hierbij dient opgemerkt te worden dat bij de door mij gebruikte opstelling geen hoeken kleiner dan 25° voorkomen (met uitzondering bij helder veld).

Dit betekent voor de fotocelspanning $U_{f.c}$ indien ik aanneem dat er geen licht rechtstreeks in de lens valt :

$$U_{f.c} = k_1 I_0 \times R^2$$

$$\delta U_{f.c} / \delta A = k_2 \times I_0(\gamma) \quad \text{met } A = \text{oppervlak van de bel.}$$

Indien I_0 onafhankelijk van γ is er dus in de praktijk een maximum bij $\gamma = 25^\circ$.

γ is echter erg afhankelijk van het diafragma en van de afstand tot het diafragma van het belichtingssysteem en het diafragma bepaalt ook de hoeveelheid licht dat op de bel valt. I_0 is dus zeker niet onafhankelijk van γ .

hoofdstuk 7

HET METEN VAN DE DRUK

7.1 De drukopnemer

Bij de keuze van de drukopnemer is op 3 dingen gelet.

1 De gevoeligheid en het bereik van de drukopnemer.

Het grootste hydrostatische drukverschil in het systeem ($P_A - P_B$) (zie figuur 1) is ongeveer 30 cm H_2O , dat is het maximale hoogteverschil in de opstelling. De maximale drukverschillen die we willen meten zijn ongeveer 6 cm H_2O , dat is het drukverschil tussen een bel met een straal van .250 mm ($P = P_C - P_B = 6 \text{ cm } H_2O$) en een bel met een grote straal ($P = 0$).

Bij de keuze van de drukopnemer moet de minimale nog te meten druk bekend zijn. Deze druk is te berekenen m.b.v. Laplace ($P = -2\sigma/R$) als een kleine verandering van belstraal een kleine verandering in σ teweeg brengt en dit samen een kleine verandering van de druk veroorzaakt. $\Delta P = 2\Delta\sigma/R - 2\Delta R\sigma/R^2$ Hierin vul ik mijn strengste eisen in. $R = 1000 \mu\text{m}$ en $\Delta R = 10 \mu\text{m}$ bij een lage waarde van σ ($= 1 \text{ mN/m}$) en een kleine verandering van σ ($\Delta\sigma = 0.1 \text{ mN/m}$).

$$\Delta P = 2\Delta\sigma/R - 2\Delta R\sigma/R^2 = .02 \text{ mm } H_2O.$$

Dit is een zeer extreme waarde (grootste waarde voor R , kleinste voor ΔR , σ en D_s) en men moet dit getal meer als een wens of richtlijn zien dan als een eis. (Men kan bv alleen zulke lage waarden van σ behalen na compressie dus bij een kleine waarde van R .)

2 De tweede eis is dat de opnemer een kleine compliantie heeft.

De gebruikte opnemer (Microswitch 142 PC 01 D) is een halfgeleider drukopnemer met een compliantie van $5 \times 10^{-5} \mu\text{l}/1000 \text{ Pa}$. Bij de in de opstelling maximaal voorkomende drukverschillen van 600 Pa leidt dit tot een (ongewenste) volumeverandering die $3 \times 10^{-5} \mu\text{l}$ groot is. Dit is klein t.o.v. het volume van de bel (3×10^{-2} tot $4 \mu\text{l}$).

3 De derde eis is dat de drukopnemer bestand is tegen de stoffen waarmee de opstelling gereinigd wordt (alkohol of een zuur of fysiologisch zout). De door ons gebruikte opnemer (Microswitch 142 PC 01D) voldoet aan deze eisen.

7.2 Het meten van de druk.

De druk wordt m.b.v. een in het systeem opgenomen drukopnemer gemeten (zie hoofdstuk 2.3). De drukopnemer meet de druk in de vloeistof t.o.v. de (buiten)lucht. Omdat de bel via het capillair verbonden is met de buitenlucht en de druk IN de bel dezelfde als de druk in de buitenlucht meet de drukopnemer dus direct het drukverschil P ($= P_C - P_B$) over de belwand PLUS een statische druk van de waterkolom ($h_C - h_D$) tussen de drukopnemer en de bel (zie figuur 1).

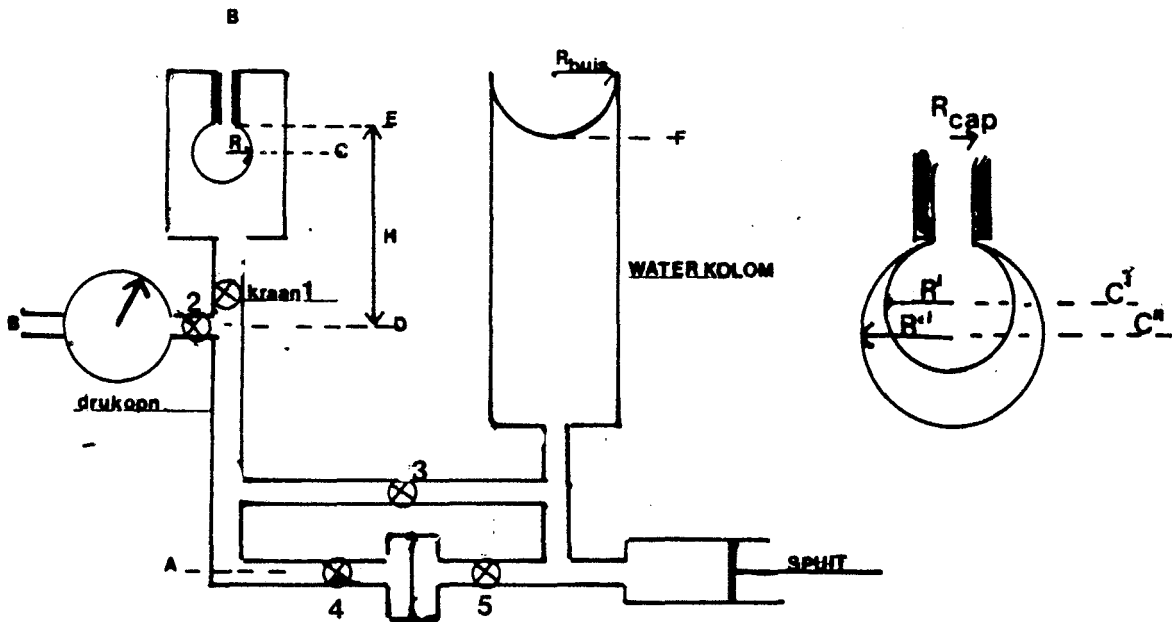
$$P_{\text{gem}} = P_D - P_B = P_D - P_C + P_C - P_B.$$

Hierin kan ik invullen dat $P = P_C - P_B = -2\sigma/R$ als ik aanneem dat ik de bel door een bol mag benaderen (zie hoofdstuk 8.1) en de bel

op plaats C een straal R heeft. En $P_D - P_C$ is het drukverschil t. g. v. de waterkolom $h_C - h_D$

$$P_{gem} = P_D - P_C + P.$$

De hoogte h_C komt overeen met de hoogte van het midden van de bel. Als de bel van grootte verandert verandert deze hoogte ook. Het hoogteverschil ($h_E - h_C$) is afhankelijk van de belstraal (R) omdat als de bel groter wordt de bovenkant van de bel op (constante) hoogte H ($= h_E - h_D$) boven de drukopnemer aan het capillair vast blijft zitten maar de onderkant van de bel zakt. (Zie figuur 2.)



figuur 1 en 2

$$h_E - h_C = R \cos \arcsin (R_{cap}/R)$$

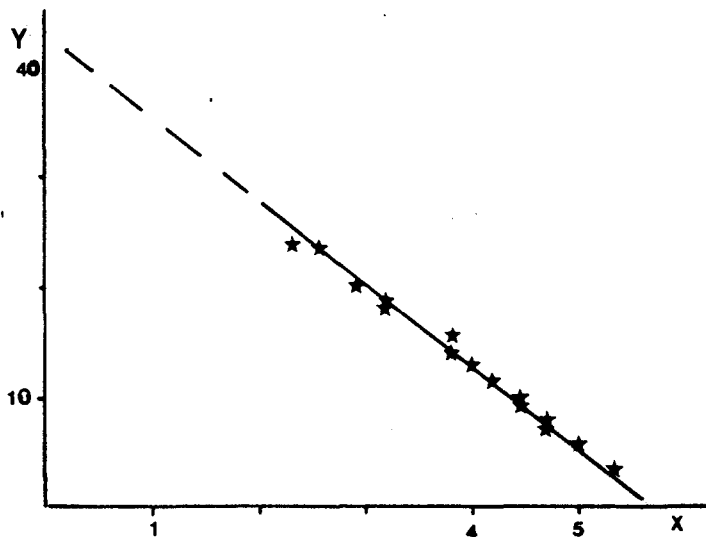
$$P_{gem} = P_D - P_C + P = P_D - P_C + P_E - P_E + P$$

Vul in $P_D - P_E = \rho g H$ en $P_C - P_E = \rho g R \cos \arcsin (R_{cap}/R)$

$$P_{gem} = P + \rho g (H - R \cos(\arcsin(R_{cap}/R)))$$

Door dit model op de meetwaarden (de druk gemeten bij verschillende belgroottes) te fitten vind ik zowel de oppervlaktespanning σ als de statische druk $\rho g H$ (zie figuur 2)

Schrijf ik bovenstaand model als $Y = \sigma X + Y_0$, waarin $X = 2/R$ en $Y = P_{gem} + R \cos \arcsin(R_{cap}/R)$ en $Y_0 = \rho g H$ dan zullen de meetpunten in de X Y grafiek op een rechte met r. c. gelijk aan σ liggen. Zie figuur 3.



figuur3: De gemeten druk als functie van $1/R$.
 Horizontaal is uitgezet $X=2/R$ (mm^{-1}) en verticaal
 $Y=P_{\text{gem}}-\rho gR \cos \arcsin(R_{\text{cap}}/R)$ ($\text{mm H}_2\text{O}$)
 De afsnijding met de Y-as komt overeen met $\rho gH = 42.9 \pm 0.5 \text{ mm H}_2\text{O}$.
 De r.c. met $\sigma = 72.4 \pm 1.3 \text{ mN/m}$
 Indien men de bijdrage door het zakken van de bel niet meeneemt is en
 het model $P_{\text{gem}} = -2\sigma/R + \rho gH$ door de punten heen fit is
 $\sigma = 66.9 \pm 0.5$ en $\rho gH = 39.6 \text{ mm H}_2\text{O}$. Zie verder hoofdstuk 8.1

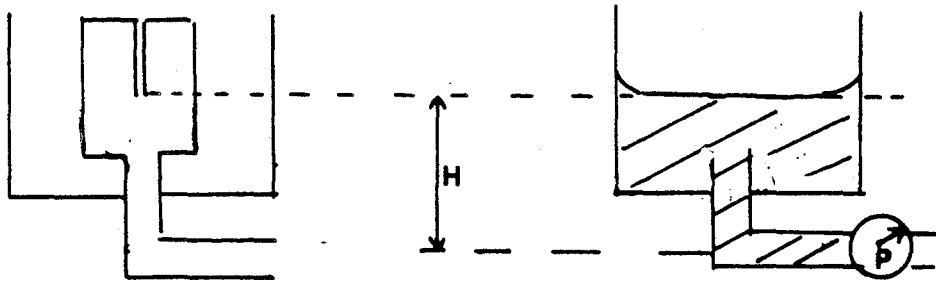
7.3 Ijking

1 Een andere manier om ρgH te vinden, dus de druk te ijken is dat ik m.b.v. een lijn in het microscoopoculair bepaal op welke hoogte zich de onderkant van het capillair zich bevindt. Daarna haal ik het kamertje weg en vul het verwarmingsbakje met water tot die hoogte. Zie figuur 4. De druk die de drukopnemer dan meet is:

$$P_{\text{gem}} = P_D - P_B = P_D - P_E + P_E - P_B$$

De eerste twee termen van het rechterlid geven de gezochte ρgH en de laatste twee termen de drkval over het gekromde oppervlak van de meniscus in het verwarmingsbadje. Deze laatste term is te schrijven als $-2\sigma \cos\theta / R_{\text{badje}}$ met θ de contacthoek waaronder deze meniscus op de wand van het kamertje aansluit. Als R_{badje} groot is dan mag deze term verwaarloosd worden.

$$P_{\text{gem}} = \rho gH$$



figuur 4: Het bepalen van $\rho g H$.

Deze ijking kan snel en eenvoudig voor iedere meetserie plaatsvinden.

2 De drukopnemer geeft een spanning U_{drukopn} af evenredig met de druk $P_D - P_B$. $U_{\text{drukopn}} = C_{\text{drukopn}} (P_D - P_B)$. Deze evenredigheidsconstante C_{drukopn} (de gevoeligheid $V/\text{mm H}_2\text{O}$) kan in de opstelling bepaald worden. Daarvoor maak ik gebruik van een waterkolom die aan een kant van de pulsator zit (zie hoofdstuk 9). Zie figuur 1. Ik sluit daarvoor kraan 1, 4 en 5 (zie figuur 1) en open kraan 2 en 3. De drukopnemer meet nu de druk:

$$P_{\text{gem}} = P_D - P_B = P_D - P_F + P_F - P_B \\ = \rho g (h_F - h_D) - 2\sigma \cos \theta / R_{\text{buis}}$$

In de tweede term van het rechter lid is θ weer de hoek waaronder de meniscus in de buis aan de wand aansluit. De tweede term is klein als R_{buis} groot is. In mijn geval is $R_{\text{buis}} = 15 \text{ mm}$ dus $2\sigma \cos \theta / R_{\text{buis}}$ is maximaal $1 \text{ mm H}_2\text{O}$.

Bij de ijking van de gevoeligheid van de drukopnemer ($\partial U_{\text{drukopn}} / \partial (P_D - P_B)$) valt deze systematische fout weg. Door de waterhoogte te variëren kan men de drukopnemer in het systeem iken.

7.4 De uitlezing van de druk.

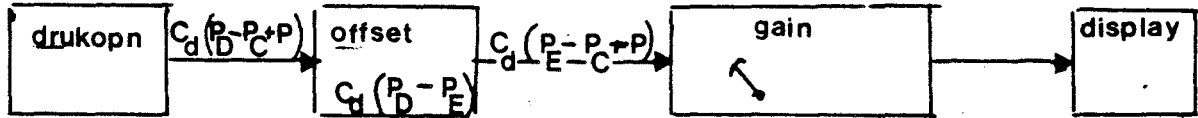
Het zou handig zijn als we het drukverschil ($P = P_C - P_B$) over de belwand direct op een display zouden kunnen aflezen. Daarvoor is een (klein) stukje electronica gebouwd.

Allereerst moet de voeding gestabiliseerd worden. De drukopnemer heeft bij een voedingsspanning van 8 (volt) een gevoeligheid (C_{drukopn} zie vorige paragraaf) van $7 \text{ mV}/\text{mm H}_2\text{O}$. Bij een hogere voedingspanning is de gevoeligheid groter ($13 \text{ mV}/\text{mm H}_2\text{O}$ bij 15 Volt) bij een lagere voedingspanning dan 8 Volt werkt hij niet. Daar de gevoeligheid dus van de voeding afhangt moeten we er voor zorgen dat de opnemer met een stabiele voeding gevoed wordt. Deze stabilisator is aangebracht.

Verder meet de drukopnemer niet alleen de drukvariaties t. g. v. het pulseren van de bel maar ook een statische drukverschil ($P_D - P_C$) t. g. v. het hoogte verschil tussen de bel en de opnemer. Van het

druksignaal wordt eerst een offsetspanning (overeenkomend met de druk $\rho g H = P_D - P_E$) verwijderd. Het resterende signaal wordt versterkt en aan een display aangeboden waarop we de druk in mmH₂O kunnen aflezen. Dit signaal is uiteraard ook beschikbaar op een analyse-uitgang. De versterking is instelbaar zo dat we (afhankelijk van het type meting dat we willen doen) een bereik van 100, 50, 20 of 10 mm H₂O kunnen kiezen.

Het geheel ziet er schematisch als volgt uit.



figuur 5

N.B. Met deze electronica kan de druk over de belwand (P) niet juist worden afgelezen. De correctie voor het zakken van de bel is nog niet uitgevoerd. $P_{display} = P - \rho g R \cos \arcsin (R_{cap}/R)$.

hoofdstuk 8

BEPALING VAN DE OPPERVLAKTESPANNING VAN ZUIVERE VLOEISTOFFEN

In dit hoofdstuk zal eerst worden nagegaan welke foutenbronnen er zijn bij de bepaling van de oppervlaktespanning σ . Daarna (8.2) zullen de resultaten van de bepaling van zuivere vloeistoffen gepresenteerd worden. Hierbij blijkt dat de manier van schoonmaken en de zorgvuldigheid waarmee dit gebeurt grote invloed heeft op het resultaat. Naar aanleiding van deze metingen zijn enkele veranderingen in het systeem aangebracht. Tenslotte (8.3) wordt nog schematisch vermeld welke schakeling er ontworpen is om m.b.v. het fotocelsignaal en het druksignaal σ te bepalen.

8.1 Foutenbronnen.

Bij de bepaling van de oppervlaktespanning m.b.v. de wet van Laplace zijn er drie mogelijke foutenbronnen.

- 1) Het model $\sigma = \Delta P R/2$ is beperkt geldig daar de bel geen bol is.
- 2) Fouten bronnen in het meten van de belstraal.
- 3) Het meten van de druk waarbij men geen rekening houdt met het feit dat de druk verandert als de bel zakt.

adi. Het model dat juist is is (zie hoofdstuk 1):

$$\sigma = \Delta P (\partial V / \partial A)_{\text{bel}}$$

M.b.v. de formules uit hoofdstuk 5 voor A en V kan ik $(\partial V / \partial A)_{\text{bel}}$ bepalen. Zie hoofdstuk 5.

$$V = \frac{2\pi}{3} R^3 (1 + \cos \arcsin(R_{\text{cap}}/R)) + \frac{\pi}{3} (R_{\text{cap}})^2 R \cos \arcsin(R_{\text{cap}}/R)$$

$$A = 2\pi R^2 (1 + \cos \arcsin(R_{\text{cap}}/R))$$

$$\begin{aligned} (\partial V / \partial A) &= \partial V / \partial R \cdot \partial R / \partial A \\ &= \partial V / \partial R / \partial A / \partial R \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial V / \partial R &= 2\pi R^2 + \cos \arcsin(R_{\text{cap}}/R) (2\pi R^2 + \pi/3 R_{\text{cap}}^2) \\ &\quad + (2\pi/3 R_{\text{cap}}^2 + \pi/3 R_{\text{cap}}^4/R^2) / (1 - (R_{\text{cap}}/R)^2)^{1/2} \end{aligned}$$

$$\partial A / \partial R = 4\pi R (1 + \cos \arcsin(R_{\text{cap}}/R)) \cdot 2\pi R_{\text{cap}}^2 / R (1 - (R_{\text{cap}}/R)^2)^{1/2}$$

Delen van deze twee formules waarbij $\cos \arcsin(R_{\text{cap}}/R) = (1 - (R_{\text{cap}}/R)^2)^{1/2}$ levert

$$\partial V / \partial A = R/2$$

Zoals wellicht te verwachten was is $(\partial V / \partial A)_{\text{bel}} = (\partial V / \partial A)_{\text{bol}} = R/2$

De bel is tenslotte een gedeelte van een bol.

Dit betekent dat het eenvoudige model van Laplace voor een bol voor de berekening van van σ voldoet.

Ik wil hier nogmaals opmerken dat ik een aanname heb gemaakt voor het afleiden van de formules voor A en V. Ik heb aangenomen dat de bel

beschreven kan worden door een bol zonder "poolkapje" op de plaats waar het capillair zit. Dus dat zowel de opwaartse kracht als de aansluiting aan het capillair de bel niet vervormd hebben. De bel is alleen kleiner dan de bol.

De verwaarlozing van de opwaartse kracht mag als deze veel kleiner is dan de kracht die door de druk op de bel wordt uitgeoefend.

Dus als:

$$Vg(\rho_{\text{water}} - \rho_{\text{lucht}}) \approx \frac{4\pi}{3} R^3 g \rho_w \ll P \pi R^2$$

Met $P = 2\sigma/R$

is de opwaartse kracht dus te verwaarlozen als:

$$R^2 \ll 3\sigma / 2\rho_w g$$

Dat betekend voor $\sigma = 72 \text{ mN/m}$ (water) $R \ll 3300 \mu\text{m}$ en voor $\sigma = 10 \text{ mN/m}$ dat $R \ll 1200 \mu\text{m}$. (Maar zulke lage σ kan alleen onder compressie behaald worden leert de ervaring uit trog experimenten en dan is R dus al een stuk kleiner.) Deze voorwaarde is ongeveer gelijk met de voorwaarde dat de variatie van de druk over de hoogte van de bel $\rho g 2R$ veel kleiner is dan de drukval over de belwand $2\sigma/R$ dus

$$R^2 \ll 2\sigma / \rho_w g.$$

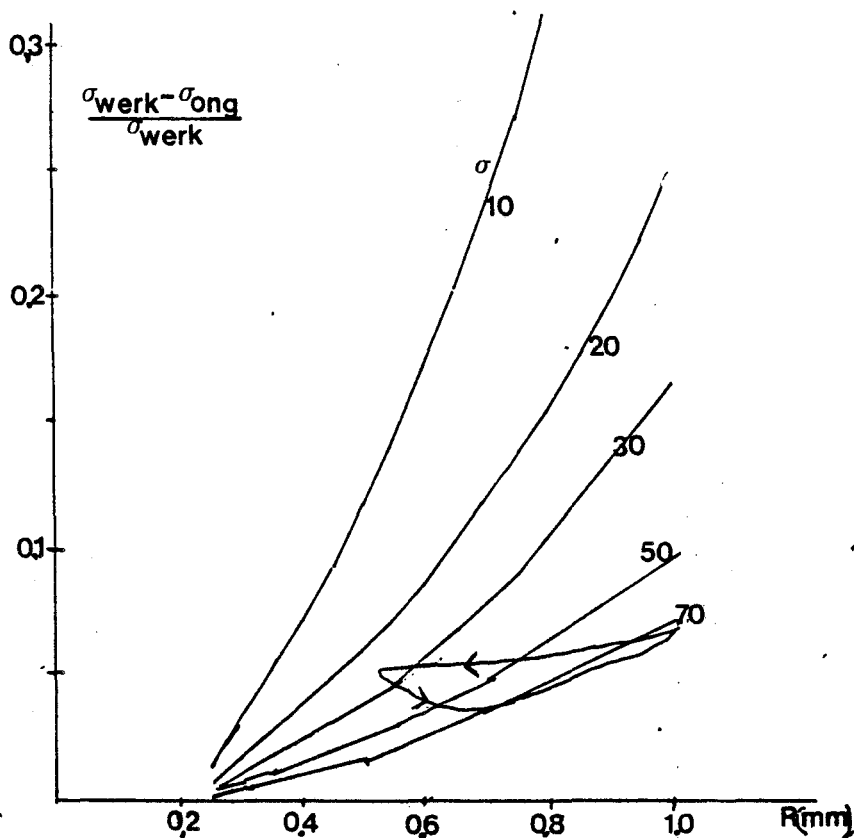
Dus eigenlijk geldt alleen voor hoge waarden van σ dat de bellen in de grootte als ze in mijn systeem voorkomen $250 < R < 1000 \mu\text{m}$ niet door de opwaartse kracht vervormd worden. Inderdaad heb ik geconstateerd dat de bellen in water bolvormig (dus niet vervormd) zijn. Ook in ethanol ($\sigma \approx 30 \text{ mN/m}$) heb ik nooit vervormde (is niet ronde) bellen gezien.

ad. 2 Maakt men een fout in de bepaling van R of ΔP dan werkt die door in de bepaling van σ . Voor de bepaling van de belgrootte verwijs ik naar hoofdstuk 5. Daar is de aanname gemaakt dat men de bel door een bol mag benaderen en dit gaat ook op bij grotere belstralen. Bij metingen is gebleken dat men voor $R \gg 350 \mu\text{m}$ een fout maakt van 2.5%.

ad. 3 Fout in de drukmeting.

Hiervoor wil ik verwijzen naar het vorige hoofdstuk. Hierin staat beschreven dat men bij de drukmeting rekeing moet houden dat niet alleen de drukval over de wand afhankelijk is van de belstraal R maar ook de "statische" druk daar de bel zakt als hij groter wordt. In onderstaande figuur is de relatieve fout die men bij de bepaling van σ maakt $(\sigma_{\text{fout}} - \sigma_{\text{werkelijk}}) / \sigma_{\text{werkelijk}}$ uitgezet als functie van de belstraal bij verschillende waarden van σ .

Men ziet dat er grote fouten gemaakt kunnen worden als men de druk meet tenopzichte van een vast referentieniveau zoals dat bij Slama [15] (het uiteinde van het capillair) en Enhorning [22] (het midden van de grootste bel) gebeurt. Men moet dan wel bij lage waarden van σ en bij grote belstralen werken. In de praktijk vallen de gemaakte fouten mee daar men slechts bij compressie (en dus een kleine belstraal) een lage waarde van σ behaalt.



figuur 1: Relatieve fout in de bepaling van σ door een fout in de druk waarbij men er geen rekening meehoudt dat de plaats van de bel ook afhankelijk is van de belstraal R . Om aan te geven wat de fout tijdens een meting zou kunnen zijn is er een σ - R (omgerekende σ - A) curve van longsurfactant ingetekend. Zie ref. 2. 100% komt overeen met een bel van $1000 \mu\text{m}$.

8.2 Metingen.

Er zijn metingen verricht aan drie stoffen.

Aan drie maal gedestilleerd water, aan mengsels van ethanol en 3x gedestilleerd water en aan mengsels van methanol en 3x gedestilleerd water.

Voor elke meting is het leiding systeem en het kamertje doorgespoeld om verontreinigingen in het systeem te verwijderen.

Het volume van het systeem is ongeveer 155 ml (leidingen + kamertje ongeveer 3 ml de rest de druk buis die de pulsator in de even-

wichtstand zet als er geen stroom loopt.) IK laat het systeem eerst leeglopen en vul het daarna met de vloeistof waarmee ik wil spoelen. Dit kan met verschillende stoffen zoals 3x gedestilleerd water, een mengsel van ethanol of methanol met gedestilleerd water of een fysiologisch zout oplossing (9 gram NaCl / 1 3x gedestilleerd water). IK wacht nu ongeveer 10 minuten en laat daarna het systeem weer leeglopen. Daarna vul ik het systeem weer met dezelfde vloeistof maar wacht nu niet maar laat de vloeistof alleen door het systeem lopen. In totaal gebruik ik een halve liter vloeistof. Totslot spoel ik het systeem na met meer dan een liter 3x gedestilleerd water om resten van de spoelvloeistof te verwijderen.

Het kamertje wordt 2x in een spoelvloeistof gespoeld en daarna nagespoeld met 3x gedestilleerd water. Het capillair, het aansluitstukje tussen kamertje en leidinstelsel en eventuele afdichtringetjes ondergaan dezelfde behandeling.

Na het spoelen worden de leidingen gevuld met 3x gedestilleerd water, ook als er aan een andere vloeistof gemeten wordt.

En tenslotte wordt het kamertje gevuld met de te onderzoeken vloeistof en op de leidingen geplaatst.

Er zijn twee verschillende kamertjes (zie hoofdstuk 3); een type met een afschroefbaar capillair (nr 1) en een tweede type waarbij het kamertje en capillair een geheel vormen. In onderstaande tabel waarin de resultaten van metingen van σ bij verschillen stoffen verzameld zijn is dit vermeld.

Ben ik tijdens het vullen in contact gekomen met de vloeistof dan is het kamertje gelegeerd en opnieuw gereinigd. Het vullen van het kamertje met afschroefbaar capillair is veel eenvoudiger dan het vullen van het tweede type kamertje. Bij dit tweede type wordt het kamertje gevuld als het niet op de leiding zit. Het kamertje staat daarbij op zijn kop. De vloeistof met een hoge oppervlaktespanning loopt niet door het capillair weg door de hoge Laplace druk. De vloeistoffen met een lage oppervlakte spanning lopen echter door het capillair weg. Dit moet dus bij het afvullen afgesloten worden. Daarna wordt het kamertje op het leidingsysteem geplaatst. Deze procedure is vrij moeilijk te voltooien zonder de vloeistof te verontreinigen. Daarom is er naar aanleiding van deze metingen een instrument ontworpen (en inmiddels vervaardigd) om dit type kamertje tijdens het vullen af te sluiten en het kamertje op de leiding te plaatsen zonder het met de handen aan te raken.

De meetprocedure is als volgt:

Ik trek een bel en bepaal met de microscoop de belstraal. Ook meet ik de druk P_{gem} . Daarna verander ik de belgrootte en meet weer R en P_{gem} . De druk en de straal worden dus gemeten als de bel niet van grootte verandert. Dit noem ik de statische meetmethode.

Elke bepaling van de oppervlaktespanning bestaat uit tenminste 2 metingen per belstraal en 10 verschillende belstralen. De meting wordt zowel gedaan als de bel door verkleining tot die grootte is gebracht als door vergroting. Ik heb echter geen verschillen in de meetwaarden kunnen ontdekken.

Door deze meetpunten is dan het model gefit zoals dat in hoofdstuk 7 staat. $P_{gem} = -2\sigma/R + \rho g(H - R \cos \arcsin(R_{cap}/R))$. Voor een presentatie van de meetwaarden van $P(R)$ in een figuur verwijs ik naar figuur 3 in

hoofdstuk 7.

nr meting	doorgemeten stof (% opl in 3x dest)	Temp. (C)	σ literatuur mN/m	σ gemeten mN/m	kamertje	gespoeld in schoonmaak- middel
1	ethanol 33	26	32,7	31,9 ± 0,4	1	33% ethanol
2	" 33	26	32,7	32,2 ± 0,3	1	
3	" 50	kamer	29,7 ± 0,1	30 ± 1	2	50% ethanol
4	" 50	"	29,7 ± 0,1	29,5 ± 0,8	2	
5	" 50	"	29,7 ± 0,1	29,4 ± 0,7	2	
6	ethanol 75	kamer	24,1 ± 0,1	26,7 ± 0,2	2	
7	methanol 10	20	59,0	56,2 ± 0,9	1	50% methn.
8	methanol 25	22	46,2	47,7 ± 0,6	1	
9	" 50	23	35,1	35,3 ± 0,3	1	
10	" 50	23	35,1	33,6 ± 0,4	1	
11	3x gedestill. water	21	72,6	63,0 ± 1,4	1	3x gedest. water
12	"	21	72,6	67,8 ± 0,8	1	
13	"	22	72,4	71,2 ± 0,3	1	fys. zout
14	"	23	72,3	72,6 ± 1,2	1	fys. zout
15	"	23,5	72,2	72,4 ± 1,3	1	opmerking3
16	"	22,5	72,4	69,3 ± 0,7	1	fys. zout
17	"	27	71,6	58,3 ± 1,7	1	opmerking4
18	"	24,5	72,2	65,6 ± 0,7	1	3x gedest.
19	"	24,5	72,2	65,6 ± 0,8	1	water opmerking5
20	"	kamer	72,4 ± 0,4	66,2 ± 1,0	1	opmerking6
21	"	kamer	72,4 ± 0,4	62,3 ± 3,3	1	
22	"	kamer	72,4 ± 0,4	72,5 ± 0,6	1	opmerking7
23	"	kamer	72,4 ± 0,4	67,6 ± 1,7	1	
24	"	25	72,0	70,1 ± 2,1	2	fys. zout
25	"	20	72,8	72,2 ± 1,2	2	
26	"	20	72,8	78,9 ± 1,3	2	
27	"	kamer	72,4 ± 0,4	55,6 ± 0,5	2	niet
28	ethanol 80	kamer	25	22,9 ± 1,2	1	ethanol 10%
29	" 25	"	36	33,9 ± 1,6	1	
30	" 25	"	36	35,2 ± 1,7	1	

opmerkingen bij de tabel:

1 σ is ook afhankelijk van de temperatuur en om de juiste literatuur waarde op te kunnen zoeken is de temperatuur van het water in het verwarmingsbakje gemeten. Indien de temperatuur niet gemeten is, is σ_{theo} uitgerekend onder de aanname dat de temperatuur tussen de 20 en 25 °C ligt. Dit is genoteerd als kamertemperatuur en door de onzekerheid in de temperatuur zit er dan ook een onzekerheid in de literatuur σ . De waarden van σ_{lit} zijn gehaald uit de rubberbijbel.

2 Indien een meting herhaald wordt of als er een serie metingen na elkaar uitgevoerd worden is er tussentijds niet gespoeld. De metingen zijn gegroepeerd per serie.

3 omstandigheden dezelfde als 13 alleen een andere dag. (Uiteraard wel apart schoongemaakt)

4 17 herhaling van 16 alleen een uur later.

5 19 herhaling van 18, 20 min. later

6 en 7 Het kamertje is bij meting 20 gespoeld in ethanol en daarna gedurende en heel weekend in 3x gedestilleerd water gelegd. Meting 21 is een herhaling van meting 20. Bij meting 22 is een ander kamertje van het zelfde type gespoeld in fysiologische zoutoplossing en heeft het daarna gedurende een weekend in een fysiologische zoutoplossing gelegen. Het leidingsysteem is voor het weekend gespoeld met fysiologisch zout oplossing, daarna met ethanol en nagespoeld met water. De leiding is daarna gelegd en 's maandags nagespoeld met water en gevuld. Meting 20 21 en 22 zijn achter elkaar uitgevoerd meting 23 een uur na meting 22.

In onderstaande tabel is de gemeten gemiddelde σ van 3x gedestilleerd water verzameld bij de verschillende schoonmaakprocedures.

Effect van het spoelen op de oppervlaktespanning van water
(theoretisch $\approx 72 \text{ mN/m}$)

spoelmiddel	gemiddelde σ mN/m	meting	aantal metingen
niet gespoeld	55,6	27	1
3x gedes. water	65.5 \pm 2	11,12, 18,19	4
ethanol	64.3 \pm 2.8	20,21	2
fysiologisch zout opl.	71.5 \pm 1.3	13/16 22 24/25	7

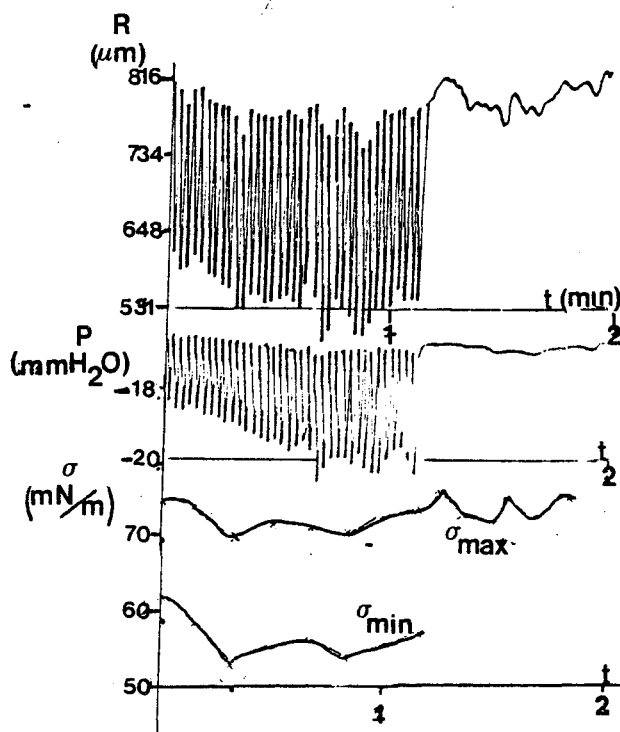
Uit deze metingen blijkt duidelijk dat het systeem zeer gevoelig is voor verontreinigingen. Verwijder ik die niet (meting 27) dan is de gemeten σ veel te laag. Maak ik de opstelling schoon met een vloeistof die een lage oppervlaktespanning heeft (ethanol meting 20 en 21) dan blijven er blijkbaar resten van de verontreiniging achter of

deze alcoholen lossen bepaalde stoffen uit de plastic leidingen op. Reinigen met gedestilleerd water werkt niet ook zo goed alleen het reinigen met een fysiologische zoutoplossing werkt bevredigend.

Verder valt op dat het systeem langzaam in de tijd verontreinigt. Herhaalt men een meting meteen dan meet men (ongeveer) dezelfde waarde maar wacht men een uur dan meet men een duidelijk lagere waarde. (meting 16, 17 22, 23) Blijkbaar lukt het nog niet om het systeem echt schoon te maken, of er lossen (zoals reeds opgemerkt) stoffen uit het materiaal van het leidingsysteem (zachte slangetjes waarin weekmakers zitten) op in het water. Daarom werd het leidingsysteem vervangen door een glazen buizenstelsel dat wellicht beter schoon te maken is. In dit gewijzigd systeem zijn geen metingen meer verricht.

Metingen bij een oscillerende bel.

Een andere wijze om te controleren of het oppervlak vervuild is is het laten oscilleren van de bel en tegelijkertijd het fotocelsignaal (R) en de druk meten.



figuur 2: Het fotocelsignaal (een maat voor R), het druksignaal en de daaruit berekende σ als functie van de tijd.

$\sigma(t)$ zal met dezelfde frequentie oscilleren als P en R maar er is slechts de maximale en de minimale waarde van σ getekend (de omhullende a.h.w.). Men ziet dat $\sigma(t)$ niet constant is en dit wijst er op dat het oppervlak vervuild is.

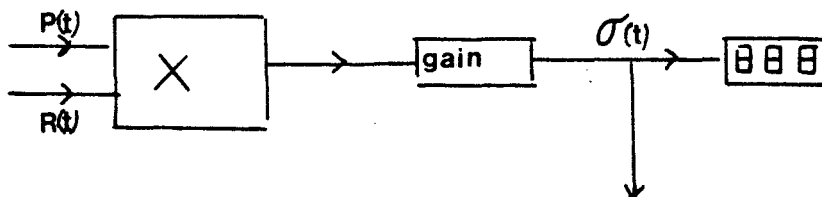
Uit beide signalen kan men $\sigma(t)$ berekenen. Bij zuivere vloeistoffen is $\sigma(t)$ constant. Zijn er vreemde (oppervlaktespanning verlagende) stoffen dan gaan de moleculen hiervan op het oppervlak zitten. Verkleint men nu het oppervlak dan neemt de oppervlaktespanning toe en zakt de oppervlaktespanning. Vergroot men daarna het oppervlak weer dan stijgt σ weer. $\sigma(t)$ is niet constant en oscilleert met dezelfde frequentie als de bel. Zie figuur 2. (Het druksignaal in figuur 2 is gecorrigeerd voor de statische druk $\rho g H$ zie par. 7.3 punt 1.)

8.3 electronica

In hoofdstuk 5 en 7 staat reeds vermeld hoe ik elektronisch uit het fotocelsignaal de belstraal bepaal en uit het druksignaal een druk in mm H₂O.

Door deze twee waarden met elkaar te combineren volgens de wet van Laplace ($\sigma = P \cdot R / 2$) kan men σ berekenen.

Het druksignaal en het straalsignaal (twee signalen die uit de electronica komen zoals die in hoofdstuk 7 en 5 beschreven staat) worden daarvoor met elkaar vermenigvuldigd en daarna versterkt. Dit signaal gaat naar een display en een uitgang. Dit ziet er schematisch zo uit.



Voor de details verwijs ik naar de appendix.

Het signaal van de druk en het fotocelsignaal zouden ook m.b.v. een computer ingelezen kunnen worden om dan de fout die t.g.v. een verkeerde drukmeting gemaakt wordt en in het hierbovenstaande schema nog inzit er uit te halen.

De waarde die men op het display afleest is dus niet juist en is slechts een aanwijzing van de grootte orde.

hoofdstuk 9 DE PULSATOR

Om een hoeveelheid water in of uit het kamertje te pompen en zo het belvolume te veranderen maak ik gebruik van een zogenoemde pulsator. Deze pulsator moet een volumeverplaatsing van ca. 10 μ l (volume maximale bel + volume capillair + reserve volume voor de terugkoppeling) hebben en dit volume met een instelbare frequentie (minimaal frequentiebereik 0.1 tot 10 Hz liefst een ordegrootte groter) kunnen verplaatsen.

Ik maak gebruik van een membraandrukopnemer (Validyne model MP 45) als pulsator. Door een stroom door een spoel die zich onder het membraan bevindt te sturen wordt dit membraan naar onder getrokken waardoor het volume van het leidingensysteem groter wordt en we een hoeveelheid water uit het kamertje zuigen. Als drukopnemer is dit type geschikt voor frequenties tot maximaal 1000 Hz en afhankelijk van het type membraan tot drukverschillen tussen 1 en 880 cm H₂O.

Over het membraan staat een statische druk van ongeveer 20 tot 30 cm H₂O. Daarom zal het membraan al doorgebogen zijn als er nog geen stroom door het spoeltje loopt. Om dit te corrigeren en het membraan in zijn evenwichtsstand te zetten als er geen stroom door het spoeltje loopt is de opnemer aan de andere zijde verbonden met een waterkolom waarvan de hoogte instelbaar is. Door de pulsator weer als drukopnemer te schakelen is de druk over het membraan te meten.

De werking van de pulsator berust op de inductiekracht (F_{em}) die het membraan ondervindt t. g. v. een stroom I door de spoel. Deze kracht veroorzaakt een verplaatsing van het membraan over een afstand x en daardoor een terugwerkende (veer)kracht ($F_v = c_v \cdot x$, c_v is een veerconstante van het membraan). Ik neem aan dat in rust beide krachten elkaar compenseren.

Zoals eerder is uitgerekend [26 en 27] is de zelfinductie van de opnemer: $L = c_1 / (x_0 + x)$,

met x de afstand waarover het membraan zich verplaatst (bij een volumeverandering van 5 μ l ongeveer 10 μ m) en x_0 de afstand tussen spoel en membraan in rust (ongeveer 1mm). c_1 is een evenredigheidsconstante evenredig met het oppervlak van de doorsnede van de spoel, het aantal windingen in het kwadraat en omgekeerd evenredig met magnetische inductie μ .

$$F_{em} = 1/2 I^2 dL/dx = F_v = c_v x$$

$$\text{dus } xx_0^2 + 2x_0x^2 + x^3 = c_3 I^2$$

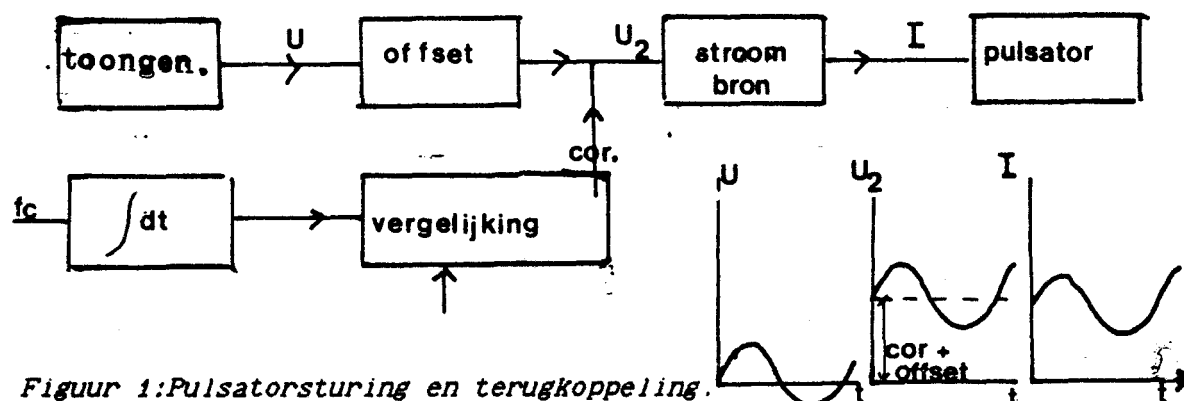
Het blijkt als men de waarden voor x en x_0 invult dat de eerste term het belangrijkste is daar $x \ll x_0$. Bij benadering geldt dan:
 $x \sim I^2$

Hierbij moet worden opgemerkt dat door x_0 te verkleinen (bv. door op het membraan een voordruk aan te brengen m. b. v. de waterkolom) de bijdrage van de tweede (en derde) term te vergroten is en het verband tussen x en I veranderd kan worden.

Aan dit systeem zijn nog geen metingen verricht, maar de "truc" van de

compensatiekolom is gebaseerd op eerdere metingen [27] waarbij een niet lineair verband tussen x en I gevonden werd. (Of het verband inderdaad kwadratisch is kon uit deze metingen niet vastgesteld worden.) De pulsator werkt verder uitstekend en voldoet over het gehele gewenste frequentiebereik. (N.B. de ondergrens van 0.1 Hz wordt bepaald door de gebruikte toongenerator de pulsator kan veel lager komen maar dan moet de toongenerator vervangen worden door bv een computer.)

Er is voor de pulsator een sturing gebouwd (zie figuur 1). Bij het ontwerp is er opgelet dat een ingangssignaal van een toongenerator (een wisselspanning) wordt omgezet in een oscillerende stroom met dezelfde frequentie als het ingangssignaal. Het frequentiebereik van de electronica moet ruim het gewenste frequentiebereik (0.1 tot 10 Hz) omvatten. Verder moet bij de wisselstroom een gelijkstroom worden opgeteld om er voor te zorgen dat de stroom op elk tijdstip positief is. Dit is noodzakelijk omdat zowel een negatieve stroom als een positieve stroom het membraan in dezelfde richting verplaatsen. En verder moet de waarde waaromheen de stroom oscilleert en de amplitude instelbaar en regelbaar zijn. Om het spoeltje niet door te branden mag de stroom niet groter dan 100 mA zijn. Naast een uitgang naar de pulsator is er ook een uitgang nodig waar een spanning is uit te lezen die evenredig is met de stroom die door het spoeltje loopt. Als laatste zou het handig zijn als er een waarschuwingsled zou zijn die aangeeft dat de stroom kleiner dan nul drijft te worden. Tenslotte moet nog vermeld worden dat in het uiteindelijke ontwerp in deze sturing ook de terugkoppeling van het fotocelsignaal is ingebouwd. D.w.z. dat het fotocelsignaal over veel perioden geïntegreerd wordt en dat dit gemiddelde signaal dat iets zegt over de gemiddelde belafmeting vergeleken wordt met een ingesteld gewenst belafmeting. Het verschil dient als terugkoppelsignaal en wordt bij het stuursignaal van de toongenerator opgeteld en dient als ingangssignaal voor de pulsatorsturing. Het geheel ziet er schematisch zo uit.



Figuur 1: Pulsatorsturing en terugkoppeling.
 De integratie tijd waarmee het fotocelsignaal a.h.w. mee gemiddeld wordt is instelbaar tussen 1 en 100 s. Dit signaal wordt vergeleken met een ingestelde gemiddelde fotocelspanning (maat voor een gemiddelde belstraling) en dit correctiesignaal wordt bij de stuurspanning van de pulsator opgeteld.
 Schematisch is het ingangssignaal van de toongenerator, het signaal nadat er een offset en het correctiesignaal (het signaal uit de integrator) bij opgeteld is (U_2) en het uitgangssignaal naar de pulsator weergegeven.

hoofdstuk 10

HET VERANDEREN VAN DE BELGROOTTE IN EEN AFGESLOTEN SYSTEEM

Een bel aan het capillair kan alleen van grootte veranderen als het van de vloeistof in het kamertje verandert.

Een verandering in σ bv. kan de belgrootte niet veranderen.

Toch heb ik geconstateerd dat de bel in mijn systeem van grootte verandert als de pulsator en de spuit (de twee onderdelen in het systeem die voor een volumeverandering kunnen zorgen) door middel van een goedwerkende kraan zijn afgesloten.

Dit zou twee oorzaken kunnen hebben:

- 1) Lek.
- 2) Een volumeverandering van het systeem door een temperatuurverandering.

Lek.

In het kamertje heerst een onderdruk t. o. v. de buitenlucht. Er zou dus alleen water vanuit het verwarmingsbakje het kamertje in kunnen lekken waardoor de bel kleiner wordt. Maar bijna altijd neemt de bel in grootte toe.

Op een plaats een aantal mm onder de bel is de druk in de vloeistof gelijk aan de (negatieve) Laplacedruk + de (positieve) statische druk en zou de druk in de vloeistof groter dan nul zijn. Als daar een lek in de leiding is kan er vloeistof uit het systeem lopen en de bel groter worden. Dit is gecontroleerd door het systeem zo klein mogelijk te maken (bv. door het kamertje direct op een spuit te zetten of door een kraan zodicht mogelijk bij het kamertje te monteren en deze af te sluiten) waardoor in het gehele systeem een onderdruk heerst. Maar ook dan wordt de bel groter.

Na aanleiding van deze ervaringen is het tweede type kamertje gebouwd. Dit type is eenvoudiger en bestaat uit een stuk perspex zodat er niet zoals in het eerste type veel overgangen en verbindingen zijn met een mogelijke kans op lek. (zie voor een tekening van beide kamertjes hoofdstuk 3.) Maar ook in dit kamertje werd de bel groter.

Dan moet er een andere oorzaak zijn.

Wellicht een volumeverandering van het systeem door het verschil in uitzettingscoëfficiënt van perspex en water. Doordat het perspex kamertje ongeveer 2 cm voor het diafragma (met daar achter een 20 Watt lamp) staat kan het snel opwarmen.

De kubieke uitzettingscoëfficiënt van perspex is $24 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ en voor water $21 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. Dus water zet minder uit dan het perspex. IK zal proberen uit te rekenen hoe groot de volume verandering van de bel is per graad kelvin dat het systeem opwarmt.

Als ik de kraan dichtsbij het kamertje (hoofdstuk 7 figuur 1 Kraan 1) afsluit dan is het volume van het water aan de belzijde van de kraan ongeveer $2200 \mu\text{l}$. Het volume van een bel met een straal van $500 \mu\text{m}$ aan het capillair is ongeveer $0.52 \mu\text{l}$.

De volumeverandering ΔV bij een temperatuurverhoging ΔT is :

$$\begin{aligned}\Delta V &= \Delta V_{\text{perspex}} - \Delta V_{\text{water}} \\ &= (2200 (24 - 21) 10^{-5}) \Delta T \\ &= 6.6 \cdot 10^{-2} \Delta T (\mu\text{l/K})\end{aligned}$$

Dus per graad kelvin neemt het volume van de bel met ongeveer 13% toe

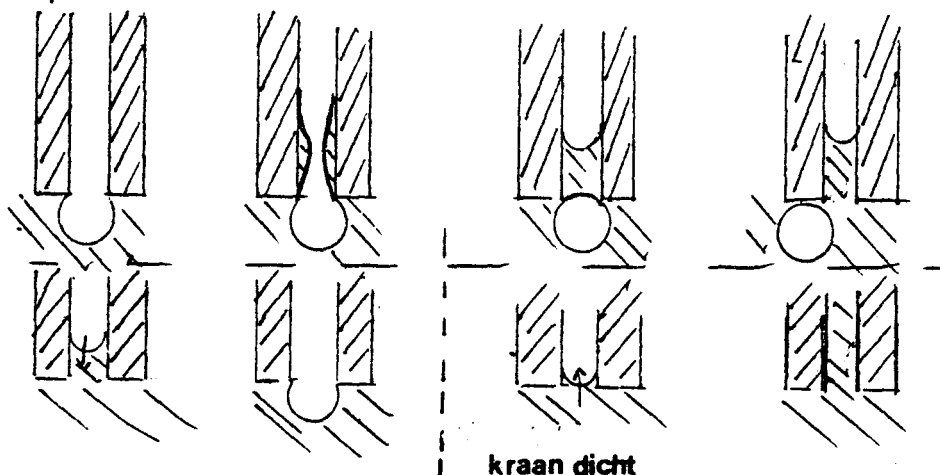
en de belstraal met ongeveer 4%. Dit geeft duidelijk het belang van een goede temperatuurregeling aan. Als de lamp van de microscoop uit staat (en dus ook de warmtebron) dan wordt de bel 0,16 $\mu\text{l}/\text{min}$ groter. Dit is alleen lek. Zet ik de lamp (en dus ook de warmtebron) aan dan wordt de bel 0,25 $\mu\text{l}/\text{min}$ groter. Dit is zowel lek als een temperatureffect. Neem ik aan dat de lek bij de twee metingen gelijk is dan is de extra volumevergroting ten gevolge van een temperatuurstijging van 0,25 K/min gelijk aan 0,09 $\mu\text{l}/\text{min}$ (=0,36 $\mu\text{l}/\text{K}$).

Dit is een factor 6 groter dan hierboven berekend. Deze meting geeft aan dat de bel zowel door lek als door een temperatuurverandering groter kan worden. Dit geeft het nut van een goede temperatuurregeling aan. Om de lekken te voorkomen (of in iedergeval te beperken) is het oude leidingstelsel vervangen door een leidingstelsel van glas dat minder verbindingen en afzonderlinge componenten heeft waardoor het aantal potentiële plaatsen waar het kan lekken verminderd is. Dit loste nog niet alle problemen op maar het groter worden van de bel was wel verminderd. (0,01 tot 0,02 $\mu\text{l}/\text{min}$.)

Het langzaam groter worden van de bel is wel te corrigeren door een terugkoppeling van het fotocelsignaal (maat voor de belgrootte) naar de pulsator. Dit probleem geeft dus duidelijk aan waarom er een terugkoppeling nodig is.

In het systeem doet zich nog een vreemd verschijnsel voor en wel een "lek" via het capillair. Het is mij meerdere malen opgevallen dat de bel van de buitenwereld wordt afgesloten doordat een waterlaag op de binnenzijde van het capillair zich insnoert en een tweede meniscus in het capillair vormt. Soms blijft de oorspronkelijke bel onder aan het capillair vast zitten en soms verschuift hij en blijft aan de rand van het capillair hangen.

Een net zo vreemd verschijnsel is dat soms als men een bel trekt deze net zo snel weer in het capillair verdwijnt.



Schematische weergave van het lekken via het capillair.

figuur 1: De waterlaag die het capillair bevochtigd "snoert in" er wordt een tweede meniscus gevormd en de afgesloten oorspronkelijke bel hangt aan het capillair.

figuur 2: De meniscus zakt als men d.m.v. de spuit water uit het kamertje zuigt tot men een bel aan het capillair heeft hangen. Sluit men de spuit van het kamertje af dan verdwijnt de bel weer.

Deze problemen zijn echter niet goed reproduceerbaar. Deze "lek" problemen deden zich zeer onregelmatig en slechts af en toe voor. Schoonmaken van het capillair heeft geen duidelijke invloed.

Het is een vreemd verschijnsel waarvoor ik de oorzaak echter niet weet maar die het meten met het systeem wellicht wel kan beïnvloeden daar men op deze wijze een soort lek van de monolaag kan krijgen. Beide problemen hebben wellicht dezelfde oorzaak en hebben wellicht iets met de bevochtiging van het capillair te maken.

In het eerste probleem lijkt het er op dat het oppervlak van het grensvlak kleiner wordt en dat is energetisch gunstiger. Het tweede probleem duidt op een lek in het kamertje waardoor de onderdruk in het kamertje water door dat lek heen aanzuigt.

Een nadere onderzoek naar de verschillende capillairvormen kan wellicht oplossing brengen als men misschien een capillair vindt waar dit verschijnsel niet voorkomt. Ook het materiaal van het capillair moet wellicht veranderd worden. Mijn capillairen zijn van waterafstotend perspex maar Slama heeft bv. zijn "capillair" van gesiliconiseerd staal gemaakt.

DISCUSSIE

Het doel dat gesteld is, is het verder ontwikkelen van een meetmethode, de oscillerende bellemethode, die niet behept is met problemen zoals de meest gebruikte meetmethodes (bv. de Langmuir-Wilhelmy methode) die wel hebben.

De gebouwde opstelling staat in dit verslag beschreven, even als de wijze waarop de de druk en de belstraal gemeten worden om daaruit de oppervlaktespanning te berekenen. Ik wil hier kort enkele punten ter discussie stellen en tot slot een aantal punten noemen die gedaan moeten worden voor men aan vergelijkende metingen kan beginnen.

1 Deze meetmethode heeft enige voordelen t. o. v. andere meetmethoden.

- A) Het grensvlak met de monolaag wordt niet verstoord door enig meetinstrument (bv. een Wilhelmy-plaatje).
- B) In deze opstelling wordt slechts met een oppervlak gewerkt; het oppervlak waar men ook aan meet. (Dit integenstelling tot de LW-methode waar ook achter de barriere een grensvlak water-lucht is en waar men niet meet.)
- C) De opstelling is klein en compact waardoor maar weinig van de te onderzoeken stof nodig is.
- D) De opstelling is goed te thermostreeren.

2 De methode heeft ook enige nadelen.

- A) Men bepaald σ slechts indirrect via een druk- en straalmeting.
 $\sigma = 1/2 P \cdot R$
- B) Ik benader de belstraal door een gemiddelde belstraal. De fotocelspanning levert een gemiddelde belstraal op en is geijkt voor een belstraal in het midden van de bel. Indien de bel vervormd zou zijn is R niet gelijk over de hele bel en deze methode biedt geen mogelijkheid om de kromtestraal in de loodrecht richting te bepalen.
(Zie ook punt 3.)

3 Als model voor de drukval over de belwand wordt in de literatuur [12 t/m 16, 21 en 22] de Wet van Laplace voor een bol gebruikt;

$P = -2\sigma/R$. Hierin is P de drukval over de belwand en σ de oppervlaktespanning. Verder is er bij de bol sprake van een kromtestraal R. In het algemeen wordt een oppervlak gekarakteriseerd door twee kromtestralen R_1 en R_2 die niet aan elkaar gelijk zijn. De wet van Laplace is dan; $\Delta P = \sigma (1/R_1 + 1/R_2)$. Slechts als er geen uitwendige krachten op de bel werken zal de bel de bolvorm aannemen en zijn de kromtestralen gelijk. Het gebruikte model $P = -2\sigma/R$ is dus alleen juist als men uitwendige krachten (waaronder de opwaartse kracht) mag verwaarlozen. In hoofdstuk 8.1 is afgeleid dat dit mag als $R^2/\sigma \ll 0.15$. (R in mm^2 σ in mN/m). Zelfs bij lage σ (10 mN/m) is daar aan voldaan als $R \ll 1200 \mu\text{m}$.

4 Het meten van de belstraal.

De hoeveelheid licht die door een bol in de lens van een microscoop verstrooid wordt is evenredig met R^2 . Als de fotocelspanning een lineair verband heeft met de hoeveelheid licht die op de fotocel valt en al het licht dat in de microscoop valt ook op de fotocel terecht komt dan is $U_{fc} \propto R^2$ (zie hoofdstuk 6). Dit geldt ook als men de bel afbeeldt op de fotocel mits de bel door een bol benaderd

mag worden. De fout die men daarbij maakt neemt af naarmate men met grotere belstralen werkt (zie hoofdstuk 5 figuur 2). Uit metingen is gebleken dat er een lineair verband is tussen de fotocelspanning en R^2 als $R > 1,5 R_{cap}$.

Wil men bij kleinere belstralen werken dan verdient het aanbeveling het fotocel signaal m.b.v. een computer inlezen en verwerken zodat men met de fout, die men maakt door de bel door een bol te benaderen, rekening kan houden.

5 Het meten van de druk.

In hoofdstuk 7.2 is uitgerekend dat de druk die men met de drukopnemer meet uit drie bijdragen bestaat. Een statische druk door het hoogte verschil tussen de drukopnemer en een referentieniveau ($\rho g H$), de drukval over de belwand $-2\sigma/R$ en een bijdrage doordat de bel t.o.v. het referentieniveau verschuift als de bel van grootte verandert. Legt men het referentieniveau gelijk met de onderzijde van het capillair dan is de gemeten druk:

$$P_{gem} = \rho g H - 2\sigma/R - \rho g R (\cos \arcsin R_{cap}/R).$$

Waarbij moet worden opgemerkt dat de straal R in het midden van de bel gemeten wordt. Voor de bepaling van σ is men alleen in de tweede term geïnteresseerd. De gemeten druk moet dus voor de andere twee termen gecorrigeerd worden. Het referentieniveau H is op een eenvoudige wijze voor of na iedere meting te bepalen. Men meet m.b.v. de microscoop op welke hoogte zich de onderkant van het capillair zich bevindt. Deze hoogte legt men b.v. vast met een lijn in het oculair. Daarna haalt men het capillair en het kamertje weg en vult het verwarmingsbakje tot die zelfde hoogte. De druk die men dan meet is $\rho g H$. Voor de statische druk $\rho g H$ is dus eenvoudig te corrigeren maar voor de bijdrage door het zakken van de bel is dat moeilijker aangezien men daar ook de belstraal R voor moet meten. Het kan alleen als men het fotocel signaal en het druksignaal met een computer inleest en hierop de correcties aanbrengt. De fouten die men maakt als men hier niet voor corrigeert zijn uitgerekend (figuur 2 in hoofdstuk 8). In de literatuur wordt aan de derde drukterm geen aandacht besteed. Ik heb de fout uitgerekend die in de literatuur gemaakt wordt.

auteur	ref. surfactant	R_{min} mm	σ 1) mN/m	fout 2) mN/m	R_{max} mm	σ 1) mN/m	fout 2) mN/m
Enhorning	22 konijn	0,40	2	-0,4	0,55	30	-1,4
Slama	16 DPL	0,25	6	-0,3	0,38	70	-1,3
Nozaki	21 lam	0,20	1	-0,3	0,32	40	-1,0

1) De opgegeven waarde. 2) De afwijking van de juiste waarde, - betekend dat de opgegeven waarde te laag is.

Men ziet dat de gemaakte fout niet erg dramatisch is; alleen de relatieve fout is erg groot en al de opgegeven waarden zijn te laag.

Men kan de druk corrigeren voor de term die het zakken van de bel als die groter wordt in rekening brengt m.b.v. een geautomatiseerde opstelling. Daar momenteel de reproduceerbaarheid van de metingen nog niet zo is dat deze verwaarloosbaar klein is t.o.v. de fout die men maakt door de derde term te verwaarlozen heeft dit niet de hoogste prioriteit. Als men met kleine bellen werkt is de invloed van de derde drukterm al veel kleiner dan bij grote bellen. De drukval over het

hoogte van de bel is \sqrt{R} en de drukval over de belwand is $\sim 1/R$ (en de relatieve fout dus $\sim 1/R^2$). Daarom is het raadzaam om met kleinere capillairen (en dus kleinere bellen) te werken.

6 Verder moet opgemerkt worden dat de bellenmethode gevoeliger is voor verontreinigingen dan de Langmuir-Wilhelmy methode. Dit is als volgt in te zien. De grootte van het volume bepaalt de hoeveelheid ongewenste oppervlaktespanningverlagende, moleculen. En de grootte van het oppervlak de hoeveelheid oppervlaktespanningverlagende moleculen op het oppervlak. De verhouding V/A (maat voor de oppervlakteconcentratie) is bij de bellenmethode ongeveer 20x zo groot als bij de LW-methode.

De gevoeligheid van de bellenmethode voor vervuiling bleek ook bij de metingen (hoofdstuk 8). De metingen werden erg beïnvloed door de wijze waarop de opstelling gereinigd was. Het beste reinigingsmiddel bleek een fysiologische zoutoplossing te zijn. Verder zijn er een aantal maatregelen getroffen waardoor de metingen in de toekomst schoner uitgevoerd kunnen worden. Zo is het leiding-stelsel van glas gemaakt daar dit beter te reinigen is dan de tot nu toe gebruikte plastic leidingen en verder bevat glas geen weekmakers. Er is ook een instrument gebouwd waardoor men bij het vullen van het kamertje niet in contact komt met de vloeistof.

7 Tot nu zijn er slechts metingen verricht aan zuivere vloeistoffen. Het kamertje wordt daartoe gevuld met deze vloeistoffen op de leiding geplaatst waarna een bel getrokken wordt. Deze procedure kan ook bij oplosbare monolagen toegepast worden. Nadat de bel dan getrokken is adsorbeert de monolaag aan het grensvlak. Bij onoplosbare monolagen moet de monolaag echter op het reeds gevormde oppervlak aan gebracht worden m.b.v een pipet of spuit door het capillair heen. Deze methode van opbrengen van de monolaag is echter nog niet ontwikkeld.

8 Aan de hand van mijn ervaringen met de opstelling wil ik de volgende meetprocedure voorstellen.

A) Het reinigen van de opstelling waarna de leidingen met 3x gedestilleerd water gevuld worden en het kamertje gemonteerd wordt.

B) Het bepalen van de referentiedruk (ρgH) met de methode zoals die in hoofdstuk 7.3 geschetst is.

C) Het ijkken van de fotocelspanning. Men trekt een reeks bellen in water, meet de belstraal m.b.v. het microscoop oculair en regelt de electronica zo af dat de juist belstraal op het display verschijnt (zie hoofdstuk 5.2).

D) Men verwijdert het kamertje, reinigt het, vult het met de te onderzoeken stof en plaatst het weer op het leidingsysteem.

E) Men controleert of het kamertje op dezelfde plaats staat als bij de ijkking.

F) Men voert de gewenste meting uit.

H) Men herhaalt na afloop stap B en C ter controle daar tussen de ijkking en de meting het kamertje verwijdert is geweest.

N.B. Men kan de ijkking van de druk en het fotocel signaal niet m.b.v. de te onderzoeken vloeistof voor de meting doen daar dit de meting zou verstoren. Alleen een ijkking achteraf zou betekenen dat tijdens de meting de displays geen juiste informatie verschaffen. Bij de hier voorgestelde procedure behoeft de gemeten waarde slechts achteraf een kleine correctie.

Voor men vergelijkende metingen kan uitvoeren tussen de bellemethode moeten er, zowel op theoretisch als op praktisch gebied, nog verschillende dingen gebeuren. Hiervoor wil ik enige aanbevelingen doen.

Op theoretisch gebied:

1 Men moet de Navier-Stokes vergelijking met de voor deze opstelling geldende randvoorwaarden oplossen zodat men, analoog aan de longitudinale golftheorie, een theorie krijgt ter ondersteuning van de elasticiteits metingen in de bellemethode.

Verder zal men door deze theorie wellicht een beter idee krijgen van de drukverdeling in het bellemekertje en van de invloeden van de wand op de drukverdeling.

2 Er is een vergelijking nodig van de parameters in de bellemethode en in de LW-methode. Het is nog niet uitgezocht hoe men compressieverhoudingen, snelheden en doseringen moet om schalen wil men de metingen vergelijken.

Praktisch:

1 Er moet een verwarming gebouwd worden. De stoffeigenschappen hangen af van de temperatuur en m.b.v. een verwarming kan men metingen doen bij verschillende temperaturen. Verder heeft bij een gethermostreerde opstelling de temperatuur geen invloeden op de belgrootte meer.

2 Er moet een (reeds ontworpen) terugkoppelsysteem gebouwd worden waardoor men ongewenste belveranderingen kan corrigeren.

3 Er moet een doseringsmethode bedacht worden waardoor men ook met onoplosbare monolagen kan werken.

4 De reeds gebouwde verwerkingselectronica moet getest worden.

5 Het zou overwogen kunnen worden om met kleinere capillairen (en belen) te werken.

6 Daarna kan men bij een pulserende bel σ bepalen van zuivere vloeistoffen en daarna van bekende monolagen. Hierbij kan men ook ongewenste fase draaiingen in het systeem opsporen.

7 Pas nadat dit alles gedaan en gerealiseerd is kan men met vergelijkende metingen met de LW-methode en en metingen aan (long)surfactants beginnen.

REFERENTIES:

- 1 Avery M E. & Mead J., Am. J. Chil. 97, 517(1959)
- 2 Clements J., J. Appl. Physiol. 16 (3), 444-450(1961)
- 3 Snik A., (1982) dynamisch gedrag van longsurfactant en de betekenis ervan voor de stabiliteit van longblaasjes
- 4 King R J. & Clements J. A., Am. J. Physiol. 223, 715-726(1972)
- 5 Olyslager J. (1975) stabiliteit van alveolen en de elasticiteit van monolagen afstudeerverslag TH Eindhoven, afd. Natuurkunde.
- 6 Walton A. J., Physics Education 7 491-498(1972)
- 7 Adamson A. W., (1967) Physical Chemistry of Surfaces 2nd. ed., Interscience Publishers, New York
- 8 Gaines G. L. (1966), Insoluble Monolayers at Liquid-Gas Interfaces, Interscience Publishers, New York.
- 9 Notter, R. H. (1984) Hoofdstuk 2 in : Pulmonary Surfactant van Robertson B. en Van Golde L. M. G. en Batenburg J. J., Elsevier Science Publishers, Amsterdam
- 10 Snik A. (1983) Study of Physical Properties of Monolayers. Applications to Physiology, proefschrift TH Eindhoven.
- 11 Lucassen-Reynders, Advan. Colloid. Interface Sci. 2, 347-395(1969)
- 12 Adams & Enhoerning, Acta Physiol scand 68. 23-27(1966)
- 13 Adams & Enhoerning, Acta Physiol scand 68. 28-36(1966)
- 14 Adams & Enhoerning, Acta Physiol scand 68. 37-42(1966)
- 15 Slama H., Schoedel W. en Hansen E., Pfluegers Arch. g 322, 355-363(1971)
- 16 Slama H., Schoedel W. en Hansen E., Respiration Physiology 19, 233-243(1973)
- 17 Parchen R., (1985) kontakthoekmetingen aan een vloeistofmeniskus stageverslag vakgroep AFM, TH Eindhoven afd. Natuurkunde.
- 18 Bangham A. D., Morley C. J. & Phillips M. C., Biochimica et Biophysica Acta, 573, 552-556(1979)
- 19 De Regt R. (1985) Metingen aan en met een verbeterde opstelling volgens de Benjamin- de Feyter methode stageverslag vakgroep AFM TH Eindhoven afd. Natuurkunde.
- 20 Van Santvoort J. (1986) Metingen aan de (semi-geautomatiseerde) Benjamin- de Feyter methode stageverslag vakgroep AFM TH Eindhoven afd. Natuurkunde.
- 21 Nozaki M., Tohoku J. exp. Med. 101, 271-279(1970)
- 22 Enhörning G. J. Apl. Physiol. 43(2), 198-203(1977)
- 23 Cuylenborg R., (1984) Ontwerp van een opstelling voor het meten van oppervlaktetenspanningen met de bellemethode. stageverslag vakgroep AFM, TH Eindhoven, afd. Natuurkunde.
- 24 Glatzschig W. en Chen, J. Applied Optics Vol. 20, No. 14 2499-2509(1981)
- 25 Davis E., J. Opt. Soc. 45, 7 572-581(1955)
- 26 Wokke J. M. P., (1981) Terugkoppeling van een inductieve differentiaal-manometer afstudeerverslag vakgroep AFM TH Eindhoven afd. Natuurkunde.
- 27 Steeghs A. G. S., (1985) De oscillerende bellemethode stageverslag vakgroep AFM, TH Eindhoven afd. Natuurkunde.

APPENDIX 1

OVERZICHT VAN DE TECHNISCHE GEGEVENS VAN DE SYSTEMEN ZOALS DIE IN DE LITERATUUR GEBRUIKT ZIJN EN HET SYSTEEM ZOALS DAT DOOR MIJ GEBOUWD IS.

Auteur(s)	Adams & Enhoerning	Nozaki	Slama	Enhoerning	Gieles & Steeghs
jaar	1966	1970	1971,1973	1977	1986/87
referentie	3,4,5	6	7,8	9	-
materiaal kamertje	onbekend	polyetyleen (Intramedic PE330)	onbekend	perspex	perspex
materiaal capillair	glas	glas	staal gesiliconiseerd	nylon & teflon	perspex
volume kamertje(s) (μ l)	0,2	onbekend	4,1	20	140-300
DIAMETER capillair (μ m)	onbekend	300	500	1000	500
pulsator	onbekend	microspuit	membraan	zuiger	membraan
ΔV max (μ l)	1	.5	onbekend	.43	20
frequentie bereik(Hz)	.16-3	.016-10	.002-.333	.003-1.333	.05-20
druk-opnemer	Sanborn 268A	Sanborn 268B	Statham p 23	Elema Schonander EMT33,31	Honeywell microswitch 142 P
temp. regeling	onbekend	niet	weerstands draad om kamertje	verwarming-bakje met thermostaat	verwarmings-bakje met thermostaat
meten belstraal	nee	nee	ja fotocel	nee	ja fotocel

METINGEN

Auteur(s)	Adams & Enhoerning	Nozaki	Slama	Enhoerning	Gieles & Steeghs
gebruikte stoffen	zoutopl. longextract konijn guinea pigs	surfactant hond lam	surfactant hond geit en DPPC	surfactant konijn konijnfoetus	water(3xdest) ethanol methanol
gebruikte frequentie (Hz)	onbekend	.2	onbekend	.333	0.1 - 10
werktemp. °C	onbekend	kamertemp	25 en 37	37	20-37 (gepland)
belSTRAAL (µm) gebruikt	425-500	465-500 375-425 300-375 425-320	250-380	400-500	250-1000
Rbel/Rcap gebruikt	onbekend	1.5 - 3.3	1 - 2.5	.8 - 1.1	1 - 4
$\Delta A/A_{max}$ gebruikt	.28	.14 - .52	.57	.36	.3 - .94
P(t) gemeten	ja	ja	ja	ja	ja
R(t) gemeten	nee	nee	ja	nee	ja
$\sigma(t)$ berekend	nee	nee	ja	nee	ja
$\sigma(A)$ geconstrueerd	nee	nee	ja	nee	ja
P(V) geconstrueerd	nvt	ja	nvt	nvt	nee
stuursignaal pulsator maat voor de beelgrootte	ja	ja	nee	ja	nee
opbrengen van de stof op de bel.	nee	nee	ja	nee	nog niet

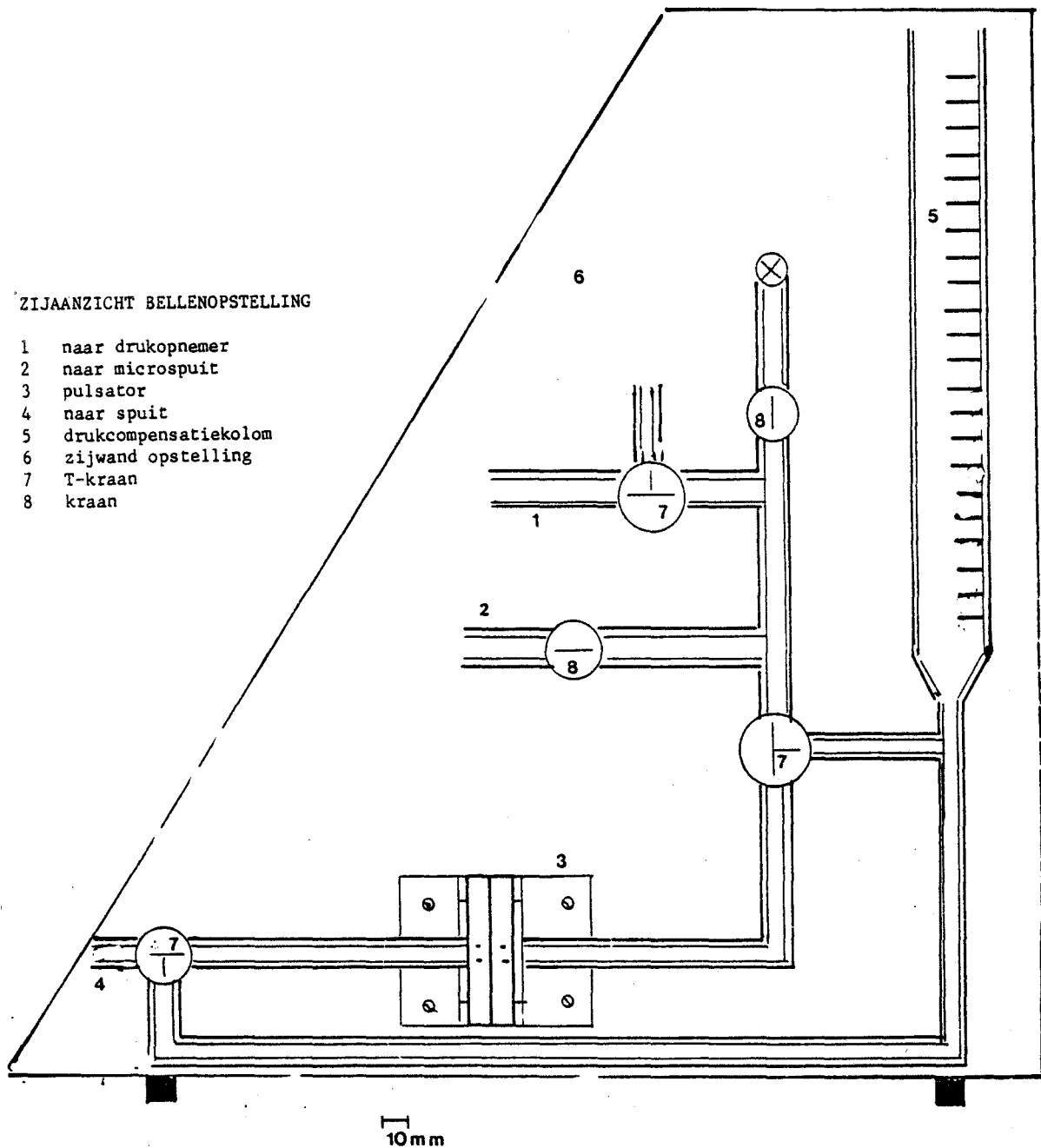
APPENDIX 2

Tekeningen van het systeem

Hieronder staan 3 tekeningen van het systeem respectievelijk een zijaanzicht van de opstelling met een overzicht van het leiding-systeem, een vooraanzicht en een tekening van de positionering van het bellenkamertje en verwarmingsbadje, Alle tekening zijn getekend op een schaal 1:2.65

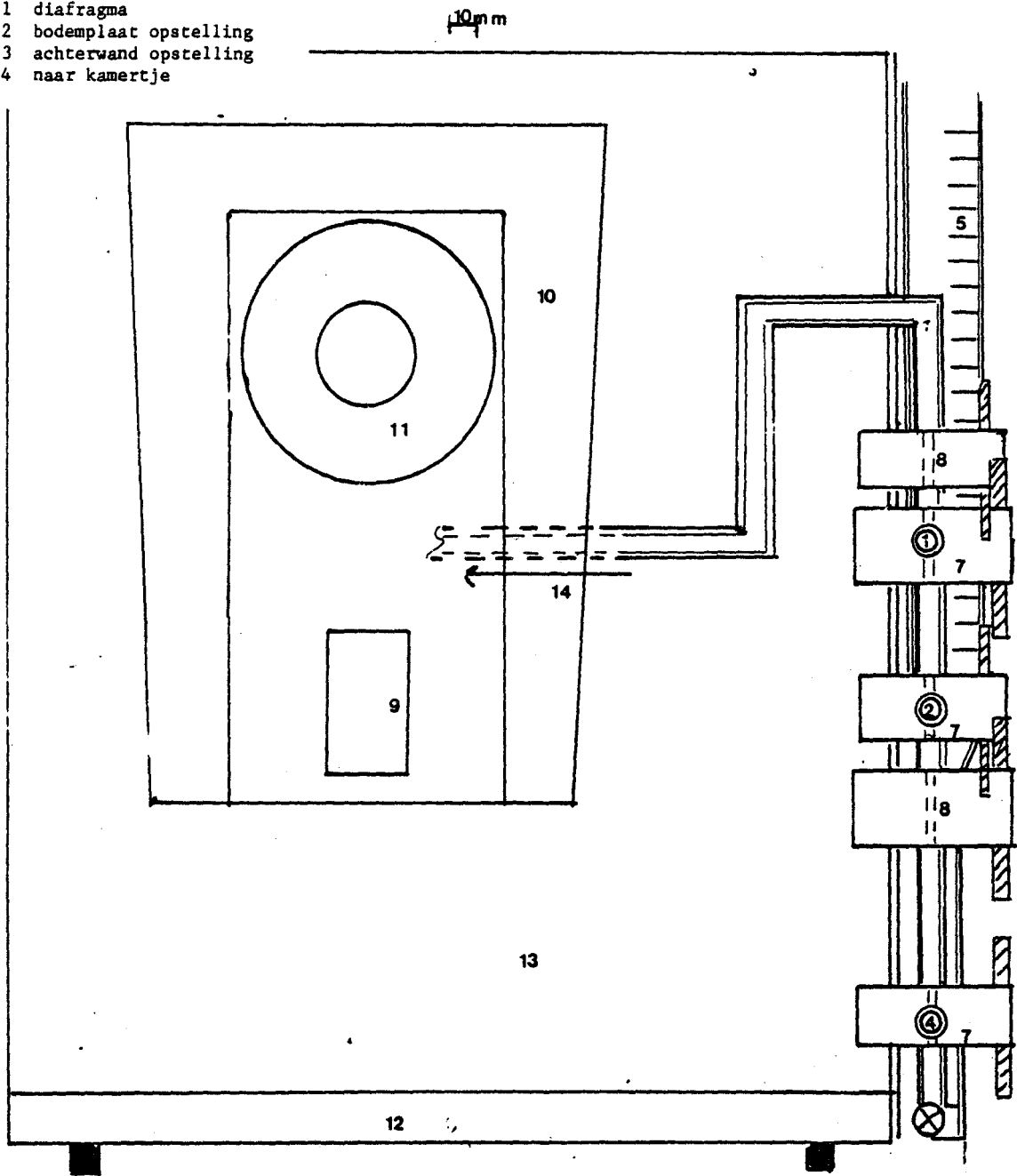
ZIJAANZICHT BELLENOPSTELLING

- 1 naar drukopnemer
- 2 naar microsput
- 3 pulsator
- 4 naar spuit
- 5 drukcompensatiekolom
- 6 zijwand opstelling
- 7 T-kraan
- 8 kraan



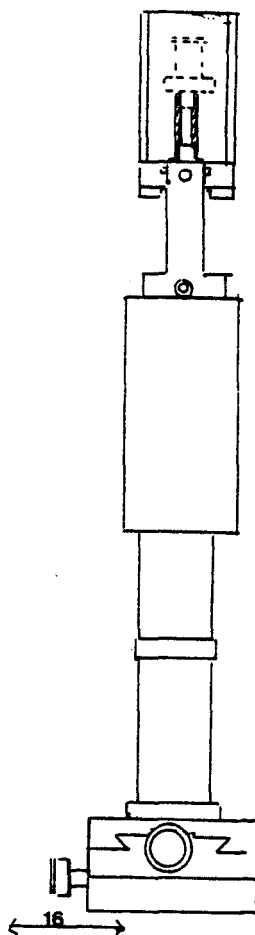
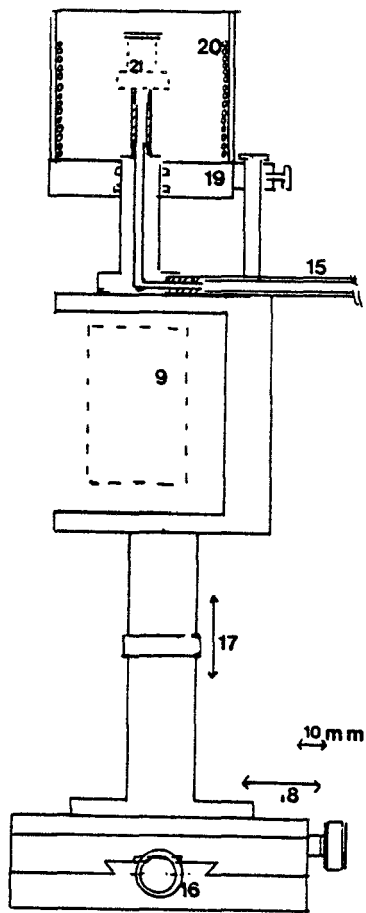
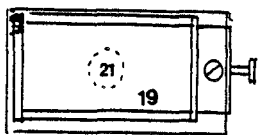
VOORAANZICHT BELLENOPSTELLING

- 1 naar drukopnemer
- 2 naar microsput
- 4 naar spuit
- 5 drukcompensatiekolom
- 7 T-kraan
- 8 kraan
- 9 steun waarop de
microscoop bevestigd is
- 10 belichtingsgedeelte
microscoop
- 11 diafragma
- 12 bodemplaat opstelling
- 13 achterwand opstelling
- 14 naar kamertje



VERWARMINGSBADJE EN
XYZ-TAFELTJE

- 9 steun waarop de
microscop bevestigd is
- 15 naar leidingsysteem
op zijwand
- 16 verplaatsing in Z-richting
- 17 verplaatsing in Y-richting
- 18 verplaatsing in X-richting
- 19 verwarmingsbakje
- 20 verwarmingselement
- 21 kamertje



	SCHAAL 1:2,65	
	GETEKEND: Antoinis Slaghs	
	GECELEND: Marius Bogers	

APPENDIX 3

Technische gegevens microscoop

De microscoop is een stereomicroscoop met een derde (foto)tube van Olympus.

Er is voor een stereomicroscoop gekozen omdat deze een grote voorwerpsafstand d.w.z een grote afstand tussen het objectief en het voorwerp heeft. De voorwerpsafstand is 85 mm en onafhankelijk van het objectief of van het oculair en dus onafhankelijk van de vergroting. De verschillende objectieven zijn in de microscoop ingebouwd en vergroten .63, 1, 1.6, 2.5 en 4 maal.

Bij de microscoop horen 2 verschillende oculairen voor de stereomicroscoop (G 10x en G 20x) en 2 verschillende oculairen voor de derde tube (P 10x en K 20x) die of 10 maal of 20 maal vergroten. De vergrotingen die dus mogelijk zijn zijn dus 6.3, 10, 16, 25, 40, 12.5, 20, 31.5, 50 en 80 maal.

Het gezichtsveld (het grootste voorwerp dat nog in het geheel is af te beelden) verandert met de vergroting en met het gekozen oculair. Omdat voor de derde tube andere oculairen gebruikt worden is het gezichtsveld van de derde tube ook anders (kleiner). Het gezichtsveld bij een en het zelfde oculair verandert in verhouding met de vergroting. (zie onderstaande tabel.)

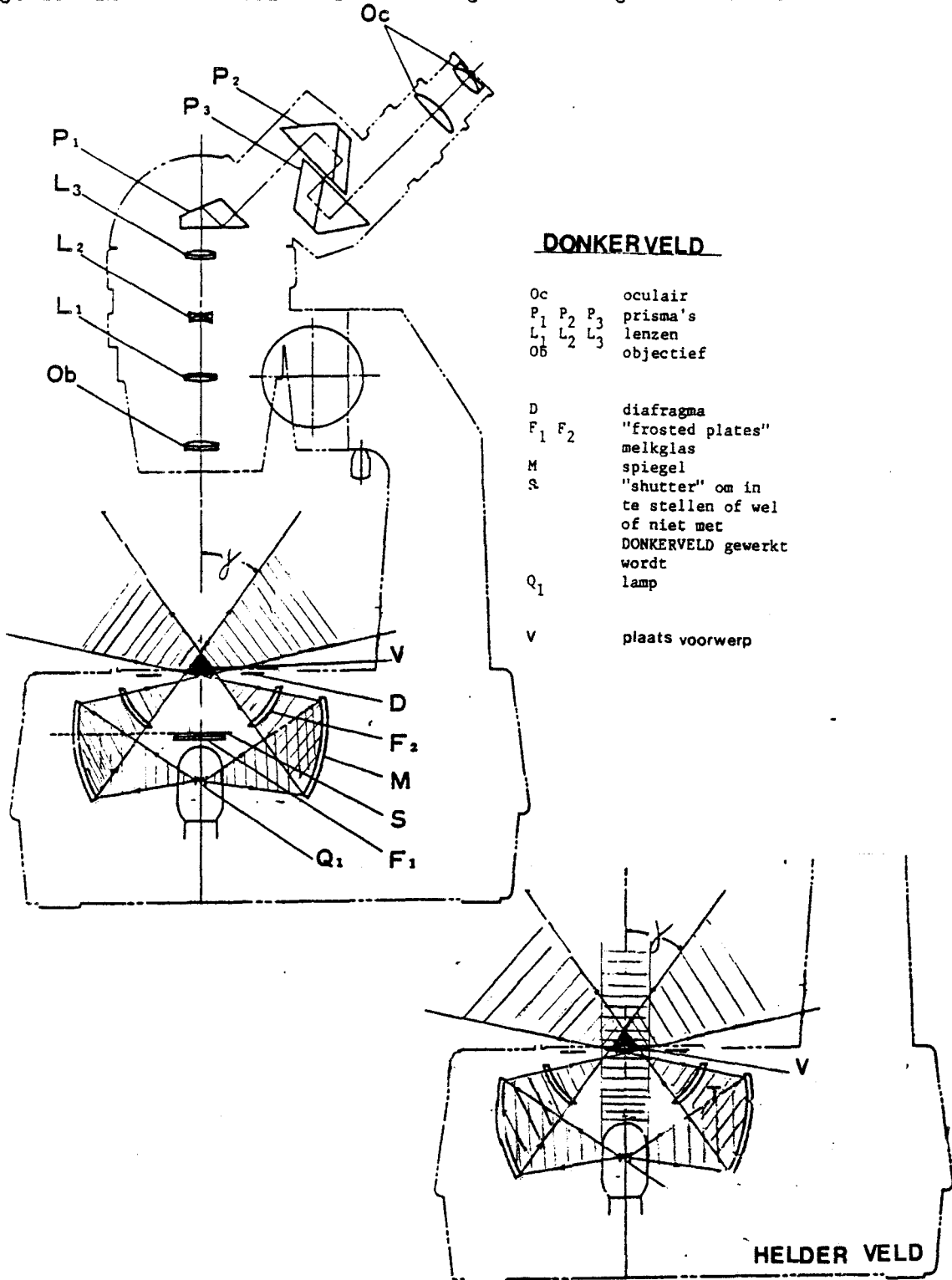
vergroting	diameter gezichtsveld stereo gedeelte (mm)	diameter gezichtsveld derde tube (mm)
	oculair G 10x	oculair P 10x
6.3	32	21.5
10	20	13.3
16	12.5	8.5
25	8	5.3
40	5	3.3
	oculair G 20x	oculair K 20x
12.5	19.4	12.5
20	12.2	7.8
31.5	7.6	4.9
50	4.9	3.1
80	3.0	1.9

De verhouding tussen de gezichtsvelden van het stereo gedeelte en de derde tube is 1.5 bij de 10 maal oculairen en 1.55 bij de 20 maal oculairen.

Het scheidend vermogen van de microscoop (de kleinste nog te onderscheiden afstand tussen twee punten) is $\lambda/N.A.$ met λ de golflengte van het gebruikte licht ($\approx 5 \cdot 10^{-7}$ m), en N.A. de numerieke apertuur van het objectief. $N.A. = n \sin(\theta)$ met θ de halve openingshoek van het objectief en n de brekingsindex van het medium tussen objectief en voorwerp. De straal van het objectief is 8,5 mm en de werkaafstand (afstand voorwerp objectief) is 85 mm hieruit volgt, als we voor de brekingsindex van lucht $n=1$ nemen, dat $N.A. = 0,10$ en dat het scheidend vermogen van de microscoop $5 \cdot 10^{-6}$ m is.

Het belichtingssysteem van de microscoop kent twee standen DONKER VELD of HELDER VELD. In de eerste stand maakt de bundel een hoek met de optische as en staat het voorwerp in de punt van een kegelvormige bundel; in de tweede stand valt ook een bundel evenwijdig aan de optische as op het voorwerp.

In tekening 1 ziet men de microscoop en is de bundel aangegeven in het geval van donker veld en in tekening 2 in het geval van helderveld.



DONKERVELD

- Oc oculair
- P₁ P₂ P₃ prisma's
- L₁ L₂ L₃ lenzen
- Ob objectief

- D diafragma
- F₁ F₂ "frosted plates"
- melkglas
- M spiegel
- S "shutter" om in
- te stellen of wel
- of niet met
- DONKERVELD gewerkt
- wordt
- Q₁ lamp

- V plaats voorwerp

HELDER VELD

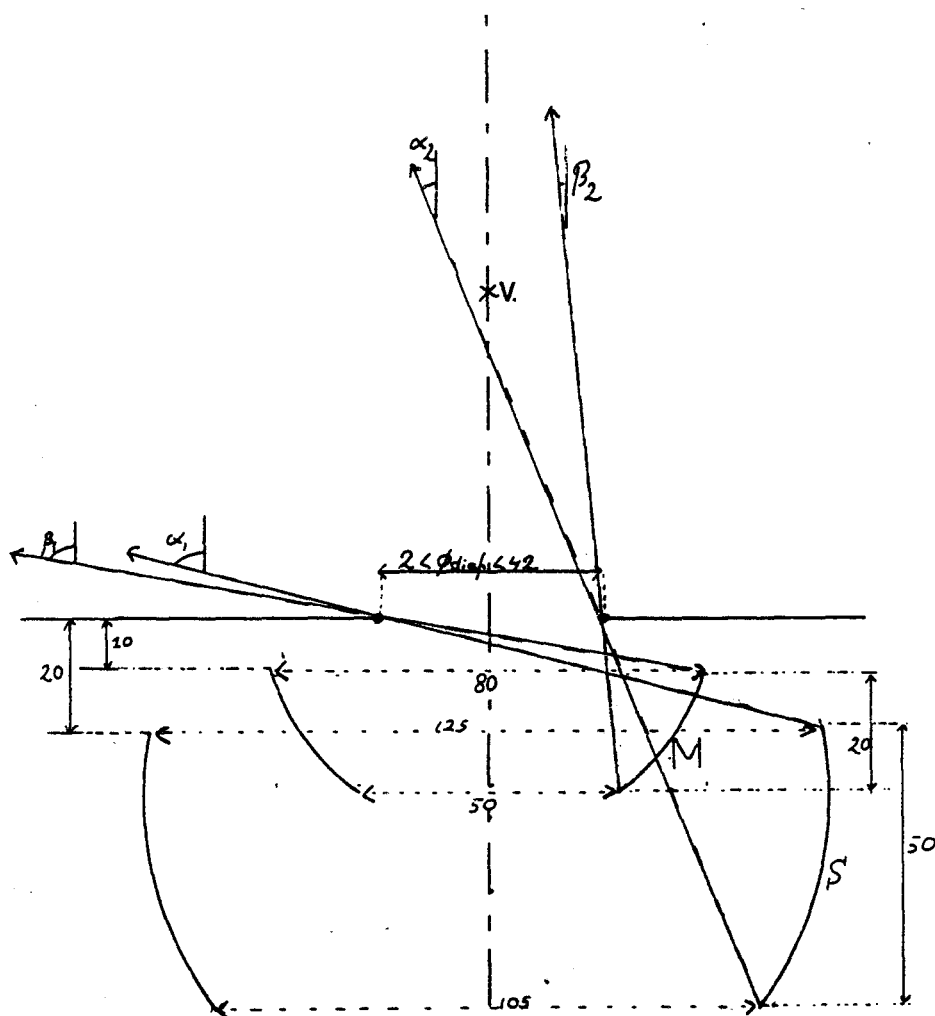
Tekening 3 geeft schematisch het belichtingsgedeelte weer met een aantal maten en afstanden zodat men een schatting kan maken van de hoeken die het licht met de optische as maakt indien het bij het voorwerp aankomt.

α = de de hoek tussen de optische as en het licht dat de spiegel (M zie tekening 1 en 3) verlaat en dat nog door het diafragma gaat;
 $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$ afhankelijk van de plaats van de spiegel waar het licht vandaan komt en van de plaats waar het door het diafragma gaat.

α wordt bepaald door de diameter van het diafragma.

β is de hoek die het licht maakt dat van de spiegel afkomt nog door het matglas gaat en ook nog door het diafragma, $\beta_1 < \beta < \beta_2$.

β wordt dus alleen bepaald door de diafragma stand.



De hoeken α_1 α_2 β_1 β_2 staan in tabel I en zoals wel te verwachten is gaat al het licht dat de spiegel verlaat en door het diafragma de behuizing van het belichtingsgedeelte ook door het matglas.

γ is de hoek die het licht maakt als het bij het voorwerp komt. γ is dus afhankelijk van de diafragma-stand EN van de afstand voorwerpdiafragma. De hoeken γ staan in tabel II voor verschillende afstanden en diafragma's.

Indien het licht het voorwerp bereikt maakt het een hoek met de optische as die kleiner is dan γ en groter dan α_1 , deze hoeken zijn bij verschillende afstanden en diafragma's in tabel III aangegeven.

tabel I
hoek in graden bij verschillende diafragma-openingen

	diafragma diameter (mm)				
	40	35	30	20	10
α_2	76	76	76	75	74
α_1	25	27	28	31	34
β_2	81	80	80	79	78
β_1	10	14	18	27	34

tabel II
max hoek (γ) waaronder het licht het voorwerp zou kunnen bereiken.

afstand tot; diafragma (mm)	diafragma diameter (mm)				
	40	35	30	20	10
50	22	19	17	11	6
40	27	24	21	14	7
30	31	30	27	18	9
25	39	35	31	22	11
20	45	41	37	27	14
10	63	60	56	45	27
5	76	74	72	63	45

tabel III
hoeken waartussen het licht het voorwerp bereikt.

afstand tot; diafragma (mm)	diafragma diameter (mm)				
	40	35	30	20	10
50	-	-	-	-	-
40	25-27	-	-	-	-
30	25-34	27-30	-	-	-
25	25-39	27-35	28-31	-	-
20	25-45	27-41	28-37	-	-
10	25-63	27-60	28-56	31-45	-
5	25-76	27-74	28-72	31-63	34-45

Men ziet dat in het geval van donker veld bij een grote diafragma opening (bijna) altijd licht op het voorwerp terecht komt maar dat als men dichterbij komt er meer licht op het voorwerp kan vallen. Bij een bepaalde afstand ziet men dat men het diafragma niet te klein kan maken anders valt er geen licht meer op de bel. Dit is geheel in overeenkomst met de metingen zoals die in hoofdstuk 4 staan.

APPENDIX 4

Inleidende metingen voor het bepalen van het verband tussen het fotocelsignaal en de voorwerpsgrootte.

Zoals al in hoofdstuk 6 bleek is het verband tussen de fotocelspanning en de belstraal bij een helderveldbelichting:

$$U_{f.c} = k_1 \cdot I_0(\gamma) \cdot (R^2 \text{ l e n s } - 0.98 R^2)$$

en bij donkerveldbelichting:

$$U_{f.c} = k_2 \cdot I_0(\gamma) \cdot R^2$$

γ is afhankelijk van het diafragma en de afstand voorwerp-diafragma.

Het is de bedoeling om het verband tussen $U_{f.c}$ en R te meten en wel in een helderveldbelichting in een donkerveldbelichting.

Voor ik aan de bellen ging meten heb ik eerst gemeten aan voorwerpen met een goed bepaald oppervlak: Zwarte en doorzichtige wrijfrondjes en glasparels. Ook de invloed van de stand van het diafragma, van de vergroting van de microscoop en van de belichtingsstand is bekeken.

Een zwart voorwerp ziet men in een helderveldbelichting als een zwart voorwerp (schaduw) op een heldere achtergrond. Hoe groter het voorwerp hoe groter de schaduw. Bij donkerveld is zowel het voorwerp als de achtergrond even zwart en ziet men geen verandering in voorwerpsgrootte. Een doorzichtig voorwerp ziet men bij een helderveldbelichting als een (donker)grijs voorwerp op een (licht)grijze achtergrond. Bij donkerveld ziet men een "lichtgevend" voorwerp op een zwarte achtergrond. Het contrast is hier dus veel beter.

De zelfde afbeelding vindt niet alleen plaats op het oog maar ook op de fotocel.

Om het verband tussen de fotocelspanning en de grootte van het voorwerp in een helderveldbelichting te bepalen zijn zwarte rondjes op een doorzichtige perspex plaat geplakt. Deze werden vervolgens m.b.v. de microscoop afgebeeld op de fotocel.

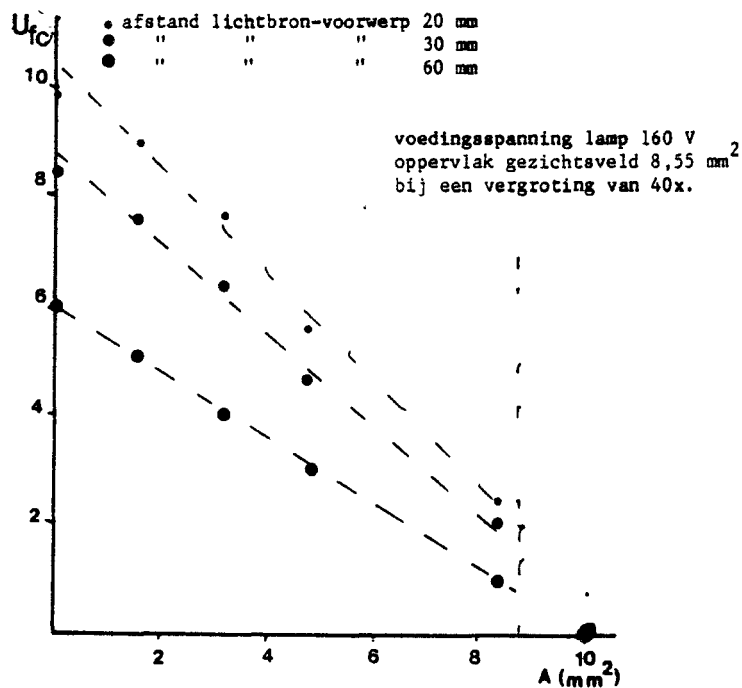
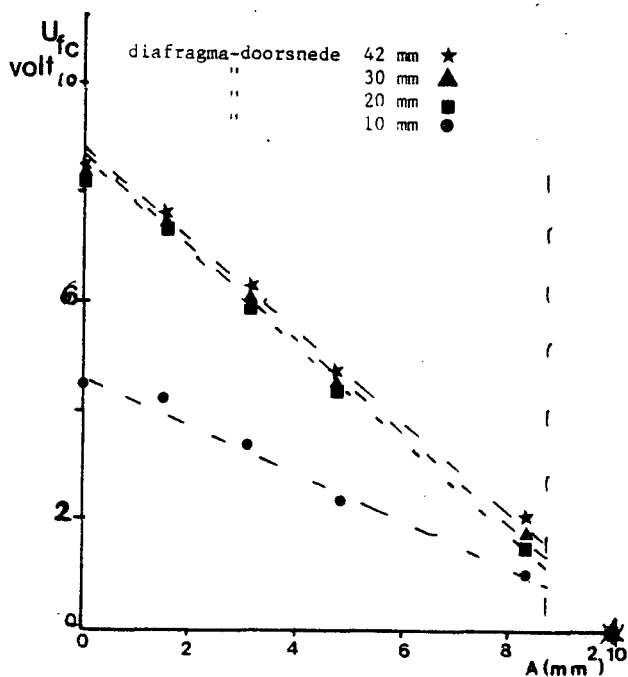
Om te controleren of het donkerveld deel in de belichting geen invloed heeft zijn de rondjes ook m.b.v. de donkerveldbelichting op de fotocel afgebeeld. De fotocelspanning verschilde nu echter niet van de spanning die overeenkomt met de achtergrondbelichting, ongeacht de grootte van het voorwerp, de diafragma stand of de afstand voorwerp-diafragma. De afstand voorwerp microscoop (objectief) is altijd dezelfde om het voorwerp scherp af te beelden. Bij de gebruikte vergroting (40x) is het gezichtsveld 3.3 mm. Voorwerpen groter dan 3.3 mm (8.55 mm²) zijn zo groot dat er geen licht meer in het oculair dus ook niet op de fotocel komt: De fotocelspanning is dan nul.

In de volgende twee figuren (1 en 2) is het verband tussende fotocelspanning en het oppervlak van de zwarte rondjes te zien. Met een verticale stippellijn is het oppervlak van het gezichtsveld aan gegeven. In beide figuren is met een stippellijn de lijn aangegeven die men

verkrijgt door een lineair verband door de meetpunten te fitten.
De resultaten van de fit staan in onderstaande tabel:

De bijdrage van het donkerveld in totaalveld zoals gemeten in paragraaf 4.3 is ook nog eens aangegeven. Het oppervlak van de rondjes is m.b.v. de microscoop en een oculair met schaalverdeling gemeten, $U(A=0)$ en de helling komen uit de fit en $A(U=0)$ is berekend uit die fit.

diafragma (mm)	afstand (mm)	$U(A=0)$ (V)	helling (V/mm^2)	oppervlak $U=0$ (mm)	bijdrage DV in TV %
42	30	8.78	$-.82 + .02$	10.7	65
30	30	8.74	$-.84 + .02$	10.4	30
20	30	8.69	$-.86 + .02$	10.1	0
10	30	4.68	$-.45 + .02$	10.4	0
42	20	10.42	$-.96 + .02$	10.9	78
42	30	8.78	$-.82 + .02$	10.7	65
42	60	6.02	$-.61 + .02$	9.9	28



Figuur 1: De fotocelspanning als functie van het oppervlak (A) bij een afstand voorwerp diafragma van 30mm en verschillende diafragma's (42 30 20 en 10mm).

Figuur 2: De fotocelspanning als functie van het oppervlak (A) bij een diafragma (42mm) en drie verschillende afstanden voorwerp-diafragma (20, 30 en 60mm).

Indien het diafragma kleiner wordt neemt de hoeveelheid licht af die op het voorwerp komt dus ook de hoeveelheid licht die in de lens komt. Maar de meetwaarden van de fotocelspanning bij de drie grootste diafragma's liggen zeer dicht bij elkaar terwijl in figuur 8 van paragraaf 4.3 de lichtintensiteit op de optische as als functie van de afstand bij verschillende diafragma's de lichtintensiteit sterk verandert als het diafragma verandert.

In figuur 2 ziet men dat als de afstand tot het voorwerp groter wordt de gevoeligheid (V/mm^2) afneemt zoals ook te verwachten valt daar de hoeveelheid licht op het voorwerp afneemt. In hoofdstuk 4.2 is aannemelijk gemaakt dat de gevoeligheid evenredig is met de belichtingssterkte.

Verder valt bij de fit op dat bij oppervlakken groter dan het oppervlak van het gezichtsveld een fotocelspanning ongelijk nul is. Het oppervlak waar de fotocelspanning nul wordt is $10 mm^2$ en daar hoort een diameter van $3.6 mm$ bij dus iets groter dan de diameter van het gezichtsveld ($3.3 mm$) die opgemeten is. Het grootste voorwerp dat ik heb afgebeeld had een oppervlak van $12 mm^2$ en daarbij werd altijd een fotocelspanning nul gemeten.

Er is een mogelijkheid dat het centrum van het rondje niet precies samenvalt met het centrum van het gezichtsveld waardoor het gezichtsveld niet geheel wordt afgedekt.

Om het verband tussen de fotocelspanning en het oppervlak van een voorwerp bij donkerveldbelichting te meten zijn er doorzichtige matte rondjes op de perspexplaat geplakt en m.b.v. de microscoop op de fotocel afgebeeld.

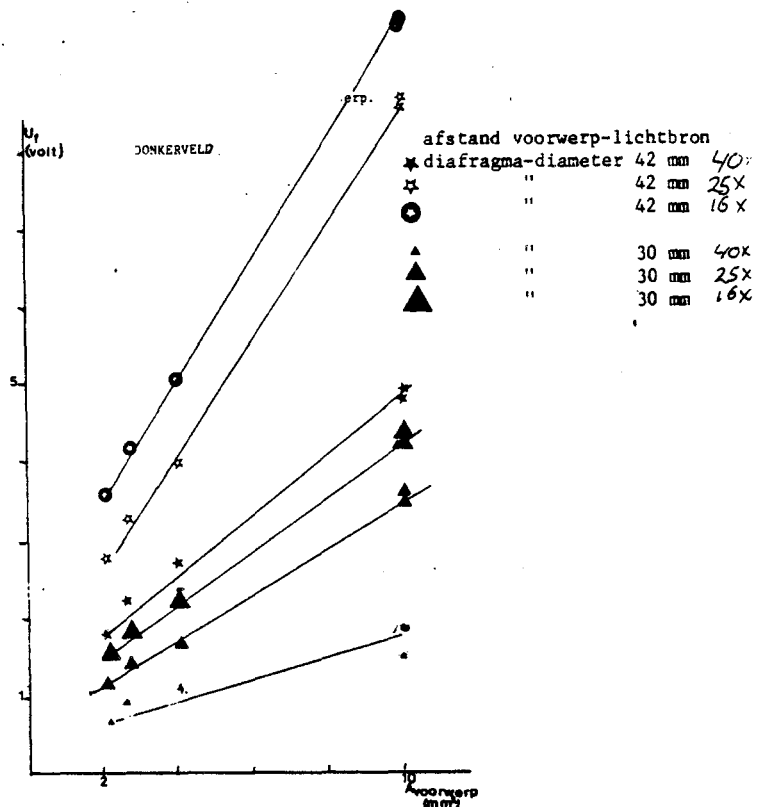
De afstand voorwerp diafragma was $25 mm$ en de afstand voorwerp objectief was weer $85 mm$. De grootte van het diafragma en de vergroting is gevarieerd. De microscoop belichting stond op de DV-stand. In onderstaande figuur staat weer de fotocelspanning als functie van het oppervlak uit. Het oppervlak van de rondjes is bepaald m.b.v. de microscoop en een geijkt raster in het oculair. De onnauwkeurigheid in het oppervlak is 4% , in de fotocelspanning $.01 Volt$.

Door de meetpunten is weer een rechte gefit die in de figuur is ingetekend.

De resultaten van die fit staan in de volgende tabel:

De gevoeligheid en $U(A=0)$ komen uit de fit.

diafragma (mm)	vergroting	gevoeligheid V/mm^2	$U(A=0)$ (V)
42 (=open)	40x	.37 +.03	0
42	25x	.76 +.06	0
42	16x	.83 +.08	0
30	40x	.11 +.01	0
30	25x	.30 +.03	0
30	16x	.39 +.04	0



Figuur 3: Fotocelspanning bij donkerveld belichting als functie van het oppervlak (A) van het voorwerp. Bij twee diafragma's (42 en 30mm) en drie vergrotingen (16x, 25x en 40x). De afstand voorwerp-diafragma is niet gewijzigd (25 mm).

De grens van het gezichtsveld verandert met de vergroting en is daarom niet meer in de figuur aangegeven.

In figuur 3 zijn door de meetpunten gefit. Of er een lineair verband tussen het oppervlak en de fotocelspanning is, is door het geringe aantal meetpunten niet eenduidig te zeggen. Men ziet wel dat als het diafragma kleiner wordt dat de fotocelspanning afneemt omdat er ook minder licht op het voorwerp valt.

Ook ziet men dat de lichtgevoeligheid (de hoeveelheid licht die de lens doorlaat) verandert met de vergroting. (De gevoeligheid verandert met de vergroting.)

In deze figuur zijn de resultaten bij diafragma's kleiner dan 30 mm niet weer gegeven omdat de fotocelspanning dan zeer laag is. Dit klopt ook aangezien bij een afstand van 25 mm en diafragma's kleiner dan 20 mm er bijna geen licht meer op het voorwerp valt. (Zie hoofdstuk 4.3)

Tot nu toe zijn er twee dimensionale voorwerpen afgebeeld op de fotocel. Het is de bedoeling om straks luchtbellens in water af te beelden. Daarom is als tussenstap glasparsels afgebeeld. De glasparsels zijn makkelijk in vele verschillende groottes te verkrijgen en de grootte van de parel is goed te bepalen. Een luchtbel aan een cappillair in water is niet geheel rond, het cappillair verstoort de bel. Bij een belstraal ongeveer gelijk aan de straal van het cappillair zou de bel zo weinig op een bol kunnen lijken dat er een ander verband is dan bij grote belstralen. Bij de glasparsels heeft men hier geen last van.

De oppervlaktes van de tot nu toe gebruikte rondjes varieert tussen de 2 en 10 mm². De oppervlakte van de doorsnede van de bel varieert tussen de .2 en .8 mm². De glaspereis die hier gebruikt worden variëren tussen de .6 en 3.5 mm² en vullen dus het gat tussen de rondjes en de bellen.

In de volgende figuur staat de fotocelspanning uit als functie van het oppervlak van de doorsnede van de glaspereis (πR^2).

De afstand diafragma-voorwerp was 20 mm, de vergroting 40 x en de voedingsspanning van de lamp 160 Volt.

Het diafragma is wel veranderd net als de manier van belichten van de pereis.

Er is zowel met donkerveld als bij helderveld gewerkt.

De resultaten bij donkerveld bij kleine diafragma's zijn niet ingetekend omdat de fotocelspanning dan te klein is.

Bij donkerveld bestaat een lineair verband tussen de fotocelspanning en het oppervlak van de pereis zoals ook verwacht wordt. Alle metingen zijn later herhaald en leveren een (bijna) identieke rechte op. (eerste meting getrokken lijn herhaling gestreept)

Bij de metingen in de HV-stand zien we dat bij kleine diafragma's, waar de bijdrage van het donkerveld verwaarloosbaar is, dat de fotocelspanning afneemt met het oppervlak van de pereis. Wordt het diafragma groter en daarmee de bijdrage van het donkerveld (zie paragraaf 4.3 figuur 4) dan wordt de helling minder negatief totdat die bij het grootste diafragma zelfs positief wordt.

Tenslotte is de spreiding van de meetpunten om de rechte veel groter dan bij donkerveld.

Een herhaling van de meting levert weliswaar dezelfde rechte op maar de spreiding blijft. Er zijn zelfs meetpunten die 10% van de rechte liggen. Ook nu zijn weer rechten door de meetpunten gefit.

De resultaten staan in de volgende tabel.

De gevoeligheid en de waarde van de fotocelspanning bij A=0 (geen voorwerp) zijn afkomstig uit de fit, De bijdrage van DV in TV uit figuur 11 in hoofdstuk 4.3.

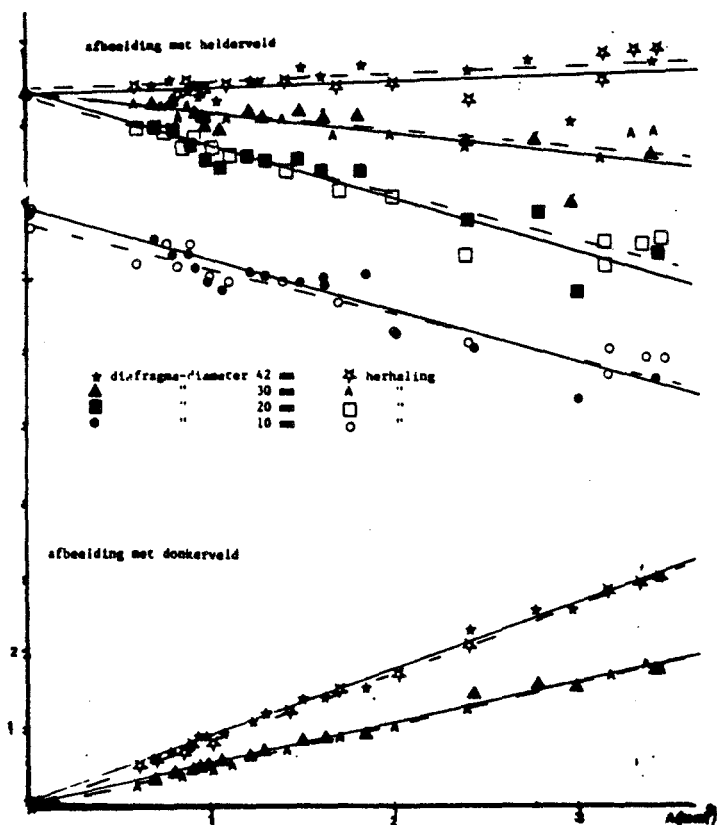
afstand 20mm voeding 160 V

Helderveld

diafragma (mm)	gevoeligheid (V/mm ²)	U(A=0) (V)	percentage donkerveld in de belichting
42	.069 ±.003	9.47	78
42	.066 ±.003	9.41	78
30	-.21 ±.01	9.35	58
30	-.29 ±.02	9.41	58
20	-.63 ±.03	9.31	2
20	-.68 ±.03	9.38	2
10	-.58 ±.03	7.69	-
10	-.67 ±.03	7.84	-

Donkerveld

diafragma (mm)	gevoeligheid (V/mm ²)	U(A=0) (V)	percentage donkerveld in de belichting
42	.87 +.02	.04	100
42	.88 +.02	-.08	100
30	.55 +.02	.01	100
30	.53 +.02	.04	100



afbeelding van glasperele n.b.v. de microscoop.
 vergroting 40 x
 voedingspanning lamp 160 V
 afstand parel - lamp 20 mm

figuur 4: Fotocelspanning als functie van het oppervlak van de op de fotocel afgebeelde glasperele. Er is zowel bij HV als bij DV gewerkt en bij verschillende diafragma's (42, 30, 20 en 10mm). Alle metingen zijn herhaald. De getrokken lijn is de eerste meting de gestreepte de tweede.

appendix 5

Heldere en donkere ringen in de bel.

Als men door de microscoop naar de bel kijkt ziet men in de bel donkere en heldere ringen elkaar afwisselen. Ik zal proberen deze aan-nemelijk te maken.

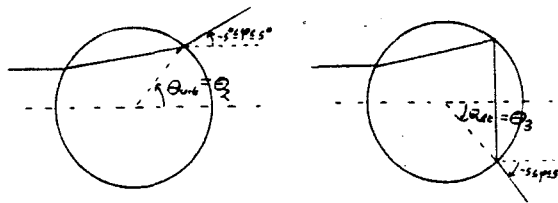
Er zal overal licht de bel verlaten maar op sommige plaatsen zal het licht dat de bel verlaat in de lens komen (de heldere ringen) en op andere plaatsen komt het licht niet in de lens (de donkere ringen). Het is dus niet zo dat er op de donkere ringen geen licht de bel verlaat. Het komt alleen niet in de lens van de microscoop terecht.

M. b. v formule (6) uit paragraaf 6.2 kan men ook de hoek θ_{uit} uitrekenen waar het licht de bel verlaat wat in de lens komt. Dus wat men ziet indien men door de microscoop kijkt.

Voor $N=1$ $87.5^\circ \leq \theta_1 \leq 90^\circ$.

Dit is dezelfde hoek als waar de straal de bel treft omdat er bij $N=1$ alleen sprake is van reflectie.

- $N=2$ $-12.4^\circ \leq \theta_2 \leq 12.4^\circ$
- $N=3$ $+37.9^\circ \leq \theta_3 \leq +49.2^\circ$
- $N=4$ $+41.3^\circ \leq \theta_4 \leq +51.8^\circ$
- $N=5$ $+42.3^\circ \leq \theta_5 \leq +52.6^\circ$
- $N=6$ $+47.8^\circ \leq \theta_6 \leq +53.0^\circ$

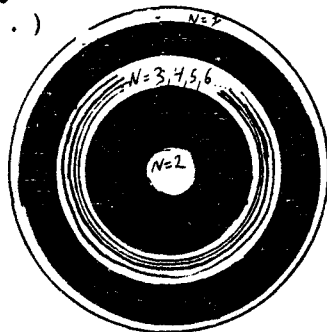


Integenstelling tot de invallende bundel is de intensiteit van deze ringen gevormd door het uit de bel uittredende licht dat in de lens valt niet egaal.

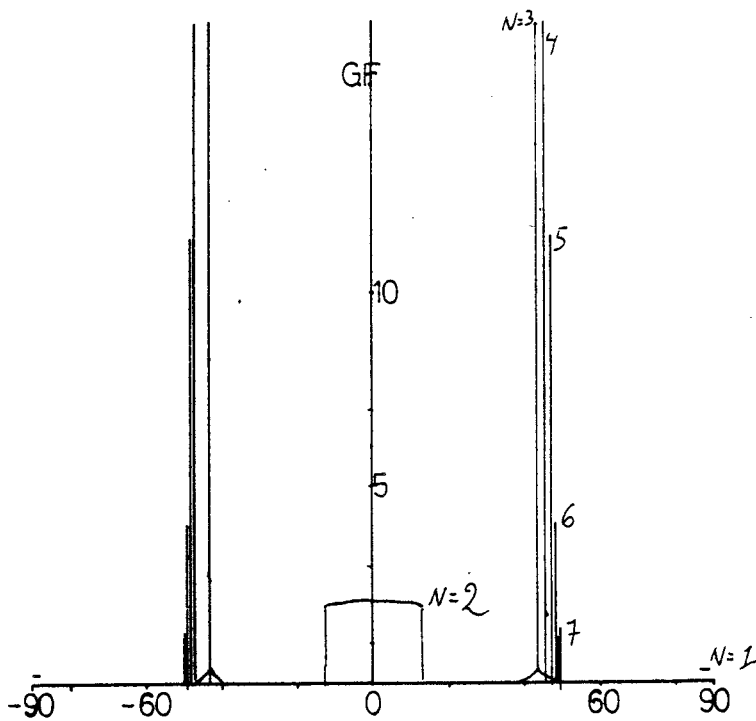
$$I = I_0 \cdot (R/r)^2 \cdot G \cdot F$$

Men kan nu laten zien dat bij $N=2$ de vlek bijna egaal is ($G \cdot F=2$) En dat bij $N=1$ een egale ring hoort, maar dat bij $N>2$ het licht voor-namelijk bij een bepaalde hoek θ_{uit} de bel verlaat.

Zie ook figuur 2 waarin $G \cdot F$ als functie van de hoek θ_{uit} uit-staat. (θ_{uit} geeft de plaats aan waar het licht de bel verlaat en komt dus afhankelijk hoe vaak het licht in de bel reflecteert overeen met $\theta_1 \theta_2 \dots$)



figuur 1: Dit ziet men door de microscoop. Een egale heldere vlek in het midden en daaromheen een aantal (dunne) scherpe ringen. De dunne ringen liggen soms zodicht bijelkaar dat men maar nauwelijks ziet dat het meerdere ringen zijn.



Figuur 2: De factor $G.F$ die de (relatieve) sterkte van het uittredeende licht aangeeft, als functie van θ_{uit} .

Als men bij een schuin invallende bundel licht (donker veld) door de lens (microscop) kijkt ziet men een donkere schijf (de bel) met daarin een aantal heldere ringen. De plaats van deze ringen kan men aangeven door de hoek θ_{uit} die de plaats aan geeft waar het licht (dat in de lens komt) de bel verlaat. (Let op θ_{uit} geeft alleen de plaats aan waar licht dat in de lens komt de bel verlaat en dus een hoek met de optische as maakt die kleiner of gelijk aan de halve openingshoek van de lens is. Overal verlaat licht de bel in voorwaartse richting maar dat komt niet in de lens en dat "zien" we dan ook niet en is dus verder niet interessant. De hoeken die wel interessant zijn worden voornamelijk door de openingshoek van de lens bepaald.

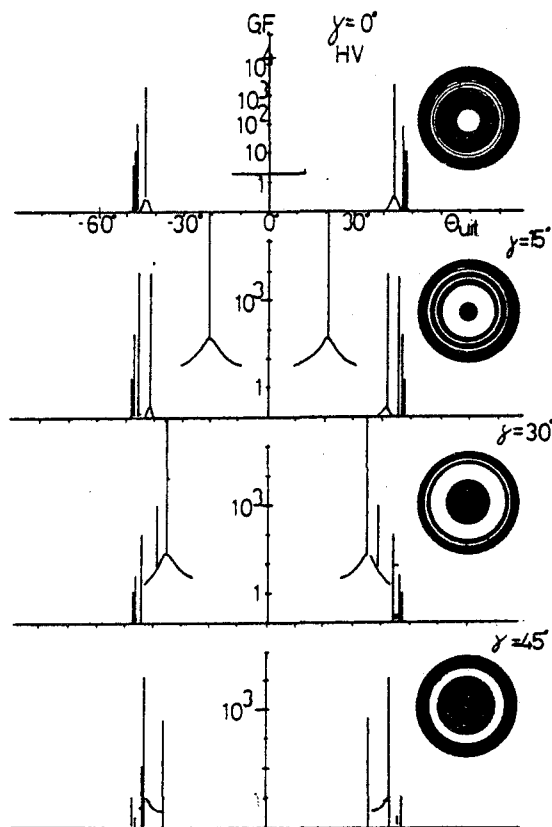
In de volgende figuur (3) staat horizontaal θ_{uit} uit en verticaal een (relatieve) maat voor de intensiteit van het licht $G.F.$.

$$I = I_0 \cdot (R/r)^2 \cdot G.F$$

$r = 85 \text{ mm}$ de werkafstand van de microscoop.

$0.1 \text{ mm} < R < 0.5 \text{ mm}$ de afmetingen van de bel.

$1.4 \cdot 10^{-6} < (R/r)^2 < 3.5 \cdot 10^{-5}$



Figuur 3: G.F als functie van θ_{uit} bij verschillende hoeken met de optische as waaronder het licht de bel invalt.

Men ziet bij $\gamma=0$ (H.V) een heldere vlek in het midden en een aantal concentrische circels er omheen.

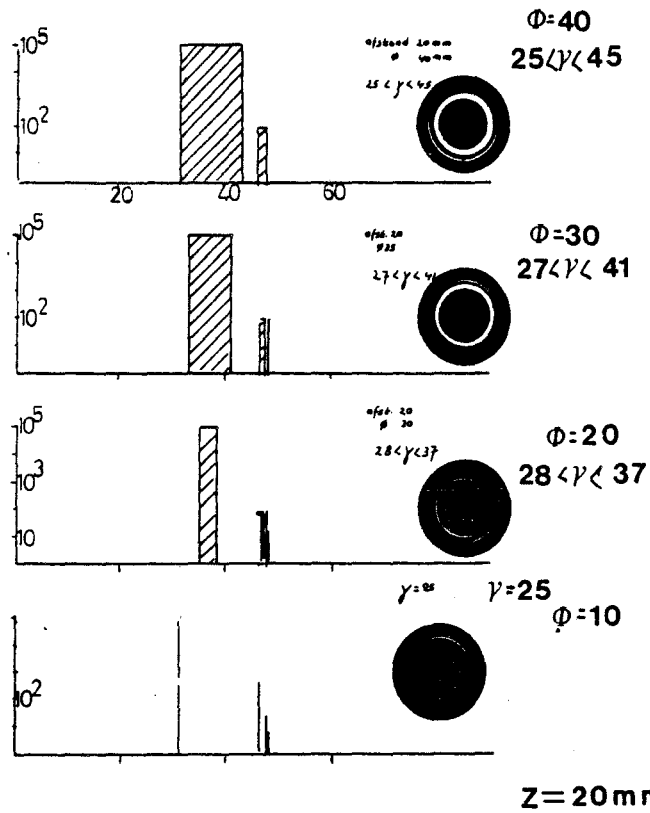
Als γ groter wordt schuift de vlek op naar de buitenkant waardoor het dus een ring wordt en neemt ook de breedte van de ring af en wordt het steeds meer een delta-achtige piek bij een bepaalde hoek θ_{uit} .

Nogmaals moet worden opgemerkt dat dit voor een bepaalde openingshoek van de lens is uitgerekend. Zou de openingshoek groter zijn dan zouden de circels breder zijn en bij zeer grote openingshoeken zouden ze op elkaar aansluiten of zelfs overlappen tot dat er een hele heldere vlek overblijft.

Zoals al eerder bij de beschrijving van het door ons gebruikte apparaat is gebleken werken we nooit bij een bepaalde hoek γ maar bestaat de kegelvorm bij DV uit een verzameling hoeken (Zie appendix 3) $\gamma_0 - \Delta\gamma < \gamma < \gamma_0 + \Delta\gamma$. De hoek γ en de verbreding $\Delta\gamma$ kan men instellen m.b.v. het diafragma en de afstand bel diafragma.

In de volgende grafiek staat horizontaal weer θ_{uit} uit en verticaal weer G.F. Maar nu is de diameter van het diafragma de parameter. De afstand tot het diafragma is onverandert gelaten (20 mm). De hoeken γ zijn reeds eerder (appendix 3) geschat.

Men ziet dat als het diafragma kleiner wordt er minder hoeken "meedoen" en dat de ringen dan dunner worden.



figuur 4: G.F als functie van θ_{uit} bij verschillende diafragmastanden. Van boven naar onder wordt het diafragma steeds kleiner. Let ook op de schaal van de verticale as.

APPENDIX 6

Regenbogen in de bel ?

De brekingsindex van water is afhankelijk van de golflengte van het licht. Verschillende kleuren licht zullen dus iets anders aan het grensvlak lucht-water en aan het grensvlak water-lucht breken. Indien de bel met "wit" licht afgebeeld zal worden zal men dus regenbogen aan de randen van de bel verwachten.

Tot nu toe is met een brekingsindex van $n = 1/0.75 \approx 1.333333$ (overeenkomend met de brekingsindex van gelig licht) gerekend. Maar de brekingsindex varieert tussen 1.33 en 1.34 afhankelijk van de golflengte van het licht.

IK zal uitrekenen dat licht dat onder dezelfde hoek θ_1 de bel bereikt; afhankelijk van de golflengte op een andere plaats (aangegeven door $\theta_{SN}(\lambda)$) en onder een andere hoek met de optische as ($\varphi_N(\lambda)$) de bel verlaat. Het witte licht zal dus in verschillende kleuren uiteendivergeren waardoor we dus een kleurschifting verwachten.

Het is nu afhankelijk van het scheidend vermogen van de microscoop of we deze kleurschifting ook zien. IK zal uitrekenen dat de kleurschifting zo gering is bij deze kleine luchtbelllen het scheidend vermogen van deze microscoop ontoereikend is om "regenbogen" in de bel te zien.

θ_N is de hoek waar het licht de bel verlaat, φ_N is de hoek die de lichtstraal dan maakt met de optisch as. Indien $-5^\circ < \varphi_N < 5^\circ$ zal het licht door de lens worden ingevangen. N is het aantal malen dat de lichtstraal aan een lucht-water overgang breekt of reflecteert. δ_1 is de hoek van inval die de invalende straal maakt met de normaal van het eerste oppervlak en δ_r is de daarbij horende gebroken hoek.

In het geval van helderveld geldt:

$$\delta_r = \arcsin(n_w \sin \delta_1)$$

$$\varphi_N = 2(N-1)\delta_r - 2\delta_1 - (N-2)\pi$$

$$\theta_N = 2(N-1)\delta_r - \delta_1 - (N-2)\pi$$

$$\Delta\theta_N = \theta_N(n=1.34) - \theta_N(n=1.33) = 2(N-1)(\arcsin(1.34\sin\delta_1) - \arcsin(1.33\sin\delta_1))$$

en

$$\Delta\varphi_N = \Delta\theta_N$$

Het scheidend vermogen van de microscoop is 5×10^{-6} m d.w.z dat als de "afstand" op de bel $= \Delta\theta_N \times R_{\text{bel}}$ groter is dan 5×10^{-6} m dat men dan rode en blauwe stralen van elkaar kan onderscheiden. Dat betekent dat als $R = 500 \times 10^{-6}$ m dat $\Delta\theta_N > .54^\circ$ moet zijn.

N	θ_1	$\Delta\theta_N$
2	0	0
2	5	0.1
3	43	3.8
4	46.5	10.0
5	47.5	19.3

De verschuiving van het licht bij $N=2$ is dus kleiner dan men met de microscoop kan waarnemen. Maar bij $N \rightarrow 3$ zou men de verschuiving wel kunnen zien ware het niet dat de intensiteit van deze ringen zeer laag is en men de ringen zeer slecht waarneemt. Men ziet door de microscoop dus geen kleurenschifting.

APPENDIX 7

De signaalverwerking

Electronica schema's

Het fotocelsignaal bevat informatie over de belgrootte (zie hoofdstuk 4 en 5) en door dit signaal te combineren met het druksignaal (hoofdstuk 7) is het mogelijk om momentaan de oppervlaktespanning van een pulserende bel te bepalen (zie hoofdstuk 8).

Hier toe is electronica ontworpen en gebouwd.

Dit is in hoofdstuk 5.4, 7.4 en 8.3 schematisch besproken. In deze appendix staan de technische electronica schema's zoals de schakelingen gebouwd zijn. In deze schema's zijn naar aanleiding van testmetingen meermaals veranderd. De schema's die hier zijn afgedrukt dateren van 7 januari 1987. Voor de pulsatorsturing (hoofdstuk 9) is slechts een ontwerp gemaakt maar dit is nog niet gerealiseerd. Omdat tijdens het bouwen en uittesten de schakeling nog zal veranderen is dit schema in dit verslag niet opgenomen.

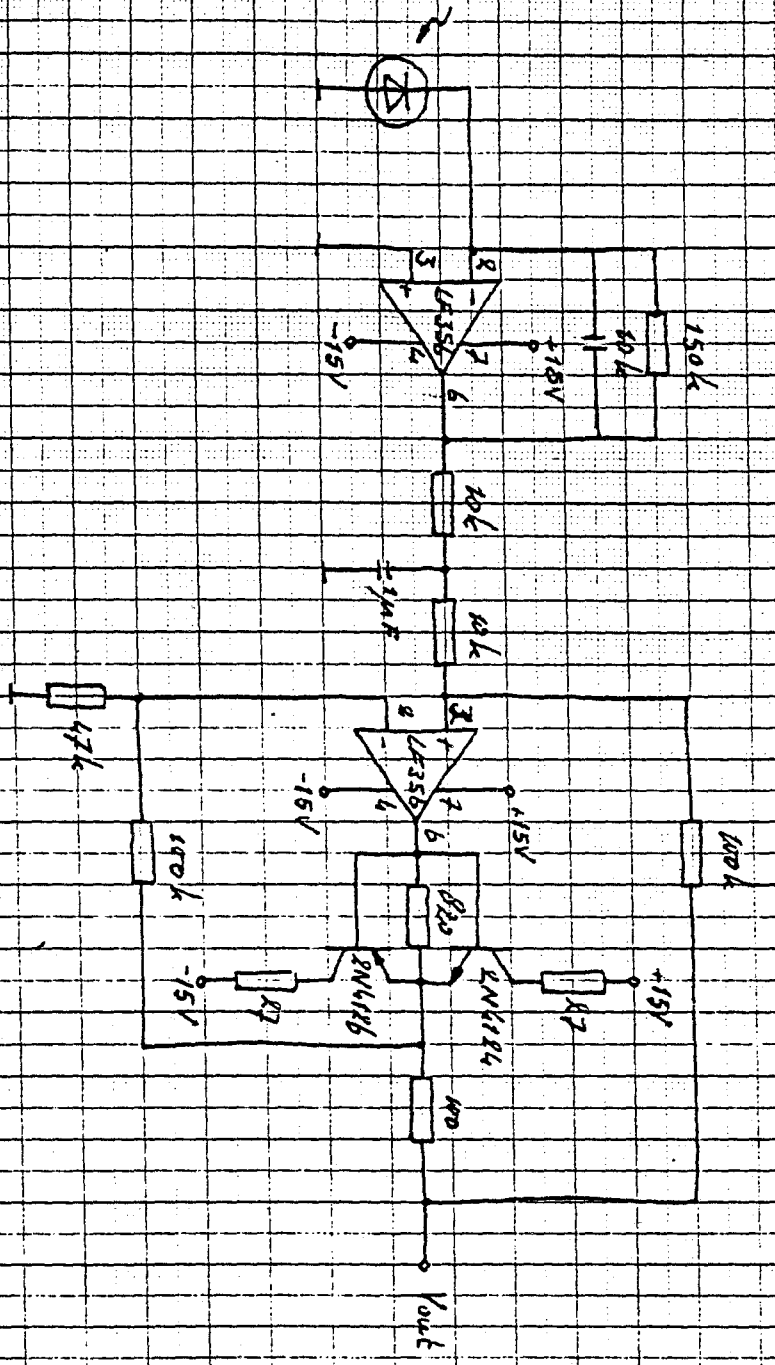
Schema 1, 2 en 3 vormen samen de verwerking van het fotocelsignaal (ingangssignaal schema 1) tot een signaal dat op een display en een uitgang de grootte van de belstraal en het beloppervlak aangeeft (uitgang schema 3). Zie hoofdstuk 5.4.

Schema 4 is de verwerking van het druksignaal (hoofdstuk 7.4).

Schema 5 combineert de uitgangssignalen van schema 3 en 4 tot een oppervlaktespanningssignaal (hoofdstuk 8.3).

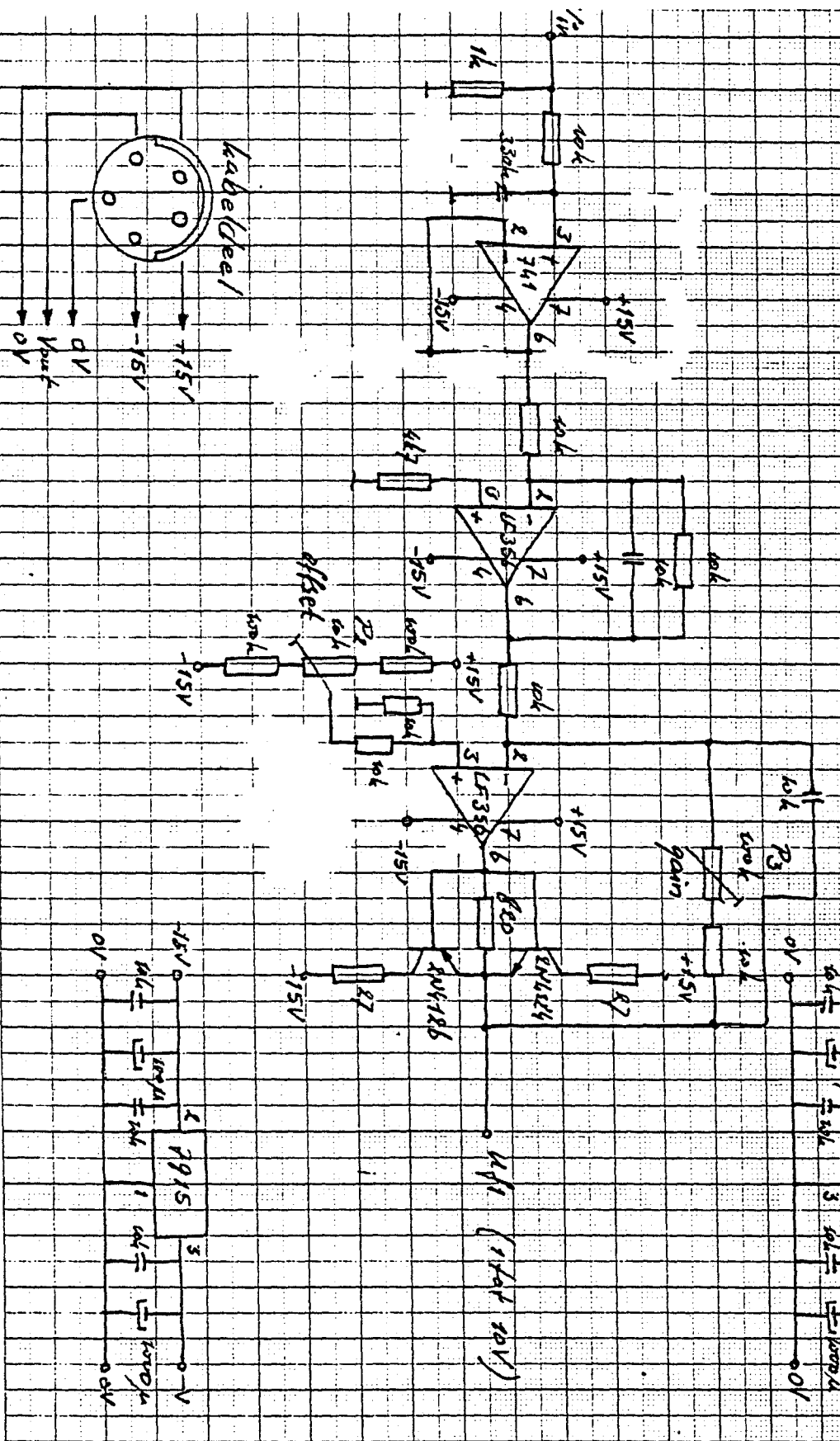
Schema 6 is de voeding van het geheel.

Loarperstøtkeker Anordning:



07/02/187

Fotoversterker



0710187

