

Lokale beschrijving van tweefasenstroming in een bellenkolom

Experimenten met behulp van
glasvezelprobes en druksensoren

R.O. Blad

afstudeerverslag

Technische Universiteit Delft
Faculteit der Technische Natuurkunde

augustus 1993

Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie
Prins Bernhardlaan 6
2628 BW DELFT

Hoogleraar: prof.dr.ir. H.E.A. van den Akker
Begeleiders: ir. J.S. Groen
dr. R.F. Mudde

SAMENVATTING

In dit onderzoek zijn metingen verricht aan de tweefasenstroming in een bellenkolom. Voor deze metingen is gebruik gemaakt van twee verschillende glasvezelprobes, namelijk een éénpunts- en een vierpuntsprobe, en van druksensoren. Met de glasvezelprobes is de lokale hold-up, de lokale gassnelheid en de lokale beldiameter bepaald. Met de druksensoren is getracht de vloeistofsnelheid aan de wand te meten.

De metingen met de optische probes zijn verricht in een kolom met een binnendiameter van 38.4 cm. De gemeten waarden voor de hold-up en de gassnelheid nemen af als de radiale afstand toeneemt.

Overeenkomstig de resultaten uit de literatuur is zowel de lokale hold-up als de lokale gassnelheid afhankelijk van de radiale afstand. Naarmate de probe dichterbij de wand komt, neemt de waarde voor de lokale hold-up en de lokale gassnelheid af.

Uit de resultaten blijkt dat de gemeten hold-up profielen afhankelijk zijn van de oriëntatie van de probe. Op deze manier is aangetoond dat aan de wand de bellen ook omlaag bewegen, terwijl in het midden van de kolom de bellen slechts omhoog gaan. Het optreden van duidelijke circulatielussen is met deze metingen echter niet aangetoond.

Uit bovenstaande metingen volgt verder dat de hold-up in de buurt van de wand onderschat en de gassnelheid in de buurt van de wand door de glasvezelprobes overschat wordt.

De resultaten verkregen met de glasvezelprobes zijn vergeleken met de theoretische modellen van Ueyama en Miyauchi (1979) en Geary en Rice (1992). Het model van Geary en Rice (1992) komt overeen met de gemeten waarden, terwijl voor het model van Ueyama en Miyauchi (1979) dit niet het geval is.

Met behulp van de kruiscorrelatiefunctie tussen de signalen van twee druksensoren is getracht een indruk te krijgen voor de vloeistofsnelheid in de buurt van de wand. In plaats van negatieve tijdsverschuivingen, wat overeenkomt met neerwaarts stromende vloeistof, zijn positieve tijdsverschuivingen, wat overeenkomt met opwaarts stromende vloeistof, gemeten. Dit is niet in overeenstemming met de literatuur en met de resultaten van LDA-metingen, die verricht zijn in dezelfde kolom.

SUMMARY

In this project research has been done on two-phase flow in a bubble column. Use has been made of two different kinds of optical probes, that is a one-point- and a four-point glass fiber probe, and of pressure transducers. The optical probes have been used to determinate the local gas hold-up, gas velocity and bubble diameter. From the signals the pressure transducers it has been tried to obtain an indication of the liquid velocity near the wall.

The measurements with the optical probes have been done in a column with an inner diameter of 38.4 cm. The measurements with the pressure transducers have been done in the afore-said column and in a column with an inner diameter of 15 cm.

In accordance with the results from literature the local hold-up as well as the local gas velocity appears to be dependent of the radial distance. The values of the hold-up and gas velocity decrease when the radial distance increases.

The measurement results show that the hold-up profile is dependent on the orientation of the probe. In this way it is pointed out that near the wall bubbles are also moving downwards, while in the center the bubbles only move upwards. The existence of distinguished circulation-loops was not proved by these measurements.

The results mentioned above also indicate that near the wall the hold-up is underestimated and the gas velocity is overestimated by the glass fiber probes.

The results mentioned above have been compared with the theoretical models of Ueyama and Miyauchi (1979) and Geary and Rice (1992). The model of Geary and Rice (1992) agrees with the measurements. This is not the case for the model of Ueyama and Miyauchi (1979).

By using the cross correlation function of the signals of two pressure transducers it has been tried to obtain an indication of the liquid velocity near the wall. In stead of negative time-shifts, which indicate downward flowing liquid, positive time-shifts, which indicate upward flowing liquid, have been measured. This is not in accordance with literature and measurements done with LDA in the same column.

INHOUDSOPGAVE

SAMENVATTING	i
ABSTRACT	ii
INHOUDSOPGAVE	iii
SYMBOLENLIJST	v
VOORWOORD	ix
1. INLEIDING	1
2. MODELLERING VAN TWEEFASENSTROMING IN EEN BELLENKOLOM	3
2.1. Inleiding	3
2.1.1. Basisbegrippen en definities	3
2.1.2. Eenvoudige modellering	6
2.2. De energiebalans-methode	7
2.2.1. Het model van Whalley en Davidson	7
2.2.2. Het model van Joshi en Sharma	8
2.2.3. Het model van Zehner	9
2.3. De impulsbalans-methode	10
2.3.1. Het model van Ueyama en Miyauchi	11
2.3.2. Het model van Geary en Rice	14
3. MEETMETHODEN	18
3.1. De optische probes	18
3.1.1. De éénpuntsprobe	18
3.1.2. De vierpuntsprobe	19
3.2. De druksensoren	21
3.2.1. De meetmethode	21
3.2.2. Signaalverwerking	23
4. MEETOPSTELLING EN MEETAPPARATUUR	27
4.1. De kolommen	27
4.1.1. De 40 cm-kolom	27
4.1.2. De 16 cm-kolom	29
4.2. De optische probes	29
4.2.1. De éénpuntsprobe	29
4.2.2. De vierpuntsprobe	30
4.3. De druksensoren	30

5. MEETRESULTATEN	32
5.1. De éénpuntsprobe	32
5.2. De vierpuntsprobe	34
5.2.1. De lokale hold-up	35
5.2.2. De lokale gassnelheid	36
5.2.3. De lokale beldiameter	38
5.2.4. De meettijd en het totaal aantal bellen	38
5.3. Aanvullende metingen	39
5.3.1. De vierpuntsprobe aangesloten op de elektronica van de éénpuntsprobe	39
5.3.2. De vierpuntsprobe 180° gedraaid	40
5.3.3. De éénpuntsprobe 180° gedraaid	40
5.4. De druksensoren	40
5.4.1. De drukmetingen in de 40 cm-kolom	41
5.4.2. De drukmetingen in de 16 cm-kolom	42
6. DISCUSSIE	46
6.1. De optische probes	46
6.1.1. De lokale hold-up	46
6.1.2. De lokale gassnelheid	47
6.1.3. De lokale beldiameter	49
6.2. De druksensoren	49
6.2.1. De 40 cm-kolom	49
6.2.2. De 16 cm-kolom	50
7. CONCLUSIES	52
8. AANBEVELINGEN	53
8.1. De kolom	53
8.2. De optische probes	53
8.3. De druksensoren	54
REFERENTIES	55
APPENDICES	57
APPENDIX A. THEORETISCHE AFLEIDINGEN	58
APPENDIX B. IJKLIJNEN	65
APPENDIX C. MEETRESULTATEN	69

SYMBOLENLIJST

symbool	verklaring	eenheid
A	oppervlakte van een dwarsdoorsnede	m ²
A	het punt waar de maximale vortciteit optreedt	-
AT	acceptatietolerantie	-
a	meetwaarde	-
\bar{a}	gemiddelde meetwaarde	-
C	constante	-
C ₀	verdelingsparameter	-
d	beldiameter	m
d _c	gecorrigeerde schatting van de beldiameter	m
d _u	ongecorrigeerde schatting van de beldiameter	m
E _{dis, zog}	energie gedissipeerd in het zog achter de bellen	W
E _i	inkomende energiestroom	W
E _{kin, ↑}	kinetische energie van de omhoog stromende vloeistof	W
E _{kin, ↓}	kinetische energie van de neerwaarts stromende vloeistof	W
F	constante	-
F _s	slipkracht (vector)	N
f	functie	-
f	frequentie	Hz
f _k	discrete frequentie	Hz
f _N	Nyquist-frequentie	Hz
G	constante	-
g	zwaartekrachtsversnelling	m/s ²
g	zwaartekrachtsversnelling (vector)	m/s ²
H	onbegaste hoogte	m
H _D	begaste hoogte	m
h	hoogte van de circulatiecel	m
I	vermogen van het gereflecteerde licht	W
I(φ)	functie	-
I ₀	vermogen van het ingezonden licht	W
J ₀	functie	-
J ₁	functie	-
j	index	-
K	probeconstante	-
k	index	-
k ₂	constante	1/m ⁴
k ₂ [*]	dimensieloze constante	-
l	menglengte	m
l _B	menglengte veroorzaakt door het zog van de bellen	m
l _w	menglengte veroorzaakt door de wand	m
m	constante	-
N	totaal aantal meetwaarden	-
n	index	-
n _d	aantal segmenten	-
n _r	brekingsindex van de glasvezel	-
n _m	brekingsindex van het omringende medium	-

p	druk	Pa
p^*	dimensieloze drukgradient	-
q	dikte van de laminaire grenslaag	m
r	radiale coördinaat	m
r_{kr}	kritische straal	m
r_v	afstand tussen korte en lange glasvezel bij de vierpuntsprobe	m
\hat{R}_{xx}	schatting voor de autocorrelatiefunctie ("unbiased")	
\hat{R}_{xx}^c	schatting voor de circulaire autocorrelatiefunctie	
\hat{R}_{xx}^s	schatting voor de circulaire autocorrelatiefunctie (N nullen toegevoegd)	
R_B	straal van de bel	m
R_f	straal van de glasvezel	m
R_k	straal van de kolom	m
R	radiale component van de dimensieloze stroomfunctie	-
R'	eerste afgeleide van R	-
R''	tweede afgeleide van R	-
\hat{S}_{xx}	schatting voor de autospectrale dichtheidsfunctie	
s	lengteverschil tussen de lange en de korte glasvezel bij de vierpuntsprobe	m
\bar{s}	gemiddeld lengteverschil	m
T	tijdsduur	s
T_r	totale tijdsduur	s
T_{max}	tijdsduur van de langste puls	s
T_1	tijdsduur van de puls van de langste glasvezel	s
t	tijd	s
\bar{t}	gemiddeld aanpriktijd van de korte probes	s
t_1	tijdstip	s
t_0	willekeurig tijdstip	s
u	karacteristieke snelheid	s
$u_{b\infty}$	stijgsnelheid van een enkele bel in een oneindig medium	m/s
u_c	circulatiesnelheid	m/s
u_g	lokale gassnelheid	m/s
\mathbf{u}_g	lokale gassnelheid (vector)	m/s
$u_{g,c}$	gecorrigeerde schatting van lokale gassnelheid	m/s
$u_{g,u}$	ongecorrigeerde schatting van de lokale gassnelheid	m/s
\bar{u}_g	oppervlakte-gemiddelde gassnelheid	m/s
u_l	lokale vloeistofsnelheid	m/s
\mathbf{u}_l	lokale vloeistofsnelheid (vector)	m/s
$u_{l,w}$	vloeistofsnelheid aan de wand	m/s
$u_{l,i}$	vloeistofsnelheid in het gebied zonder bellen	m/s
u_q	maximale neerwaartse vloeistofsnelheid	m/s
u_r	radiale component van de vloeistofsnelheid	m/s
u_s	slipsnelheid	m/s
u_z	axiale component van de vloeistofsnelheid	m/s
u_w	wrijvingssnelheid	m/s
\bar{U}_{dr}	gemiddelde driftflux	m/s
\bar{U}_g	superficiële gassnelheid	m/s
\bar{U}_g	gemiddelde superficiële gassnelheid	m/s

$U_{g,t}$	superficiële gassnelheid in het gebied van neerwaarde vloeistofstroming	m/s
U_1	superficiële vloeistofsnelheid	m/s
X	Fourier-getransformeerde van x	-
x	meetwaarde	-
\bar{x}	gemiddelde meetwaarde	-
x_a	acceptatiestraal	m
y	afstand van de wand	m
z	axiale coördinaat	m
z^*	dimensieloze axiale coördinaat	-
Z	axiale component van de dimensieloze stroomfunctie	-
Z'	eerste afgeleide van Z	-
Z''	tweede afgeleide van Z	-

Griekse symbolen

α	correctiefactor voor de belvorm	-
β	functie	-
γ	functie	-
δ	afstand	m
δu_g	fout in de oppervlakte-gemiddelde gassnelheid	m/s
Δf	resolutie	Hz
Δh	geometrisch hoogteverschil	m
Δp	statisch drukverschil	Pa
Δt	tijdsverschil (vertraging)	s
Δt_1	vertraging	s
Δt_2	tijdsverschil	s
Δz	hoogteverschil	m
$\Delta \epsilon$	verschil in hold-up	-
$\Delta \rho$	dichtheidsverschil	kg/m ³
ϵ_r	fout in de schatting voor de autospectrale dichtheidsfunctie	-
ϵ	lokale (gas) hold-up	-
ϵ_t	hold-up in het gebied van opwaarde vloeistofstroming	-
ϵ_i	hold-up in het gebied van neerwaarde vloeistofstroming	-
ϵ_h	hold-up in het gebied van horizontale vloeistofstroming	-
$\bar{\epsilon}$	oppervlakte-gemiddelde hold-up	-
$\langle \epsilon \rangle$	volume-gemiddelde hold-up	-
ζ	frietiefactor	-
θ_a	acceptatiehoek	°
θ_i	invalshoek	°
θ_{kr}	kritische invalshoek	°
λ	dimensieloze coördinaat waar de neerwaarde vloeistofsnelheid maximaal is	-
ξ	dimensieloze coördinaat van het omkeerpunt in de stroming	-
ϕ	dimensieloze radiale coördinaat	-
ϕ_g	gasdebiet	m ³ /s

$\phi_{g,t}$	gasdebiet in het gebied van neerwaartse vloeistofstroming	m^3/s
ϕ_l	vloeistofdebiet	m^3/s
κ	afstand	m
μ_M	moleculaire dynamische viscositeit	kg/ms
ν_M	moleculaire kinematische viscositeit	m^2/s
ν_t	turbulente kinematische viscositeit	m^2/s
ρ_g	dichtheid van het gas	kg/m^3
ρ_l	dichtheid van de vloeistof	kg/m^3
σ	oppervlaktespanning	N/m
τ	schuifspanning	kg/ms^2
τ_M	visceuze schuifspanning	kg/ms^2
τ_t	turbulente schuifspanning	kg/ms^2
τ_w	schuifspanning aan de wand	kg/ms^2
τ_t	schuifspanning in het gebied zonder bellen	kg/ms^2
Ψ	constante	m^3/s
ψ	stroomfunctie	m^3/s
ψ_0	maximale waarde van de stroomfunctie	m^3/s
ω	vorticheit	1/s
ω_0	maximale waarde van de vorticheit	1/s
φ	tangentiale coördinaat	°

VOORWOORD

Dit project was niet mogelijk geweest zonder de medewerking en steun van een groot aantal mensen. De volgende personen wil ik hierbij bedanken:

- prof.dr.ir. H.E.A. van den Akker voor het mogelijk maken van dit project. Hij heeft namelijk al mijn wensen, die ik vooraf mocht uiten, in dit project verwerkt;
- ir. J.S. (Joost) Groen voor de begeleiding van het project. Zonder zijn inbreng was dit project niet geworden wat het nu is;
- dr. R.F. (Rob) Mudde die als ik iets niet begreep, het altijd zeer helder wist uit te leggen;
- de heer M.G.D. (Michiel) Fokke. Hij vervaardigde de voorlopers van AVFIDDLE2 en de VEE-ENGINE-programma's;
- de heer J. (Julian) Douglass, die tijdens zijn IAESTE-stage het programma AVFIDDLE voor mij heeft geprogrammeerd;
- de heer C. (Cees) Vermeulen voor het vervaardigen van de probes. Een zeer secuur werkje, dat hij door mijn onhandigheid zelfs vaker moest doen dan eigenlijk nodig was;
- de heer P. (Peter) van Halderen voor het vervaardigen van de gebruikte elektronica. Als er iets niet werkte, zorgde hij ervoor dat het binnen de kortste keren gerepareerd was;
- en alle andere medewerkers van de Mechanische en Elektronische Werkplaats die hebben meegewerkt aan dit project.

Daarnaast wil ik ook de volgende personen bedanken, zonder wiens morele steun dit project veel moeizamer was verlopen. Mijn dank gaat uit naar:

- Gus van der Feltz, die tijdens zijn stage in Amerika twee maanden lang bestookt is met brieven via de e-mail, en daar gemiddeld toch wel twee uur van zijn werkdag aan kwijt was;
- Ton Bos, die op het allerlaatste moment nog verschillende tekeningen heeft gemaakt en/of geïnt. Zonder zijn tekenkunst waren de figuren in hoofdstuk 4 lang niet zo mooi geworden.

1. INLEIDING

Een in de chemische industrie veel voorkomende reactor is de bellenkolom. Een bellenkolom is een bak gevuld met een vloeistof. Onderin deze bak wordt gas, onder druk, toegevoerd. Dit gas beweegt door de vloeistof in de vorm van bellen.

De reden voor het veelvuldig gebruik van een bellenkolom is de eenvoud van het apparaat. Het bevat geen bewegende delen, waardoor het in bedrijf houden relatief weinig kost. Behalve in de chemische industrie wordt de bellenkolom bijvoorbeeld ook gebruikt bij afvalwaterzuivering en in de biotechnologische industrie bij het vervaardigen van onder andere antibiotica.

In een bellenkolom vormt de vloeistof de continue fase en het gas de gedispergeerde fase. Dit houdt in dat het gas zich in bellen bevindt. Hierdoor is het contactoppervlak tussen gas en vloeistof groot. Het grote contactoppervlak bevordert de overdracht tussen de componenten in het gas en de vloeistof. Wanneer het gasdebiet voldoende groot is, zullen de bellen in hun zog en tussen zich in vloeistof mee omhoog transporteren. Deze vloeistof moet ook weer omlaag, waardoor de vloeistoffase zal gaan circuleren.

Één van de eerste onderzoekers die deze vloeistofcirculatie beschrijft, is De Nevers (1968). Hij stelt dat de vloeistofcirculaties in een bellenkolom veroorzaakt worden door dichtheidsverschillen. Het gas is niet homogeen verdeeld over de vloeistof: in de buurt van de wand bevindt zich minder gas dan in het midden van de kolom.

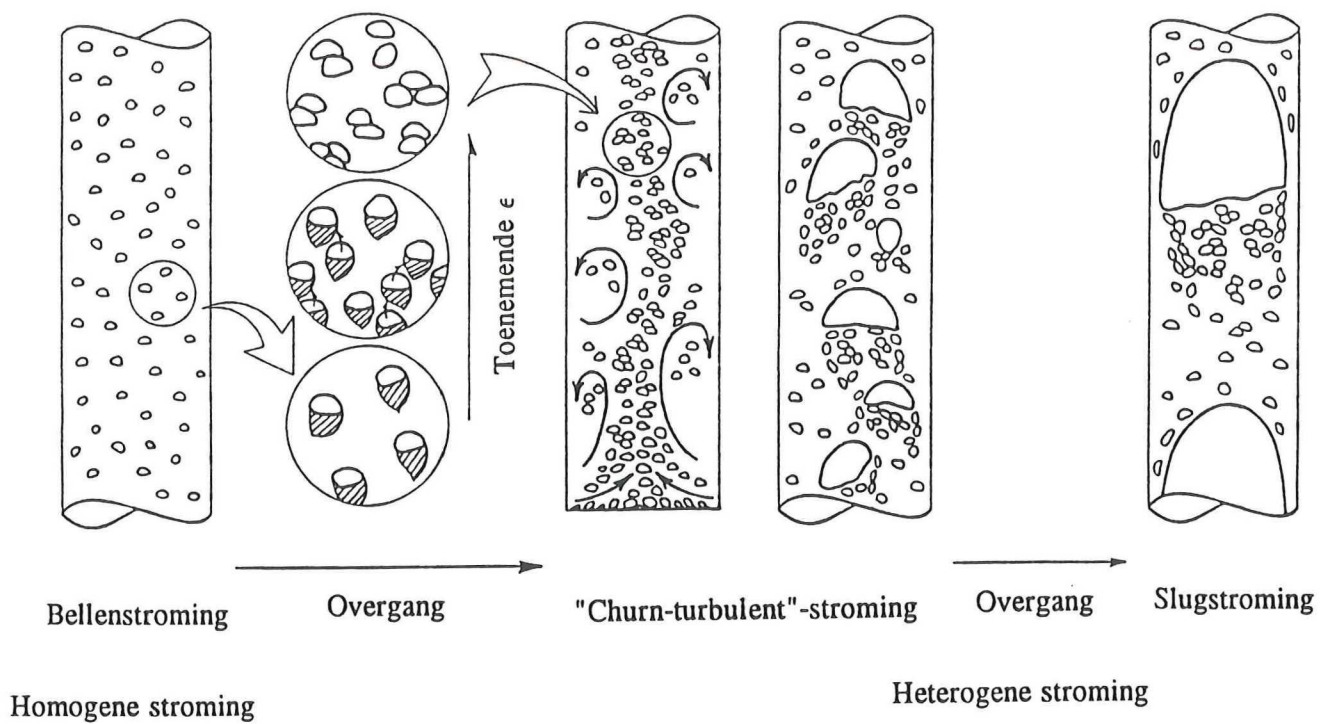
Omdat de eigenschappen van de stroming in de bellenkolom van invloed zijn op de verblijftijd van de bellen, en dus op het gedrag van de bellenkolom, is het van belang een inzicht te krijgen in de vloeistofcirculatie. In de afgelopen jaren zijn hiervoor diverse meettechnieken en wiskundige modellen ontwikkeld. De meettechnieken geven een indruk van het snelheidsprofiel en de turbulentie van de vloeistoffase en van de hold-up, grootte en snelheid van de gedispergeerde gasfase.

In dit onderzoek is gebruik gemaakt van twee meettechnieken. De eerste maakt gebruik van optische glasvezelprobes. Met behulp van deze probes is het mogelijk de hold-up, de snelheid van de bellen en de diameter van de bellen lokaal te bepalen. Daarnaast is een techniek onderzocht die gebaseerd is op de aanpak van Drahoš et al (1991). Deze meettechniek maakt gebruik van in de kolom optredende drukfluctuaties. Met behulp van deze drukfluctuaties kan het stromingsregime worden gekarakteriseerd en een schatting worden gekregen van de vloeistofsnelheid aan de wand van de kolom.

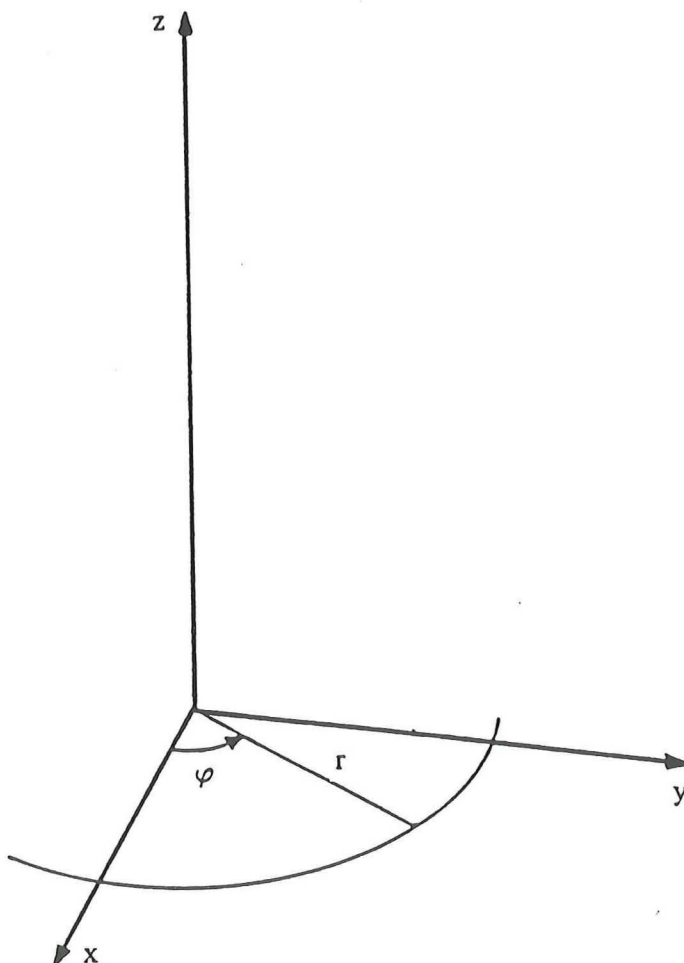
Het doel van dit afstudeerproject is het lokaal beschrijven van tweefasenstroming in een bellenkolom met behulp van bovenstaande technieken. Aan de hand van de resultaten wordt getracht een indruk te krijgen van de, eventueel, optredende vloeistofcirculatie in een bellenkolom.

De indeling van dit verslag is als volgt: in hoofdstuk 2 worden de in de literatuur beschreven theorieën met betrekking tot de tweefasenstroming in een bellenkolom behandeld. Vervolgens worden in hoofdstuk 3 de meetmethoden nader toegelicht. Hoofdstuk 4 bevat een omschrijving van de gebruikte meetopstellingen. In hoofdstuk 5 worden de meetresultaten behandeld, waarna in hoofdstuk 6 de discussie volgt. Hoofdstuk 7 bevat de conclusies en hoofdstuk 8 de aanbevelingen.

Dit onderzoek is uitgevoerd in het kader van het afstuderen aan de faculteit der Technische Natuurkunde van de Technische Universiteit Delft. Het onderzoek heeft plaatsgevonden op het Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie, als onderdeel van het promotieonderzoek van ir. J.S. Groen. Behalve door ir. Groen is dit onderzoek begeleid door dr. R.F. Mudde. De afstudeerhoogleraar is prof.dr.ir. H.E.A. van den Akker.



Figuur 2.1. Schematische weergave van de stromingsregimes in een bellenkolom.



Figuur 2.2. De definitie van cilindercoördinaten.

2. MODELLERING VAN TWEEFASENSTROMING IN EEN BELLENKOLOM

In dit hoofdstuk zullen enige modellen worden behandeld die een beschrijving geven van de stroming van de vloeistoffase in een bellenkolom. Verschillende onderzoekers hebben getracht het optreden van vloeistofcirculatie wiskundig te modelleren. Geen van deze modellen is een complete weergave van de werkelijkheid, maar zijn onmisbaar voor de beeldvorming. Deze modellen kunnen ingedeeld worden in twee groepen: modellen die gebaseerd zijn op een energiebalans en modellen die gebaseerd zijn op een impulsbalans. Beide groepen zullen in paragraaf 2.2 en 2.3 worden behandeld. In paragraaf 2.1 zullen als inleiding eerst enige begrippen uit de tweefasestroming nader worden toegelicht.

2.1. Inleiding

Tweefasestroming is een stroming die bestaat uit twee, vaak niet-mengbare, fasen. In een bellenkolom vormt de vloeistof de continue fase, terwijl het gas de gedispergeerde fase vormt. Dit houdt in dat het gas opgesloten zit in bellen. De stroming in een bellenkolom wordt dan ook gedispergeerde tweefasestroming genoemd.

Door Drahoš en Čermák (1989) worden in een bellenkolom drie stromingsregimes onderscheiden: belienstroming, "churn-turbulent"-stroming en slugstroming. Deckwer (1985) gebruikt in plaats van de termen belienstroming en "churn-turbulent"-stroming de termen homogene en heterogene belienstroming. Deze stromingsregimes zijn weergegeven in figuur 2.1.

Het stromingsregime is afhankelijk van het gasdebiet. Bij lage gasdebieten zullen bellen, die allen ongeveer even groot en uniform verdeeld zijn, onafhankelijk van elkaar omhoog bewegen door de vloeistoffase. Wanneer het gasdebiet toeneemt, zullen de bellen gaan coalesceren. De "grote" bellen bewegen met een grotere snelheid, waardoor een globale vloeistofcirculatie optreedt. Dit wordt "churn-turbulent"-stroming of heterogene stroming genoemd. In bellenkolommen met een kleine diameter zal bij hoge gasdebieten "slug"-stroming optreden. Het gas bevindt zich dan in grote, kogelvormige bellen, gevolgd door kleine bellen gedispergeerd in de tussenliggende vloeistof. De diameter van de kogelvormige bellen komt overeen met de diameter van de kolom.

2.1.1. Basisbegrippen en definities

In deze paragraaf worden een aantal basisbegrippen uit de gedispergeerde tweefasestroming behandeld.

In dit hoofdstuk wordt gewerkt met cilindercoördinaten, omdat bellenkolommen vaak cilindervormig zijn. Deze coördinaten zijn weergegeven in figuur 2.2. In het onderstaande wordt ervan uitgegaan dat de tweefasestroming in een bellenkolom zowel rotatie- als axisymmetrisch is. Dit houdt in dat de tweefasestroming geen functie is van de hoek φ en dat alleen maar hoeft worden gekeken naar de oplossing voor $r > 0$.

Het eerste begrip dat moet worden toegelicht is de superficiële snelheid. Hieronder verstaat men de snelheid die de betreffende fase zou hebben indien alleen het debiet van deze fase door de buis, die een oppervlakte A heeft, zou stromen.

Voor de superficiële vloeistofsnelheid, U_l geldt:

$$U_l = \frac{\phi_l}{A} = \frac{\phi_l}{\pi R_k^2} \quad (2.1)$$

en voor de superficiële gassnelheid, U_g :

$$U_g = \frac{\phi_g}{A} = \frac{\phi_g}{\pi R_k^2} \quad (2.2)$$

In deze formules staat ϕ_l voor het vloeistofdebiet, ϕ_g voor het gasdebiet en R_k voor de straal van een cilindervormige kolom. In een bellenkolom wordt alleen gas toegevoerd. Hierdoor is $U_l = 0$.

Het voordeel van het gebruik van de superficiële snelheid boven het gebruik van het debiet, is dat meetresultaten van kolommen met een verschillende diameter direct met elkaar vergeleken kunnen worden. In de literatuur wordt de superficiële gassnelheid vaak als de onafhankelijke, ofwel instelbare, variabele gekozen.

Alle andere, hieronder behandelde, begrippen zijn afhankelijke variabelen. Zij worden bepaald als functie van de superficiële gassnelheid.

De eerste afhankelijke variabele is de lokale gas hold-up, ϵ , ook wel kortweg hold-up genoemd. Onder hold-up wordt de fractie gedispergeerde fase, in dit geval gas, in een tweefasenstrooming verstaan.

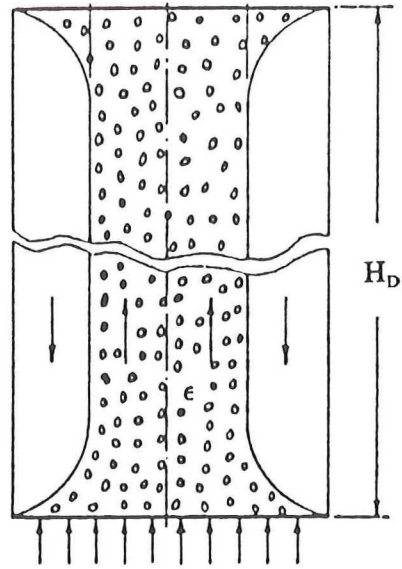
De gemiddelde hold-up kan op twee manieren worden bepaald. De eerste methode bepaalt de volume-gemiddelde hold-up, $\langle \epsilon \rangle$. Deze methode maakt gebruik van twee begrippen, namelijk de begaste hoogte, H_D , en de onbegaste hoogte, H . Onder de begaste hoogte wordt de hoogte van het vloeistofniveau verstaan wanneer er zich gas in de kolom bevindt. De onbegaste hoogte is de hoogte van het vloeistofniveau wanneer er zich geen gas in de kolom bevindt. De volume-gemiddelde hold-up kan dan, volgens Deckwer (1985), bepaald worden door:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{H_D - H}{H_D} \quad (2.3)$$

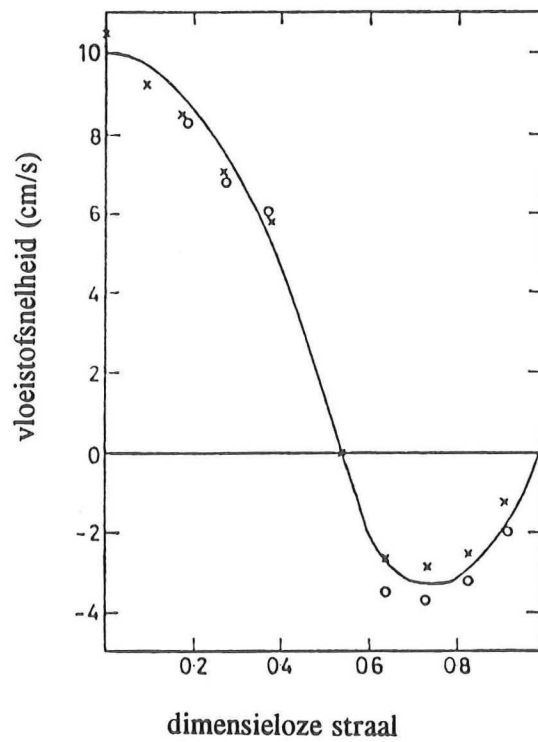
Daarnaast kan, volgens Ueyama en Miyauchi (1979) door middel van integratie over het oppervlak van de buis met behulp van de lokale hold-up de oppervlakte-gemiddelde hold-up, $\bar{\epsilon}$, berekend worden:

$$\bar{\epsilon} = \frac{2}{R_k^2} \int_0^{R_k} \epsilon r dr \quad (2.4)$$

Naast de hold-up zijn de lokale gassnelheid, u_g , de lokale vloeistofsnelheid, u_l en de slipsnelheid, u_s , afhankelijk van de superficiële gassnelheid.



Figuur 2.3. Het optreden van een bellenstraat in een hoogvisceuze vloeistof.



Figuur 2.4. Het snelheidsprofiel van de hoogvisceuze vloeistof.

Met behulp van de lokale gassnelheid en de lokale hold-up kan een massabalans worden opgesteld. De volumestroom van het gas is gelijk aan:

$$\phi_g = 2\pi \int_0^{R_k} u_g \epsilon r dr \quad (2.5)$$

Waaruit voor de superficiële gassnelheid volgt:

$$U_g = \frac{2}{R_k^2} \int_0^{R_k} u_g \epsilon r dr \quad (2.6)$$

De over de tijd gemiddelde vloeistofsnelheid zal in het homogene stromingsregime gelijk zijn aan nul. In het heterogene stromingsregime echter treden er, zoals al eerder vermeld, globale vloeistofcirculaties op. Hierdoor heeft de vloeistoffase wel degelijk een lokale snelheid. Voor deze vloeistofcirculaties zijn, volgens Deckwer (1985), twee oorzaken aan te wijzen. Ten eerste nemen de stijgende bellen in hun zog vloeistof mee omhoog. Uit continuïteitsoverwegingen volgt dat er in de kolom vloeistof omlaag moet stromen. Hierdoor ontstaat een circulatiepatroon: in het midden van de kolom stroomt vloeistof met de bellen mee omhoog, aan de wand stroomt vloeistof omlaag. Ten tweede wordt vaak aangenomen dat er een radiale verdeling in de lokale hold-up optreedt. Het resulterende statische drukverschil wordt gezien als de drijvende kracht achter de circulatiestroming.

Bovenstaande wordt het duidelijkst zichtbaar in het werk van Rietema en Ottengraf (1970). Door gebruik te maken van een hoogvisceuze vloeistof en door het plaatsen van keerschotten in een kolom kan een duidelijke, stabiele bellenstraat zichtbaar gemaakt worden, zoals weergegeven in figuur 2.3. Uit metingen volgt nu dat de vloeistof in het midden omhoog stroomt en aan de wand omlaag (zie figuur 2.4).

De slipsnelheid, u_s , wordt gedefinieerd als:

$$u_s = u_g - u_t \quad (2.7)$$

Vaak wordt ervan uitgegaan dat deze slipsnelheid constant is. Gekozen wordt dan voor de stijgsnelheid van een enkele bel in een oneindig medium, $u_{b\infty}$.

In een gedispergeerde tweefasenstroming bevindt het gas zich in bellen. Daarom moet hier ook de bel diameter, d , geïntroduceerd worden. De belvorm is onder andere afhankelijk van het gasdebiet. De bellen variëren van bolvormig tot ellipsvormig. In het laatste geval is d vaak gelijk aan de lengte van de korte as.

Om tot een hydrodynamische beschrijving van een bellenkolom te komen, is het noodzakelijk om de waarden van de bovenstaande variabelen te bepalen.

2.1.2. Eenvoudige modellering

Het oppervlakte-gemiddelde van de lokale gassnelheid, \bar{u}_g , kan vergeleken worden met twee theoretisch voorspelde waarden.

Bij de eerste voorspelling wordt aangenomen dat de hold-up constant is, dus geen functie van de plaats, dan is de gemiddelde gassnelheid, \bar{u}_g , gelijk aan:

$$\bar{u}_g = \frac{U_g}{\epsilon} \quad (2.8)$$

De aanname dat de hold-up geen functie is van de plaats, is echter niet realistisch. Wel geeft bovenstaande uitdrukking een globale indicatie. Om tot een betere schatting voor de lokale gassnelheid te komen, is door Zuber en Finlay (1964) het zogenaamde drift-flux model ontwikkeld.

In dit model wordt bovenstaande vergelijking uitgebreid met een verdelingsparameter C_0 , die gedefinieerd wordt als:

$$C_0 = \frac{\bar{\epsilon} U_g}{\bar{\epsilon} U_g} \quad (2.9)$$

Waarna voor de gemiddelde lokale gassnelheid volgt:

$$\bar{u}_g = \frac{U_g}{\bar{\epsilon}} = C_0 U_g + \frac{U_{dr}}{\bar{\epsilon}} \quad (2.10)$$

Hierin staat \bar{U}_{dr} voor de zogenaamde driftflux, die gelijk is aan:

$$U_{dr} = U_g - \bar{\epsilon} U_g \quad (2.11)$$

Wanneer nu voor C_0 en \bar{U}_{dr} correlaties, zie bijvoorbeeld Clark et al (1990), worden ingevuld volgt voor de oppervlakte-gemiddelde gassnelheid:

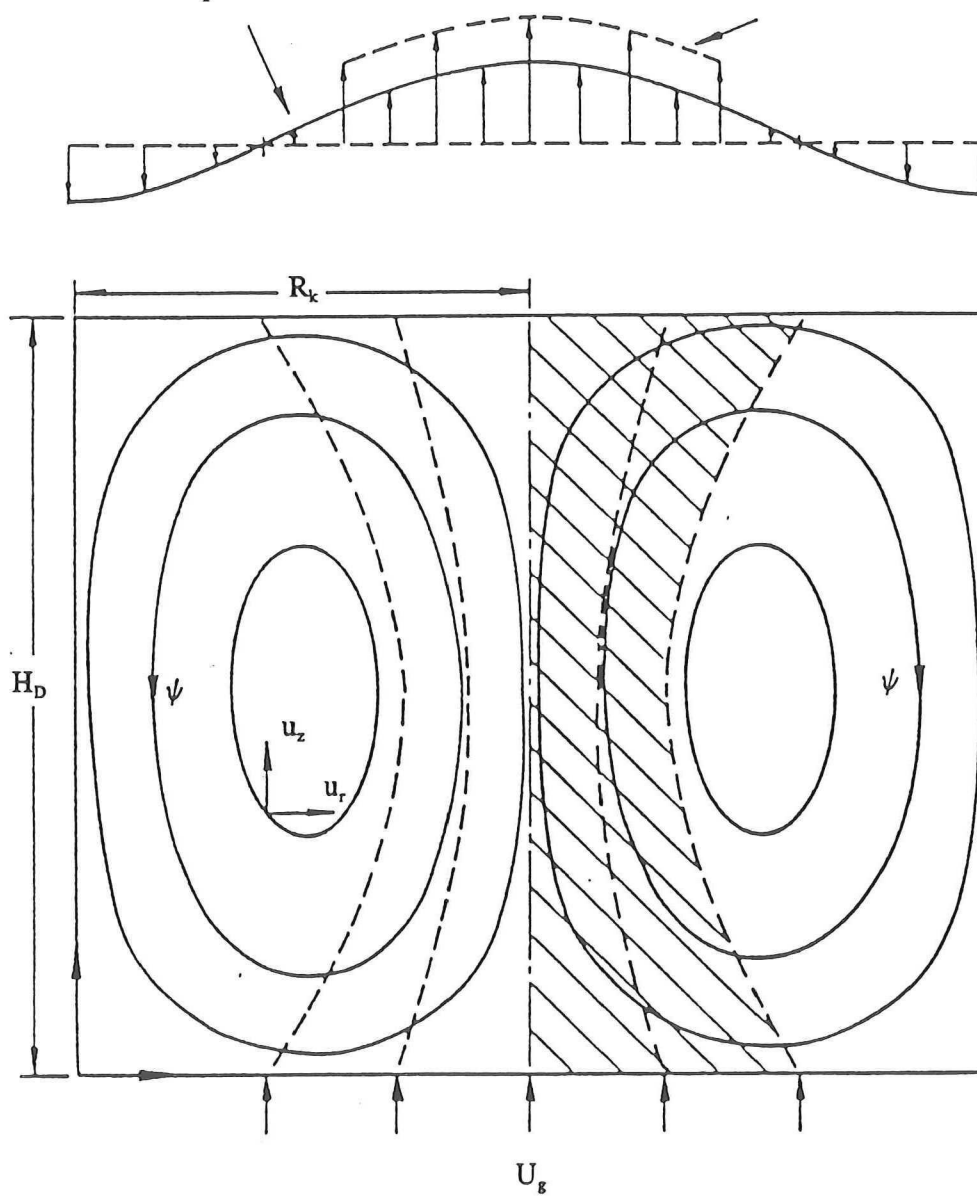
$$\bar{u}_g = 1.2 U_g + 1.53 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (2.12)$$

Hierin is σ de oppervlaktespanning, g de zwaartekrachtsversnelling, ρ_l de dichtheid van de vloeistof en ρ_g de dichtheid van het gas. Wanneer de waarden van water en lucht worden ingevuld volgt dat de term na het plus-teken gelijk is aan 0.25 m/s, de stijgsnelheid van een enkele bel in een oneindig medium.

In de volgende paragrafen worden enige modelleringen voor de stroming van de vloeistoffase behandeld.

Vloeistofsnelheidsprofiel

Gassnelheidsprofiel



Figuur 2.5. Het model van Whalley en Davidson (uit Freedman en Davidson, 1969).

2.2. De energiebalans-methode

2.2.1. Het model van Whalley en Davidson

Het model van Whalley en Davidson (1974) is een eerste aanzet tot de beschrijving van de circulatie van de vloeistof. In figuur 2.5 is het optredende stromingspatroon weergegeven.

De gebruikte energiebalans bestaat uit het gelijkstellen van:

1. de inkomende energiestroom geleverd door het gas, en
2. de energiedissipatie veroorzaakt door de vloeistofstroming.

Vier verschijnselen dragen bij tot de energiedissipatie:

1. het optreden van een zog achter de bellen;
2. de visceuze wrijving aan de wand;
3. de afname van de vloeistofsnelheid. Deze afname van de snelheid leidt tot een toename van de druk. Deze druktoename wordt echter onmiddellijk gedissipeerd;
4. de zogenaamde "hydraulic jump". Er is sprake van een verschil in hoogte van het vloeistofniveau over het vrije oppervlak vanwege de niet-uniforme beluchting. Aangenomen wordt dat al de kinetische energie van de opwaartse stroming wordt gedissipeerd in de "hydraulic jump".

In het model van Whalley en Davidson (1974) wordt ervan uitgegaan dat alleen de eerste en de vierde term een rol spelen bij de energiedissipatie.

De inkomende energiestroom, E_i , is nu gelijk aan:

$$E_i = \pi R_k^2 U_g \rho_l g H_D (1 - \bar{\epsilon}) \quad (2.13)$$

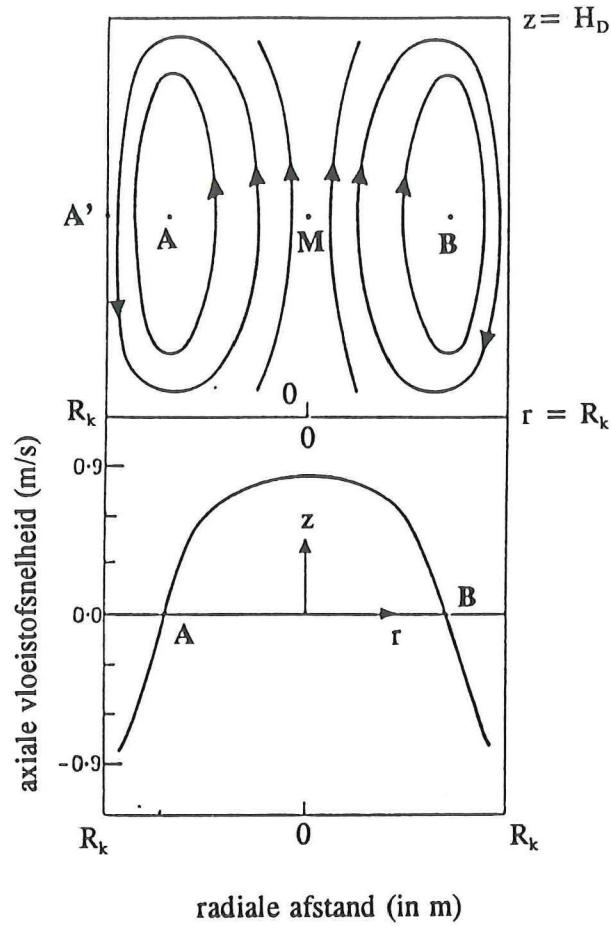
Een deel van de energie wordt gedissipeerd in het zog achter de bellen. Door Whalley en Davidson wordt aangenomen dat deze energiedissipatie gelijk is aan het drukverlies van het stijgende gas. In formulevorm:

$$E_{diss, zog} = \pi R_k^2 H_D \bar{\epsilon} (1 - \bar{\epsilon}) g \rho_l u_{b\infty} \quad (2.14)$$

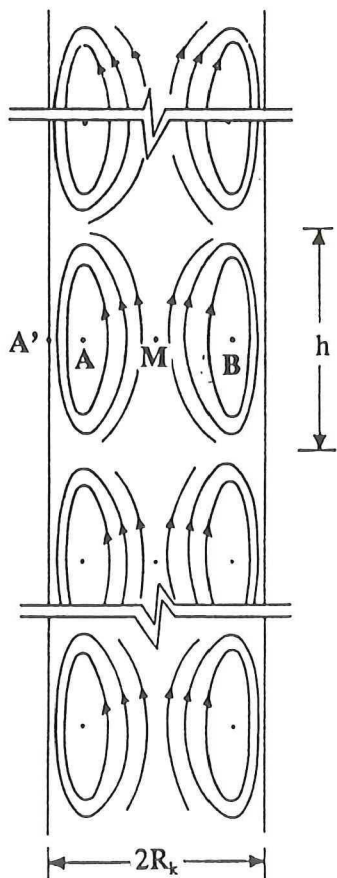
De rest van de inkomende energiestroom wordt omgezet in kinetische energie van de vloeistof. Om de kinetische energie van de opwaarts stromende vloeistof te bepalen is een uitdrukking voor de vloeistofsnelheid noodzakelijk. In appendix A.1 wordt de afleiding van deze uitdrukking gegeven.

Er geldt voor de snelheid in de radiale richting:

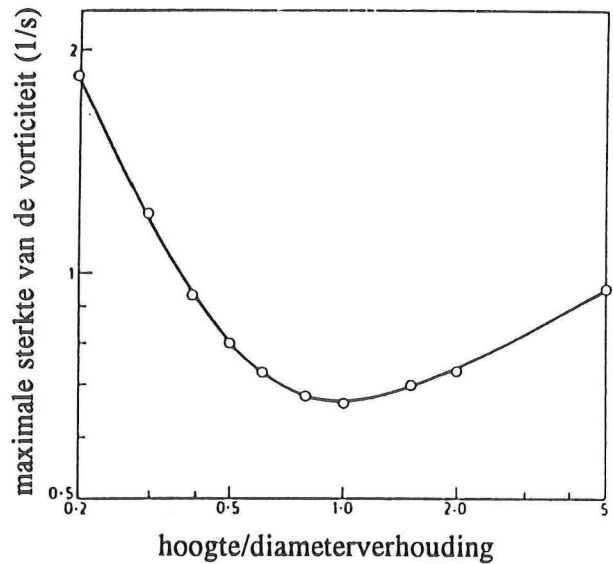
$$u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\pi}{H_D} \psi_0 \frac{R}{r} \cos \left[\pi \frac{z}{H_D} \right] \quad (2.15)$$



Figuur 2.6. Vloeistofcirculatie en snelheidsprofiel in een bellenkolom volgens Whalley en Davidson.



Figuur 2.7. Schematische uiteenzetting van het model van Joshi en Sharma.



Figuur 2.8. Het effect van de hoogte/diameterverhouding op de maximale sterkte van de vorticeit.

En voor de snelheid in de axiale richting geldt:

$$u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \psi_0 \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \sin \left[\pi \frac{z}{H_D} \right] \quad (2.16)$$

De kinetische energie veroorzaakt door de opwaartse stroming kan nu met behulp van vergelijking 2.16 worden berekend. Door integratie over het vlak AMB in figuur 2.6 volgt:

$$E_{kin,\uparrow} = \pi \rho_l (1 - \bar{\epsilon}) \psi_0^3 \int_0^A \frac{1}{r^2} \left(\frac{dR}{dr} \right)^3 dr \quad (2.17)$$

Deze kinetische energie wordt uiteindelijk gedissipeerd aan het oppervlak, in de zogenaamde "hydraulic jump".

2.2.2. Het model van Joshi en Sharma

Het model van Joshi en Sharma (1979) is een aanpassing van het bovenstaande model. Zij stellen dat het model van Whalley en Davidson (1974) niet geldt voor bellenkolommen waarvan de hoogte veel groter is dan de diameter. De snelheden die volgen uit het model van Whalley en Davidson (1974) zijn te hoog wanneer H_D groot wordt. Zij passen het model van Whalley en Davidson (1974) aan door te stellen dat de stroming bestaat uit op elkaar gestapelde circulatiecellen, zoals weergegeven in figuur 2.7. Zij rekenen nu uit, op grond van de eis van minimale vortciteit, dat de hoogte/diameter-verhouding van de cellen één moet zijn (zie figuur 2.8). Hierdoor veranderen vergelijking 2.13 en 2.14 in:

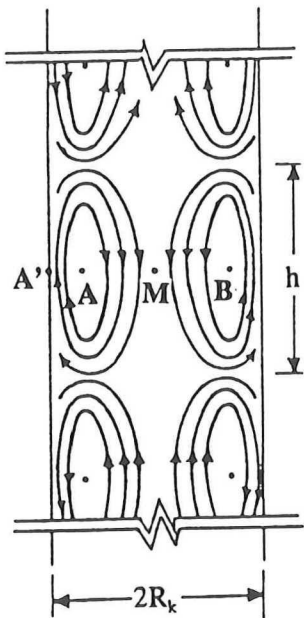
$$E_i = 2\pi R_k^3 U_g g \rho_l (1 - \bar{\epsilon}) \quad (2.18)$$

en

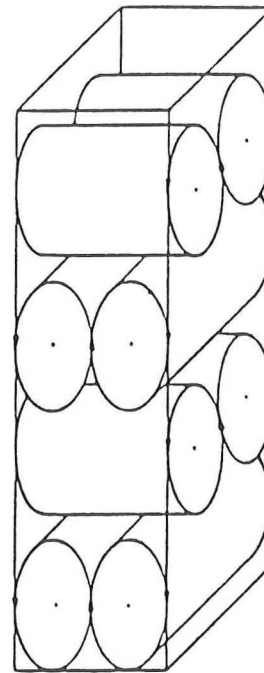
$$E_{diss,zog} = 2\pi R_k^3 \bar{\epsilon} (1 - \bar{\epsilon}) g \rho_l u_{b\infty} \quad (2.19)$$

Uit figuur 2.7 blijkt dat de "hydraulic jump" alleen maar aanwezig is bij de bovenste circulatiecel, omdat alleen daar sprake is van een vrij oppervlak. Joshi en Sharma (1979) nemen nu aan dat alle kinetische energie van de neerwaartse stroming verloren gaat door turbulente dissipatie. De kinetische energie van de neerwaartse stroming is gelijk aan:

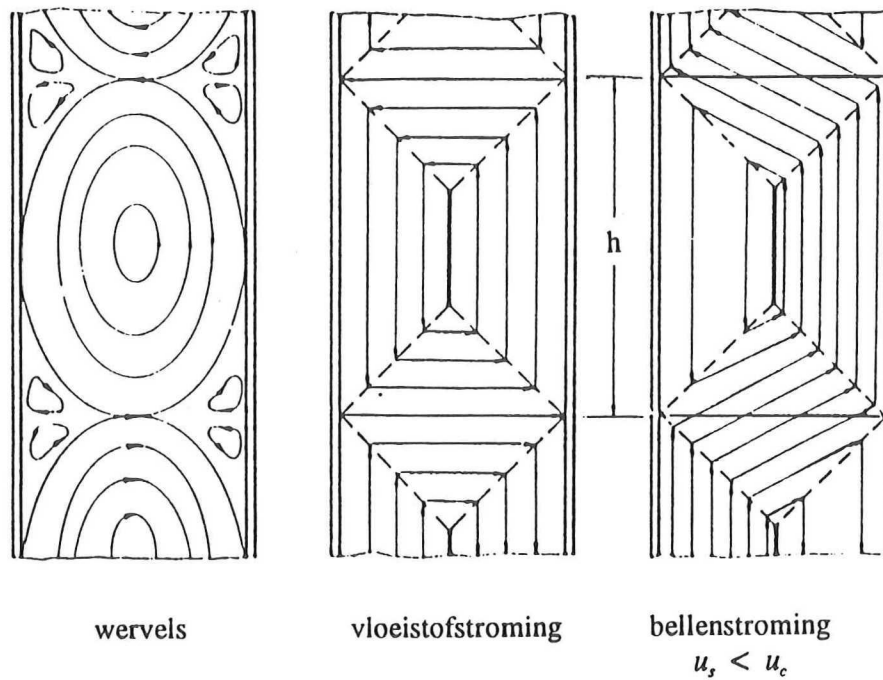
$$E_{kin,\downarrow} = \pi \rho_l (1 - \bar{\epsilon}) \psi_0^3 \int_A^{R_k} \frac{1}{r^2} \left(\frac{dR}{dr} \right)^3 dr \quad (2.20)$$



Figuur 2.9. Het model van Van den Akker en Rietema



Figuur 2.10. Het model van Zehner.



Figuur 2.11. Het vereenvoudigde model van de stroming in een bellenkolom volgens Zehner.

De energiebalans geeft nu:

$$E_{kin, \downarrow} = E_i - E_{diss, zog} = 2\pi R_k^3 \rho_l g (U_g - \bar{\epsilon} u_{b\infty})(1 - \bar{\epsilon}) \quad (2.21)$$

De integraal in vergelijking 2.20 is aan de hand van figuur A.1. numeriek uitgerekend door Joshi en Sharma (1979) en blijkt gelijk te zijn aan 24.22, zodat uit vergelijking 2.20 en 2.21 volgt:

$$\psi_0 = \frac{R_k^2}{2.29} [g R_k (U_g - \bar{\epsilon} u_{b\infty})]^{1/3} \quad (2.22)$$

De circulatiesnelheid kan verkregen worden door vergelijking 2.16 te integreren van A tot R_k in het vlak AA' (zie figuur 2.6) en wordt gegeven door:

$$u_c = 1.65 [g R_k (U_g - \bar{\epsilon} u_{b\infty})]^{1/3} \quad (2.23)$$

2.2.3. Het model van Zehner

Zehner (1986) stelt dat het model van Joshi en Sharma (1979) fysisch niet verantwoord is, omdat de wervels in het horizontale vlak tegen elkaar indraaien. Een opmerking die al eerder is gemaakt door Van den Akker en Rietema (1982). De aanpassing van Van den Akker en Rietema (1982) is weergegeven in figuur 2.9. Het bezwaar tegen hun model is dat in hun model vloeistof langs de as neerwaarts stroomt.

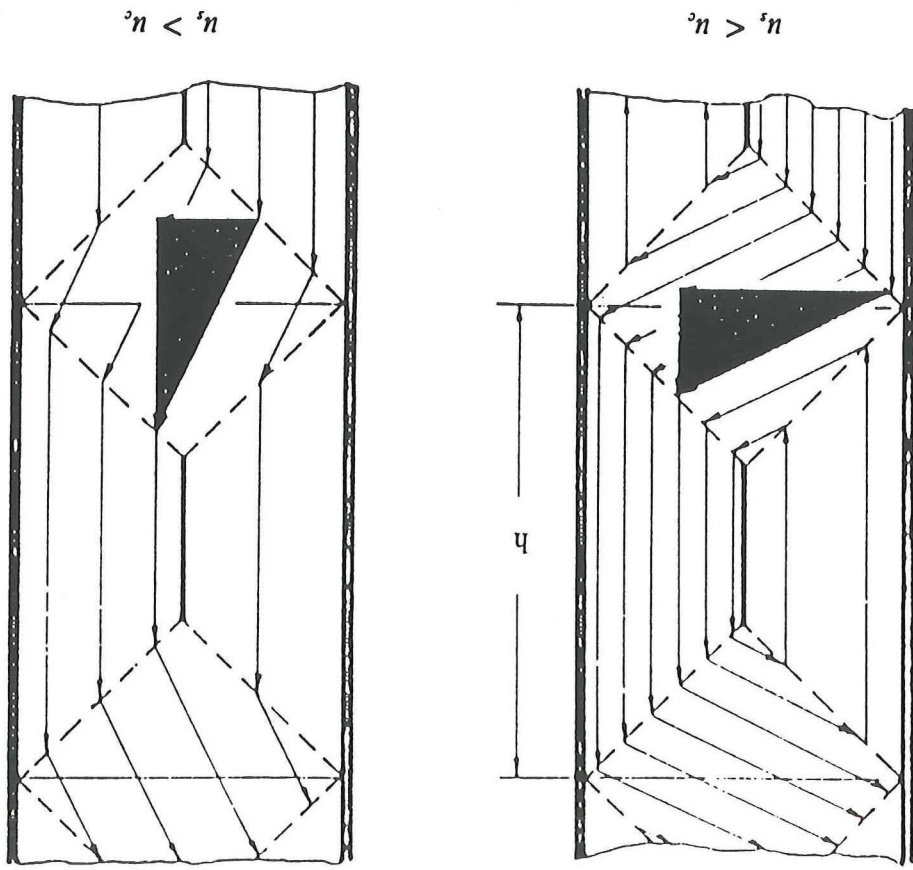
In het model van Zehner (1986), weergegeven in figuur 2.10, wordt echter aangenomen dat de wervels haaks op elkaar staan. In dit model is daarmee gewaarborgd dat de maximale snelheid optreedt op de as van de kolom.

Om het model wiskundig te kunnen beschrijven wordt het model vereenvoudigd. Links- en rechtsdraaiende wervels worden om en om op elkaar gestapeld als weergegeven in figuur 2.11, linker figuur. Van de vloeistofstroming worden alleen de verticale en de horizontale componenten in beschouwing genomen, zoals weergegeven in de middelste figuur. De snelheid van de bellen kan nu gesuperponeerd worden op de vloeistofstroming. Dit is weergegeven in de rechter figuur in figuur 2.11.

Er zijn nu twee situaties mogelijk, afhankelijk van de slipsnelheid van de bellen. Indien de slipsnelheid lager is dan de circulatiesnelheid, zal een deel van de bellen meegesleurd worden door de neerwaartse vloeistofstroming. Is deze snelheid hoger dan de circulatiesnelheid, dan treedt dit niet op. Beide situaties zijn weergegeven in figuur 2.12.

De horizontale vloeistofstroming zorgt in beide gevallen voor een dichtheidsverschil. Dit dichtheidsverschil is de drijvende kracht achter de circulatie van de vloeistof, die echter weer wordt geremd door wrijvingsverliezen.

Figuur 2.12. Twee manieren waarop volgens Zehner de belen kunnen stromen.



Voor het verschil in hold-up, de oorzaak van het dichtheidsverschil, wordt afgeleid dat geldt (zie Appendix A.2):

$$\Delta\epsilon = \frac{U_g}{2u_c} \quad (2.24)$$

Vergelijking 2.24 geeft aan dat naarmate de circulatiesnelheid u_c groter is, het verschil in hold-up kleiner zal zijn.

Nu geldt echter dat door het verschil in hold-up er een drukverschil zal ontstaan:

$$\Delta p = \Delta\rho \Delta\epsilon gh \quad (2.25)$$

Voor de dissipatie geldt echter:

$$\Delta p = \zeta \frac{1}{2} \rho_l u_c^2 \quad (2.26)$$

Hierin is ζ een frictiefactor.

Voor $\Delta\epsilon$ geldt:

$$\Delta\epsilon = \frac{\zeta \rho_l u_c^2}{2 \Delta\rho gh} \quad (2.27)$$

Door vergelijking 2.24 gelijk te stellen aan vergelijking 2.27 en met de aanname dat $h = 2R_k$ (zie par. 2.2.2), volgt hieruit voor de circulatiesnelheid:

$$u_c = \sqrt[3]{\frac{2 \Delta\rho}{\zeta \rho_l} g R_k U_g} \quad (2.28)$$

Zehner kiest voor ζ de waarde 2.5.

2.3. De impulsbalans-methode

De modellen die in deze paragraaf worden behandeld, zijn gebaseerd op de "two fluid"-benadering. In deze benadering worden beide fasen opgevat als een continue fase. Beide fasen zijn afwisselend in de tijd op een bepaald punt aanwezig. Gedurende een fractie ϵ is de gedispergeerde fase aanwezig en gedurende een fractie $1 - \epsilon$ de continue fase. De Navier-Stokesvergelijking wordt met die fractie vermenigvuldigd, waarbij er een interactiekracht aan wordt toegevoegd, de slipkracht.

Het "two fluid"-model levert de volgende stationaire impulsbalansen op voor de continue en de discontinue fase:

$$(1 - \epsilon)\rho_l \mathbf{u}_l \nabla \cdot \mathbf{u}_l = -\nabla \cdot (1 - \epsilon)\boldsymbol{\tau} - (1 - \epsilon)\nabla p - (1 - \epsilon)\rho_l \mathbf{g} + \mathbf{F}_s \quad (2.29)$$

en

$$\epsilon\rho_g \mathbf{u}_g \nabla \cdot \mathbf{u}_g = -\nabla \cdot \epsilon\boldsymbol{\tau} - \epsilon\nabla p - \epsilon\rho_g \mathbf{g} - \mathbf{F}_s \quad (2.30)$$

waarin \mathbf{F}_s de "slipkracht" of interactiekracht is en de lokale hold-up alleen afhankelijk is van de radiale positie, r . Verder treedt er zowel visceuze schuifspanning, τ_M , als turbulente schuifspanning, τ_t , op, zodat

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_M + \boldsymbol{\tau}_t \quad (2.31)$$

Als wordt aangenomen dat de dichtheden van de fasen constant zijn, dan volgt uit de continuïteitsvergelijking dat de uitdrukkingen aan de linkerzijde van vergelijking 2.29 en 2.30 gelijk zijn aan nul. Als daarnaast nog wordt aangenomen dat $\rho_g \ll \rho_l$ volgt:

$$0 = -\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \nabla p - (1 - \epsilon)\rho_l \mathbf{g} \quad (2.32)$$

Voor de axiale component geldt dus:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\tau) = \frac{dp}{dz} + (1 - \epsilon)\rho_l g \quad (2.33)$$

2.3.1. Het model van Ueyama en Miyauchi

In dit model wordt uitgegaan van een oneindig lange kolom (zonder begin- en eindeffecten), waarin de vloeistofstroming verticaal is en de druk constant wordt verondersteld over een dwarsdoorsnede.

In hun model geldt voor de totale schuifspanning:

$$\tau = -(\nu_M + \nu_t)\rho_l \left[\frac{du_l}{dr} \right] \quad (2.34)$$

De moleculaire kinematische viscositeit, ν_M , is overal verwaarloosbaar klein ten opzichte van de turbulente kinematische viscositeit, ν_t , behalve in een dunne laag langs de wand van de kolom.

In het model van Ueyama en Miyauchi (1979) wordt gebruikt gemaakt van twee randvoorwaarden. De afleiding van de eerste randvoorwaarde is gegeven in Appendix A.3.

Deze luidt:

$$u_{t,w} = -11.63\sqrt{|\tau_w|/\rho_t} \quad (2.35)$$

Hierin is $u_{t,w}$ de snelheid en τ_w schuifspanning, beide aan de wand van de kolom. Ueyama en Miyauchi (1979) gaan dus uit van een eindige snelheid aan de wand, in plaats van de snelheid daar gelijk aan nul te stellen. Zij veronderstellen een zeer dunne grenslaag.

De tweede randvoorwaarde volgt uit symmetrie:

$$\frac{du_t}{dr} = 0 \text{ op } r=0 \quad (2.36)$$

Om uiteindelijk tot een beschrijving van het snelheidsveld te komen, vermenigvuldigen zij vergelijking 2.33 eerst met $2\pi r$ en integreren zij dit vervolgens tussen $r = 0$ en $r = R_k$, waarna het resultaat gedeeld wordt door πR_k^2 .

Hieruit volgt:

$$-\left[\frac{dp}{dz}\right] = \left[\frac{2}{R_k}\right]\tau_w + (1-\bar{\epsilon})\rho_t g \quad (2.37)$$

waarin de gemiddelde hold-up gegeven wordt door vergelijking 2.4.

Wanneer bovenstaande wordt ingevuld in vergelijking 2.33 ontstaat de volgende vergelijking voor de axiale vloeistofstroming in de turbulente kern:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\nu_t r \frac{du_t}{dr} \right] = \frac{2}{R_k \rho_t} \tau_w - (\bar{\epsilon} - \epsilon) g \quad (2.38)$$

Nu maken Ueyama en Miyauchi (1979) twee veronderstellingen. De eerste is dat de turbulente kinematische viscositeit constant is in de turbulente kern. Deze wordt volgens Kojima et al (1980) gegeven door:

$$\nu_t = 0.183 R_k^{1.77} \quad (2.39)$$

Ten tweede wordt het radiale profiel van de hold-up benaderd door:

$$\frac{\epsilon}{\bar{\epsilon}} = \left[\frac{(m+2)}{m} \right] (1 - \phi^m) \quad (2.40)$$

waarbij $\phi = r/R_k$ en m een constante.

Met deze vereenvoudiging en met gebruik van de beide randvoorwaarden, vergelijking 2.35 en 2.36, volgt na integratie van vergelijking 2.38 voor het snelheidsprofiel:

$$u_t + |u_{t,w}| = \frac{R_k^2}{\nu_t} \left[\left[\frac{2\tau_w}{R_k \rho_t} + \frac{\bar{\epsilon} g}{2m} \right] (1 - \phi^2) - \frac{\bar{\epsilon} g}{m(m+2)} (1 - \phi^{m+2}) \right] \quad (2.41)$$

De massabalans over de vloeistoffase moet gelijk zijn aan nul:

$$2 \int_0^{R_k} \pi r u_t (1 - \epsilon) dr = 0 \quad (2.42)$$

Wanneer de formules voor u_t , vergelijking 2.40 en τ_w , vergelijking 2.35, worden ingevuld in de massabalans, volgt hieruit voor $|u_{t,w}|$:

$$|u_{t,w}| = (11.63)^2 \frac{\nu_t J_1}{R_k} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{2J_0 - (\bar{\epsilon}/2) R_k^3 g}{(11.63)^2 J_1^2 \frac{R_k^3 g}{\nu_t^2}}} \right] \quad (2.43)$$

Met behulp van vergelijking 2.35 en 2.43 volgt uiteindelijk voor de vloeistofsnelheid:

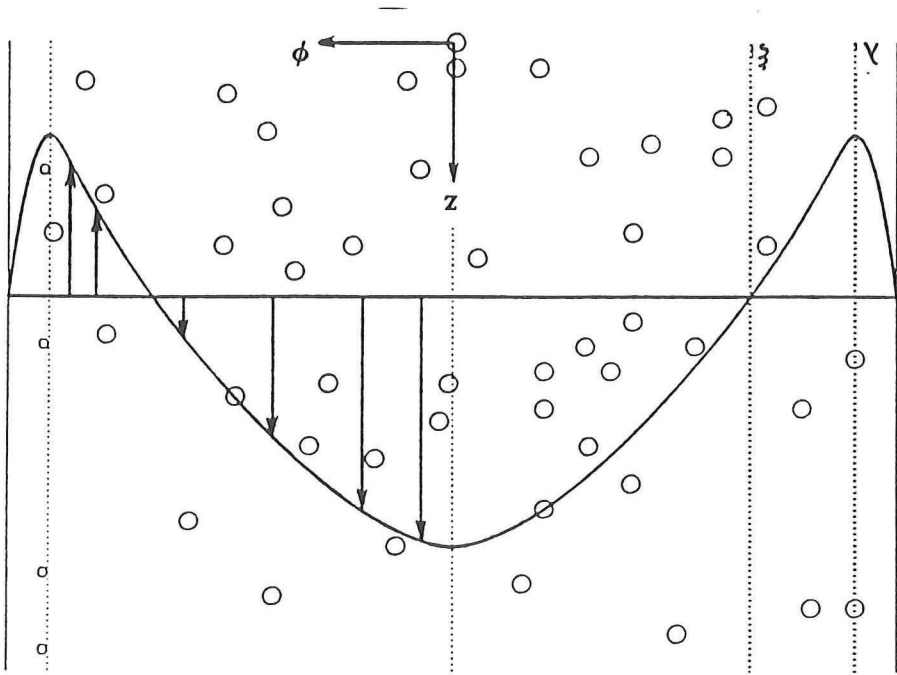
$$u_t = \left[J_1 (1 - \phi^2) - 1 \right] |u_{t,w}| - \frac{R_k^2 g}{\nu_t} \left[J_0 (1 - \phi^2) - I(\phi) \right] \quad (2.44)$$

In vergelijking 2.43 en 2.44 staan J_0 , J_1 en $I(\phi)$ voor:

$$J_0 = \frac{(m+6)\bar{\epsilon}}{4(m+4)} \frac{\left[1 - \frac{(m^2 + 10m + 20)\bar{\epsilon}}{(m+2)(m+6)} \right]}{\left[1 - \frac{(m+6)\bar{\epsilon}}{(m+4)} \right]} \quad (2.45)$$

$$J_1 = \frac{2(1 - \bar{\epsilon})}{\left[1 - \frac{(m+6)\bar{\epsilon}}{(m+4)} \right]} \quad (2.46)$$

$$I(\phi) = \left[\frac{(m+2)}{m} \right] \left[\frac{1 - \phi^2}{4} - \frac{1 - \phi^{m+2}}{(m+2)^2} \right] \bar{\epsilon} \quad (2.47)$$



Figuur 2.13. Het snelheidsprofiel volgens Geary en Rice.

2.3.2. Het model van Geary en Rice

Het model van Geary en Rice (1992) is een uitbreiding van het model van Ueyama en Miyauchi (1979).

Geary en Rice (1992) stellen dat er sprake is van een dunne neerwaarts stromende laag dicht bij de wand, waarin zich geen bellen bevinden. In dimensieloze termen wordt de positie van het maximum van de neerwaartse stroming gegeven door λ en het omkeerpunt (de scheiding tussen positieve, opwaartse en negatieve, neerwaartse stroming) wordt aangegeven met ξ . Dit is weergegeven in figuur 2.13.

Zij onderscheiden, in tegenstelling tot Ueyama en Miyauchi (1979), twee gebieden waarin het hold-upprofiel gegeven wordt door:

$$\phi \leq \lambda: \quad \epsilon = \bar{\epsilon} \left[\frac{m+2}{m} \right] \frac{1}{\lambda^2} \left[1 - \left(\frac{\phi}{\lambda} \right)^m \right] \quad (2.48)$$

en

$$\phi \geq \lambda: \quad \epsilon = 0 \quad (2.49)$$

Voor de schuifspanning wordt in Appendix A.4 afgeleid dat geldt:

$$\phi \leq \lambda: \quad \tau(\phi) = \frac{\rho_l g R_k}{2} \left[\frac{2\bar{\epsilon}}{m\lambda^2} \right] \phi \left[1 - \left(\frac{\phi}{\lambda} \right)^m \right] \quad (2.50)$$

en

$$\phi \geq \lambda: \quad \tau_i(\phi) = \frac{\rho_l g R_k}{2} \left[\frac{\bar{\epsilon}}{\lambda^2} \right] \left[\frac{\lambda^2 - \phi^2}{\phi} \right] \quad (2.51)$$

In deze relaties staat \downarrow voor de neerwaartse stroming in het buitengebied.

Deze relaties voldoen aan de vereiste voorwaarden voor circulatie, te weten $\tau(0) = \tau(\lambda) = \tau_i(\lambda) = 0$.

Om de integratie van de snelheidsprofielen te completeren, moet de schuifspanning in de kern en aan de wand worden gemodelleerd. Ook in het model van Geary en Rice (1992) wordt verondersteld dat de schuifspanning uit een moleculaire en een turbulente bijdrage bestaat. In tegenstelling tot Ueyama en Miyauchi (1979) wordt de turbulente kinematische viscositeit nu niet constant verondersteld, maar wordt een sluitingshypothese van het Prandtl-type gebruikt. Deze sluitingshypothese wordt behandeld in het boek van Tennekes en Lumley (1972).

Het Prandtl-model is gebaseerd op de aanname dat wervels in de vloeistof op eenzelfde manier bewegen als moleculen in een gas. De aanname voor de turbulente kinematische viscositeit, ν_t , is nu dat deze evenredig is met het produkt van de karakteristieke snelheid, u , en een karakteristieke schaal, l , de zogeheten menglengte.

In formulevorm:

$$\nu_i \sim ul \quad (2.52)$$

Bij de Prandtl-mengweg hypothese is de schatting voor u :

$$u \sim l \left| \frac{\partial u_i}{\partial r} \right| \quad (2.53)$$

Hieruit volgt voor ν_i :

$$\nu_i = l^2 \left| \frac{\partial u_i}{\partial r} \right| \quad (2.54)$$

Dit resulteert uiteindelijk in de volgende twee vergelijkingen voor de schuifspanning:

$$0 \leq \phi \leq \lambda: \quad \tau(\phi) = \frac{\mu_M}{R_k} \left[-\frac{\partial u_i}{\partial \phi} \right] + \rho_l \frac{l^2(\phi)}{R_k^2} \left[-\frac{\partial u_i}{\partial \phi} \right]^2 \quad (2.55)$$

en

$$\lambda \leq \phi \leq 1: \quad \tau_i(\phi) = -\frac{\mu_M}{R_k} \left[\frac{\partial u_{i,i}}{\partial \phi} \right] - \rho_l \frac{l(\phi)^2}{R_k^2} \left[\frac{\partial u_{i,i}}{\partial \phi} \right]^2 \quad (2.56)$$

In deze vergelijkingen staat μ_M voor de visceuze dynamische viscositeit.

In de kern wordt de menglengte l bepaald door twee processen. Het eerste proces is gebaseerd op het ontstaan van wervels in het zog van de bellen. De menglengte l_B , die afhankelijk is van de belgrootte en de verdelingsdichtheid, wordt geschat met:

$$l_B = (d/\alpha^{1/3})\epsilon/\bar{\epsilon} \quad (2.57)$$

In deze vergelijking is α gelijk aan de verhouding tussen de korte en de lange as van een ellipsvormige bel. Deze parameter is dus altijd kleiner of gelijk aan één. Het tweede proces is het ontstaan van wervels aan de wand die zich voortplanten naar de kern, analoog aan eenfasestroming. De menglengte l_w wordt, op empirische gronden, gelijk gesteld aan:

$$l_w = R_k(0.14 - 0.08\phi^2 - 0.06\phi^4) \quad (2.58)$$

Dit resultaat beschrijft de wijze waarop turbulente wervels, gegenereerd aan de wand, zich van de wand verwijderen. De lokale menglengte in de kern is dus of de lokale waarde van de menglengte l_b , veroorzaakt door de bellen of de eenfase-lengte, l_w . In het gebied van de wand, kunnen turbulente wervels alleen veroorzaakt worden door grenslaaginstabiliteiten en speelt dus enkel l_w een rol.

Wanneer de sluitingsrelaties worden ingevuld in de vergelijkingen 2.57 en 2.58 resulteert dit in:

$$0 \leq \phi \leq \lambda: \quad \frac{du_1}{d\phi} = \frac{\nu_M R_k}{2l^2(\phi)} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{2gR_k l^2(\phi)}{\nu_M^2} \cdot \beta(\phi)} \right] \quad (2.59)$$

en

$$\lambda \leq \phi \leq 1: \quad -\frac{du_{1,i}}{d\phi} = \frac{\nu_M R_k}{2l^2(\phi)} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{2gR_k l^2(\phi)}{\nu_M^2} \cdot \gamma(\phi)} \right] \quad (2.60)$$

$\beta(\phi)$ en $\gamma(\phi)$ worden gegeven door:

$$\beta(\phi) = \frac{2\bar{\epsilon}}{m\lambda^2} \phi \left[1 - \left(\frac{\phi}{\lambda} \right)^m \right] \quad (2.61)$$

en

$$\gamma(\phi) = \frac{\bar{\epsilon}}{\lambda^2} \left[\frac{\phi^2 - \lambda^2}{\phi} \right] \quad (2.62)$$

Om de integratieconstante te kunnen bepalen is integratie van vergelijking 2.61 en 2.62 noodzakelijk. Hieruit volgt direct:

$$u_1(\phi) - u_1(0) = \int_0^\phi \frac{du_1}{d\phi} d\phi \quad (2.63)$$

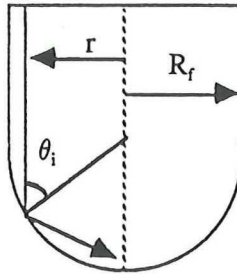
en

$$u_{1,i}(\phi) - u_1(\lambda) = \int_\lambda^\phi \frac{du_{1,i}}{d\phi} d\phi \quad (2.64)$$

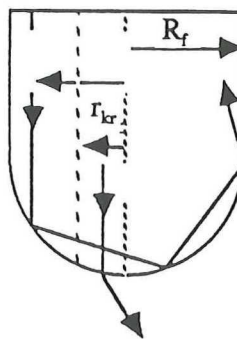
Aangezien $u_{i,1}(1) = 0$ en $u_i(\lambda) = u_{i,1}(\lambda)$ volgt voor de snelheid op de as:

$$u_i(0) = - \left[\int_0^\lambda \frac{du_i}{d\phi} d\phi + \int_\lambda^1 \frac{du_{i,1}}{d\phi} d\phi \right] \quad (2.65)$$

De enig overblijvende onbekende, λ , het punt van maximale neerwaartse snelheid, wordt bepaald door gebruik te maken van een massabalans over de vloeistoffase. Alleen bij de juiste waarde van λ is deze balans gelijk aan nul.



Figuur 3.1. De invalshoek van een lichtstraal op afstand r van de as.



Figuur 3.2. Licht binnen de kritische straal wordt niet gereflecteerd.

3. MEETMETHODEN

Bij dit onderzoek is gebruik gemaakt van twee verschillende meetmethoden. Een meetmethode gebaseerd op metingen met een optische probe en een meetmethode gebaseerd op drukmetingen. In dit hoofdstuk zullen deze meetmethoden nader worden toegelicht.

3.1. De optische probes

In dit onderzoek is gebruik gemaakt van twee optische probes: de éénpuntsprobe en de vierpuntsprobe. De optische probes zijn door het Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie ontwikkeld in het kader van het promotieonderzoek van Frijlink (1987). De onderstaande paragrafen zijn ontleend aan zijn proefschrift.

3.1.1. De éénpuntsprobe

De éénpuntsprobe is de simpelste uitvoering van een optische probe. Deze probe is onder andere bedoeld voor het meten van de lokale hold-up.

De door het Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie gebruikte probes zijn gemaakt van glasvezels. Het uiteinde van deze glasvezel moet een van tevoren gedefinieerde vorm krijgen. In de literatuur worden verschillende vormen beschreven, maar de hier gebruikte glasvezels hebben een ronde punt.

De werking van de optische probe is zeer eenvoudig. Door de glasvezel wordt licht gestuurd. Licht dat op de sensorpunt afkomt, zal een invalshoek θ_i hebben die voornamelijk afhankelijk is van de afstand r van de lichtstraal tot de as. Dit is weergegeven in figuur 3.1. In het vervolg wordt aangenomen dat alle lichtstralen parallel lopen aan de as van de glasvezel.

Voor de invalshoek θ_i geldt:

$$\theta_i = \arcsin \left[\frac{r}{R_f} \right] \quad (3.1)$$

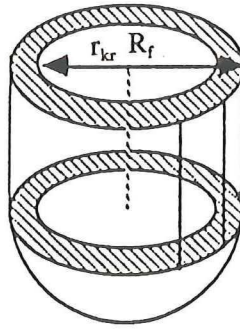
R_f is de diameter van de glasvezel.

Er zal reflectie optreden als deze invalshoek groter is dan de kritische invalshoek θ_{kr} die geldt voor de overgang $n_f - n_m$. Hierbij is n_f de brekingsindex van de vezel is en n_m de brekingsindex van het medium eromheen.

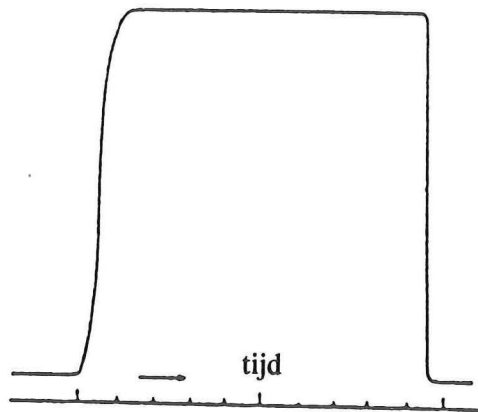
De kritische invalshoek is een functie van de brekingsindices aan beide zijden van het grensvlak:

$$\theta_{kr} = \arcsin \left[\frac{n_f}{n_m} \right] \quad (3.2)$$

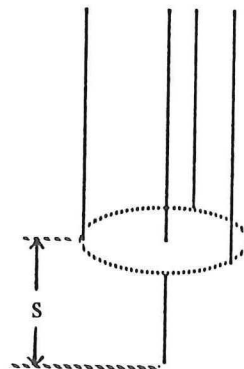
Als de invalshoek kleiner is dan de kritische invalshoek, dan treedt het licht uit. Dit is weergegeven in figuur 3.2.



Figuur 3.3. Drie-dimensionale weergave van figuur 3.2.



Figuur 3.4. De algemene vorm van het signaal dat wordt afgegeven door de glasvezel.



Figuur 3.5. Zijaanzicht van de vierpuntsprobe.

De overgang tussen reflecteren en uittreden heeft plaats op een bepaalde afstand r_{kr} , waar de invalshoek gelijk is aan θ_{kr} .
Hier geldt:

$$\theta_{kr} = \arcsin \left[\frac{r_{kr}}{R_f} \right] \quad (3.3)$$

Zodat uit vergelijking 3.2 en 3.3 volgt:

$$r_{kr} = R_f \left[\frac{n_f}{n_m} \right] \quad (3.4)$$

Voor een gegeven vezel zijn de kritische diameter r_{kr} en de intensiteit van de reflectie afhankelijk van de brekingsindex van de fase buiten de glasvezel. Zoals in figuur 3.3 wordt toegelicht, wordt een gereflecteerd signaal verkregen dat bij benadering gelijk is aan het doorsnijdingsoppervlak van de vezel, met uitsluiting van het gebied waar $R < r_{kr}$. Als nu de intensiteit I_0 uniform verdeeld is over de doorsnijding (alle stralen zijn parallel aan de as van de glasvezel), dan kan de intensiteit van het gereflecteerde signaal, I , geschreven worden als:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{R_f^2 - r_{kr}^2}{R_f^2} = 1 - \frac{n_f^2}{n_m^2} \quad (1 \leq n_m \leq n_f) \quad (3.5)$$

Als $n_m > n_f$ treedt al het licht uit, omdat er in dat geval geen kritische grenshoek bestaat. Dus geldt:

$$I = 0 \quad n_m > n_f \quad (3.6)$$

De vorm van het resulterende signaal is weergegeven in figuur 3.4. De stijgende en dalende flanken zijn duidelijk niet gelijk. De neergaande flank van de signalen hebben een veel snellere responstijd en zijn dus steiler.

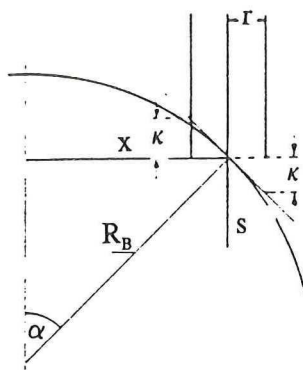
De lokale tijdsgemiddelde hold-up wordt nu als volgt bepaald:

$$\epsilon = \frac{\text{gastijd}}{\text{totale meettijd}} \quad (3.7)$$

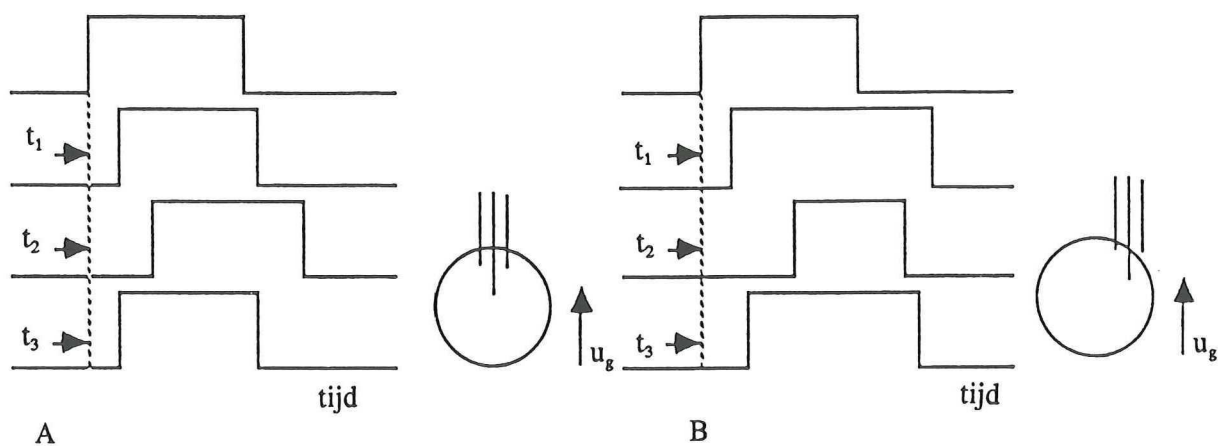
Onder gastijd wordt de tijd verstaan dat de probe gas waarneemt.

3.1.2. De vierpuntsprobe

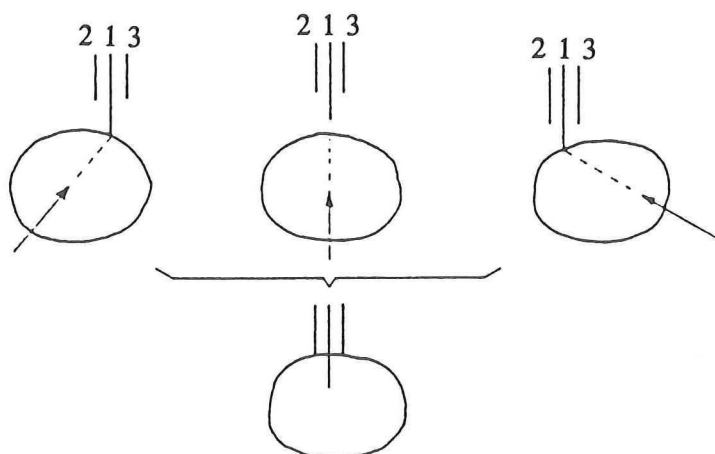
De vierpuntsprobe is gebaseerd op hetzelfde principe als de éénpuntsprobe. De vierpuntsprobe bestaat uit vier glasvezels: een langere vezel in het midden en drie, ongeveer even lange, vezels daaromheen (zie figuur 3.5). Met behulp van deze probe is het mogelijk,



Figuur 3.6. Twee-dimensionale weergave van het aanprikken van een bel.



Figuur 3.7. Weergave van het signaal van de probe bij een centraal, A, en een niet centraal, B, aangeprikte bel.



Figuur 3.8. Bij een bepaalde AT kunnen ook bellen die schuin aanstromen worden geaccepteerd.

naast de hold-up, de snelheid en de diameter van de bellen te meten. Het aanprikken van een bel door zo'n probe is twee-dimensionaal weergegeven in figuur 3.6.

Voor het bepalen van de hold-up wordt door de langste probe de totale gastijd bepaald. De hold-up wordt dus op dezelfde manier bepaald als bij de éénpuntsprobe. Ook hier geldt dus vergelijking 3.7.

Om ervoor te zorgen dat de gemeten belsnelheid en beldiameter een juiste weergave van de werkelijkheid geven, moeten de bellen echter geselecteerd worden. Dit wordt bereikt door alleen die bellen te selecteren die ongeveer in het midden worden aangeprikt. Dit wordt als volgt bereikt. Van elk van de drie korte glasvezels wordt de tijd bepaald waarop de bel wordt aangeprikt. Ook de tijd waarop de langere glasvezel de bel aanprijkt wordt geregistreerd. Vervolgens wordt het tijdsverschil tussen de aanprijktijd van de langste glasvezel en de aanprijktijd van elk van de drie kortere glasvezels bepaald. Deze drie tijden worden vervolgens gemiddeld. Het verschil tussen ieder van de drie tijdsverschillen, Δt_j , en de gemiddelde waarde \bar{t} , wordt nu gebruikt als selectie criterium (zie figuur 3.7). Een bovengrens AT , de acceptatietolerantie, bepaalt de maximum waarde voor $\Delta t_j / \bar{t}$ voor een bel om geaccepteerd te worden. Deze acceptatietolerantie wordt nu gedefinieerd als:

$$AT = \frac{\Delta t_j}{\bar{t}} = \frac{u_g \Delta t_j}{u_g \bar{t}} \approx \frac{\kappa}{s} = \frac{r_v \sin \theta_a}{s} = \frac{r_v}{s} \cdot \frac{x}{R_B} \quad (3.8)$$

Hierin is u_g de gassnelheid en worden de andere symbolen verklaard in figuur 3.6. Voor de maximale acceptatiehoek geldt:

$$\sin \theta_a = \frac{x_a}{R_B} = AT \cdot \frac{s}{r_v} = AT \cdot K \quad (3.9)$$

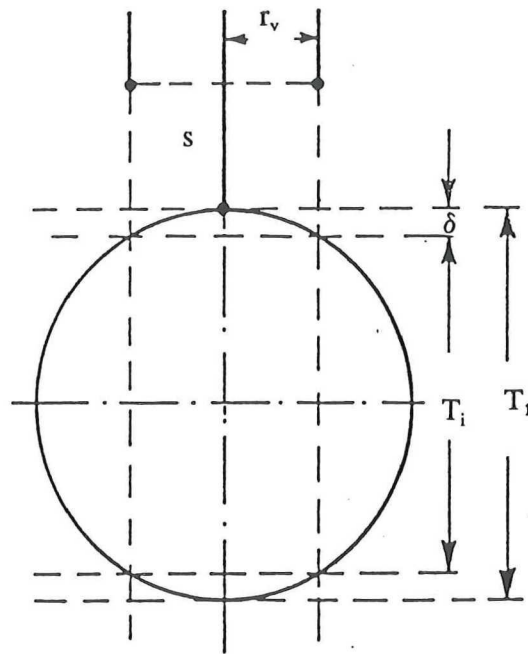
In deze formule is K de probeconstante s/p . Hierbij is s het axiale verschil en r_v het radiale verschil tussen de lange en een korte glasvezel. Uit dit resultaat volgt dat de maximale acceptatiehoek θ_a hetzelfde is voor alle bellen en dat de maximale acceptatiestraal, x_a , evenredig is met R_B . Hoewel AT en K niet onafhankelijk zijn is het erg handig om over een probeconstante en een acceptatietolerantie te beschikken die de grootte van de maximum acceptatiehoek bepaalt.

Wanneer bellen worden aangeprikt die slechts iets groter zijn dan de cirkel die wordt beschreven door de drie korte probes, zal de kans op acceptatie verder afnemen als gevolg van de eindige grootte van de probe.

Volgens Frijlink (1987) is ondervertegenwoordiging van kleine bellen als gevolg van de eindige dimensies van de probe te verwachten voor bellen die kleiner zijn dan $d = 4r_v$. Daarnaast zal de ondervertegenwoordiging van kleine bellen toenemen bij een grotere waarde voor AT , omdat er dan meer grote bellen worden geregistreerd.

Ook moet worden meegenomen dat niet alleen bellen die loodrecht omhoog stijgen geaccepteerd worden, maar dat dit ook kan gebeuren met bellen die schuin aanstromen (zie figuur 3.8).

Maar zelfs wanneer de bel loodrecht aanstroomt op de probe kan de belsnelheid niet altijd simpelweg worden uitgerekend met behulp van $v = s/t$. De reden hiervoor is dat de drie korte probes een grotere afstand δ moeten afleggen in plaats van s voordat zij het oppervlak raken. Deze afwijking is significant bij kleine bellen.



Figuur 3.9. Krommingscorrectie voor kleine bellen.

Wanneer nu figuur 3.9 in beschouwing wordt genomen kan het volgende worden aangenomen:

$$\delta = \frac{d}{2} - \sqrt{\left[\left(\frac{d}{2}\right)^2 - r^2}\right]} \quad (3.10)$$

Hierin is d de (benaderde) beldiameter.

Eerst wordt voor elke bel een benadering $u_{g,u}$ van zijn verticale snelheid en een benadering d_u voor zijn verticale dimensie berekend:

$$u_{g,u} = \frac{1}{3} \sum_2^4 \frac{s_j}{t_j} = \frac{\bar{s}}{\bar{t}} \quad (3.11)$$

en

$$d_u = u_{g,u} \cdot T_{\max} \quad (3.12)$$

Het gebruik van s/t is alleen toegestaan als de waarden voor s_j verwaarloosbaar verschillen van \bar{s} . In vergelijking 3.12 moet volgens Frijlink (1987), de maximale pulsduur, T_{\max} , gebruikt in plaats van de pulsduur van de langste probe, T_l , omdat dit een overschatting van de krommingscorrectie, d_c , voorkomt. Verder zal de maximale pulsduur een betere benadering opleveren van de kromming van de bovenkant van elipsvormige bellen en de grootte van de bellen in het algemeen.

Vervolgens wordt de belstraal d in vergelijking 3.10 benaderd door d_u en wordt een gecorrigeerde waarde voor zowel $u_{g,u}$ als d_u als volgt bepaald:

$$u_{g,c} = \frac{\bar{s} + \delta}{\bar{t}} = \frac{2\bar{s} + d_u - \sqrt{d_u^2 - 4r^2}}{2\bar{t}} \quad (3.13)$$

en

$$d_c = u_{g,c} \cdot T_{\max} \quad (3.14)$$

3.2. De druksensoren

3.2.1. De meetmethode

Deze meetmethode is gebaseerd op het werk van Drahoš et al (1991).

Met behulp van druksensoren wordt de druk aan de wand gemeten. Dit levert een fluctuerend signaal op. Dit signaal kan nu geanalyseerd worden met behulp van technieken uit de stochastische signaalverwerking.

Drahoš et al (1991) stellen dat door middel van analyse van deze drukfluctuaties een indicatie voor de circulatiesnelheid, u_c , gevonden kan worden.

Hun aanpak is gebaseerd op de aanname dat de verschijnselen die optreden in een bellenkolom elk een verschillend frequentiebereik hebben (zie tabel 3.1). Deze verschijnselen bevinden zich allemaal in een frequentiebereik van 0 tot 20 Hz.

Bron	Orde van de karakteristieke frequenties (Hz)
Ontstaan van bellen	$> 10^1$
Passeren van bellen	$10^0 - 10^1$
Coalescentie	10^0
Wervels (middelgroot)	10^0
Wervels (grote schaal)	10^{-1}
Fluctuaties van de vloeistofspiegel	$10^{-2} - 10^{-1}$

Tabel 3.1. De orde van de karakteristieke frequenties van de verschillende signaalbronnen in een bellenkolom.

Hun analyse van de druksignalen bestaat uit twee delen:

- van een enkele druksensor worden de standaarddeviatie en de autospectrale dichtheidsfunctie, zie paragraaf 3.2.2, geschat;
- van twee druksensoren worden de kruiscorrelatiefunctie, zie ook paragraaf 3.2.2., geëvalueerd.

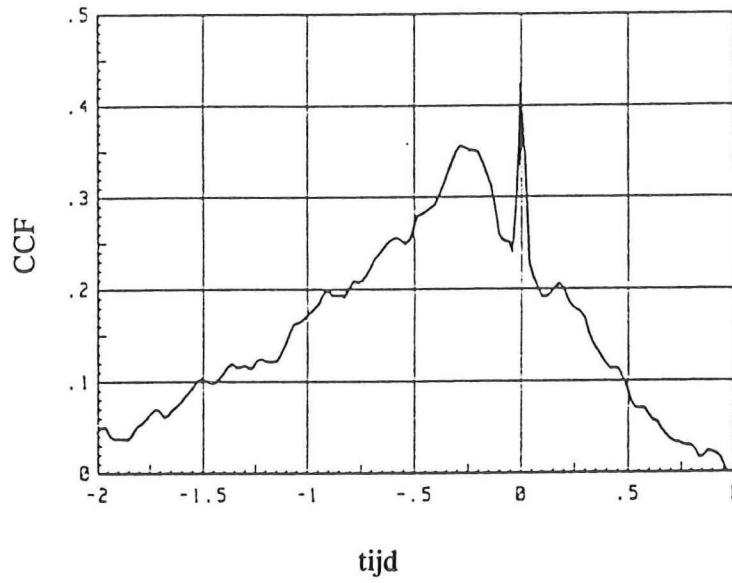
Drahoš et al (1991) vinden dat het verband tussen de superficiële gassnelheid en de standaarddeviatie van het druksignaal zo goed als lineair is.

Drahoš et al (1991) hebben vervolgens gekeken naar de autospectrale dichtheidsfuncties (ASDF). Zij stellen dat voor het homogene stromingsregime het spectrum wordt overheerst door een zeer lage frequentie van grootte-orde 10^{-2} Hz. Deze frequenties worden veroorzaakt door oscillaties van de vloeistofspiegel. De standaarddeviatie is klein en de bijdrage aan het spectrum van het frequentiebereik groter dan 5 Hz is verwaarloosbaar.

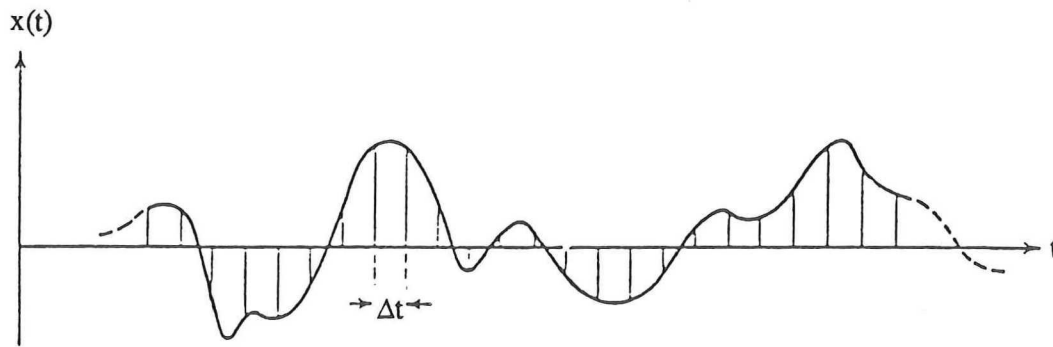
In het overgangsgebied van homogeen naar turbulent lijkt het spectrum volgens Drahoš et al (1991) op het spectrum van het homogene stromingsregime. Boven 5 Hz is de intensiteit echter significant hoger. In het lage frequentiebereik kunnen nu twee bronnen van het signaal onderscheiden worden. De neerwaarts georiënteerde grote wervels van de orde 10^{-1} Hz en fluctuaties met frequenties lager dan 10^{-1} Hz, die veroorzaakt worden door interactie tussen de wervels en de bellen. Deze bijdragen kunnen worden onderscheiden met behulp van kruiscorrelatie-analyse.

Een karakteristiek verschijnsel van het turbulente stromingsregime is een brede piek in de ASDF in het gebied van 2 - 7 Hz. De bron van deze piek is volgens Drahoš et al (1991) het ontstaan van grote clusters van bellen in de buurt van de verdeelplaat. De intensiteit van de piek neemt toe met superficiële gassnelheid.

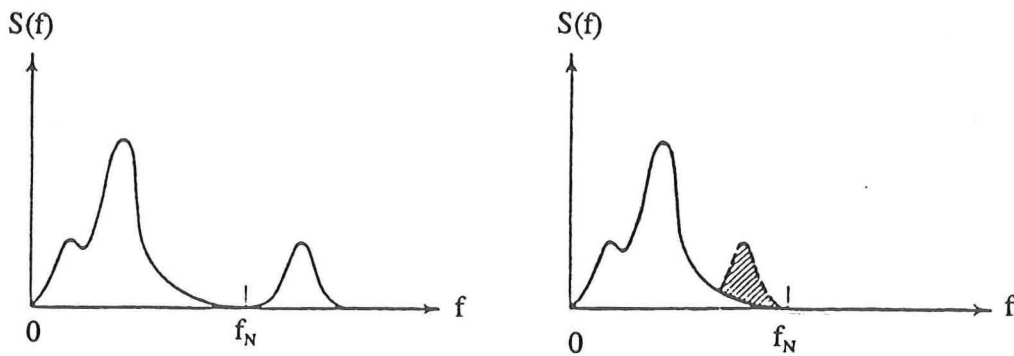
Voordat de kruiscorrelatiefunctie wordt bepaald, wordt het signaal door Drahoš et al (1991) eerst gefilterd bij een afsnijfrequentie van 5 Hz. Op deze wijze wordt dat deel van het signaal dat optreedt door het ontstaan en langskomen van bellen verwijderd.



Figuur 3.10. Voorbeeld van een kruiscorrelatiefunctie.



Figuur 3.11. Het bemonsteren van een continu signaal.



Figuur 3.12. Het effect van "aliasing": het ware spectrum, a, en het spectrum met "aliasing".

Aan de hand van de kruiscorrelatiefunctie (zie figuur 3.10) stellen zij nu het volgende:

- een scherpe piek bij $\Delta t = 0$ komt overeen met die bronnen die tegelijkertijd door beide probes wordt waargenomen, zoals het ontstaan en passeren van bellen, coalescentie, fluctuaties van de vloeistofspiegel en radiaal en tangentiaal bewegende wervels;
- Een beduidend bredere piek bij $\Delta t_1 < 0$ wordt veroorzaakt door de neerwaarts stromende vloeistof dicht bij de wand. De bron voor dit signaal zijn de grote wervels die gesuperponeerd zijn op de vloeistofstroming.

Deze piek Δt_1 geeft nu een ruwe indicatie voor de circulatiesnelheid van de vloeistof.

3.2.2. Signaalverwerking

De signaalverwerking die nodig is om bovenstaande resultaten te verkrijgen, is gebaseerd op de aanpak van Bendat en Piersol (1986).

Het signaal dat afgegeven wordt door de druksensor is een analoog signaal. Voordat een signaal geschikt is voor verwerking met een computer, zal het signaal eerst omgezet moeten worden naar digitaal signaal. Het moet dus bemonsterd worden. Dit betekent dat slechts op bepaalde, discrete tijdstippen de waarde van het signaal wordt bewaard. Daarbij moet rekening gehouden worden met de problemen die samenhangen met "aliasing".

Bemonstering van analoge signalen voor digitale data-analyse vindt meestal plaats op equidistante tijdsintervallen, Δt , zoals weergegeven in figuur 3.11. Nu geldt volgens het bemonsteringstheorema dat alle frequenties boven de zogenaamde Nyquist-frequentie, teruggevouwen worden naar frequenties onder deze Nyquist-frequentie. In figuur 3.12 is met behulp van een willekeurig autospectrum geïllustreerd wat dit betekent. De Nyquist-frequentie, f_N , is gelijk aan:

$$f_N = \frac{1}{2\Delta t} \quad (3.15)$$

Deze verwarring tussen de hoog- en laagfrequente componenten van de data wordt "aliasing" genoemd.

Om nu te voorkomen dat "aliasing" optreedt, zullen de frequenties in de originele data die zich boven de Nyquist frequentie bevinden, verwijderd moeten worden. Dit gebeurt door het frequentiegebied van het signaal met behulp van een laagdoorlaatfilter te beperken, voordat het analoge signaal omgezet wordt naar een digitaal signaal.

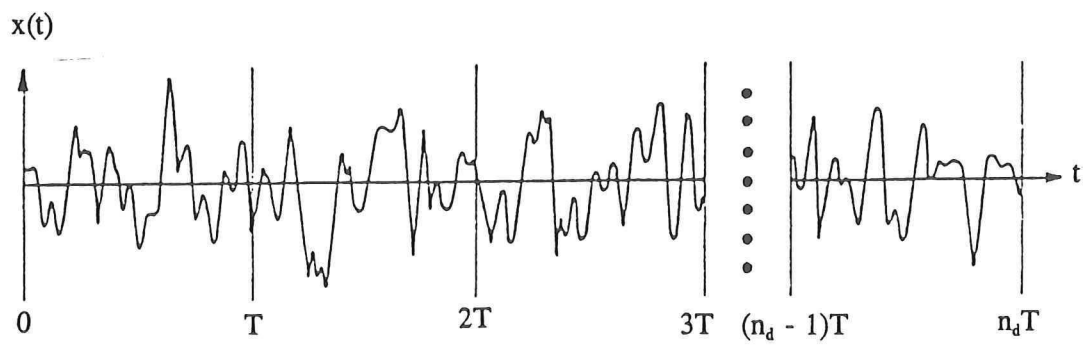
Vanaf nu wordt ervan uitgegaan dat een serie digitale data uit N , met een equidistant tijdsinterval Δt bemonsterde, waarden bestaat.

In het bijzonder geldt:

$$\{a_n\} \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3.16)$$

waarbij de datawaarden geassocieerd worden met de tijden:

$$t_n = t_0 + n\Delta t \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3.17)$$



Figuur 3.13. Het opdelen van een signaal in n_d segmenten met een lengte T .

Hierin is t_0 willekeurig en doet er verder niet toe zolang de data een stationair willekeurig proces beschrijft. Ofwel:

$$a_n = a(t_0 + n\Delta t) \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3.18)$$

De lengte van het signaal zoals weergegeven door de bemonsterde data is nu $T = N\Delta t$.

De gemiddelde waarde van de bemonsterde data $\{a_n\}$, $n = 1, 2, \dots, N$, wordt gegeven door:

$$\bar{a} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N a_n \quad (3.19)$$

Dit gemiddelde wordt nu afgetrokken van de bemonsterde data, zodat een signaal $\{x_n\}$ ontstaat, waarvan $\bar{x} = 0$:

$$x_n = x(t_0 + n\Delta t) = a_n - \bar{a} \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3.20)$$

De standaarddeviatie van de getransformeerde bemonsterde data $\{x_n\}$ wordt gegeven door:

$$st.dev. = \left[\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N x_n^2 \right]^{1/2} \quad (3.21)$$

De spectra en de correlatiefuncties van $\{x_n\}$ kunnen nu bepaald worden met behulp van een zogenaamde "fast Fourier transformatie (FFT)". Voor een nadere beschrijving van de FFT-procedure wordt verwezen naar Bendat en Piersol (1986).

Een autospectrale dichtheidsfunctie wordt als volgt geschat.

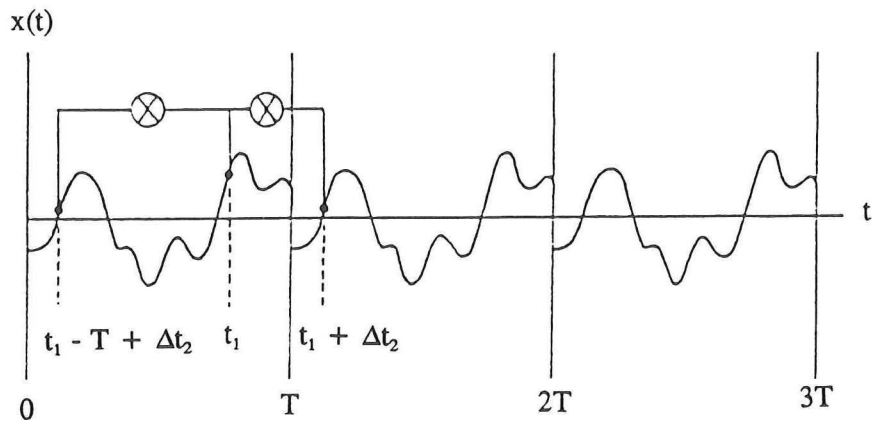
Beschouw de getransformeerde data $x(t)$ met een totale lengte T_r . Deze wordt stationair verondersteld met $\bar{x} = 0$. Nu wordt dit signaal opgedeeld in n_d continue segmenten, elk met een lengte T , zoals weergegeven in figuur 3.13.

Een segment van $x(t)$ is $x_j(t)$, $(j-1)T \leq t \leq jT$, $j = 1, 2, \dots, n_d$. Een schatting voor de autospectrale dichtheidsfunctie $\hat{S}_{xx}(f)$ wordt gegeven door:

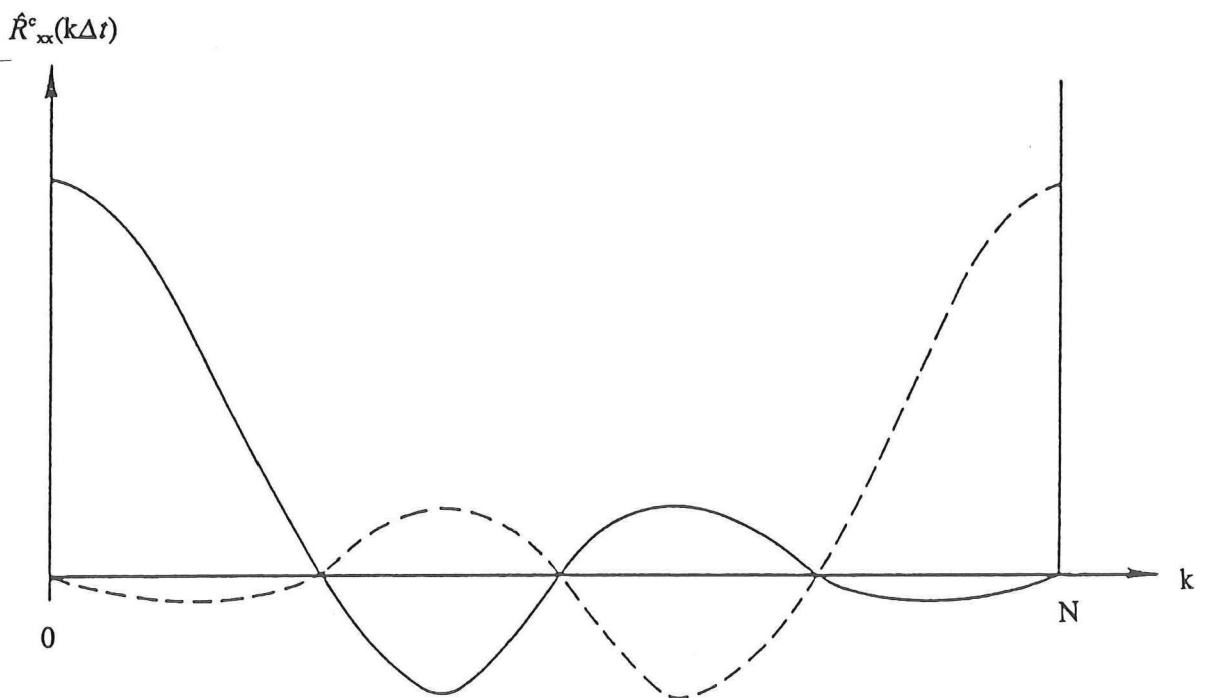
$$\hat{S}_{xx}(f) = \frac{1}{n_d T} \sum_{j=1}^{n_d} |X_j(f, T)|^2 \quad (3.22)$$

hierin is:

$$X_j(f, T) = \int_0^T x_j(t) e^{-i2\pi f t} dt \quad (3.23)$$



Figuur 3.14. Illustratie van het circulaire effect in het bepalen van een correlatie met behulp van een FFT.



Figuur 3.15. Illustratie van een circulaire correlatiefunctie.

Wanneer $x_j(t)$ gerepresenteerd wordt door N datapunten $\{x_{jn}\}$, $n = 0, 1, \dots, N-1$, $j = 1, 2, \dots, n_d$, zal de FFT-procedure waarden bepalen op de discrete frequenties:

$$f_k = \frac{k}{T} = \frac{k}{N\Delta t} \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (3.24)$$

De Fourier-componenten voor elk segment worden nu gegeven door:

$$X_j(f_k) = \Delta t X_{jk} = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x_{jn} \exp \left[\frac{-i2\pi kn}{N} \right] \quad (3.25)$$

De autospectrale dichtheidsfunctie wordt nu:

$$S_{xx}(f_k) = \frac{1}{n_d N \Delta t} \sum_{j=1}^{N-1} |X_j(f_k)|^2 \quad (3.26)$$

Wanneer FFT-procedures worden gebruikt, treedt de Nyquist-frequentie op bij $k = N/2$. Dit betekent dat de eerste $(N/2) + 1$ spectrale waarden bij $k = 0, 1, \dots, N/2$ de schatting voor de autospectrale dichtheidsfunctie in het frequentiegebied $0 \leq f_k \leq f_N$ vertegenwoordigen, terwijl de laatste $(N/2) - 1$ spectrale waarden bij $k = (N/2) + 1, (N/2) + 2, \dots, N - 1$ de schatting voor de autospectrale dichtheidsfunctie in het frequentiegebied $-f_N < f_k < 0$ vertegenwoordigen.

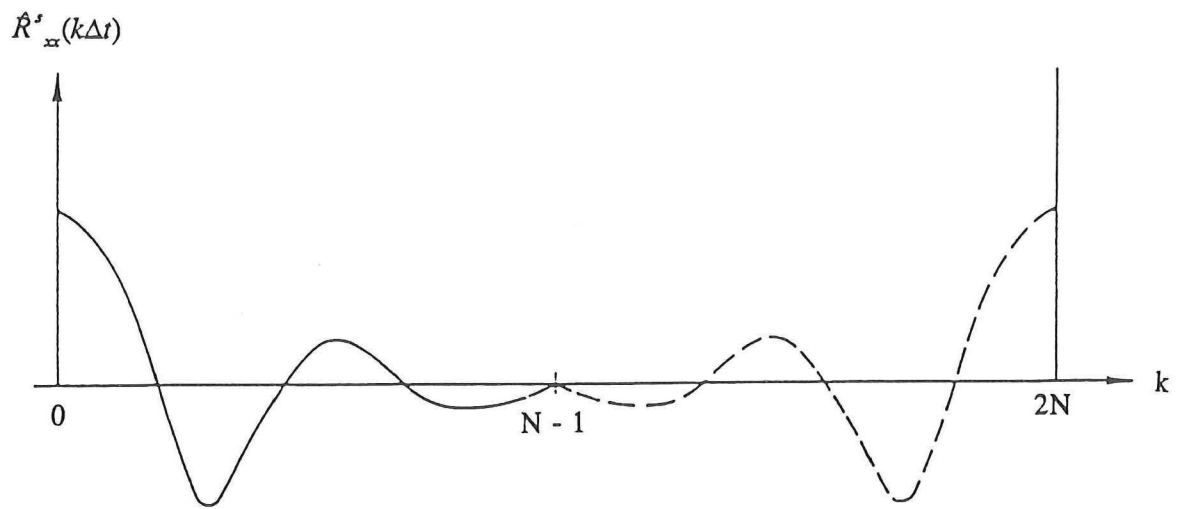
Het aantal waarden N dat gebruikt wordt voor elke FFT wordt vaak de blok grootte voor de berekening genoemd en is bepalend voor de resolutie die gegeven wordt door:

$$\Delta f = \frac{1}{T} = \frac{1}{(N\Delta t)} \quad (3.27)$$

Verder is het aantal segmenten n_d van invloed op de willekeurige fout in de schatting. Deze fout wordt gegeven door:

$$\varepsilon_r [S_{xx}(f)] = \frac{1}{\sqrt{(n_d)}} \quad (3.28)$$

De autocorrelatiefunctie kan nu berekend worden door de inverse Fouriertransformatie van de autospectrale dichtheidsfunctie te nemen. Het FFT-algoritme ziet het segment met een lengte $T = N\Delta t$ echter als een periode van een doorlopende periodieke functie. De resulterende correlatiefunctie is nu gelijk aan die van een periodieke functie, zoals weergegeven in figuur 3.14. Voor een tijdstip t_1 en een vertraging Δt_2 zal, wanneer het verschil tussen de lengte van het interval, T , en t_1 kleiner is Δt_2 , het produkt van $x(t_1)x(t_1 + \Delta t_2)$ gelijk zijn aan het produkt van $x(t_1)x(t_1 - T + \Delta t_2)$. Hieruit volgt dat de resulterende correlatiefunctie bij elke vertraging Δt bestaat uit termen aangaande $R_{xx}(\Delta t)$ en $R_{xx}(T - \Delta t)$. Dit is weergegeven in figuur 3.15.



Figuur 3.16. Illustratie van een circulaire correlatiefunctie als er N nullen worden toegevoegd.

Dit probleem kan omzeild worden door N nullen toe te voegen aan de originele N datawaarden. Het effect hiervan is dat de twee gedeelten van de correlatiefunctie geheel van elkaar gescheiden worden, zoals weergegeven in figuur 3.16. Dit resulteert in:

$$\hat{R}_{xx}^s(k\Delta t) = \frac{(N-k)}{N} \hat{R}_{xx}(k\Delta t) \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (3.29)$$

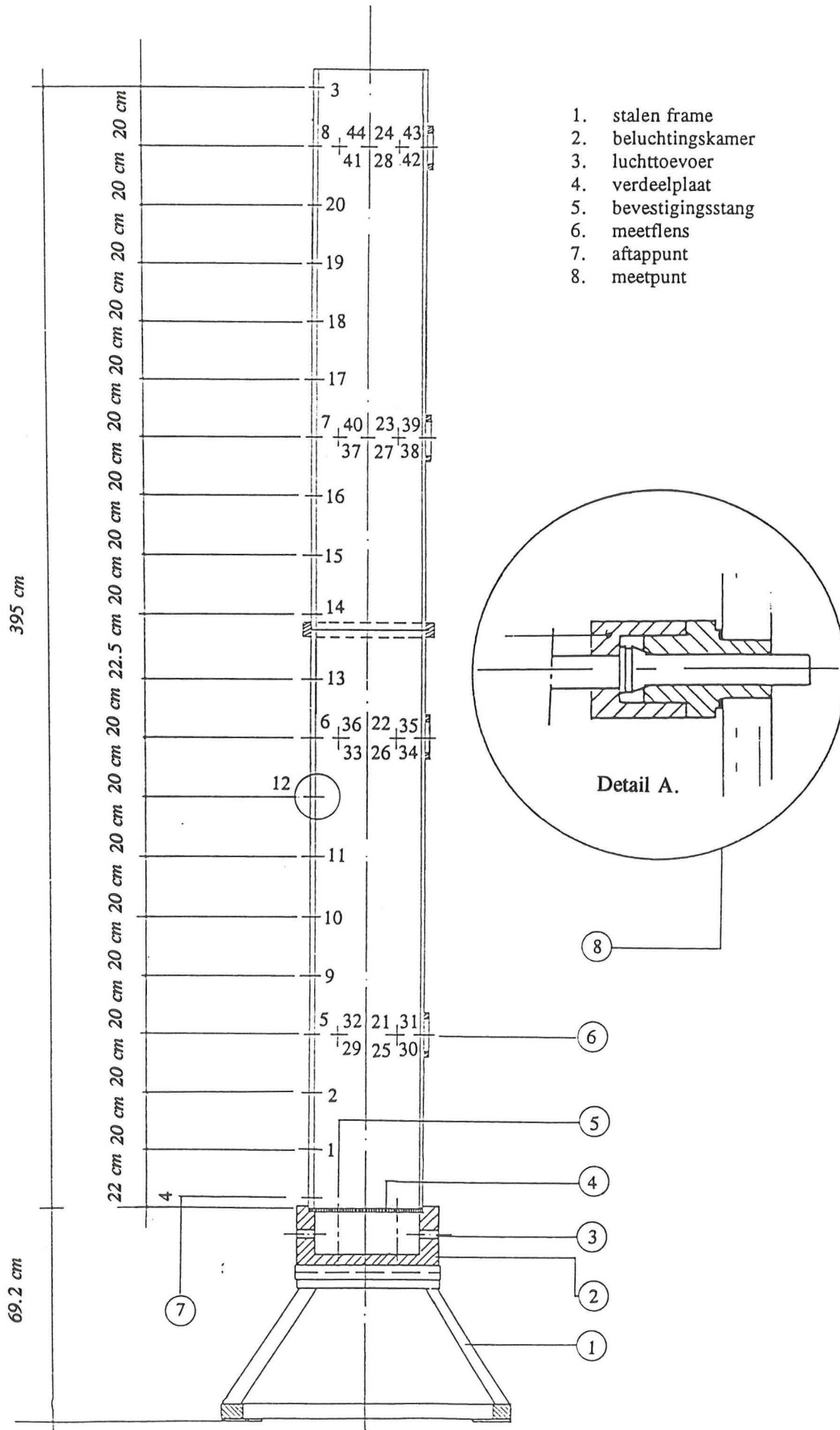
en

$$\hat{R}_{xx}^s(k\Delta t) = \frac{(k-N)}{N} \hat{R}_{xx}[(2N-k)\Delta t] \quad k = N, N+1, \dots, 2N-1 \quad (3.30)$$

De eerste helft van de schatting, waar $0 \leq k \leq N-1$, staat voor de waarden van de autocorrelatiefunctie voor positieve verschuivingen, terwijl de tweede helft van de schatting, waar $N \leq k \leq 2N-1$, staat voor de waarden van de autocorrelatiefunctie voor negatieve verschuivingen.

De kruisspectrale dichtheidsfunctie en de kruiscorrelatiefunctie kunnen op analoge wijze worden bepaald.

Het signaal wordt bij sommige toepassingen digitaal gefilterd. Dit gebeurt door het hele signaal, dus niet opgedeeld in segmenten, met behulp van een FFT te transformeren naar het frequentiedomein. Daar worden alle datapunten die behoren bij frequenties hoger dan de gewenste afsnijfrequentie vervangen door nullen. Vervolgens wordt het signaal teruggetransformeerd naar het tijddomein.



Figuur 4.1. De 40 cm-kolom.

4. MEETOPSTELLING EN MEETAPPARATUUR

4.1. De kolommen

In dit onderzoek is gebruik gemaakt van twee kolommen. De metingen met de optische probes zijn verricht in een kolom met een buitendiameter van 40 centimeter. Voor de metingen met de druksensoren is voornamelijk gebruik gemaakt van een kolom met een buitendiameter van 16 centimeter. Beide kolommen zullen in aparte paragrafen worden besproken.

4.1.1. De 40 cm-kolom

De kolom, weergegeven in figuur 4.1, is vervaardigd uit perspex. Deze kolom heeft een buitendiameter van 40 cm en een wanddikte van 8 mm. De kolom bestaat uit twee segmenten van 2 en 1,95 m hoog, zodat de totale kolomhoogte 3,95 m bedraagt. De twee segmenten zijn op elkaar geklemd met behulp van een flens. Deze verbinding is waterdicht gemaakt met behulp van twee o-ringen.

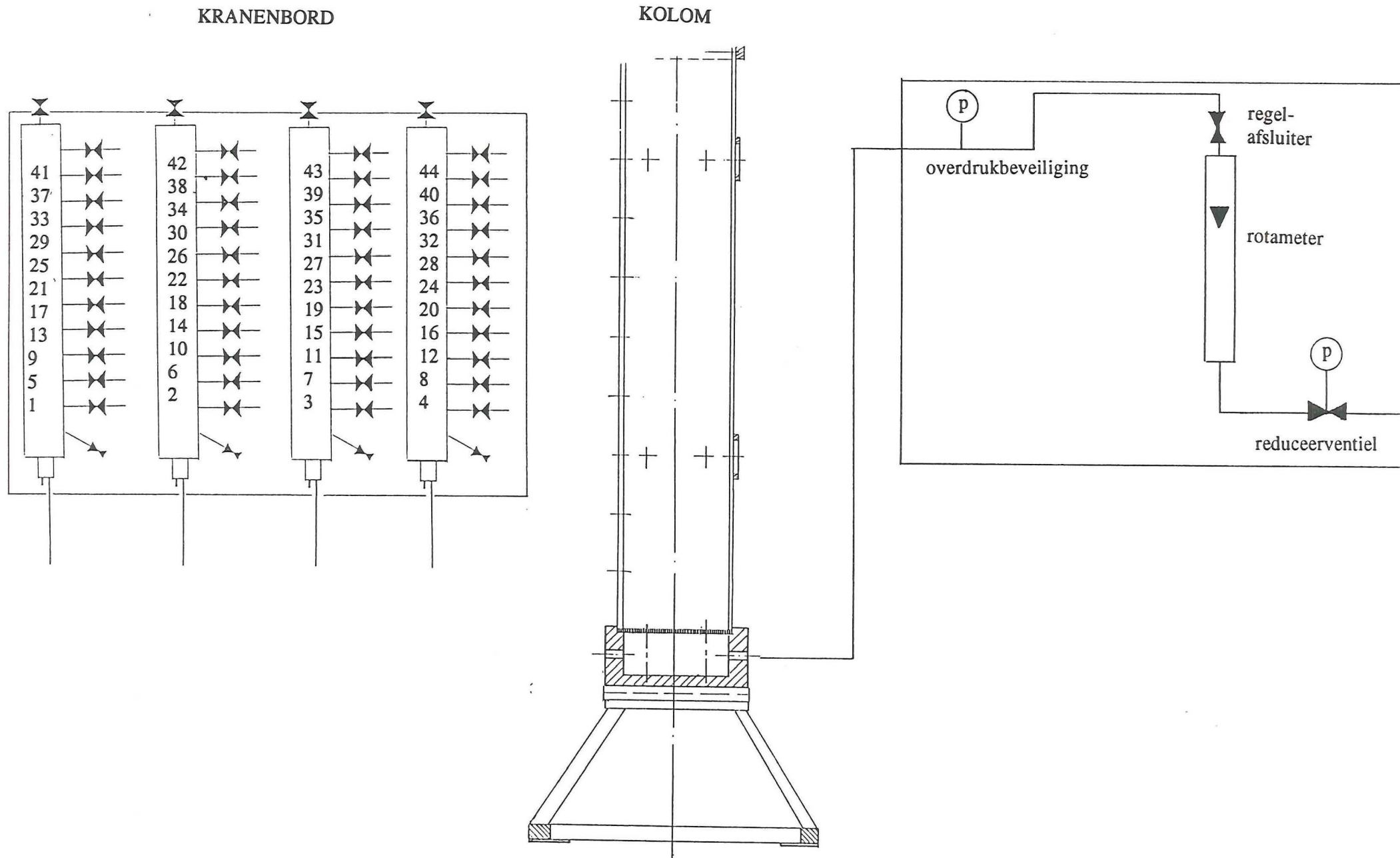
In de wand van de kolom zijn vier meetflenzen, met een diameter van 10 cm, aangebracht, waardoor de optische probes gestoken kunnen worden. Het middelpunt van de eerste meetflens bevindt zich op 62 cm ten opzichte van de verdeelplaat. De andere drie meetflenzen bevinden zich op respectievelijk 1,62 m, 2,645 m en 3,645 m hoogte.

Naast de meetflenzen zijn in de kolom 44 meetpunten aangebracht. Door deze meetpunten zijn holle messing-stangen gestoken. De verbinding tussen meetpunt en stang is waterdicht gemaakt met behulp van een kunststof doorvoer (zie figuur 4.1, detail A). Van deze meetpunten bevinden zich er 20 langs de lengte van de kolom en 24 zich in groepen van 6 op vier hoogten langs de kolom. De afstand van de bodemplaat tot het eerste meetpunt is 22 cm. De andere 19 meetpunten bevinden zich, op één na, steeds twintig centimeter hoger. De afstand tussen het laatste meetpunt van het eerste segment en het eerste meetpunt van het tweede segment bedraagt namelijk 22,5 cm. De vier groepen bevinden zich op dezelfde hoogte als de meetflenzen.

De 44 stangen zijn met behulp van plastic slangen verbonden met 44 kranen. Dit is weergegeven in figuur 4.2. Deze kranen zijn in groepen van 11 aan 4 messing-buizen geschroefd. Per buis zijn aan de kranen 11 plastic slangen van eenzelfde kleur bevestigd. Deze kleuren zijn: groen, zwart, blauw en rood. De afstand tussen aansluitpunten van de kranen aan de messing-buis bedraagt steeds 10 cm. Daarnaast zijn onder en bovenaan de messing-buis twee extra kraantjes bevestigd. Met de bovenste kraan kan de buis ontlucht worden. Met de onderste kraan kan water worden afgetapt. Onderaan de messing-buis is een druksensor bevestigd. De messing-buizen zijn bevestigd aan een houten bord, het zogenaamde kranenbord.

Om er nu voor te zorgen dat de afstand van elk meetpunt tot de druksensor gelijk is, is de lengte van de plastic slang aangepast aan de afstand van het aansluitpunt op de messing-buis tot de druksensor.

De meetpunten zijn gegroepeerd in 11 groepen. Het schema van deze groepen is weergegeven in tabel 4.1. De nummers in tabel 4.1. en figuur 4.2 corresponderen met die in figuur 4.1.



Figuur 4.2. Schematische weergave van de opstelling (40 cm-kolom).

GROEN	ZWART	BLAUW	ROOD	Opmerking
1	2	3	4	boven + onder
5	6	7	8	hele kolom
9	10	11	12	1° stap
13	14	15	16	2° stap
17	18	19	20	3° stap
21	22	23	24	rechts (hele kolom)
25	26	27	28	links (hele kolom)
29	30	31	32	1° rondom
33	34	35	36	2° rondom
37	38	39	40	3° rondom
41	42	43	44	4° rondom

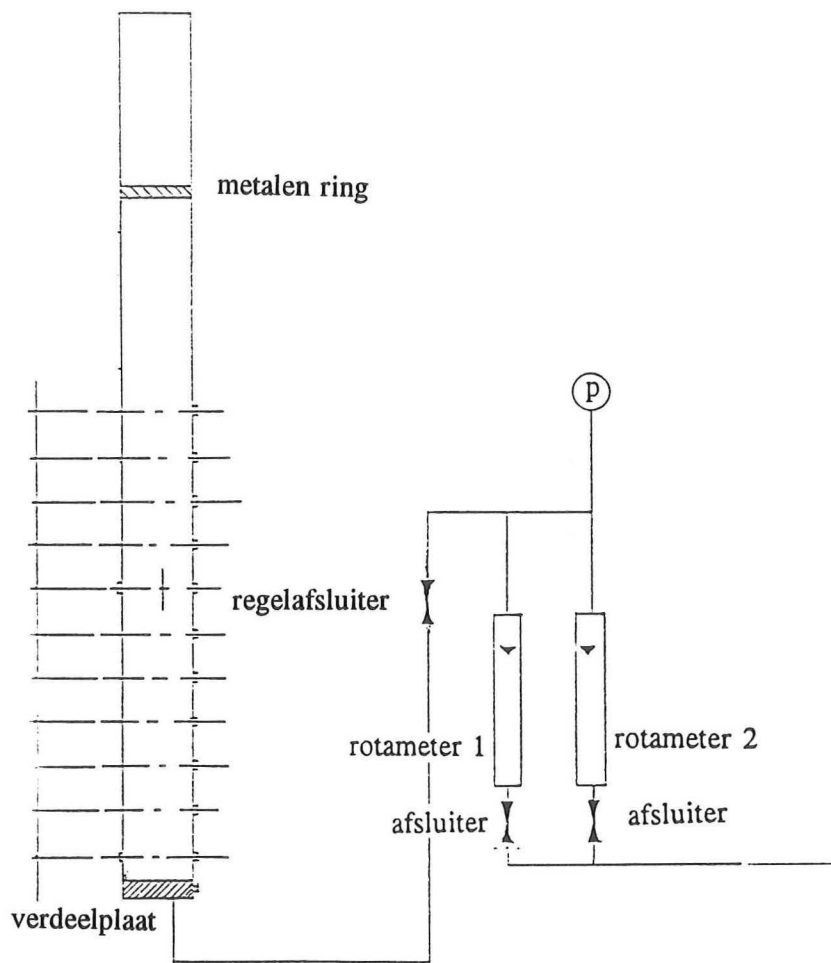
Tabel 4.1. De nummering van de meetpunten.

Op 4 cm van de onderkant van de kolom is een aftappunt aangebracht.

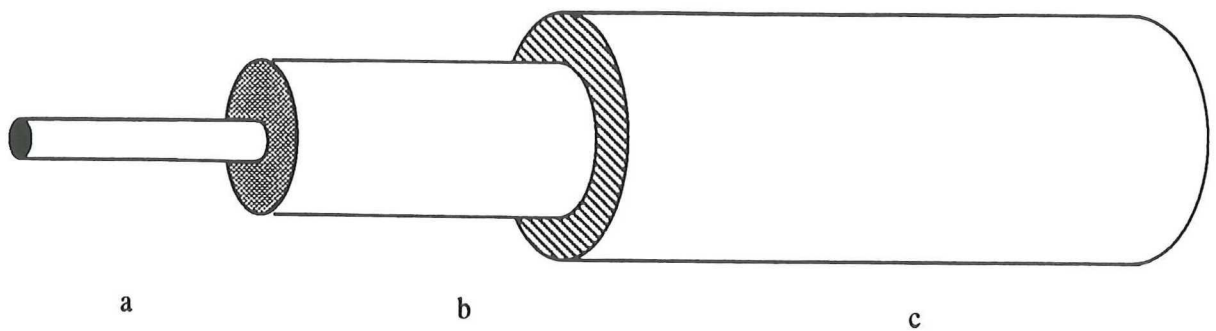
De kolom rust op de verdeelplaat, die is aangebracht in een beluchtingskamer.

De verdeelplaat is een sinterplaat van polyetheen (Flexolith-H van Schuler) met een dikte van 1 cm en een diameter van 40 cm. De porositeit bedraagt 40% en de gemiddelde diameter van de poriën bedraagt 40 μm . In de verdeelplaat zijn 5 openingen, 1 in het midden en 4 rondom op 10 cm afstand. Door deze openingen wordt de verdeelplaat met behulp van trekstangen verankerd. Daarnaast is de verdeelplaat met behulp van siliconenkit vastgelijmd op de beluchtingskamer om lekkage langs de plaat te voorkomen. De beluchtingskamer bestaat uit een vierkante, uit pvc vervaardigde, bak. Deze bak is van binnen rond en heeft een binnendiameter van 40 cm en een hoogte van 14,8 cm. Het buitenoppervlak van de bak is 51,5 cm x 51,5 cm en de hoogte bedraagt 19,2 cm. In elk van de zijkanten van deze bak is een gat, met een diameter van 2,4 cm, aangebracht waarop slangen zijn aangesloten. Via deze slangen wordt lucht toegevoerd. Onderaan de bak is een aftappunt gemaakt. De kolom en de bak rusten op een stalen frame. Dit frame heeft een hoogte van 50 cm.

De lucht wordt afgenomen van het persluchtnet, dat opereert met een druk van 6 bar. De luchtdruk wordt met behulp van een reduceerventiel gereduceerd naar een overdruk van 2,5 bar. Het debiet wordt vervolgens gemeten met behulp van een rotameter. De gebruikte rotameter bestaat een buis B5-21-10/77 en een vlotter 3/4 BNSVT-53.T6. De ijklijn is weergegeven in Appendix B, figuur B.1. Na de rotameter bevindt zich een regelafsluiter om het debiet mee in te stellen en overdrukbeveiliging die ervoor zorgt dat de druk na de rotameter de 1 bar overdruk niet overschrijdt. Vervolgens wordt het debiet via een verdeelstuk verdeeld over de vier slangen die aangesloten zijn op de beluchtingskamer.



Figuur 4.3. Schematische weergave van de opstelling (16 cm-kolom).



Figuur 4.4. De glasvezel bestaat uit een kern van kwartsglas, a, en omgeven door een "cladding", b. De teflonlaag, c, zorgt voor de bescherming.

4.1.2. De 16 cm-kolom

Ook deze kolom is vervaardigd uit perspex. De kolom heeft een hoogte van 2 m, een buitendiameter van 16 cm en een wanddikte van 5 mm. De kolom rust op een metalen tafel, die bevestigd is aan de wand. Daarnaast is de kolom aan de bovenkant met behulp van een metalen ring aan de wand bevestigd.

In de wand zijn 15 meetpunten aangebracht, waarop druksensoren rechtstreeks kunnen worden aangesloten. Er bevinden zich 12 meetpunten langs de kolom. Het eerste meetpunt bevindt zich 6,5 cm onder de verdeelplaat. Het volgende meetpunt bevindt zich 9 cm daarboven en de resterende meetpunten bevinden zich steeds op 10 cm afstand. Drie meetpunten bevinden op 62,5 cm van de verdeelplaat rondom de kolom.

De verdeelplaat is van hetzelfde materiaal als in de 40 cm-kolom. De diameter van deze verdeelplaat is 13,5 cm. Tussen de verdeelplaat en de beluchtingskamer bevindt zich een o-ring.

Het luchtdebiet wordt met een overdruk van 1 bar via één van de twee rotameters toegevoerd aan de kolom. De ene rotameter heeft een buis FP-3/8-25-G-5/36 en de andere rotameter heeft een buis B4-27-10/77. De ijklijn van de eerstgenoemde rotameter wordt gegeven in Appendix B, figuur B.2. De tweede rotameter is niet geijkt. Door bij hetzelfde debiet na elkaar beide rotameterstanden af te lezen is bepaald welke stand van de tweede rotameter met dit debiet overeenkomt.

De hele opstelling wordt weergegeven in figuur 4.3.

4.2. De optische probes

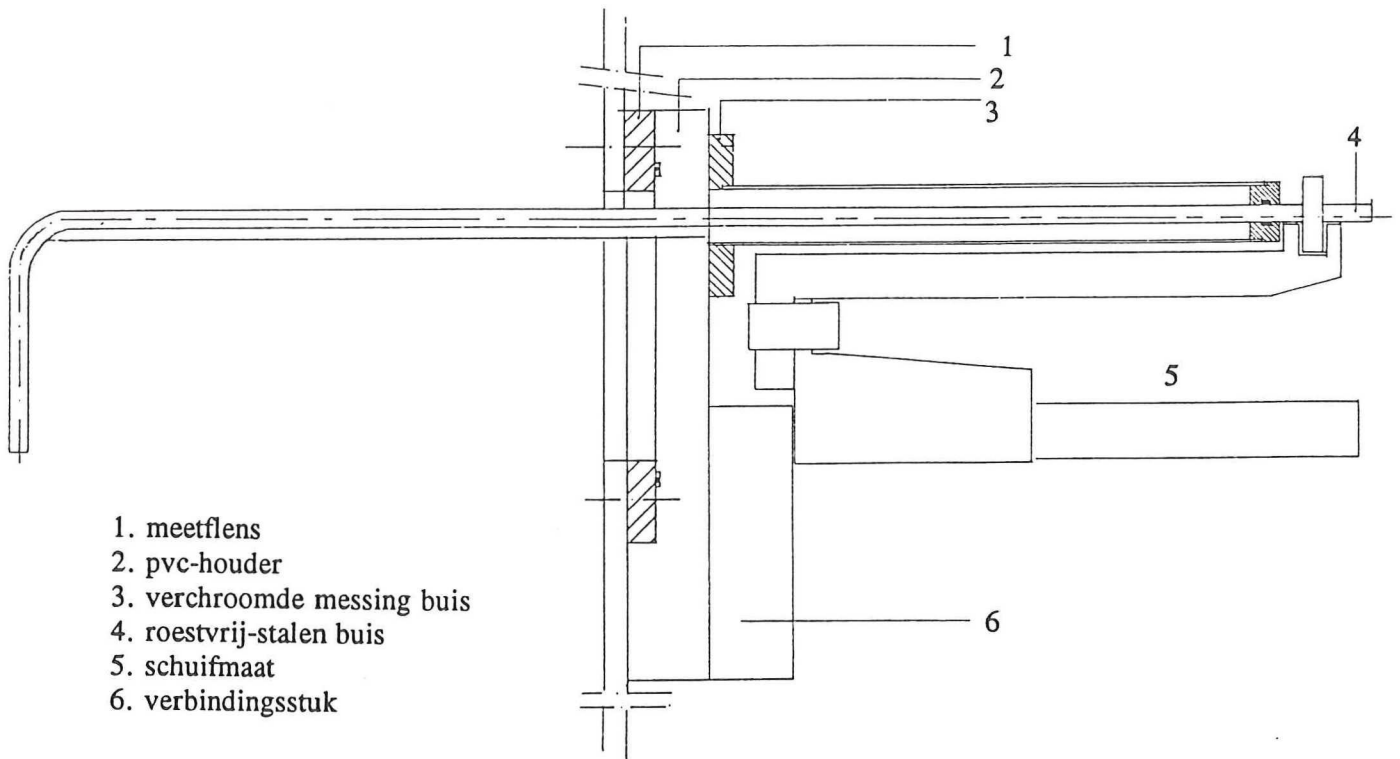
Alle glasvezels die op het Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie in gebruik zijn, zijn van het merk Fibropsil van de fabrikant Quartz and Silice Cy. (PCS 200).

De glasvezel is weergegeven in figuur 4.4. De glasvezel wordt omgeven door een zogenaamde "cladding" en een mantel van teflon. De glasvezel is van kwartsglas en de brekingsindex bedraagt 1.45. De glasvezel heeft een diameter van 0.2 mm. De "cladding" is van siliconen en heeft een brekingsindex van 1.39. De buitendiameter van de "cladding" en de glasvezel bedraagt 0.38 mm. Dit geheel wordt beschermd door een coating van witte teflon. De buitendiameter van het geheel bedraagt 0.6 mm.

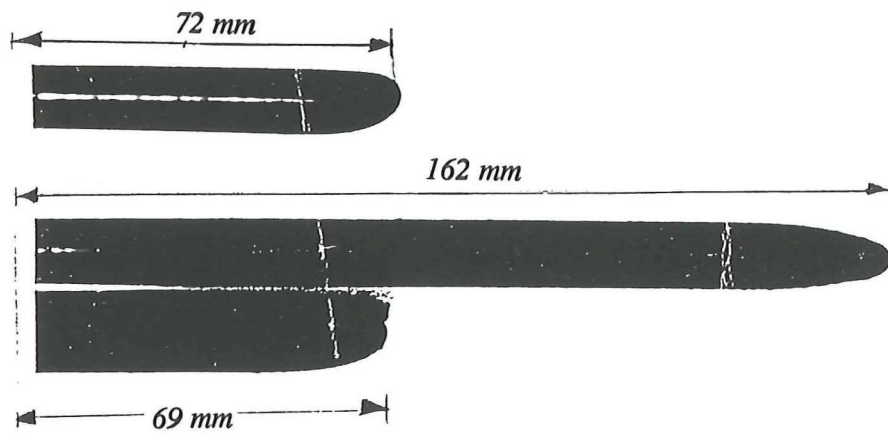
4.2.1. De éénpuntsprobe

De éénpuntsprobe bevindt zich in een beschermingsconstructie, die is weergegeven in figuur 4.5. De glasvezel wordt beschermd door een roestvrij-stalen buisje. Aan het uiteinde van dit buisje is de glasvezel vastgelijmd. Het roestvrij-stalen buisje is aan het eind onder een hoek van 90 graden gebogen om ervoor te zorgen dat de vezelpunt naar beneden wijst. Het uiteinde van de vezel bevindt zich op 7 cm van de hartlijn van het horizontale deel van het roestvrij-stalen buisje.

Aan het roestvrij-stalen buisje is een roestvrij-stalen strip aangebracht, die ervoor zorgt dat het roestvrij-stalen buisje niet kan draaien in de, van pvc gemaakte, houder, waardoor het buisje steekt. Deze houder is met schroeven bevestigd aan de meetflens. Om te voorkomen dat water langs het roestvrij-stalen buisje uit de kolom lekt, is aan de houder een verchromde messing buis bevestigd, waarin zich aan het uiteinde een o-ring bevindt.



Figuur 4.5. De constructie rond de optische probe.



Figuur 4.6. Vierpuntsprobe, 60x vergroot.

Aan het eind van het roestvrij-stalen buisje is een messing ring geschoven, die met schroefjes op het roestvrij-stalen buisje kan worden vastgedraaid. Deze ring is via een houder verbonden met een schuifmaat. Op deze manier kan de probe met grote nauwkeurigheid door de kolom worden getraverseerd.

De schuifmaat is van het merk Mitutoyo 508-210, met een lengte van 450 mm en met een nauwkeurigheid van 0.02 mm.

Voor de verwerking van de informatie van de éénpuntsprobe is het zogenaamde "meet-systeem Fysische Technologie" gebruikt. Deze bestaat uit een elektronische kast, waarin het signaal van de probe omgezet wordt in een spanning. Voor details wordt verwezen naar het afstudeerverslag van Van den Bos (1987). Het uiteindelijke signaal wordt verwerkt met behulp van een verwerkingsprogramma, "BGMU" genaamd, dat draait op een HP Vectra ES.

4.2.2. De vierpuntsprobe

De vierpuntsprobe wordt omgeven door eenzelfde constructie als de éénpuntsprobe.

De langste glasvezel bevindt zich op 7 cm van de hartlijn van het horizontale deel van het roestvrij-stalen buisje.

De gebruikte schuifmaat is een Mitutoyo, met een lengte van 250 mm en met een nauwkeurigheid van 0.02 mm.

Van de vierpuntsprobe moet de probeconstante K worden bepaald. Deze is gelijk aan de verhouding van de gemiddelde radiale afstand r , en de gemiddelde axiale afstand s tussen de korte glasvezels en de lange glasvezels.

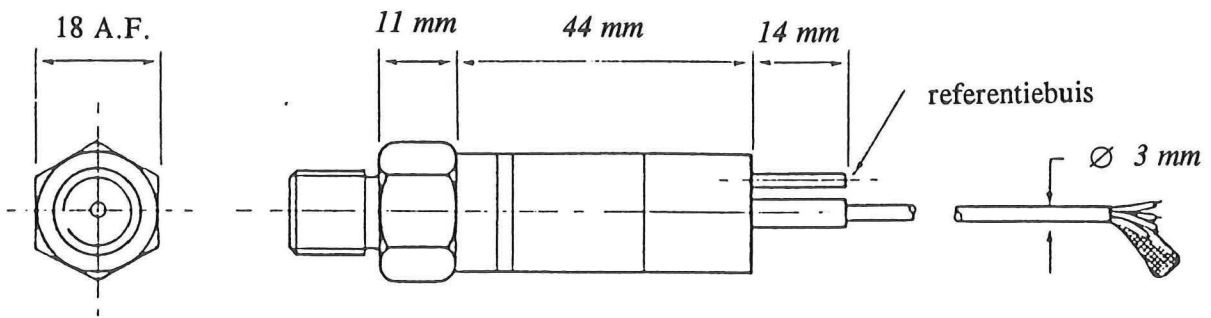
De gemiddelde radiale afstand r , is gelijk aan 0.6 mm. In figuur 4.6 is een 60x uitvergroete foto van de vierpuntsprobe weergegeven. De gemiddelde axiale afstand s volgt uit figuur 4.6 en is gelijk aan 1,54 mm.

De elektronica is geschikt gemaakt voor de verwerking van de informatie van de vierpuntsprobe. Met behulp van een programma voor een Apple IIe wordt de data verwerkt. Voor details over de hard- en de software wordt verwezen naar Hofmeester (1986).

4.3. De druksensoren

Bij de 40 cm-kolom zijn vier druksensoren, in het vervolg aangeduid met druksensor 1 tot en met 4, van het type PDCR 820 van Druck Limited gebruikt. De druksensoren 1 tot en met 4 zijn aangesloten op een versterker die het signaal omzet in een spanning. De versterker is dusdanig afgeregeld dat 10 V spanning overeenkomt met 0.5 bar druk. Een schets van de druksensor wordt gegeven in figuur 4.7.

De ijklijnen voor de druksensoren 1 tot en met 4 en de daarbij behorende elektronica is weergegeven in Appendix B, figuur B.3. De hellingshoek is gelijk aan de omrekeningsfactor. Voor de druksensoren 1 tot en met 4 zijn deze weergegeven in tabel 4.2.



Figuur 4.7. Een schematische weergave van de gebruikte druksensor.

druksensor	omrekeningsfactor (mV/Pa)
1	.20
2	.20
3	.22
4	.20

Tabel 4.2. Omrekeningsfactoren van de druksensoren.

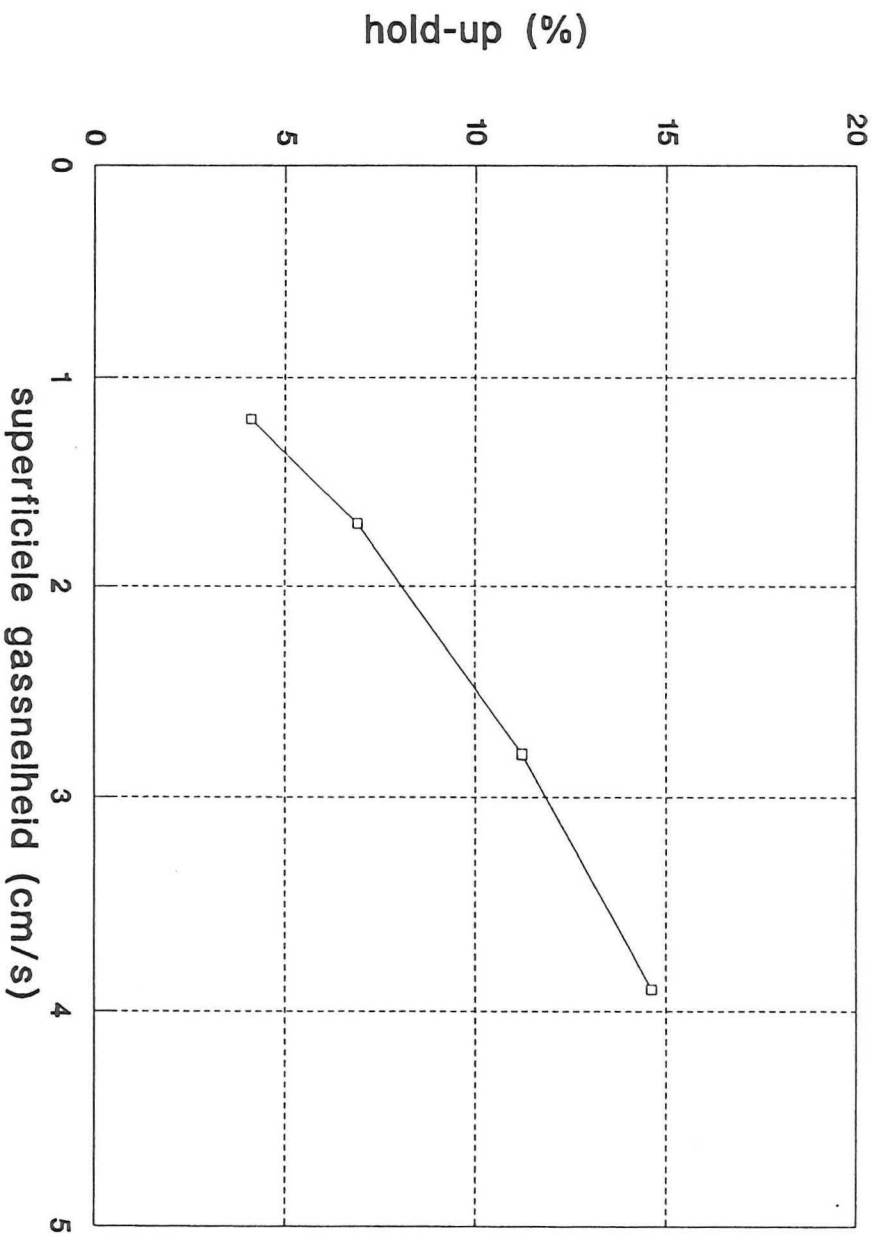
Bij de metingen in de 16 cm-kolom is naast bovengenoemde druksensoren ook nog gebruik gemaakt van twee andere druksensoren, in het vervolg aangeduid met de nummers 5 en 6. Deze verschillen van bovenstaande druksensoren doordat het gevoelige deel nu niet wordt beschermd door een metalen omhulsel waarin zich voorin een opening bevindt. Het voorste deel van de druksensor, zoals weergegeven in figuur 4.7, ontbreekt dus. Bij druksensoren 5 en 6 is gebruik gemaakt van een andere versterker. De omrekeningsfactor is voor deze versterker gelijk aan 0.142 mV/Pa. De ijklijnen zijn weergegeven in Appendix B, figuur B.4.

Het signaal wordt hardwarematig gefilterd met behulp van twee laag-doorlaatfilters. Deze zijn vervaardigd door de Electronische Werkplaats van het Kramers Laboratorium.

De spanning, die wordt geleverd door de versterker, wordt, via een HP 44711A 24 Channel high speed FET multiplexer, aangesloten op een HP 44702B 13 bit high speed voltmeter (100 kHz), waarna het via een DAC (Data Acquisition Unit), een HP 3852, door een HP 340 Basic Workstation wordt verwerkt. Voor dit workstation is een programma geschreven, "AVFIDDLE2", dat tijdreeksen kan inlezen met een lengte van 30.000 punten. Bovendien is het in staat zulke tijdreeksen voor vier kanalen tegelijk op te slaan.

Deze tijdreeksen worden vervolgens geanalyseerd met behulp van het VEE-ENGINE pakket. Dit programma werkt in een UNIX-omgeving. Met behulp van dit pakket is het op simpele wijze mogelijk signaalverwerkingsprogramma's te maken.

Met behulp van dit signaalverwerkingsprogramma zijn drie programma's gemaakt. Het eerste programma heet "PSDF". Met dit programma wordt het signaal weergegeven en van elk signaal de autospectrale dichtheidsfunctie bepaald. Het tweede programma heet "kruiscorrelatie". Hiermee kan de kruiscorrelatie tussen twee tijdreeksen worden bepaald. Het laatste programma heet "filter". In dit programma wordt het signaal eerst digitaal gefilterd voordat de kruiscorrelatie wordt bepaald.



Figuur 5.1. De volume-gemiddelde hold-up in de 40 cm-kolom.

5. MEETRESULTATEN

Dit hoofdstuk is als volgt samengesteld. In paragraaf 5.1. worden de meetresultaten van de éénpuntsprobe behandeld. In paragraaf 5.2 volgen de resultaten van de vierpuntsprobe. Enige aanvullende metingen worden in paragraaf 5.3 behandeld. Deze metingen zijn bedoeld als aanvulling op de resultaten van de voorgaande twee paragrafen. Als laatste worden in paragraaf 5.4 de meetresultaten van de drukmetingen weergegeven.

De metingen met de twee optische probes zijn allemaal uitgevoerd in de 40 cm-kolom. Over deze kolom dienen enkele opmerkingen vooraf te worden gemaakt. Allereerst moet opgemerkt worden dat de kolom licht uit het lood staat. Daarnaast lekt lucht langs de trekstangen waarmee de plaat verankerd zit aan de beluchtungskamer. Hierdoor ontstaan grotere bellen, 1 à 2 cm, dan de bellen die ontstaan als gevolg van de verdeelplaat. Deze twee verstoringen van de ideale situatie kunnen van invloed zijn op de gemeten variabelen.

De kolom is gevuld met water tot een hoogte van ongeveer 322 cm. Ter hoogte van de vloeistofspiegel is een, 1 meter lang, meetlint aangebracht. Op deze wijze kan het verschil tussen de begaste hoogte, H_D , en de onbegaste hoogte, H , bepaald worden. Uit formule 2.3 volgt dan de volume-gemiddelde hold-up, $\langle \epsilon \rangle$. De volume-gemiddelde hold-up als functie van de superficiële gassnelheid is weergegeven in figuur 5.1. De resultaten zijn weergegeven in tabel 5.1.

U_g (cm/s)	H_D (cm)	$\langle \epsilon \rangle$ (%)	<i>st.dev.</i> (%)
1.2	336	4.1	.1
1.7	346	6.9	.3
2.8	363	11.3	.5
3.9	377	14.6	.4

Tabel 5.1. De gemiddelde hold-up als functie van de superficiële gassnelheid.

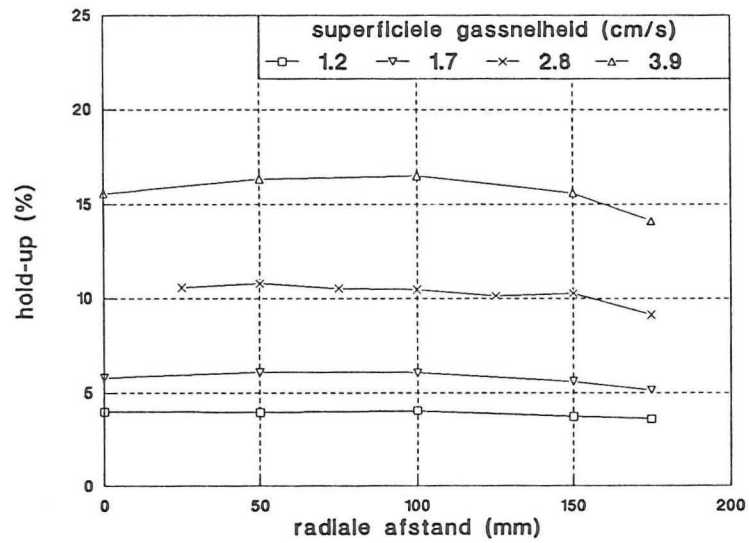
Een hogere superficiële gassnelheid is bij een onbegaste hoogte van 322 cm niet mogelijk, omdat anders de kolom overloopt. Bovendien is al een overdruk van 1.5 bar nodig om überhaupt deze superficiële gassnelheid te halen.

Aan het begin van elke meetserie is de kolom bijgevuld tot de vereiste hoogte. Tijdens zo'n meetserie, die soms enkele uren hebben geduurd, is de kolom niet bijgevuld. Dit houdt in dat de vloeistofspiegel gedurende een meetserie soms bijna een centimeter is gedaald.

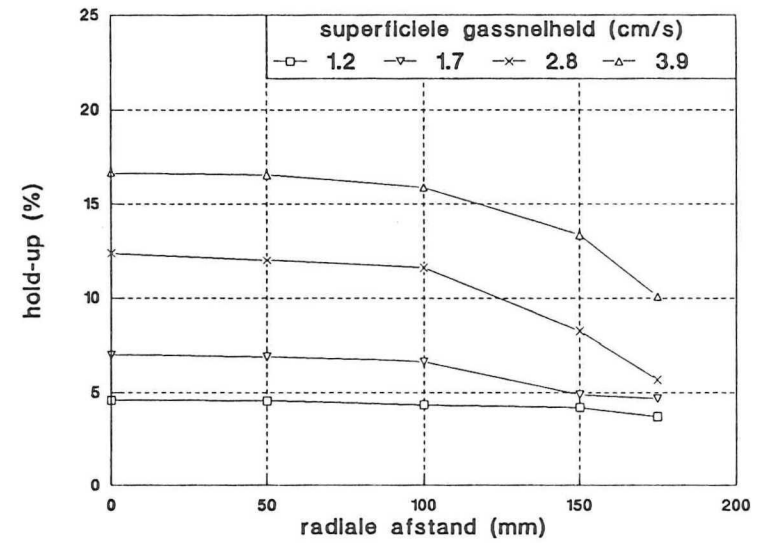
5.1. De éénpuntsprobe

Zoals reeds in het vorige hoofdstuk wordt vermeld, wordt de éénpuntsprobe gebruikt voor het meten van de lokale hold-up.

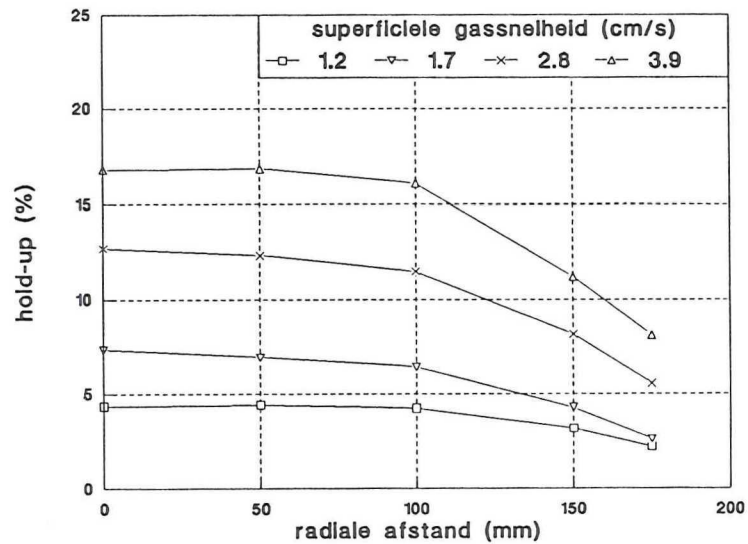
De meetresultaten zijn als volgt bepaald. Gedurende een meettijd van 51.2 seconden is door de computer de gastijd gemeten. Deze meting is vervolgens tien keer herhaald om



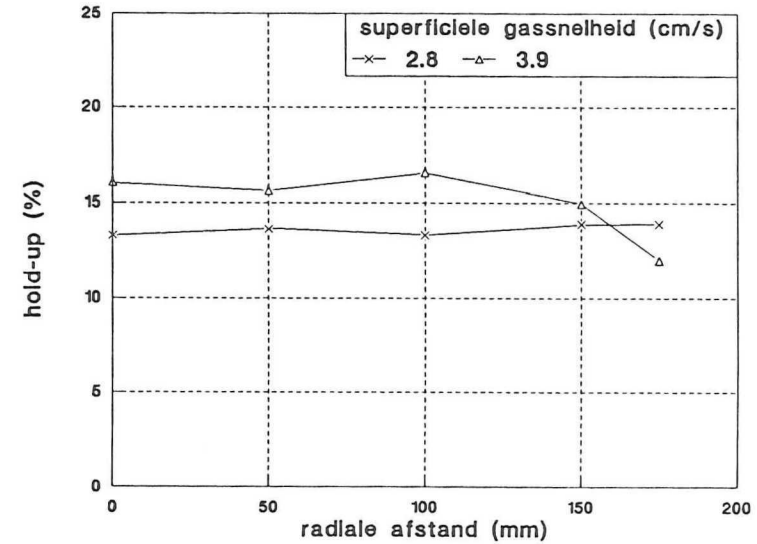
Figuur 5.2. De lokale hold-up ($z = 60$ cm).



Figuur 5.3. De lokale hold-up ($z = 160$ cm).



Figuur 5.4. De lokale hold-up ($z = 262$ cm).



Figuur 5.5. De lokale hold-up ($z = 362$ cm).

een schatting voor de standaarddeviatie, zie formule 3.21, te kunnen maken. Op deze wijze zijn op elk van de vier hoogtes op vijf afstanden van de kolomas de meetresultaten bepaald. De vier hoogtes zijn 60 cm, 160 cm, 262 cm en 362 cm. De vijf afstanden zijn 0 mm, 50 mm, 100 mm, 150 mm en 175 mm vanaf de kolomas. Metingen dichterbij dan 15 mm van de wand zijn niet mogelijk vanwege de constructie rond de probe.

Een uitzondering vormt de meting op 60 cm bij een superficiële gassnelheid van 2.8 cm/s. Daar zijn de metingen op 25 mm, 50 mm, 75 mm, 100 mm, 125 mm, 150 mm en 175 mm verricht. Dit is namelijk de allereerste meting. Uit deze meetserie is geconcludeerd dat meetpunten met een onderlinge afstand van 50 mm voldoende informatie opleveren. De meetresultaten zijn weergegeven in de figuren 5.2 tot en met 5.5 en in Appendix C.1.

De meetresultaten op 60 cm zijn weergegeven in figuur 5.2. Het valt op dat de hold-up profielen bijna vlak zijn.

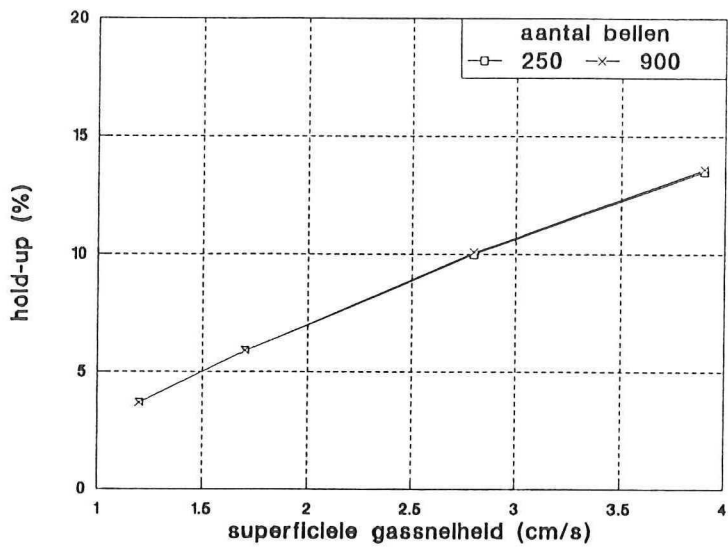
Figuur 5.3. geeft de meetresultaten 160 cm weer. Bij een superficiële gassnelheid van 2.8 cm/s en 3.9 cm/s is nu duidelijk een radiaal profiel in de hold-up aanwezig. Bij de laagste superficiële gassnelheid blijft het profiel vlak.

In de hold-up metingen weergegeven in figuur 5.4. is zichtbaar dat het radiale profiel in de hold-up nog geprononceerder wordt. Ook bij de laagste superficiële gassnelheid van 1.2 cm/s wordt nu een radiaal profiel zichtbaar. Deze metingen zijn verricht op 262 cm.

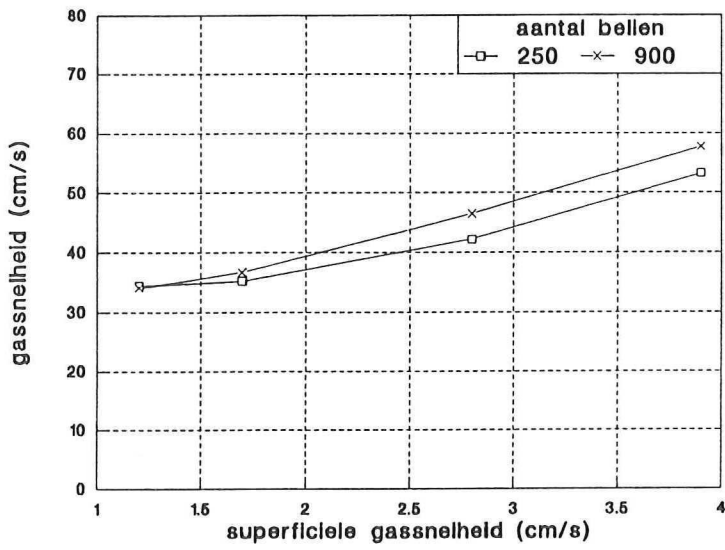
In figuur 5.5. zijn slechts de hold-up profielen die horen bij de hoogste twee superficiële gassnelheden weergegeven. Dit komt omdat slechts bij deze twee superficiële gassnelheden het vloeistofniveau voldoende stijgt. Bij de twee lagere superficiële gassnelheden stijgt het vloeistofniveau niet hoog genoeg, zodat de probe zich niet in het water bevindt. De hold-up vertoont bij een superficiële snelheid van 2.8 cm/s een vlak profiel. De probe bevindt zich in dit geval vlak onder het vloeistofoppervlak. In dit geval bedraagt deze afstand ongeveer 1 cm. Het radiale profiel bij een superficiële gassnelheid van 3.9 cm/s is minder geprononceerd dan het overeenkomstige profiel in figuur 5.4.

Wat verder opvalt is dat de waarden bij 0, 50 en 100 mm op elke hoogte van dezelfde orde van grootte zijn en dat vooral de waarden bij 150 en 175 mm een sterke verandering vertonen als functie van de hoogte.

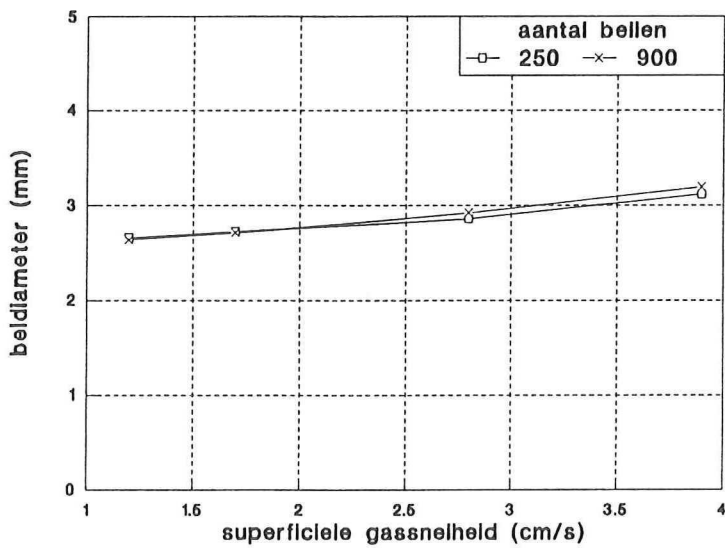
Met behulp van deze meetwaarden kan nu een schatting worden gemaakt voor de oppervlakte-gemiddelde hold-up, $\bar{\epsilon}$. De oppervlakte-gemiddelde hold-up is geschat door tussen twee lokale hold-up waarden een lineair verband te veronderstellen. Verder is aangenomen dat de lokale hold-up waarde aan de wand gelijk is aan nul. Uit de oppervlakte-gemiddelde hold-up kan nu de volume-gemiddelde hold-up, $\langle \epsilon \rangle$, geschat worden. Bij deze schatting wordt ervan uitgegaan dat er een lineair verband bestaat tussen twee waarden van de oppervlakte-gemiddelde hold-up. De hold-up bij de verdeelplaat wordt gelijk genomen aan de oppervlakte-gemiddelde hold-up van de eerste opening. De hold-up aan het oppervlak wordt gelijk genomen aan de oppervlakte-gemiddelde hold-up bij de laatste opening. Het resultaat is weergegeven in tabel 5.2.



Figuur 5.6. De hold-up op $r = 0$ mm (250 en 900 bellen).



Figuur 5.7. De gassnelheid op $r = 0$ mm (250 en 900 bellen).



Figuur 5.8. De beldiameter op $r = 0$ mm (250 en 900 bellen).

U_g (cm/s)	$\bar{\epsilon}$ (%)				$\langle \epsilon \rangle$ (%)
	z (cm)				
	60	160	262	362	
1.2	3.5	3.9	3.2		3.5
1.7	5.2	5.2	4.5		4.9
2.8	9.0	8.4	8.4	12.5	9.2
3.9	14.3	12.6	11.7	13.6	13.0

Tabel 5.2. De gemiddelde hold-up volgens de meetresultaten van de éénpuntsprobe.

Uit tabel 5.2 blijkt dat de volume-gemiddelde hold-up bepaald met de éénpuntsprobe lager is dan de volume-gemiddelde hold-up weergegeven in tabel 5.1.

5.2. De vierpuntsprobe

Voordat de vierpuntsprobe begint met meten, verschijnt eerst een menu waarin gevraagd wordt om een waarde voor de acceptatietolerantie. Bij alle metingen is hiervoor 20% ingevuld.

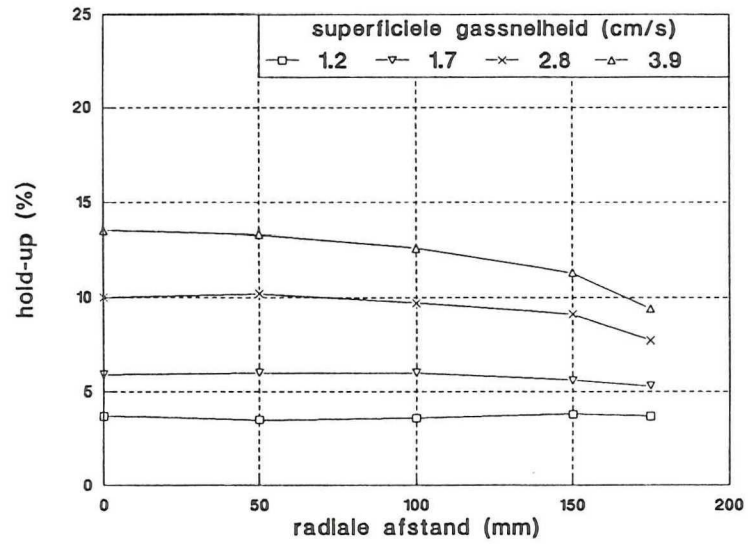
Om nu te bepalen of de resultaten van 250 bellen afdoende waren voor een schatting van de gassnelheid, de beldiameter en de hold-up, is na de eerste meting met de vierpuntsprobe, in de eerste opening, op $r = 0$ mm voor de vier superficiële gassnelheden de meting herhaald, maar nu met de resultaten van 900 in plaats van 250 bellen. De meetresultaten zijn weergegeven in Appendix C.3.

Figuur 5.6 geeft de resultaten voor de lokale hold-up weer. Uit de figuur blijkt duidelijk dat het registreren van 250 bellen voldoende is voor een goede schatting van de lokale hold-up.

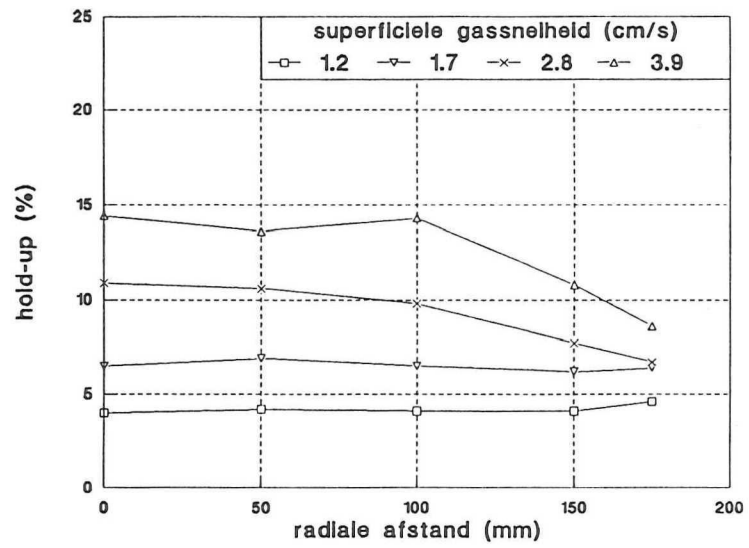
In figuur 5.7 staan de resultaten voor de lokale gassnelheid. Hier is wel enig verschil zichtbaar tussen de resultaten, vooral bij de twee hoogste superficiële gassnelheden. Uit tabel C.15 tot en met C.18, eerste kolom en tabel C.29 blijkt echter ook dat het meten van meer bellen, 900 in plaats van 250, verwaarloosbaar weinig invloed heeft op de standaarddeviatie.

De resultaten voor de beldiameter staan afgebeeld in figuur 5.8. De verschillen zijn nihil. Ook voor de beldiameter geldt dat de standaarddeviatie, weergegeven in tabel C.15 tot en met C.18, eerste kolom en tabel C.29, niet beïnvloed wordt door het gemeten aantal bellen.

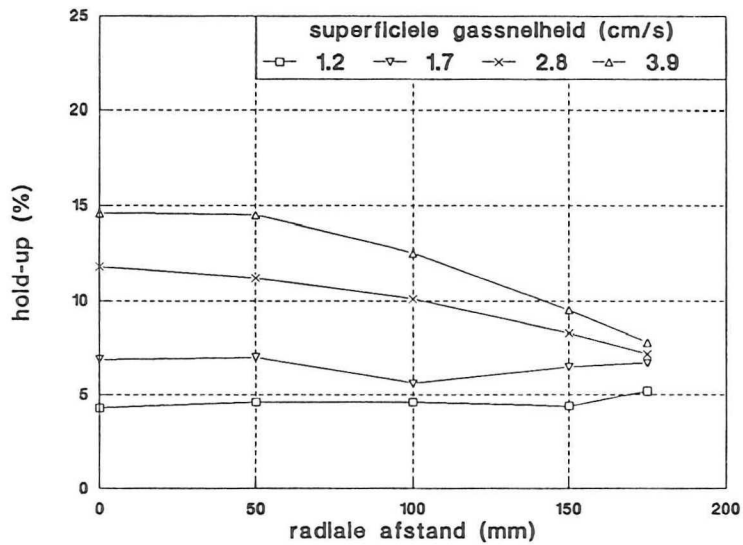
Uit het bovenstaande blijkt dat de schattingen voor de verschillende variabelen niet verbeteren als het gemeten aantal bellen verhoogd wordt van 250 naar 900 bellen. Alle volgende metingen met de vierpuntsprobe zijn dan ook het resultaat van metingen aan 250 bellen.



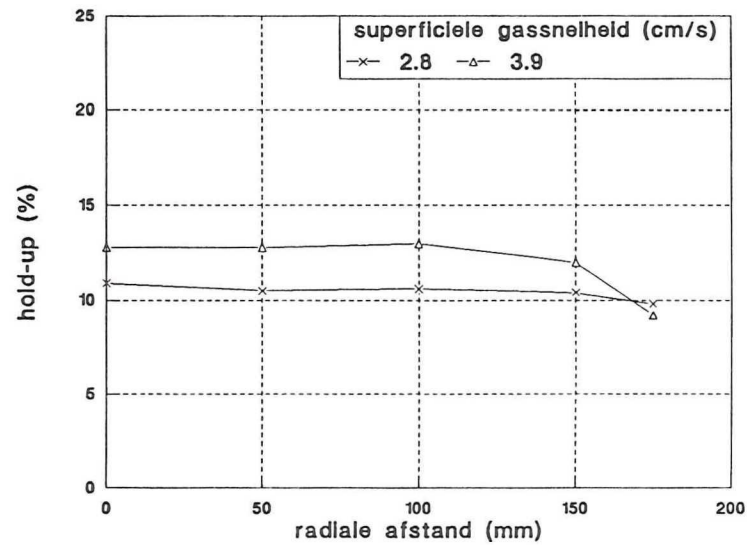
Figuur 5.9. De lokale hold-up ($z = 60$ cm).



Figuur 5.10. De lokale hold-up ($z = 160$ cm).



Figuur 5.11. De lokale hold-up ($z = 262$ cm).



Figuur 5.12. De lokale hold-up ($z = 362$ cm).

Getracht is bij dezelfde instellingen en op dezelfde punten als de éénpuntsprobe te meten, zodat de resultaten voor de lokale hold-up met elkaar kunnen worden vergeleken. In het hiernavolgende zal achtereenvolgens aandacht worden besteed aan de lokale hold-up, de lokale gassnelheid en de beldiameter als functie van de hoogte en de radiale afstand van de kolomas. De resultaten zijn weergegeven in Appendix C.2.

De punt van de probe bevindt zich bij deze metingen ook op 60 cm, 160 cm, 262 cm en 362 cm van de verdeelplaat.

5.2.1. De lokale hold-up

In de figuren 5.9 tot en met 5.12 zijn de lokale hold-up waarden uitgezet.

Figuur 5.9 geeft de resultaten op 60 cm weer. Evenals bij de éénpuntsprobe zijn de radiale profielen zo goed als vlak. Een uitzondering kan gemaakt worden voor het profiel bij de hoogste superficiële gassnelheid. Dit profiel toont wel enige radiale afhankelijkheid.

Uit figuur 5.10 blijkt dat de profielen bij de laagste twee superficiële gassnelheden nog steeds bijna vlak zijn. Dit in tegenstelling tot de éénpuntsprobe, waar bij deze superficiële gassnelheden een, zij het zwak, radiaal profiel ontstaat. Bij de hoogste twee superficiële gassnelheden is nu duidelijk een radiaal profiel zichtbaar.

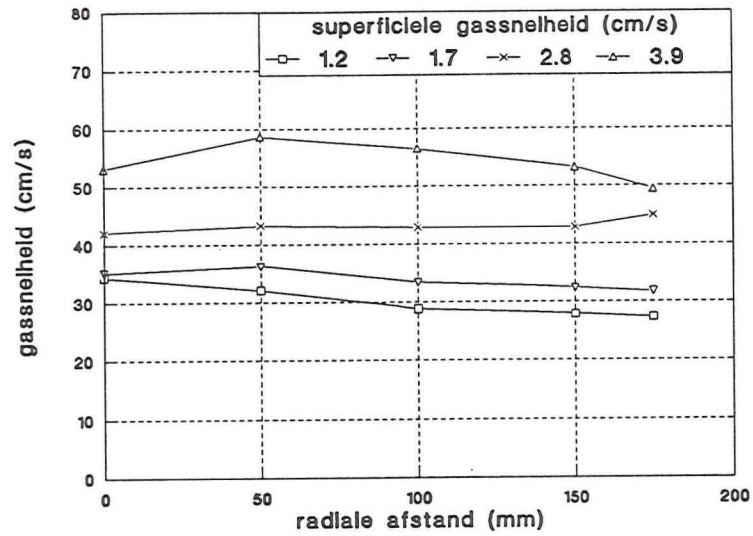
Figuur 5.11 volgt de trend die in figuur 5.10 is uitgezet. In deze figuur valt op dat bij de twee laagste superficiële gassnelheden de hold-up waarden op 175 mm hoger zijn dan de resultaten verder van de wand.

Figuur 5.12 lijkt kwalitatief erg op de resultaten uit figuur 5.5. Bij een superficiële gassnelheid van 2.8 cm/s is het profiel weer vlak, terwijl bij een superficiële gassnelheid van 3.9 cm/s het profiel nog enige radiale afhankelijkheid vertoont.

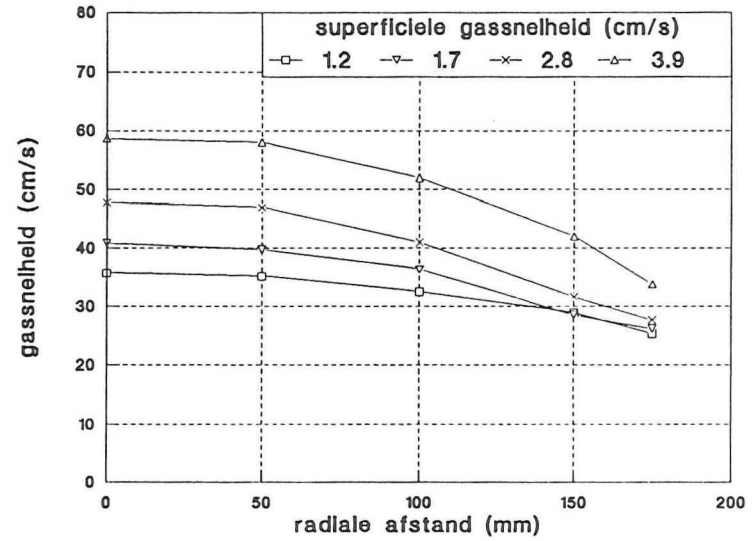
De oppervlakte- en volume-gemiddelde hold-up worden nu op identieke wijze bepaald als bij de éénpuntsprobe is gedaan. De resultaten zijn weergegeven in tabel 5.3.

U_g (cm/s)	$\bar{\epsilon}$ (%)				$\langle \epsilon \rangle$ (%)
	z (cm)				
	60	160	262	362	
1.2	3.	3.9	4.3		3.9
1.7	5.2	5.9	5.8		5.6
2.8	8.3	7.8	8.2	9.4	8.3
3.9	10.6	10.7	9.8	10.8	10.4

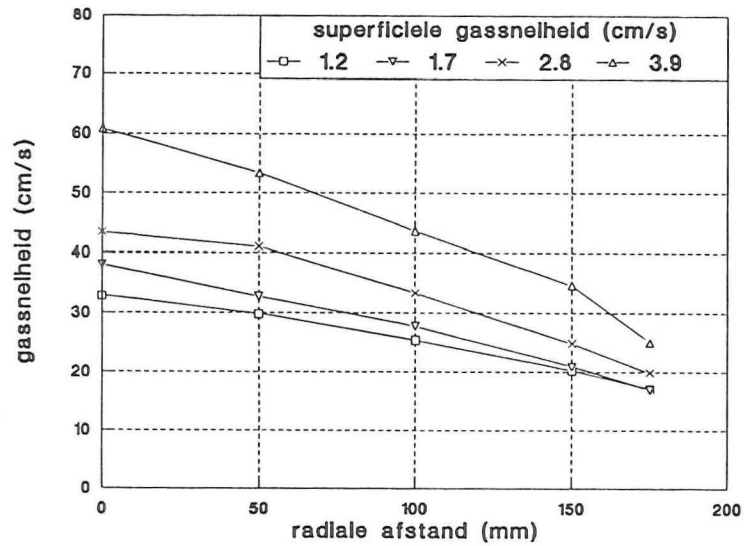
Tabel 5.3. De gemiddelde hold-up volgens de meetresultaten van de vierpuntsprobe.



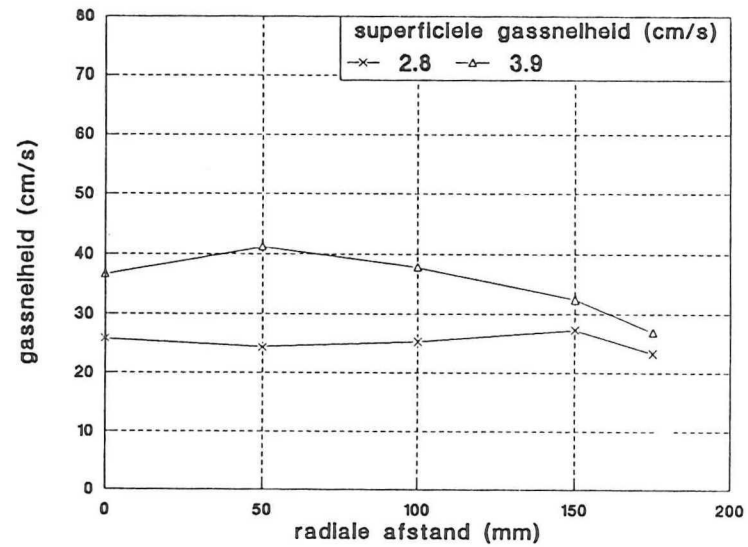
Figuur 5.13. De lokale gassnelheid ($z = 60$ cm).



Figuur 5.14. De lokale gassnelheid ($z = 160$ cm).



Figuur 5.15. De lokale gassnelheid ($z = 262$ cm).



Figuur 5.16. De lokale gassnelheid ($z = 362$ cm).

Wanneer nu tabel 5.2 en 5.3 met elkaar vergeleken worden, valt op de dat uit de resultaten van de vierpuntsprobe bij een superficiële gassnelheid van 1.2 en 1.7 cm/s een hogere volume-gemiddelde hold-up dan uit de resultaten van de éénpuntsprobe volgt, terwijl bij een superficiële gassnelheid van 2.8 en 3.9 cm/s de volume-gemiddelde hold-up juist lager is.

In paragraaf 5.3 zal dieper worden ingegaan op de verschillen tussen de resultaten van de een- en de vierpuntsprobe.

5.2.2. De lokale gassnelheid

De lokale gassnelheid als functie van de radiale afstand voor de vier verschillende hoogtes is weergegeven in de figuren 5.13 tot en met 5.16. Deze weergegeven lokale gassnelheid is het gemiddelde van twee metingen. De standaarddeviatie bij elke meting bedraagt ongeveer 10 cm/s. De spreiding is dus relatief groot.

Figuur 5.13 geeft de resultaten weer op 60 cm. Bij geen enkele superficiële gassnelheid treedt een radiaal profiel op.

Uit figuur 5.14 blijkt dat op 160 cm bij alle superficiële gassnelheden een radiaal profiel zichtbaar wordt. De waarden bij 0 en 50 mm zijn echter nog ongeveer gelijk. Verder valt op dat aan de wand de snelheden voor de laagste drie superficiële gassnelheden ongeveer gelijk zijn.

De resultaten uit figuur 5.15 geven aan dat op 262 cm het profiel nog geprononceerder wordt. Het radiale profiel lijkt voor alle superficiële gassnelheden een lineaire functie van de radiale afstand.

Uit de resultaten op 362 cm, figuur 5.16, blijkt duidelijk dat de bellen vertragen als zij het vloeistofoppervlak naderen. Bij een superficiële gassnelheid van 2.8 cm/s is te zien dat het radiale profiel verdwijnt. Het vloeistofoppervlak bevindt zich bij deze meting ongeveer 1 cm boven de probe.

Uit de resultaten blijkt verder dat de gassnelheid op de kolomas constant is voor elke superficiële gassnelheid voor de eerste drie hoogtes. Naarmate de probe dichterbij de wand komt, neemt de gassnelheid sneller af als functie van de hoogte.

Uit de resultaten van de gassnelheid is, op analoge wijze als bij de bepaling van de oppervlakte-gemiddelde hold-up, de oppervlakte-gemiddelde gassnelheid bepaald. Dit is weergegeven in tabel 5.4.

U_g (cm/s)	u_g (cm/s)							
	z (cm)							
	60		160		262		362	
	\bar{u}_g	δu_g	\bar{u}_g	δu_g	\bar{u}_g	δu_g	\bar{u}_g	δu_g
1.2	26.2	.05	27.6	.3	20.7	.2		
1.7	30.2	.4	29.2	.2	22.2	.4		
2.8	39.8	1.1	33.2	.2	26.2	.4	23.2	.4
3.9	49.6	.4	42.1	.4	34.7	.05	31.2	.6

Tabel 5.4. De gemiddelde gassnelheid.

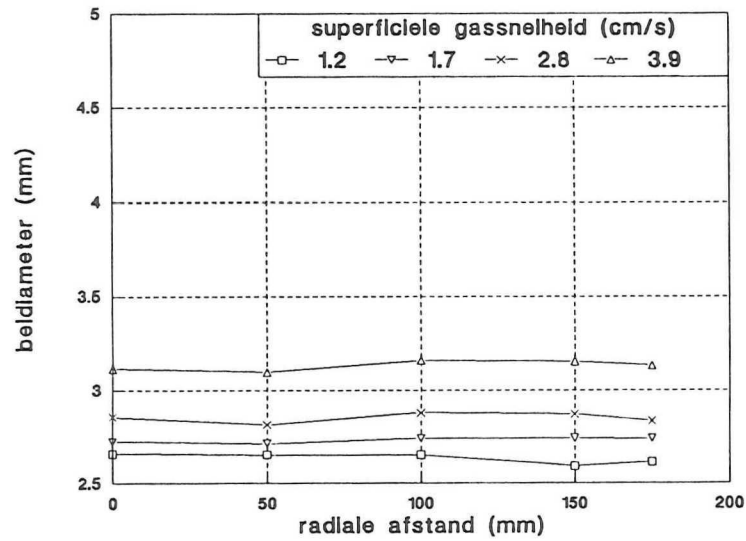
Overall blijkt de gemiddelde gassnelheid af te nemen als functie van de hoogte.

Om uiteindelijk te kunnen controleren of de lokale hold-up waarden en de gemeten gassnelheden een goede indicatie geven, wordt de massabalans over de gasfase opgesteld.

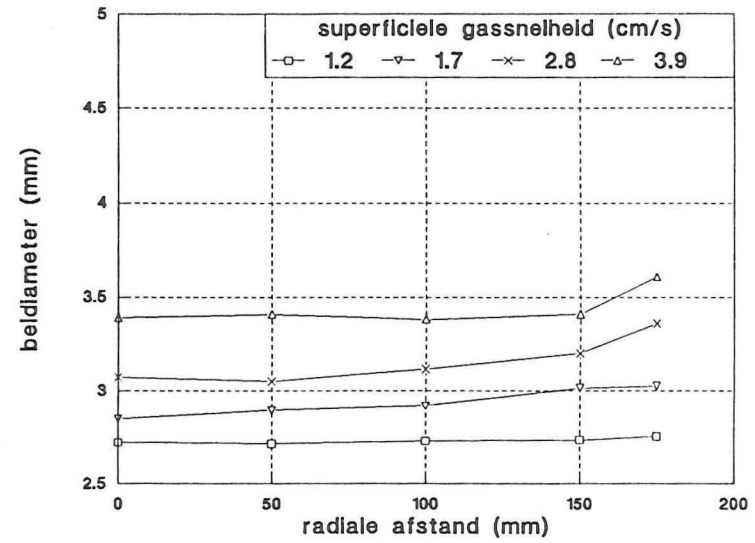
U_g (cm/s)	ϕ_g (l/s)	ϕ_g (l/s)	ϕ_g (l/s)	ϕ_g (l/s)
	z = 60 cm	z = 160 cm	z = 262 cm	z = 263 cm
1.2	1.1	1.3	1.1	
1.7	2.0	2.2	1.7	
2.8	4.3	3.4	3.0	2.8
3.9	6.7	5.6	4.7	4.3

Tabel 5.5. Het volumedebiet dat volgt uit de massabalans over de gasfase.

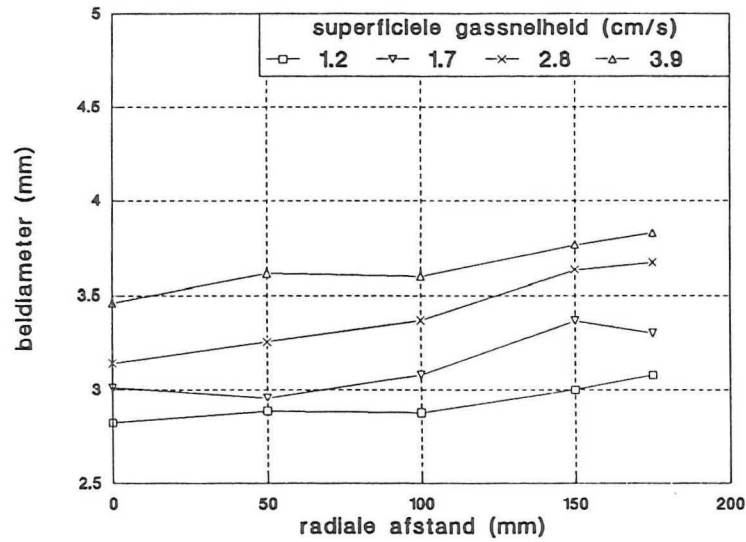
Deze debieten zijn nog niet gecorrigeerd voor het statische drukverschil als gevolg van de hoeveelheid water die zich boven de opening bevindt. Daarvoor moet de afstand van het uiteinde van de probe tot de vloeistofspiegel bekend zijn. Deze gecorrigeerde waarden zijn weergegeven in tabel 5.6. Deze waarden kunnen vergeleken worden met het aangevoerde debiet. Deze is af te lezen van de rotameter.



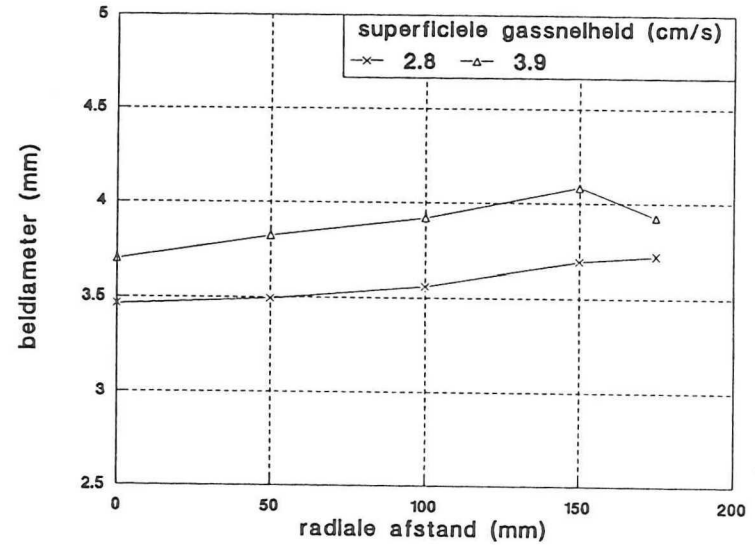
Figuur 5.17. De lokale beldiameter ($z = 60$ cm).



Figuur 5.18. De lokale beldiameter ($z = 160$ cm).



Figuur 5.19. De lokale beldiameter ($z = 262$ cm).



Figuur 5.20. De lokale beldiameter ($z = 362$ cm).

U_g (cm/s)	ϕ_g (l/s) aanvoer	ϕ_g (l/s) $z = 60$ cm	ϕ_g (l/s) $z = 160$ cm	ϕ_g (l/s) $z = 262$ cm	ϕ_g (l/s) $z = 362$ cm
1.2	1.4	1.4	1.6	1.3	
1.7	2.0	2.5	2.6	1.8	
2.8	3.2	5.5	4.1	3.3	2.8
3.9	4.5	8.5	7.0	5.3	4.3

Tabel 5.6. Het volumedebiet gecorrigeerd voor de statische druk.

Uit de resultaten van tabel 5.6 blijkt dat het debiet dat door de dwarsdoorsnedes op 60 cm en 160 cm gaat, altijd hoger is dan het debiet dat wordt toegevoerd.

5.2.3. De lokale beldiameter

De lokale beldiameter voor de vier verschillende hoogtes als functie van de radiale afstand is weergegeven in de figuren 5.17 tot en met 5.20. Ook hier is de lokale beldiameter het gemiddelde van twee metingen. Ook hier is de spreiding relatief groot, in de orde van 1 mm.

In figuur 5.17 is duidelijk zichtbaar dat de lokale beldiameter onafhankelijk is van de radiale afstand. De grootte van de superficiële gassnelheid is wel van invloed op de beldiameter.

Op 160 cm, figuur 5.18, is het profiel minder vlak. De diameter loopt op naarmate de afstand van de as toeneemt. Deze verschillen zijn echter niet zo groot.

Uit figuur 5.19 blijkt het radiale profiel duidelijker wordt. Aan de wand is de beldiameter groter dan op de as. Dit geldt voor alle vier de superficiële gassnelheden.

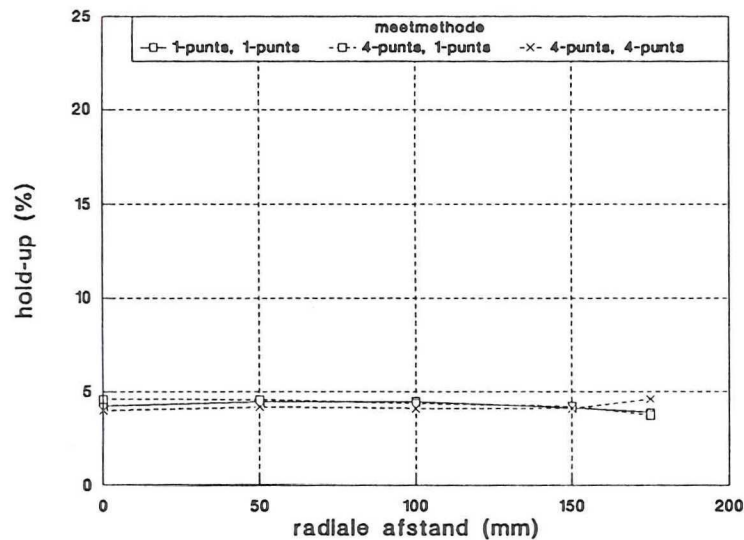
Op 362 cm, figuur 5.20, is zichtbaar dat dit profiel in stand blijft, ook als de bellen het oppervlak naderen.

Uit de vier figuren blijkt verder dat de beldiameter een functie is van de hoogte. Dit is overeenkomstig de verwachting, omdat naarmate de bel stijgt de statische druk afneemt.

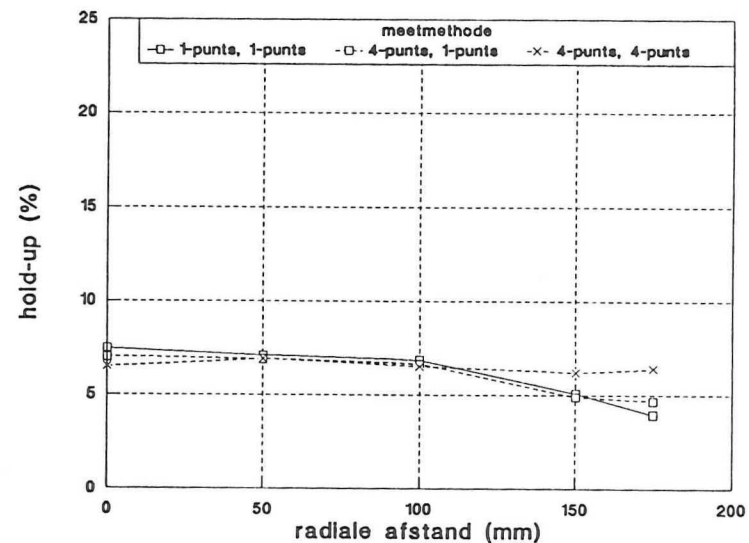
5.2.4. De meettijd en het totaal aantal bellen

Een variabele die niet direct met de stroming in een bellenkolom te maken heeft, maar die wel enig licht kan laten schijnen op de gebeurtenissen in de kolom, is de tijd en het aantal bellen die nodig zijn voordat 250 bellen worden goedgekeurd.

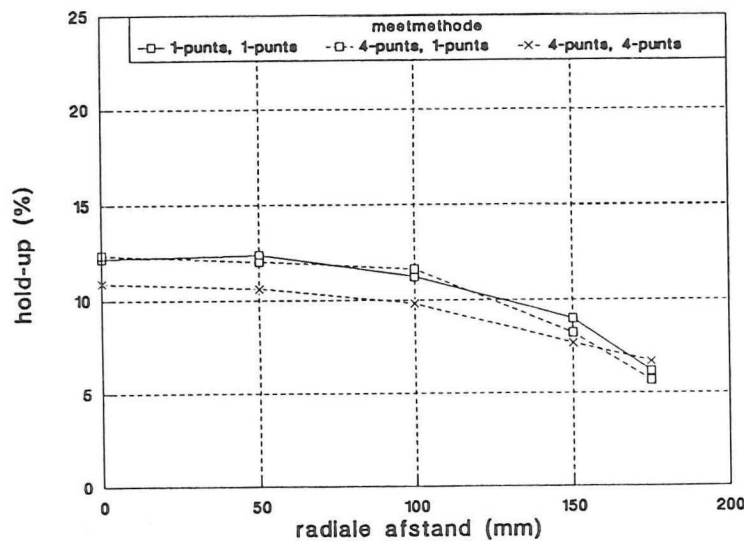
Tijdens het meten valt namelijk op dat naarmate de probe dichter bij de wand wordt geplaatst de meettijd toeneemt. In de buurt van de wand kan de meettijd oplopen tot enkele uren. Het aantal waargenomen bellen neemt echter ook toe. Er wordt dus een kleiner percentage van de bellen goedgekeurd naarmate de probe dichter bij de wand komt.



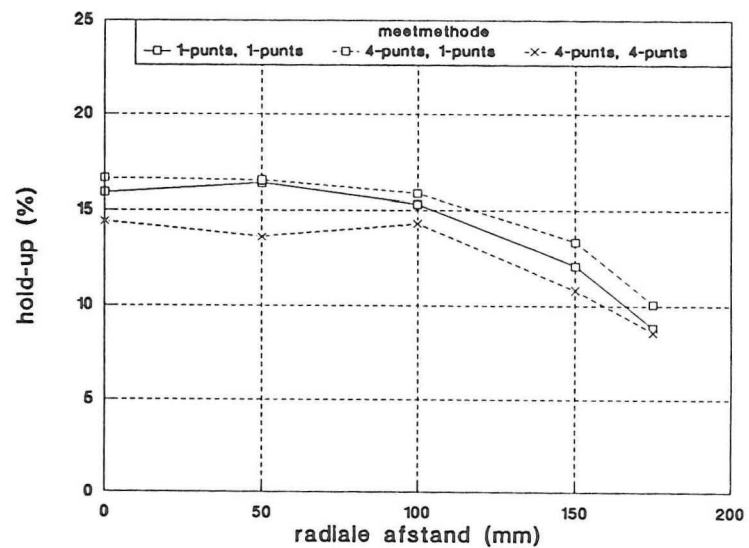
Figuur 5.21. De vierpuntsprobe aangesloten op de electronica van de éénpuntsprobe ($U_g = 1.2$ cm/s).



Figuur 5.22. De vierpuntsprobe aangesloten op de electronica van de éénpuntsprobe ($U_g = 1.7$ cm/s).



Figuur 5.23. De vierpuntsprobe aangesloten op de electronica van de éénpuntsprobe ($U_g = 2.8$ cm/s).



Figuur 5.24. De vierpuntsprobe aangesloten op de electronica van de éénpuntsprobe ($U_g = 3.9$ cm/s).

5.3. Aanvullende metingen

Omdat de bovenstaande data niet altijd datgene opleverde wat verwacht werd, zijn enige aanvullende metingen gedaan. Op deze wijze wordt getracht inzicht te krijgen in de oorzaak van de geconstateerde afwijkingen.

5.3.1. De vierpuntsprobe aangesloten op de elektronica van de éénpuntsprobe

Wanneer de data van de lokale hold-up gemeten met de éénpuntsprobe worden vergeleken met die van de vierpuntsprobe vallen twee dingen op. Ten eerste zijn de hold-up profielen van de vierpuntsprobe vlakker dan die van de éénpuntsprobe. Daarnaast is de volumegemiddelde hold-up bepaald met de data van de vierpuntsprobe bij de hoogste superficiële gassnelheid structureel lager dan bij de éénpuntsprobe. Om uit te zoeken waar dit het gevolg van is, is de centrale, de langste, glasvezel van de vierpuntsprobe aangesloten op de elektronica van de éénpuntsprobe. De resultaten zijn weergegeven in de figuren 5.21 tot en met 5.24 en in Appendix C.4.

De vierpuntsprobe bevindt zich bij deze metingen in de tweede opening.

Uit figuur 5.21 blijkt dat bij een superficiële gassnelheid van 1.2 cm/s de verschillen tussen de een- en de vierpuntsprobe niet groot zijn. Wel valt op dat in het buitengebied de elektronica van de vierpuntsprobe meer gas ziet dan de elektronica van de éénpuntsprobe.

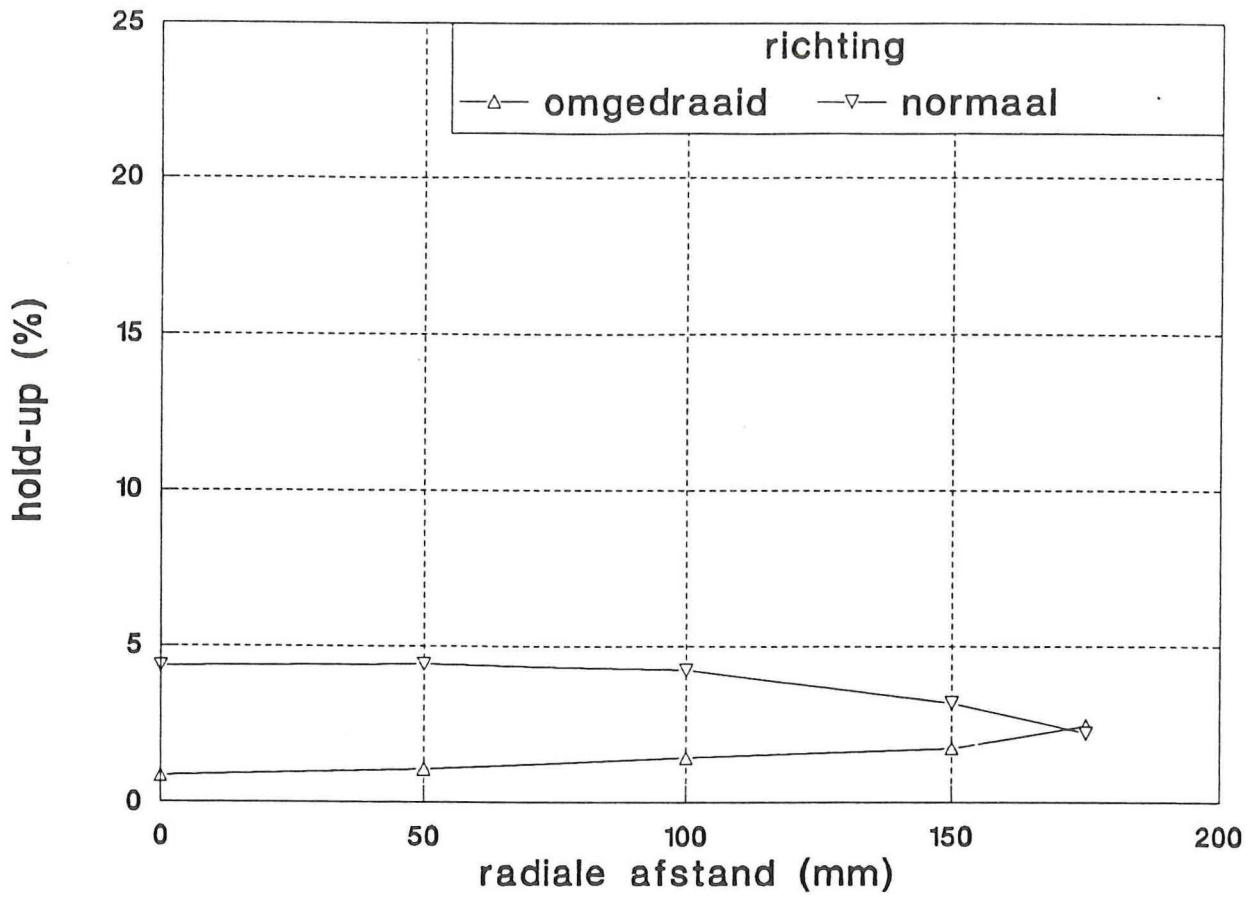
Bovenstaande geldt ook voor figuur 5.22. Hierin staan de resultaten bij een superficiële gassnelheid van 1.7 cm/s uitgezet.

Uit de figuren 5.23 en 5.24 blijkt duidelijk dat de elektronica van de vierpuntsprobe minder gas waarneemt dan de elektronica van de éénpuntsprobe. Volgens de elektronica van de éénpuntsprobe is de lokale hold-up in het gebied bij de kolomas beduidend hoger.

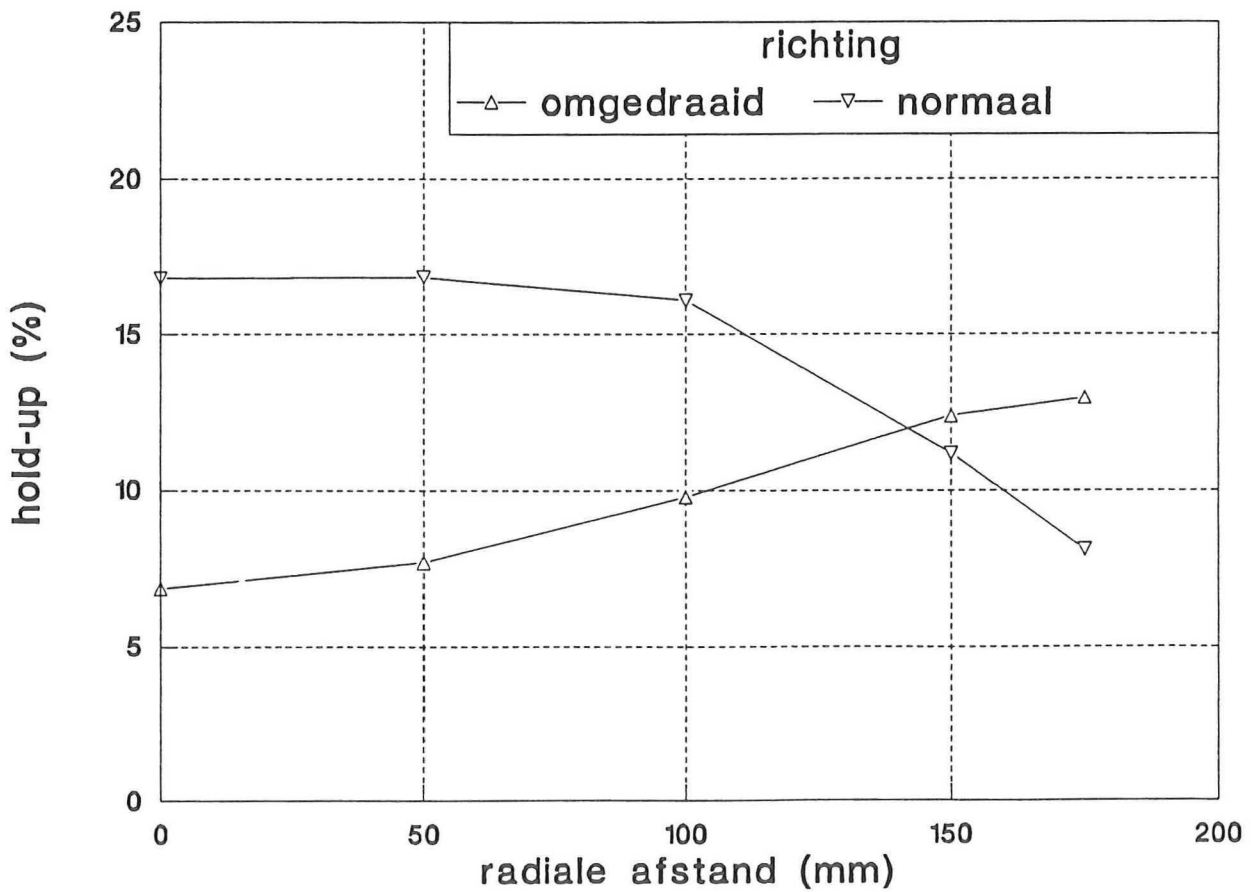
Ook van deze meetwaarden is de oppervlakte-gemiddelde hold-up bepaald. Dit is weergegeven in tabel 5.7.

U_g (cm/s)	$\bar{\epsilon}$ (1-punts, 1-punts) (%)	$\bar{\epsilon}$ (4-punts, 1-punts) (%)	$\bar{\epsilon}$ (4-punts, 4-punts) (%)
1.2	3.9	3.9	3.9
1.7	5.2	5.2	5.9
2.8	8.4	8.7	7.8
3.9	12.6	11.8	10.7

Tabel 5.7. De oppervlakte-gemiddelde hold-up onderling vergeleken.



Figuur 5.25. De lokale hold-up als functie van de oriëntatie van de probe ($U_g = 1.2$ cm/s).



Figuur 5.26. De lokale hold-up als functie van de oriëntatie van de probe ($U_g = 3.9$ cm/s).

5.3.2. De vierpuntsprobe 180° gedraaid

In paragraaf 5.2.4 wordt opgemerkt dat de meettijd op een radiale afstand van 175 mm veel groter is dan de meettijd op de andere radiale afstanden. Om te controleren of dit het gevolg is van de oriëntatie van de probe, is de probe 180° gedraaid. De vierpuntsprobe bevindt zich in de tweede opening. De resultaten staan vermeld in Appendix C.5.

Het blijkt dat de meettijd op een radiale afstand van 175 mm vermindert van 1907 naar 1068 seconden.

Op de radiale afstanden 175, 150 en 100 mm worden neerwaartse snelheden gemeten. De meettijd neemt echter sterk toe naarmate de probe zich verder van de wand bevindt.

De gemiddelde beldiameter is bij deze metingen groter dan bij de metingen met de probe in zijn normale stand.

Wat vooral opvalt is dat de gemeten hold-up groter is in de buurt van de wand. Op 175 mm is de hold-up bij de meting in de normale stand 8.6%, bij deze meting 12.9%. Hetzelfde geldt voor 150 mm: 10.8% tegen 13.5%.

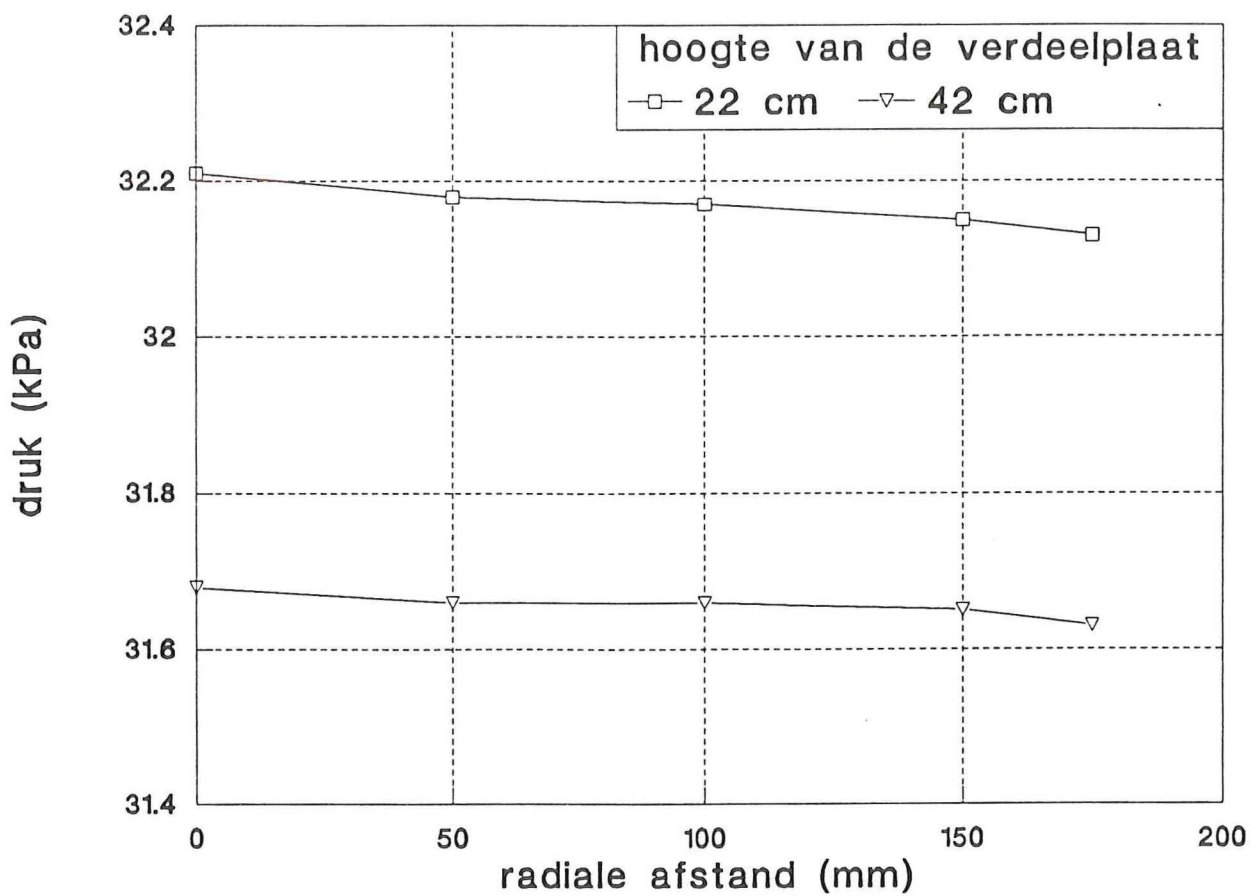
5.3.3. De éénpuntsprobe 180° gedraaid

Wanneer de vierpuntsprobe 180° wordt gedraaid, wordt er in het buitengebied meer gas gemeten dan wanneer de probe zich in de normale stand bevindt. Om te controleren of dit afhangt van de stroming of van de probe, is deze meting herhaald met de éénpuntsprobe. Deze bevindt zich bij deze meting in de derde opening. Naast een meting bij een superficiële gassnelheid van 3.9 cm/s is deze meting uitgevoerd bij een superficiële gassnelheid van 1.2 cm/s. De resultaten zijn weergegeven in Appendix C.6 en in de figuren 5.25 en 5.26.

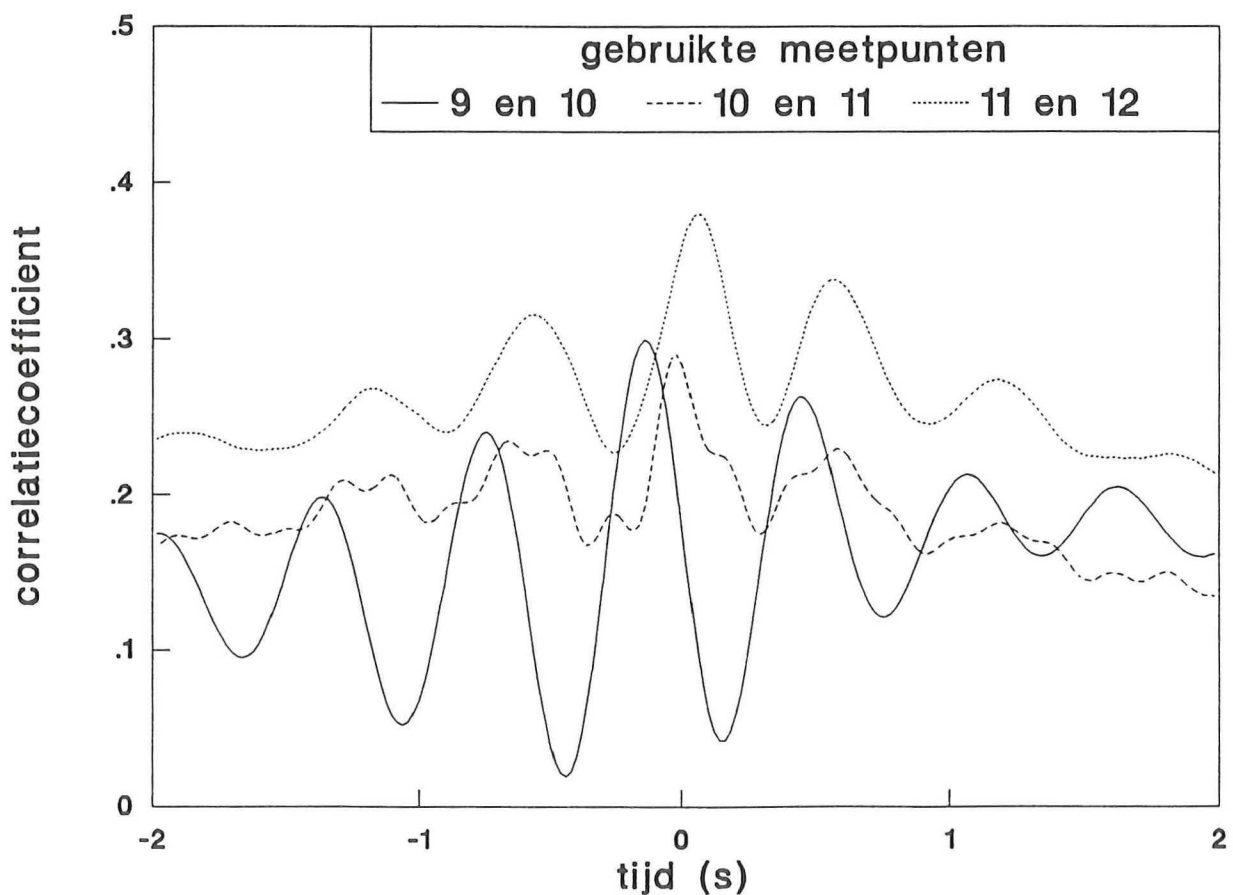
Uit figuren 5.25 en 5.26 blijkt dat de resultaten van de probe richtingsafhankelijk zijn. Bij een superficiële gassnelheid van 1.2 cm/s, figuur 5.26, blijkt dat de probe op alle radiale afstanden, behalve aan de wand, een lagere schatting voor de hold-up geeft wanneer deze 180° gedraaid is. Bij een superficiële gassnelheid van 3.9 cm/s, figuur 5.27, is het effect van het omdraaien markant. In het buitengebied is de gemeten hold-up beduidend hoger als de probe 180° gedraaid is.

5.4. De druksensoren

De drukmetingen kunnen op twee manieren worden gebruikt. Ten eerste kan de gemiddelde druk worden bepaald. Daarnaast kan gebruik worden gemaakt van de informatie die schuilt achter de fluctuaties in de druk, zoals aangegeven in paragraaf 3.2. Tijdens dit onderzoek zijn drukmetingen verricht in twee kolommen: de 40 cm-kolom en de 16 cm-kolom. De metingen in de 16 cm-kolom zijn gedaan om te kunnen controleren of de drukmetingen in de 40 cm-kolom niet verstoord worden door de eventuele aanwezigheid van luchtbelletjes in de slangen die de kolom verbinden met de druksensoren. In de 16 cm-kolom bevinden de druksensoren zich namelijk direct aan de wand.



Figuur 5.27. De druk onderin de 40 cm-kolom.



Figuur 5.28. De kruiscorrelatiefunctie tussen twee druksensoren op 20 cm afstand (40 cm-kolom).

De drukmetingen worden als volgt verwerkt. Het signaal dat van de druksensoren afkomt wordt versterkt. Dit versterkte signaal wordt vervolgens analoog gefilterd door een derde orde filter met een afsnij-frequentie van 25 Hz. Dit signaal wordt ingelezen door een computer met een bemonsteringsfrequentie gelijk aan 50 Hz. De computer is in staat om van vier kanalen 30.000 meetpunten te bewaren. De totale meettijd is dan 10 minuten.

Met behulp van vergelijking 3.27 volgt nu dat de resolutie Δf gelijk is aan 0.1 Hz.

De computer slaat de meetseries op in een file. Deze file kan nu ingelezen worden in verschillende VEE-ENGINE-programma's. Het signaal wordt in deze programma's opgedeeld in 58 stukken van 512 meetpunten. Uit vergelijking 3.28 volgt dat de genormaliseerde fout in de spectrale schattingen gelijk is aan ongeveer 13%.

5.4.1. De drukmetingen in de 40 cm-kolom

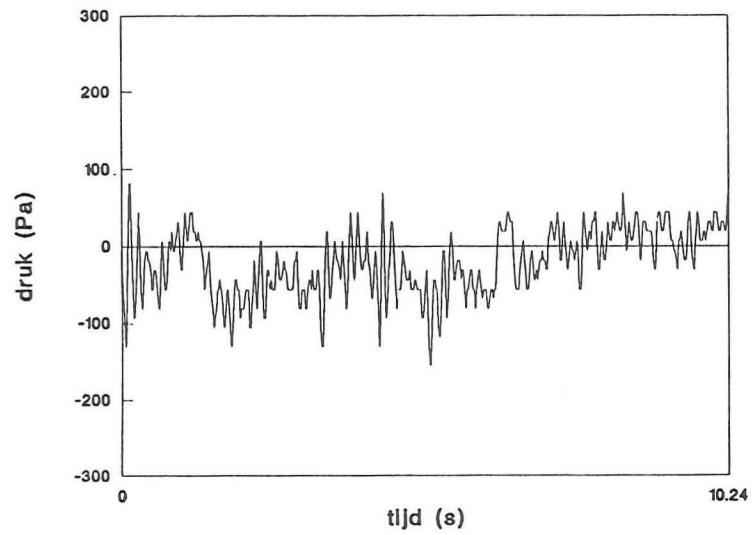
Een opmerking die vooraf dient te worden gemaakt is dat er lucht langs de rand van de bodemplaats de kolom in lekt. Dit was gedurende de metingen met de optische probes nog niet het geval. Dus buiten de twee storingen die daar worden genoemd, is er nu een derde storing bijgekomen. Door deze lekken ontstaan er namelijk zeer grote bellen, equivalente diameter 5 à 10 cm, aan de wand van de kolom. Ook deze storing kan effect hebben op de stroming in de kolom.

De drukmetingen in de 40 cm-kolom zijn uitgevoerd met behulp van het kranenbord. Van het kranenbord zijn 44 kranen met een plastic slang verbonden aan een van de messing stangen die in de kolom steken. Tijdens de metingen moet ervoor worden gezorgd dat de plastic slangen luchtvrij zijn. Dit gebeurt door de luchttoevoer naar de kolom dicht te draaien, zodat er zich geen bellen in de kolom bevinden. Vervolgens wordt de onderste kraan aan de messing buis en één van de kranen die in verbinding staan met de kolom geopend. Er wordt een halve liter water afgetapt. Dit gebeurt voor elk van de 44 kranen, behalve bij de stangen die zich boven het vloeistofniveau bevinden. Uiteindelijk wordt steeds één van de kranen geopend en wordt de druk gemeten. Als deze druk voor alle kranen gelijk is, wordt geconcludeerd dat de plastic slangen luchtvrij zijn.

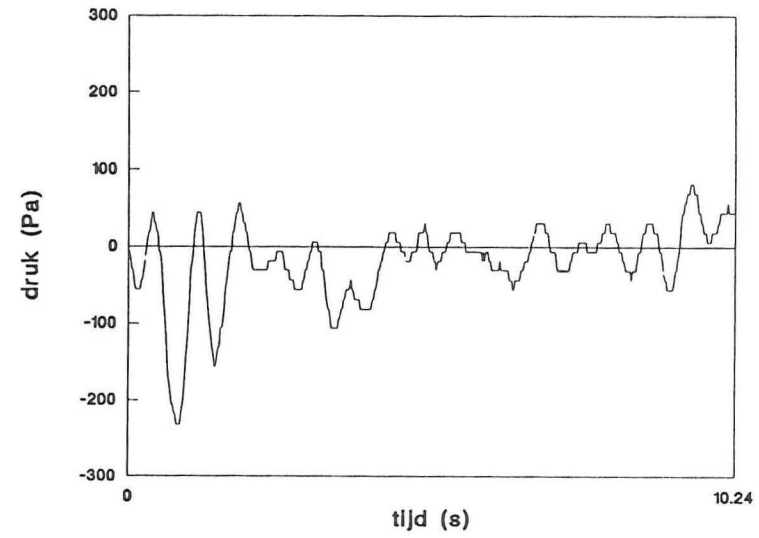
De messing stangen kunnen in de kolom geschoven worden. De druk kan dus niet alleen aan de wand, maar ook in de kolom bepaald worden. Op deze manier wordt bepaald of er een radiaal drukprofiel in de kolom aanwezig is. Daartoe wordt de druk gemeten op de afstanden waar ook de optische probes hebben gemeten. Het resultaat voor de stangen 1 en 2, die zich onderin de kolom bevinden, is weergegeven in figuur 5.27. Duidelijk is dat er geen profiel in de statische druk waarneembaar is.

Om een indicatie te krijgen van de vloeistofsnelheid, is een signaalverwerkingsprogramma ontwikkeld dat de kruiscorrelatiefunctie kan uitrekenen. De resultaten van de kruiscorrelatie, geheel bepaald volgens de, in paragraaf 3.2 beschreven, aanpak van Drahoš et al (1991) tussen de meetpunten 9 en 10, 10 en 11 en 11 en 12, zijn uitgezet in figuur 5.28. De meetpunten 9 tot en met 12 bevinden zich respectievelijk op 82, 102, 122 en 142 cm hoogte. Bij deze metingen bedraagt de superficiële gassnelheid 3.9 cm/s. Deze resultaten zijn niet zo eenduidig interpreteerbaar zijn als Drahoš et al (1991), zoals besproken in paragraaf 3.2.1, doet veronderstellen.

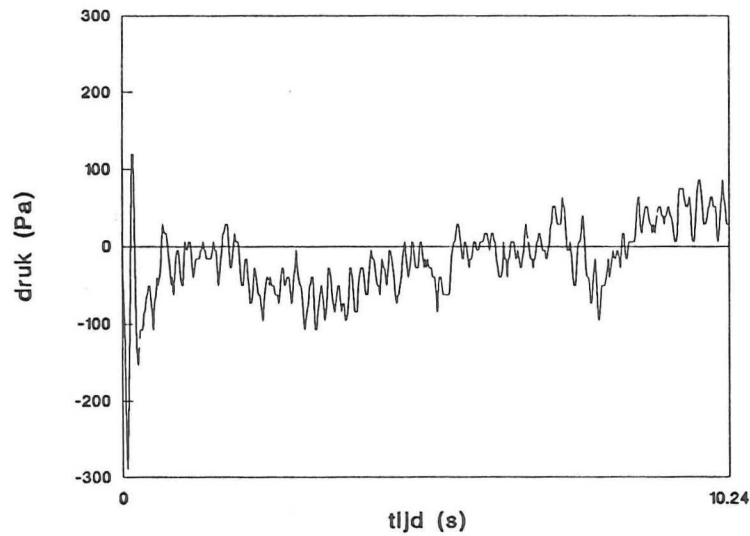
Om een beter inzicht te krijgen in datgene wat de druksensoren meten, is het onderzoek voortgezet in de 16 cm-kolom. De resultaten hiervan zijn weergegeven in paragraaf 5.4.2.



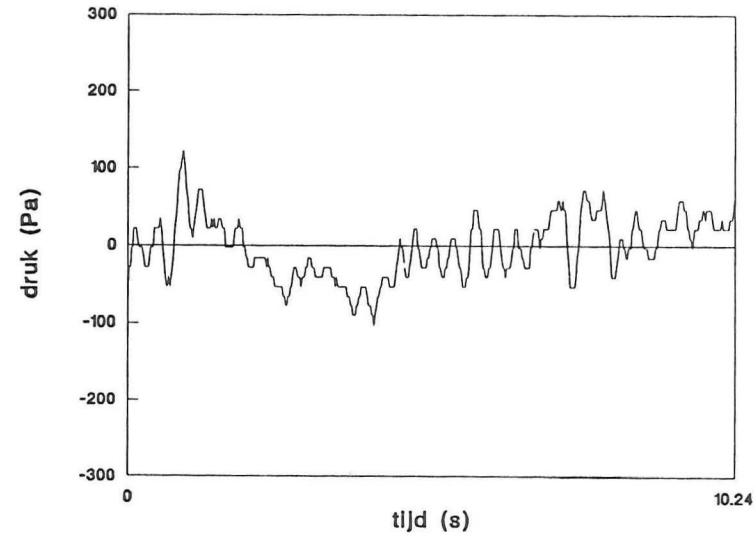
Figuur 5.29. Druksignaal van de druksensor 1 ($z = 82$ cm).



Figuur 5.30. Druksignaal van de druksensor 2 ($z = 102$ cm).



Figuur 5.31. Druksignaal van de druksensor 3 ($z = 122$ cm).



Figuur 5.32. Druksignaal van de druksensor 4 ($z = 142$ cm).

Na de metingen uit paragraaf 5.4.2, zijn nog enkele metingen in de 40 cm-kolom verricht. De kolom is daarbij gevuld tot een hoogte van 2.80 m. De superficiële gassnelheid kan dan opgevoerd worden tot 5.6 cm/s zonder dat de kolom overloopt. Ook bij deze meting is het signaal van de meetpunten 9, 10, 11 en 12 gebruikt.

De signalen van de vier druksensoren zijn weergegeven in de figuren 5.29 tot en met 5.32. Uit deze figuren blijkt dat uit de signalen 2 en 4 de hogere frequenties zijn verdwenen. Wanneer andere meetpunten, die zich op dezelfde messing buis bevinden, worden aangesloten, blijft dit effect aanwezig. Ook het losschroeven, schoonmaken en weer vastschroeven van druksensor 2 en 4 heeft geen invloed op het signaal. Verwisselen van de aansluiting van sensor 1 en 2 op de versterker heeft geen invloed op de signaalvorm.

Blijkbaar treedt er dus iets in de verbinding tussen kolom en druksensor op dat van invloed is op het signaal. Daarom is besloten om de drukmetingen in de grote kolom te stoppen.

5.4.2. De drukmetingen in de 16 cm-kolom

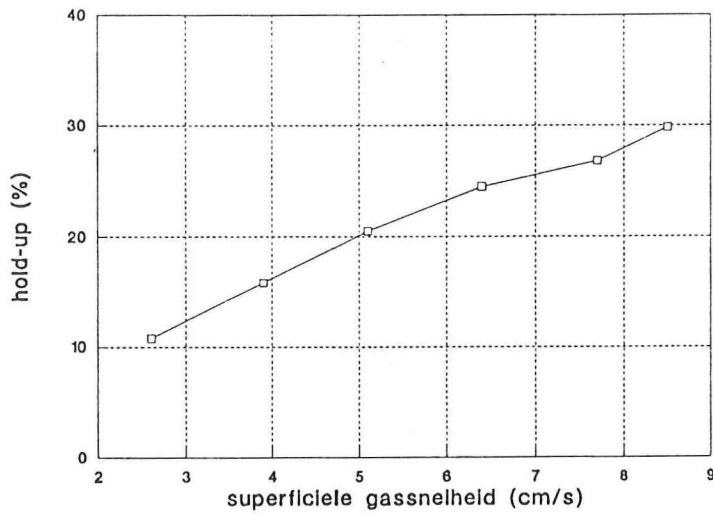
Aangezien de meetresultaten van de drukmetingen in de 40 cm-kolom niet eenduidig interpreteerbaar zijn, zijn er metingen verricht in de 16 cm-kolom. Het voordeel van het gebruik van deze kleinere kolom is dat de druksensoren rechtstreeks in de wand kunnen worden geschroefd en dat de superficiële gassnelheid opgevoerd kan worden tot 12.3 cm/s.

De 16 cm-kolom is tijdens deze metingen tot 1.20 m gevuld met water. Vervolgens is, op dezelfde wijze als bij de 40 cm-kolom, de volume-gemiddelde hold-up bepaald als functie van de superficiële gassnelheid. Dit is weergegeven in figuur 5.33 en tabel 5.8.

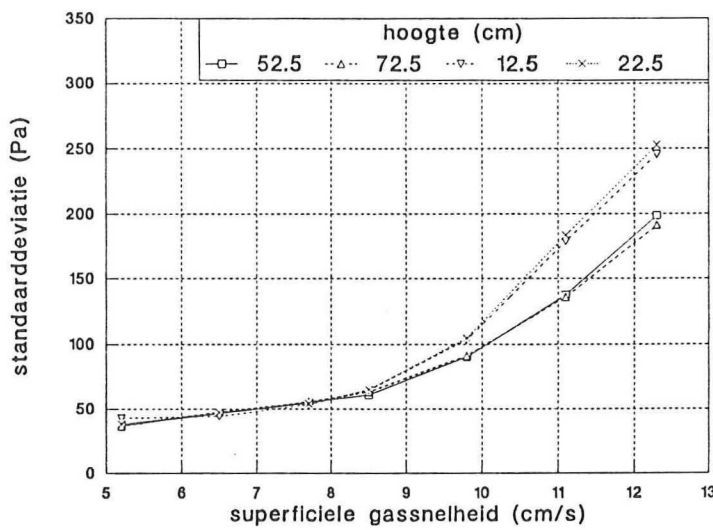
U_g (cm/s)	$\langle \epsilon \rangle$ (%)
2.6	10.8
3.9	15.8
5.1	20.5
6.4	24.5
7.7	26.8
8.5	29.8

Tabel 5.8 De volume-gemiddelde hold-up als functie van de superficiële gassnelheid.

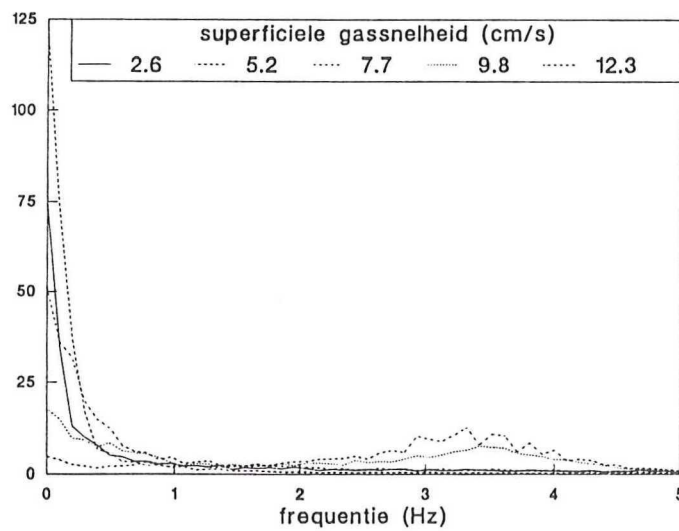
Met de resultaten van deze drukmetingen zijn vergelijkingen mogelijk met de resultaten van Drahoš et al (1991). Op deze wijze kan gecontroleerd worden of de hier gebruikte aanpak klopt.



Figuur 5.33. De volume-gemiddelde hold-up in de 16 cm-kolom.



Figuur 5.34. De standaarddeviatie van het druksignaal.



Figuur 5.35. De autospectrale dichtheidsfuncties van de druksignalen in de 16 cm-kolom.

In figuur 5.34 is de standaarddeviatie van de drukmetingen in de 16 cm-kolom op vier verschillende hoogtes weergegeven, te weten 12.5 cm, 22.5 cm, 62.5 cm en 72.5 cm.

Vervolgens is de autospectrale dichtheidsfunctie (ASDF) bij vijf verschillende superficiële gassnelheden bepaald, namelijk 2.6 cm/s, 5.1 cm/s, 7.7 cm/s, 9.8 cm/s en 12.3 cm/s. Dit is weergegeven in figuur 5.35.

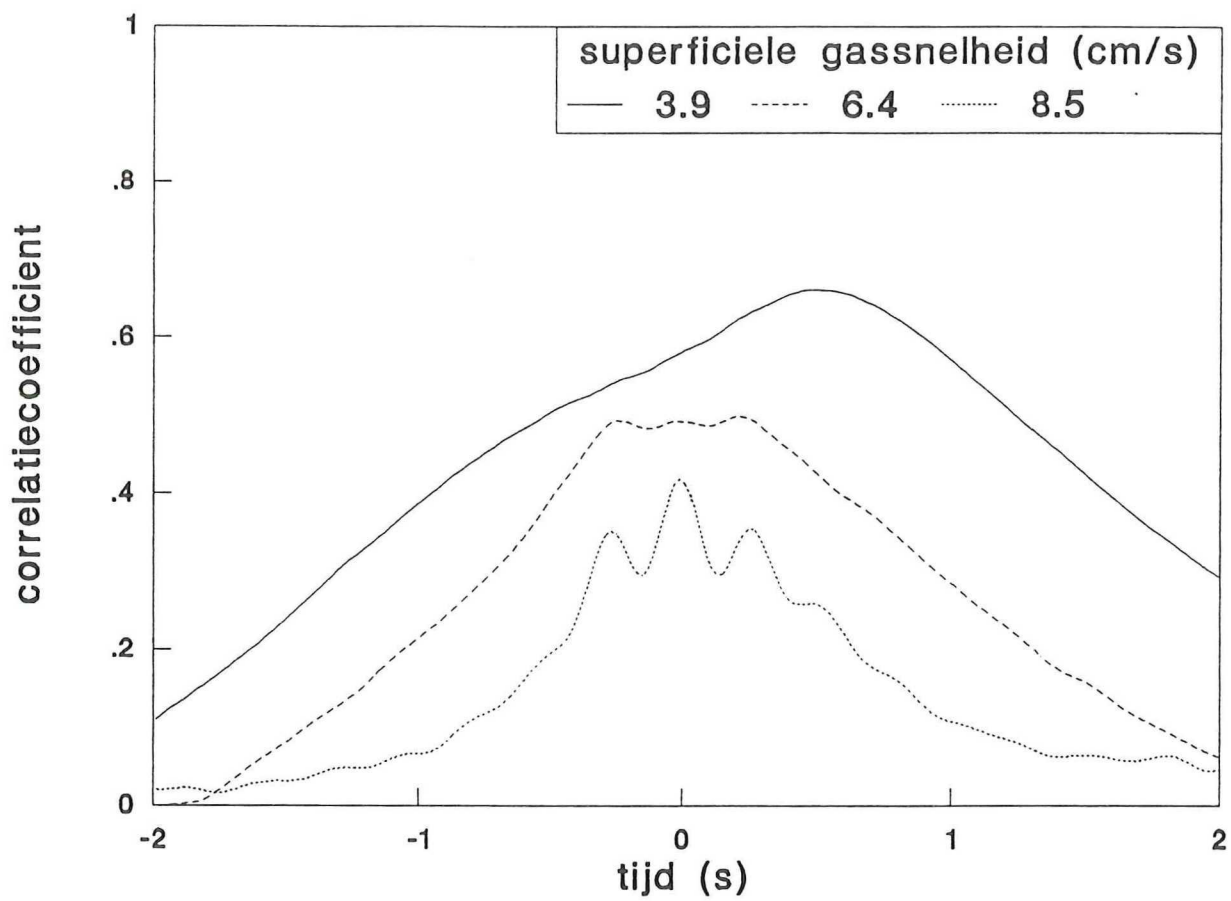
De ASDF is genormeerd door alle waarden te delen door de variantie van het signaal. Alle ASDF's zijn afgebeeld op dezelfde schaal. Bij een superficiële gassnelheid van 2.6, 5.1 en 7.7 cm/s zijn vooral de hele lage frequenties vertegenwoordigd. Bij een superficiële gassnelheid van 9.8 cm/s en 12.3 cm/s ontstaat er echter een piek bij ongeveer 3.5 Hz. De piek bij 0 Hz neemt af als de superficiële gassnelheid toeneemt. Bijdragen van de frequenties hoger dan 5 Hz zijn verwaarloosbaar klein.

In het artikel van Drahoš et al (1991) is de circulatiesnelheid gemeten bij superficiële gassnelheden in het gebied van 2.5 cm/s tot 8.5 cm/s. Deze circulatiesnelheid wordt bepaald door de kruiscorrelatiefunctie (CCF) tussen twee druksignalen te berekenen. Voordat de CCF wordt bepaald, worden in het artikel van Drahoš et al (1991) de twee druksignalen eerst gefilterd, waarbij alleen frequenties lager dan 5 Hz worden doorgelaten.

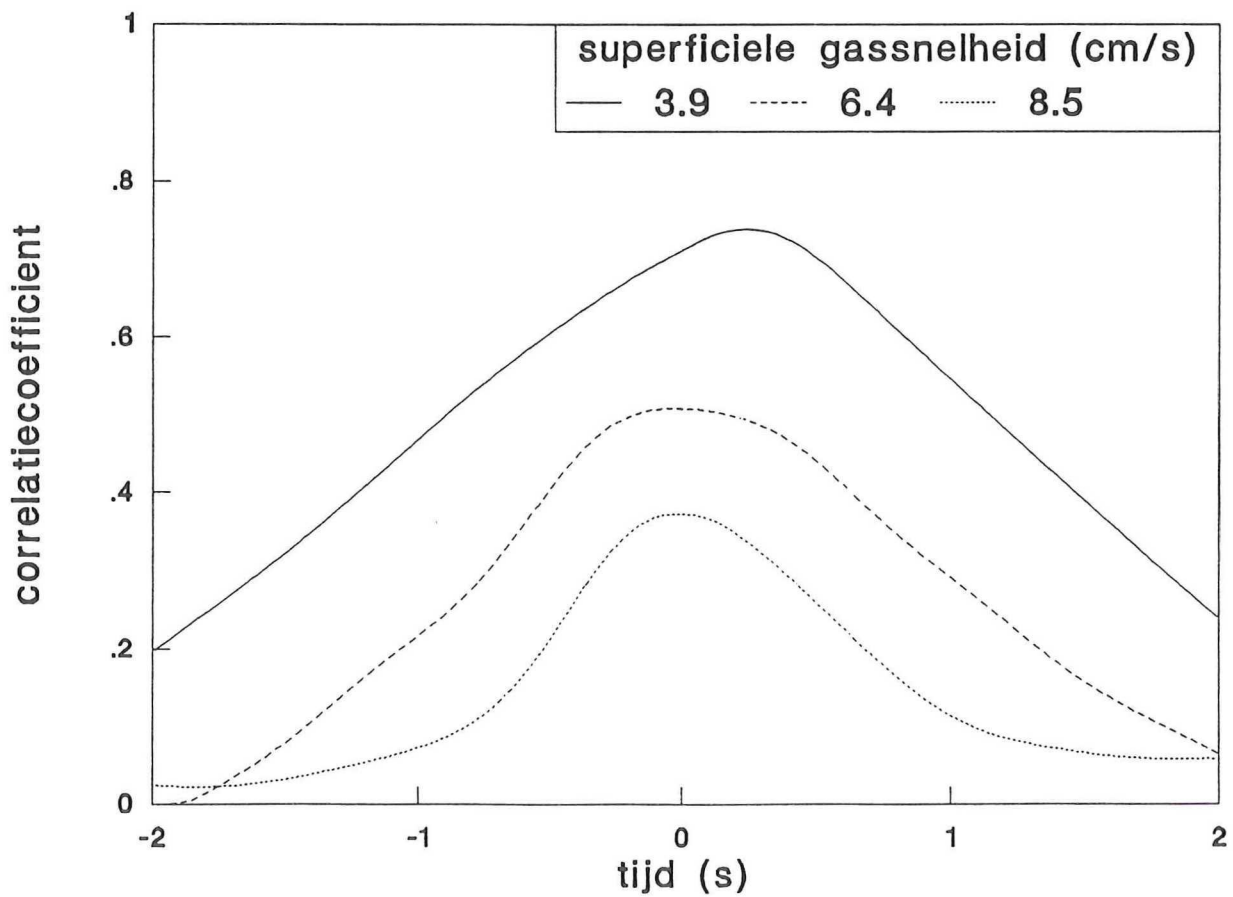
In het VEE-ENGINE-programma wordt het signaal nu digitaal gefilterd. Het filteren gebeurt in het frequentiedomein: alle waarden die bij frequenties groter dan 5 Hz horen, worden vervangen door nullen. Vervolgens wordt het signaal teruggetransformeerd naar het tijddomein. Als de werkwijze van Drahoš et al (1991) wordt nagevolgd levert dit kruiscorrelaties zoals die zijn weergegeven in figuren 5.36. Hierin is de CCF van twee druksensoren op 52.5 cm en 62.5 cm van de verdeelplaat bepaald. De superficiële gassnelheden zijn respectievelijk 3.9 cm/s, 6.4 cm/s en 8.5 cm/s. Uit deze figuur blijkt dat afhankelijk van de superficiële gassnelheid er pieken in de CCF ontstaan. Bij de hogere superficiële gassnelheden een piek bij nul en twee pieken op gelijke afstand van de piek bij nul.

Aangezien bij Drahoš et al (1991) de afsnij-frequentie niet berust op een theoretische aanname, is deze afsnij-frequentie in dit onderzoek verlaagd. Als de druksignalen digitaal gefilterd worden met een afsnij-frequentie van 1.5 Hz, ontstaat figuur 5.37. In deze figuur treedt nu bij elke CCF nog maar één maximum op. Nu kan op eenvoudige wijze het maximum van de CCF worden bepaald.

Om een circulatiesnelheid te kunnen bepalen worden de druksensoren 1 tot en met 4, die bij de 40 cm-kolom horen, gebruikt. Deze hebben als nadeel dat ze enige millimeters door de wand steken. De vier druksensoren zijn op een afstand van 10 cm boven elkaar in de kolom geschroefd. De eerste druksensor bevindt zich op 52.5 cm van de verdeelplaat. Uit de tijdverschuiving van het maximum van de CCF is nu de circulatiesnelheid bepaald. De resultaten zijn weergegeven in tabel 5.9.



Figuur 5.36. De kruiscorrelatiefunctie van twee druksignalen die digitaal gefilterd zijn bij 5 Hz.



Figuur 5.37. De kruiscorrelatiefunctie van twee druksignalen die digitaal gefilterd zijn bij 1.5 Hz.

U_g (cm/s)	u_c (1 - 2) (m/s)	u_c (2 - 3) (m/s)	u_c (3 - 4) (m/s)	u_c (1 - 3) (m/s)	u_c (2 - 4) (m/s)	u_c (1 - 4) (m/s)
2.6	.23	.25	.26	.24	.25	.24
3.9	.4	.4	.42	.38	.37	.36
5.1	.53	.48	.45	.37	.37	.38
6.4	-9.98	3.33	3.33	.53	.56	.47
7.7	-5	5	5	.51	.57	.6
8.5	5	-2.5	2	.67	.83	.88

Tabel 5.9. De circulatiesnelheid aan de hand van de kruiscorrelatiefunctie.

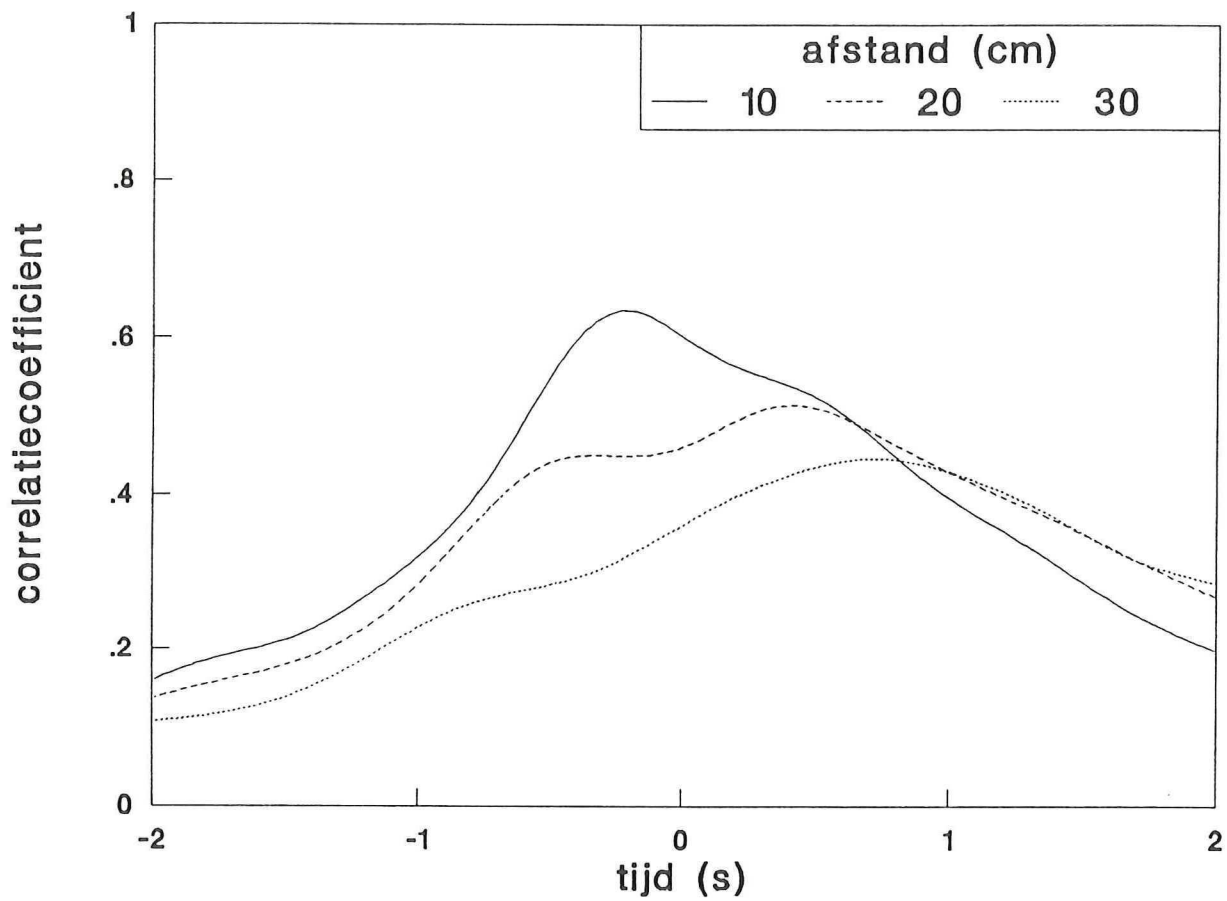
Uit de tabel blijkt dat bij een superficiële gassnelheid groter of gelijk aan 6.4 cm/s het maximum van de CCF, wanneer de druksensoren zich op 10 cm afstand bevinden, dicht in de buurt komt van nul. Hierdoor ontstaan, logisch, zeer hoge snelheden. Bij een afstand van 20 cm en 30 cm wordt de tijdverschuiving niet zo klein als bij 10 cm afstand. Buiten de afwijkende snelheden zijn alle snelheden positief.

Om te onderzoeken of aan de overzijde wel sprake is van negatieve snelheden, is de kolom 180° gedraaid. De verdeelplaat blijft echter in dezelfde positie. Op identieke wijze is nu de circulatiesnelheid bepaald. Dit is weergegeven in tabel 5.10.

U_g (cm/s)	u_c (1 - 2) (m/s)	u_c (2 - 3) (m/s)	u_c (3 - 4) (m/s)	u_c (1 - 3) (m/s)	u_c (2 - 4) (m/s)	u_c (1 - 4) (m/s)
2.6	.24	.25	.23	.23	.27	.25
3.9	-.36	-.36	-.36	-.34	-.34	-.33
5.1	-.5	-.55	-.45	.48	.48	.4
6.4	-.62	-.62	-.55	.67	.62	.58
7.7	-.62	-.83	-1.25	.59	.62	.58
8.5	-1.67	5	-2.5	.62	.71	.77

Tabel 5.10. De circulatiesnelheid bepaald met behulp van de kruiscorrelatiefunctie. (kolom 180° gedraaid).

Uit deze metingen blijkt dat er een negatieve tijdverschuiving op kan treden. Maar behalve bij een superficiële gassnelheid van 2.6 cm/s en 3.9 cm/s geeft de CCF van druksensoren die zich op 10 cm afstand bevinden een negatieve tijdverschuiving, terwijl op 20 cm en 30 cm afstand een positieve tijdverschuiving wordt waargenomen.



Figuur 5.38. De kruiscorrelatiefunctie van twee druksignalen, die digitaal gefilterd zijn bij 1.5 Hz, wanneer de kolom 180° is gedraaid.

In figuur 5.38 is de CCF weergegeven tussen 2 druksensoren die zich op respectievelijk 10 cm, 20 cm en 30 cm afstand bevinden. De superficiële gassnelheid bedraagt 5.1 cm/s. De druksensoren bevinden zich op 52.5 cm, 62.5 cm, 72.5 cm en 82.5 cm. De CCF vertoont een piek met een negatieve tijdverschuiving wanneer de druksensoren zich op 10 cm afstand bevinden. Op 20 cm afstand ontstaat er een dubbele piek in de CCF, een met een positieve en een met een negatieve tijdverschuiving. Bij 30 cm heeft de CCF alleen een piek met een positieve tijdverschuiving.

Bovenstaande metingen zijn herhaald met de druksensoren 5 en 6. Deze druksensoren steken niet uit de wand de kolom. De eerste druksensor bevindt zich op 52.5 cm. De andere druksensor bevindt zich er 10 cm, respectievelijk 20 cm boven. De meetresultaten zijn weergegeven in tabel 5.11.

U_g (cm/s)	u_c (m/s) $\Delta z = 10$ cm	u_c (m/s) $\Delta z = 20$ cm
5.1	.43	
6.4	.5	.46
7.7	.62	.63
8.5	.71	.71

Tabel 5.11. De circulatiesnelheid bepaald met behulp van de kruiscorrelatiefunctie (andere druksensoren).

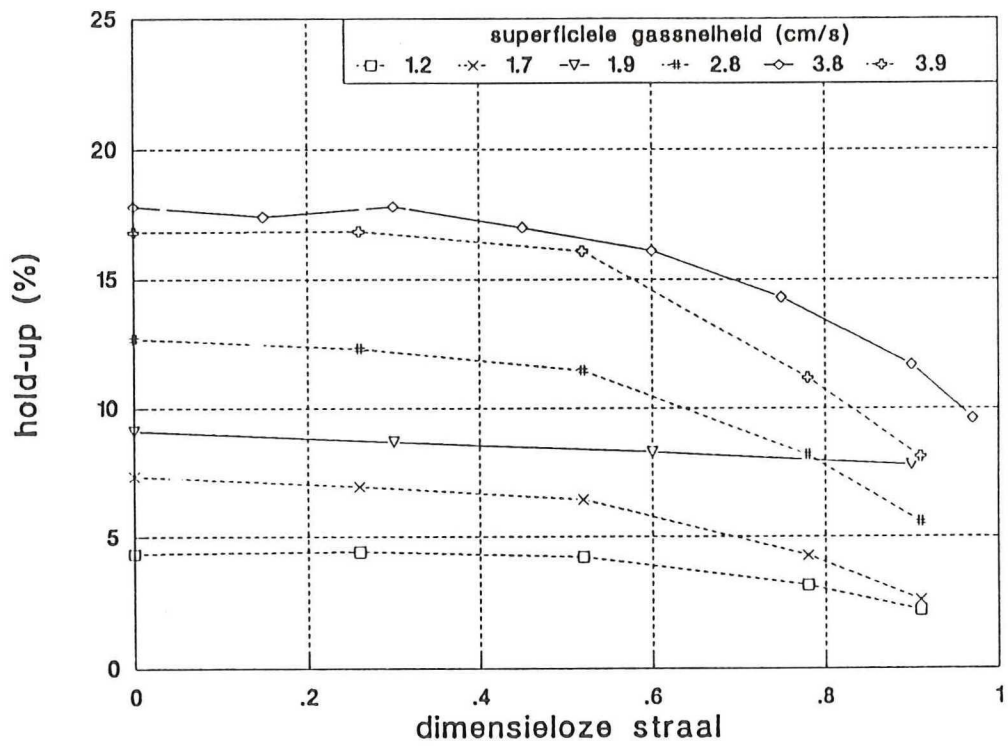
Ook bij deze meting wordt een opwaartse snelheid aan de wand gemeten.

Bij de gedraaide kolom is ook gemeten met de twee andere druksensoren. De resultaten zijn weergegeven in tabel 5.12.

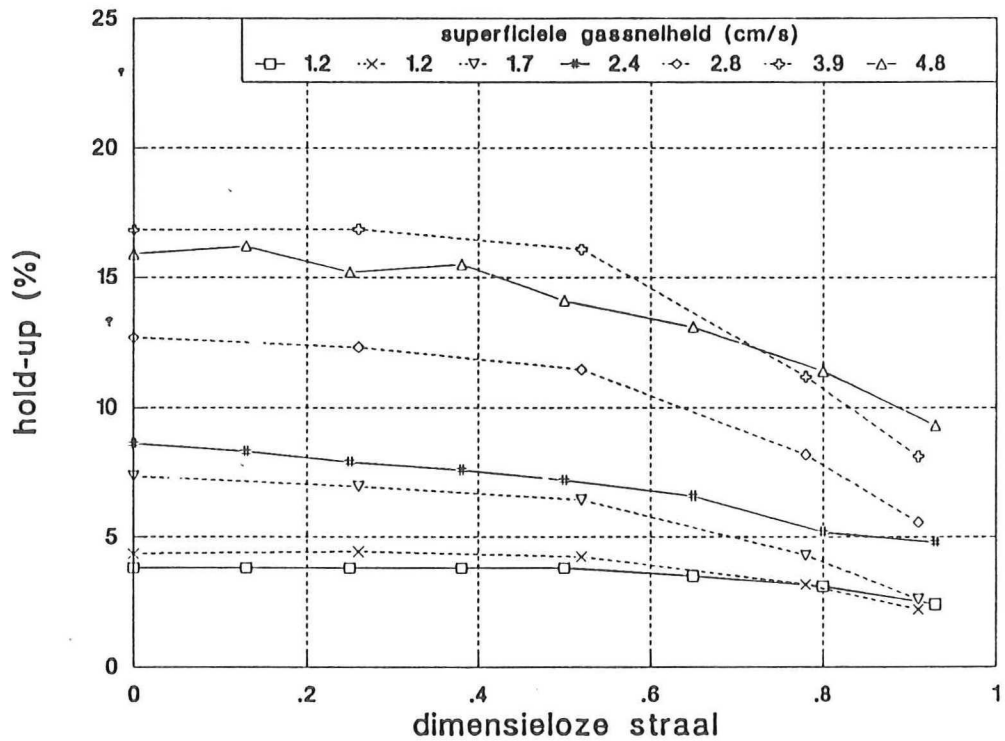
U_g (cm/s)	u_c (cm/s) $\Delta z = 10$ cm
2.6	-.2
3.9	-3.3
5.1	.53
6.4	.53
7.7	.77
8.5	1.1

Tabel 5.12. De circulatiesnelheid bepaald met behulp van de kruiscorrelatiefunctie (andere druksensoren, kolom 180° gedraaid).

Ook hier zijn vanaf een superficiële gassnelheid van 5.1 cm/s de tijdverschuivingen, en dus de snelheden, positief, dat wil zeggen opwaarts gericht.



Figuur 6.1. Data van Hills (1974), getrokken lijnen, en dit onderzoek, gestreepte lijnen, ($z = 262$ cm).



Figuur 6.2. Data van Menzel (1990), getrokken lijnen, en dit onderzoek, gestreepte lijnen, ($z = 262$ cm).

6. DISCUSSIE

In dit hoofdstuk worden de meetresultaten bediscussieerd. Dit gebeurt aan de hand van onderlinge vergelijkingen, vergelijkingen met meetresultaten uit de literatuur en door vergelijking met de bestaande theorieën, zoals behandeld in hoofdstuk 2. In paragraaf 6.1 worden eerst de meetresultaten van de twee optische probes behandeld. In paragraaf 6.2 worden de meetresultaten van de druksensoren besproken.

6.1. De optische probes

In deze paragraaf zal dezelfde onderverdeling worden aangehouden als in paragraaf 5.2. Dit houdt in dat eerst de meetresultaten van de lokale hold-up, vervolgens de lokale gassnelheid en als laatste de lokale beldiameter worden besproken.

6.1.1. De lokale hold-up

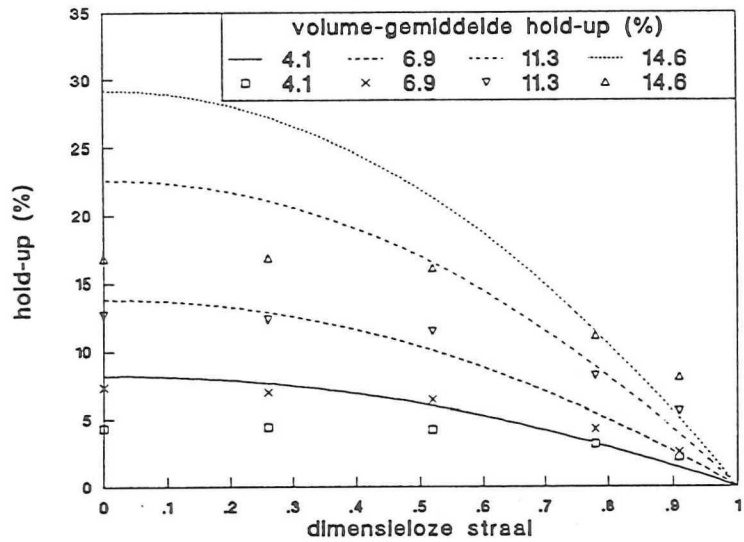
In paragraaf 5.1 en paragraaf 5.2.1 zijn de lokale hold-up resultaten van respectievelijk de één- en de vierpuntsprobe besproken. Uit deze resultaten blijkt dat op 160 m en 262 m hoogte een duidelijk radiaal profiel zichtbaar is. Dit profiel is het meest expliciet bij een hoge superficiële gassnelheid, dat wil zeggen 2.8 cm/s en 3.9 cm/s.

Daarnaast blijkt uit de resultaten dat de lokale hold-up op $r = 0$ mm, $r = 50$ mm en $r = 100$ mm, zo goed als constant is. Dit is onafhankelijk van de hoogte en de superficiële gassnelheid.

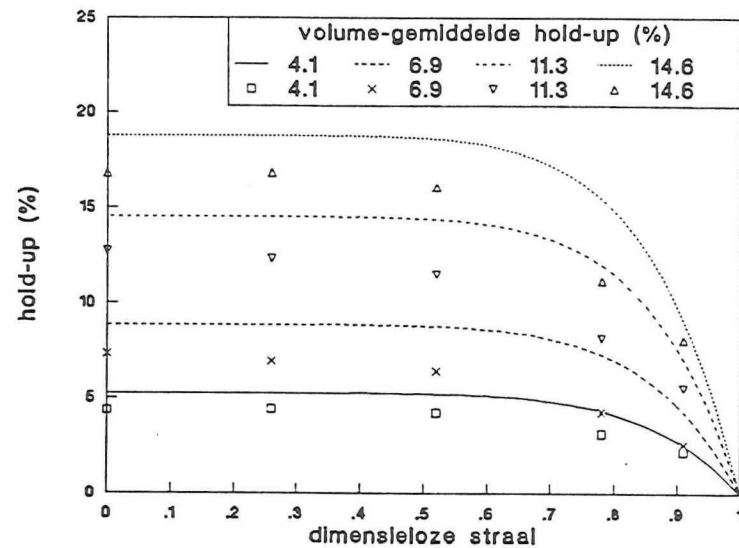
In de literatuur ligt de nadruk op het meten van vloeistofsnelheden en worden de bijbehorende hold-up profielen zelden weergegeven. Daarnaast wordt ook vaak water toegevoerd, wat een superficiële vloeistofsnelheid oplevert. Dit is echter niet het geval in het artikel van Hills (1974) en Menzel et al (1990). Hills (1974) heeft zijn metingen verricht in een kolom met een interne diameter van 13.8 cm en een kolomhoogte van 137 cm. Voor het bepalen van de hold-up heeft hij een conductiviteitsprobe gebruikt. Deze bevindt zich op 60 cm van de bodemplaat. Menzel et al (1990) hebben hun metingen verricht in een kolom met een diameter van 60 cm en een kolomhoogte van 3.455 m en 5.44 m. Zij geven niet aan wat voor probe zij hebben gebruikt en op welke hoogte deze is geplaatst. Hun resultaten zijn weergegeven in respectievelijk figuur 6.1 en 6.2. Hun metingen komen kwalitatief overeen met de resultaten van dit onderzoek.

In paragraaf 5.2.1 wordt opgemerkt dat de waarden van de lokale hold-up bij een superficiële gassnelheid van 2.8 cm/s en 3.9 cm/s in de buurt van de as bij de vierpuntsprobe lager zijn dan bij de éénpuntsprobe. In paragraaf 5.3.1 is vervolgens op 160 cm de meting met de vierpuntsprobe herhaald. Bij deze meting is de centrale glasvezel aangesloten op de elektronica van de éénpuntsprobe. Uit deze resultaten blijkt dat de vierpuntsprobe nu dezelfde waarden voor de lokale hold-up in de buurt van de as meet als de éénpuntsprobe. Blijkbaar is er een verschil in de elektronica die gebruikt wordt voor de één- en de vierpuntsprobe. Deze resultaten wijzen er bovendien op dat de grotere dimensies van de vierpuntsprobe de meetresultaten van de lokale hold-up niet beïnvloeden. Met dit resultaat kan ook het verschil in oppervlakte-gemiddelde hold-up tussen de één- en de vierpuntsprobe worden verklaard.

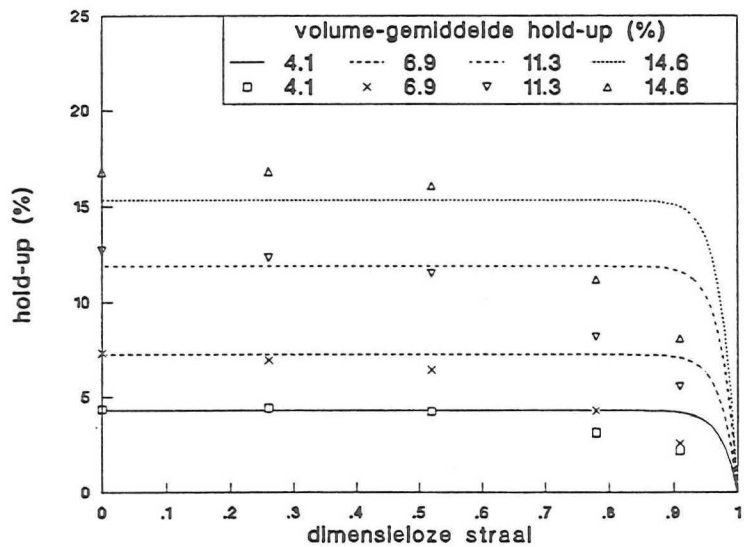
Een tweede kanttekening is te maken bij de waarde die moet worden toegekend aan de meetresultaten die verkregen zijn in de buurt van de wand van de kolom. Uit de resultaten die vermeld staan in paragraaf 5.3.3. blijkt dat de oriëntatie van de probe van invloed is op de gemeten lokale hold-up. Wanneer de probe 180° wordt gedraaid, waardoor de punt omhoog is gericht, meet de optische probe bij een superficiële



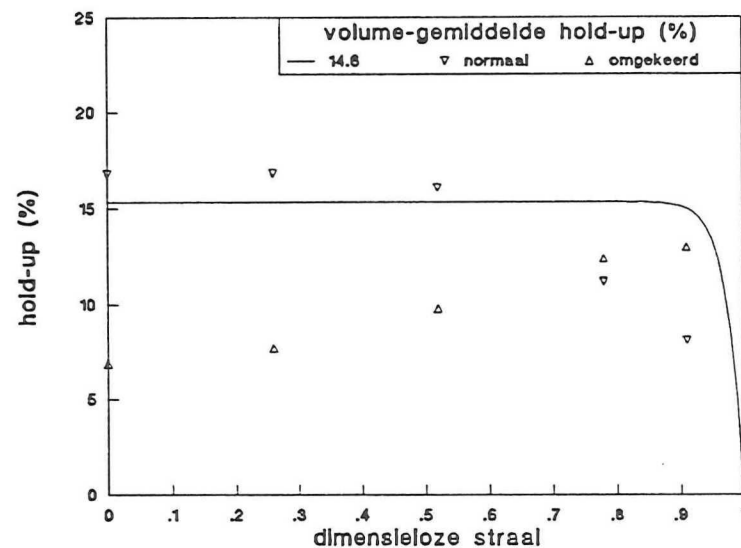
Figuur 6.3. De voorspelling voor de hold-up ($m = 2$).



Figuur 6.4. De voorspelling voor de hold-up ($m = 7$).



Figuur 6.5. De voorspelling voor de hold-up ($m = 40$).



Figuur 6.6. De voorspelling voor de hold-up ($m = 40$) samen met de meetresultaten met de probepunt omhoog en omlaag.

gassnelheid van 3.9 cm/s een hogere hold-up in het buitengebied dan wanneer er gemeten wordt met de punt omlaag. Als er van wordt uitgegaan dat de bellen in de buurt van de as voornamelijk omhoog bewegen en in de buurt van de wand voornamelijk naar beneden, is dit resultaat verklaarbaar. Wanneer de probe met de punt naar beneden is gericht, zullen de bellen eerst de punt van de glasvezel tegenkomen als zij zich omhoog bewegen. Wanneer de bellen echter naar beneden bewegen, komen zij eerst de constructie tegen waarin de glasvezel zich bevindt. Hierdoor zullen minder bellen uiteindelijk de probepunt raken. Voor een omgedraaide probe geldt een analoge verklaring.

De probe met de punt neerwaarts gericht meet in de buurt van de wand een lagere lokale hold-up dan er in werkelijkheid aanwezig is. Dit zou kunnen verklaren dat de bepaalde oppervlakte-gemiddelde hold-up lager is dan op grond van de volume-gemiddelde hold-up wordt verwacht.

Uit tabel 5.2 blijkt dat de oppervlakte-gemiddelde hold-up een functie is van de hoogte. Dit wordt veroorzaakt doordat de waarde van de lokale hold-up in de buurt van de wand een functie is van de hoogte. In het bovenstaande wordt gesteld dat in de buurt van de wand de bepaalde waarde van de hold-up lager is dan de werkelijke hold-up. Hierdoor is het niet mogelijk te concluderen dat de hold-up een functie is van de hoogte.

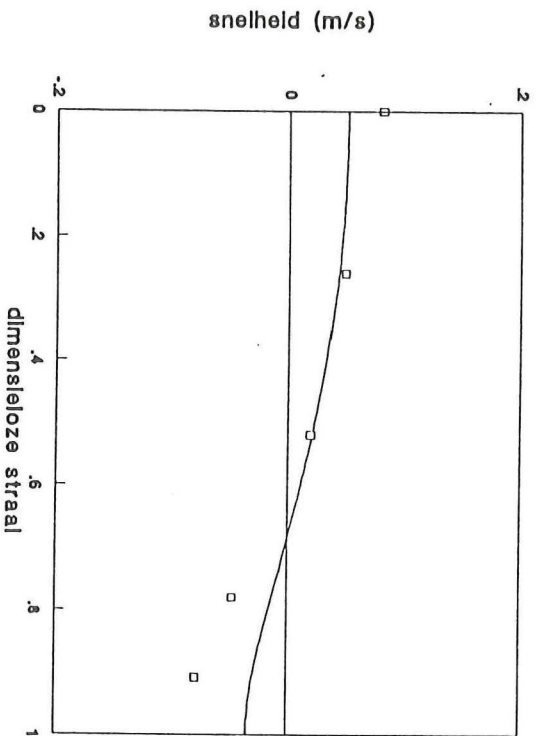
In de literatuur wordt de lokale hold-up meestal gemodelleerd met behulp van vergelijking 2.42. Deze machtswet wordt zowel in het model van Ueyama en Miyauchi (1979) als in het model van Geary en Rice (1992) gebruikt om uiteindelijk een vloeistofsnelheidsprofiel te kunnen bepalen. Ueyama en Miyauchi stellen voor om voor de macht, m , de waarde twee te nemen. Wanneer daarnaast $\bar{\epsilon}$ in vergelijking 2.42 gelijk wordt genomen aan $\langle \epsilon \rangle$, volgen de profielen die zijn weergegeven in figuur 6.3. In figuur 6.3 zijn ook de meetresultaten van de éénpuntsprobe voor de lokale hold-up op 262 cm hoogte weergegeven. Duidelijk blijkt dat $m = 2$ een veel te hoge voorspelling voor de lokale hold-up in de buurt van de as geeft.

Geary en Rice (1992) stellen dan ook voor om de macht gelijk te stellen aan zeven. Dit is weergegeven in figuur 6.4. In deze figuur geven de getrokken lijnen de voorspellingen van Geary en Rice (1992) weer, de symbolen de meetresultaten. De machtswet geeft nu nog slechts een te hoge voorspelling voor de lokale hold-up in de buurt van de wand. Op grond van de resultaten voor de lokale gassnelheid, zie paragraaf 6.1.2, wordt de macht in vergelijking 2.42 gelijk gekozen aan veertig. Dit is weergegeven in figuur 6.5. Wanneer nu wordt meegenomen dat de lokale hold-up in de buurt van de wand onderschat wordt, is de overeenkomst acceptabel. In figuur 6.6 zijn, naast de voorspelling van Geary en Rice (1992), de meetresultaten uit figuur 5.25. uitgezet. De superficiële gassnelheid bedraagt bij deze metingen 3.9 cm/s.

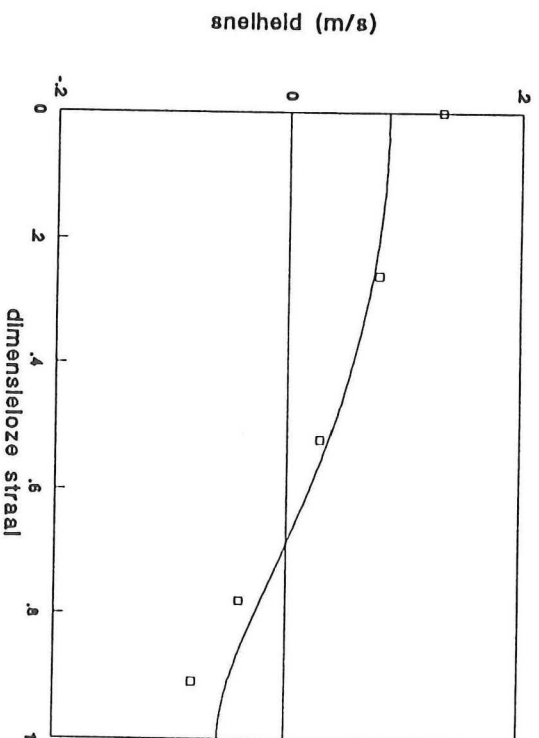
6.1.2. De lokale gassnelheid

In paragraaf 5.2.2. zijn de gemeten waarden voor de lokale gassnelheid behandeld. Hierbij moet worden opgemerkt dat de standaarddeviatie in deze waarden nogal groot is. In paragraaf 5.2 is opgemerkt dat een verhoging van het aantal te verwerken bellen van 250 naar 900 geen invloed heeft op deze standaarddeviatie. Blijkbaar geeft deze standaarddeviatie een daadwerkelijke spreiding weer. De standaarddeviatie bevindt zich tussen de 5 en de 25 cm/s. Alle standaarddeviaties zijn weergegeven in Appendix C.2.

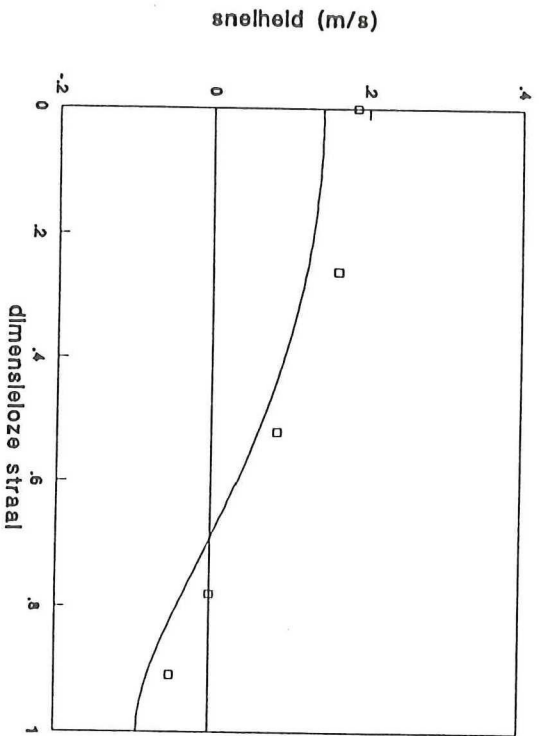
In de literatuur wordt slechts zelden een waarde voor de lokale gassnelheid gegeven. Een uitzondering is het artikel Yao et al (1991). Hun metingen zijn verricht in een kolom met een diameter van 29 cm en een hoogte van 4.5 m. Zij bepalen de lokale gassnelheid met



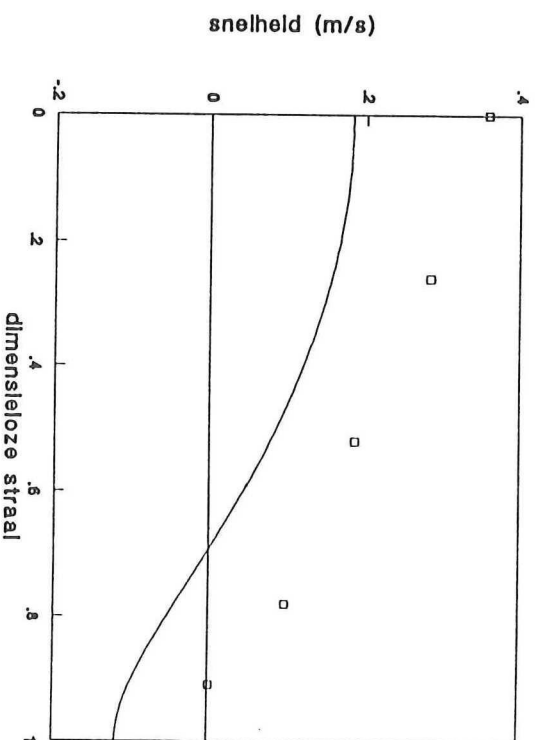
Figuur 6.7. De vloeistofsnelheid volgens Ueyama en Miyauchi
 ($m = 7$, $\bar{\epsilon} = 4.1\%$, $U_g = 1.2$ cm/s).



Figuur 6.8. De vloeistofsnelheid volgens Ueyama en Miyauchi
 ($m = 7$, $\bar{\epsilon} = 6.9\%$, $U_g = 1.7$ cm/s).



Figuur 6.9. De vloeistofsnelheid volgens Ueyama en Miyauchi
 ($m = 7$, $\bar{\epsilon} = 11.3\%$, $U_g = 2.8$ cm/s).



Figuur 6.10. De vloeistofsnelheid volgens Ueyama en Miyauchi
 ($m = 7$, $\bar{\epsilon} = 14.6\%$, $U_g = 3.9$ cm/s).

behulp van een conductiviteitsprobe en met behulp van een ultrasone Doppler techniek. Zij meten een lokale gassnelheid op de as van 50 cm/s, die op een hoogte van 3.5 m onafhankelijk is van de superficiële gassnelheid. Op een hoogte van 75 cm is de lokale gassnelheid wel een functie van de superficiële gassnelheid. Verder is de gemiddelde belsnelheid nooit negatief, ook niet in de buurt van de wand. Volgens Yao et al (1991) is de lokale gassnelheid daar ongeveer gelijk aan nul. Het profiel van de lokale gassnelheid is parabolisch van vorm. Bij deze resultaten moet wel worden opgemerkt dat de superficiële vloeistofsnelheid 1 cm/s bedraagt (cocurrent).

Dat de lokale gassnelheid op een bepaalde hoogte onafhankelijk is van de superficiële gassnelheid is een constatering die niet uit dit onderzoek volgt. Bij de metingen met de vierpuntsprobe is de lokale gassnelheid op elke hoogte een functie van de superficiële gassnelheid. Daarnaast is het profiel niet altijd parabolisch van vorm. Wel is de snelheid op de as in dezelfde orde van grootte als de resultaten van Yao (1991).

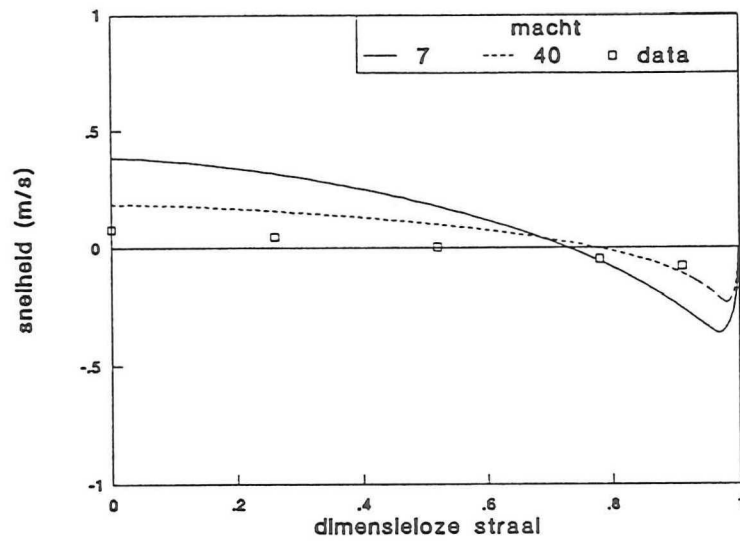
Daarnaast worden in de buurt van de wand altijd positieve snelheden gemeten. In paragraaf 5.2.4. is al opgemerkt dat het meten in dit gebied soms zeer lang kan duren. In paragraaf 5.3.2 zijn dan ook metingen verricht met de vierpuntsprobe 180° gedraaid. In dat geval wijzen de glasvezels naar boven. In de buurt van de wand wordt nu een negatieve lokale gassnelheid gemeten. Deze snelheid is in dezelfde orde van grootte als de snelheid die gemeten wordt in de normale stand. De meettijd is echter korter.

Het feit dat bellen niet alleen omhoog, maar ook omlaag bewegen, kan verklaren waarom de volumebalans over de gasfase niet klopt. In tegenstelling tot Yao et al (1991) is de, in dit onderzoek bepaalde, volumebalans op elke hoogte niet gelijk aan het toegevoerde debiet. Een tweede oorzaak hiervoor kan liggen in het feit dat de vierpuntsprobe de bellen selecteert. Hierdoor kan de schatting voor de gassnelheid te hoog zijn. De vierpuntsprobe heeft een voorkeur voor bellen die omhoog stromen en dan liefst nog zo loodrecht mogelijk. Wanneer van de lokale gassnelheid de stijgsnelheid van een enkele bel in een oneindig medium wordt afgetrokken, zijn op $z = 60$ cm en $z = 160$ cm de vloeistofsnelheden positief over de straal. Dit zou duiden op een superficiële vloeistofsnelheid met een waarde groter dan nul.

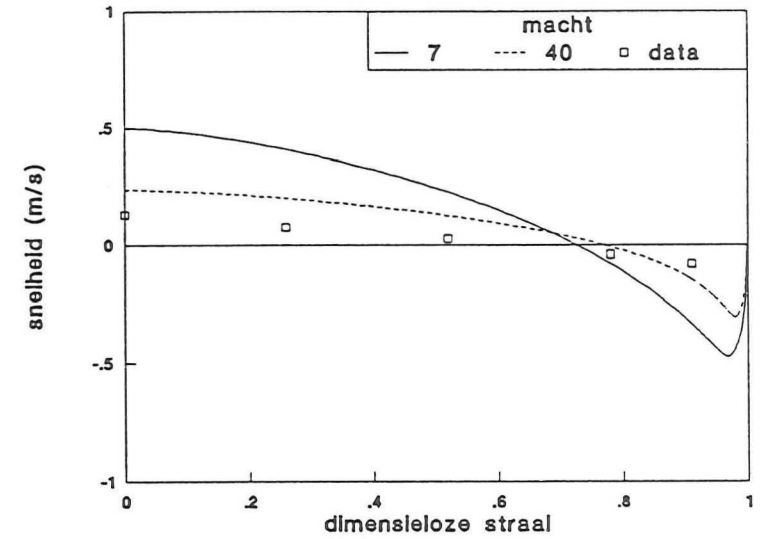
De lokale gassnelheid kan gezien worden als een indicatie van de vloeistofsnelheid. Als nu wordt verondersteld dat de slipsnelheid constant is en gelijk aan 25 cm/s, ontstaat na aftrek van deze slipsnelheid een, ruwe, schatting voor de vloeistofsnelheid. Deze schattingen kunnen nu worden vergeleken met de schattingen die worden gegeven door het model van Ueyama en Miyauchi (1979) en Geary en Rice (1992). Hun uitdrukkingen voor de vloeistofsnelheid als functie van de radiale afstand worden gegeven door respectievelijk vergelijking 2.46 en de vergelijkingen 2.61 en 2.62.

Het vloeistofsnelheidsprofiel volgens het model van Ueyama en Miyauchi (1979) met $m = 7$ is weergegeven in figuur 6.7 tot en met 6.10. In deze figuur zijn ook de resultaten voor de lokale gassnelheid op 262 cm, minus 25 cm/s, weergegeven. Uit deze figuur blijkt dat naarmate de superficiële gassnelheid toeneemt, de discrepantie tussen de voorspelling en de schatting van de lokale vloeistofsnelheid toeneemt. Wanneer de waarde van m nog groter wordt gekozen, wordt in het model van Ueyama en Miyauchi (1979) de vloeistofsnelheid steeds lager en gaat in de limiet naar nul.

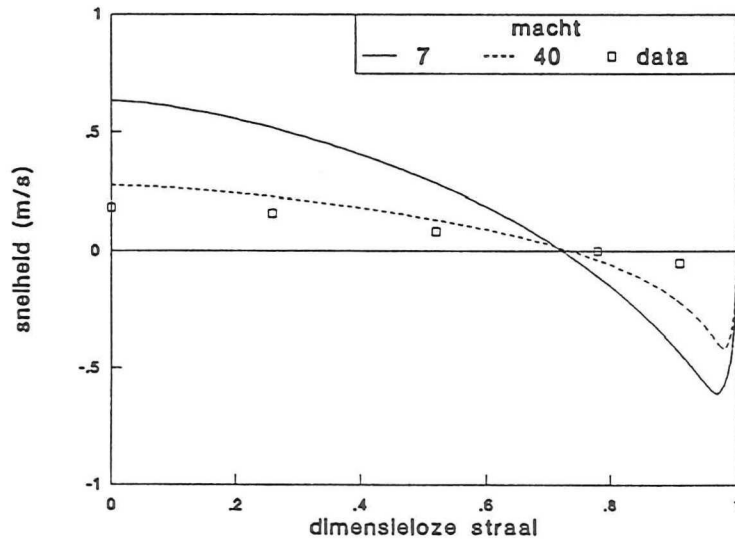
De lokale vloeistofsnelheid kan ook bepaald worden met het model van Geary en Rice (1992). Voor dit model is het noodzakelijk dat de menglengte, l , wordt bepaald. Omdat daarvoor de beldiameter bekend moet zijn, wordt deze menglengte bepaald in paragraaf 6.1.3. Met behulp van het daar vermelde resultaat kan nu de vloeistofsnelheid worden



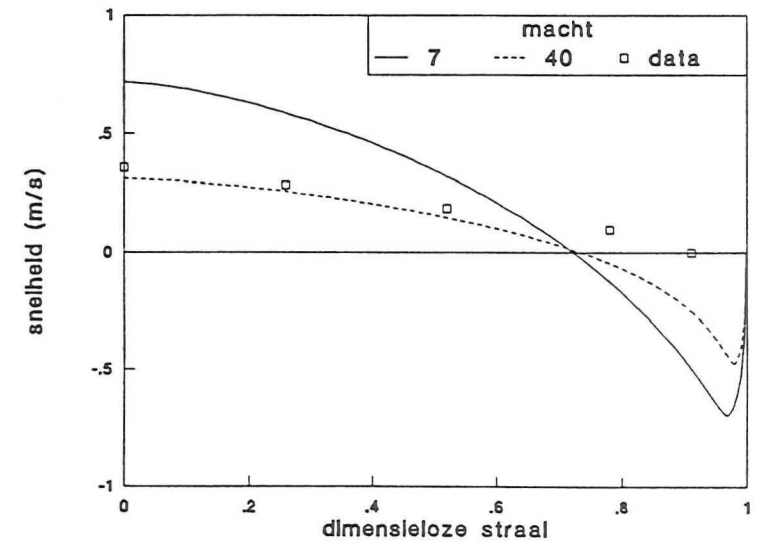
Figuur 6.11. De vloeistofsnelheid volgens Geary en Rice ($\bar{\epsilon} = 4.1\%$, $U_g = 1.2$ cm/s).



Figuur 6.12. De vloeistofsnelheid volgens Geary en Rice ($\bar{\epsilon} = 6.9\%$, $U_g = 1.7$ cm/s).



Figuur 6.13. De vloeistofsnelheid volgens Geary en Rice ($\bar{\epsilon} = 11.3\%$, $U_g = 2.8$ cm/s).



Figuur 6.14. De vloeistofsnelheid volgens Geary en Rice ($\bar{\epsilon} = 14.6\%$, $U_g = 3.9$ cm/s).

uitgerekend. In de figuren 6.11 tot en met 6.14 zijn de voorspellingen bij $m = 7$ en $m = 40$ weergegeven. Ook hier zijn weer de meetresultaten op 262 cm hoogte weergegeven. Uit deze figuren blijkt dat de overeenkomst slechter is als de superficiële gassnelheid lager wordt. In dit model duidt dat erop dat de macht m nog hoger moet worden gekozen. Het model van Geary en Rice (1992) is dus wel bestand tegen hoge waarden van m .

6.1.3. De lokale beldiameter

In paragraaf 5.2.3. wordt opgemerkt dat de beldiameter groter is aan de wand dan op de as. Dit effect wordt sterker naarmate er hoger in de kolom wordt gemeten. Als nu wordt aangenomen dat de vloeistof in de buurt van de wand naar beneden beweegt, zal de vierpuntsprobe alleen de resultaten van die bellen opslaan, die omhoog bewegen. Alleen grote bellen zullen dan tegen de stroom in omhoog kunnen bewegen. In paragraaf 5.3.2. wordt echter geconstateerd dat de beldiameter van de neerwaarts stromende bellen groter is dan de opwaarts stromende bellen. Dit is op grond van deze metingen niet te verklaren.

De standaarddeviatie van de beldiameter is onafhankelijk van het aantal bellen. Of 250 of 900 bellen worden verwerkt, de standaarddeviatie blijft in de orde van 1 mm. Uit het bovenstaande is dan ook niet te concluderen dat de bellen in de buurt van de wand daadwerkelijk groter zijn.

In het artikel van Yao et al (1991) wordt gesteld dat de beldiameter constant is over de diameter van de kolom. Alleen in de buurt van de wand wijkt de diameter soms af. Maar die diameter is dan wel kleiner, en niet groter, dan de diameter die gemeten wordt in de buurt van de as.

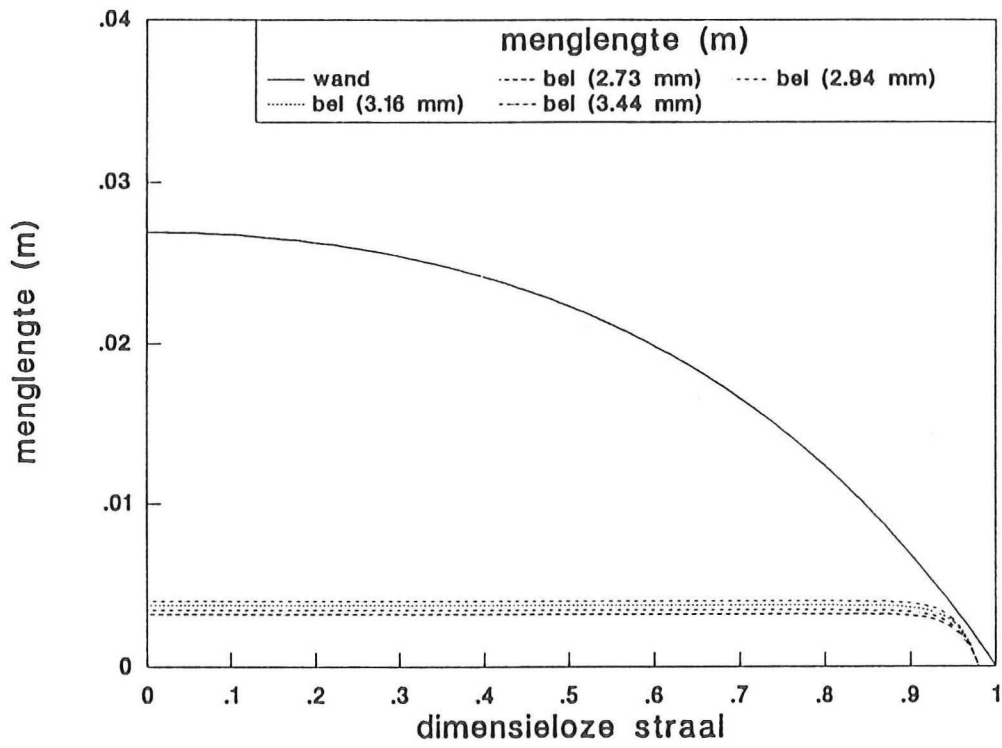
De meetresultaten van de beldiameter op de derde hoogte zijn gebruikt om de menglengte veroorzaakt door het zog achter de bellen, l_b , te bepalen. Deze menglengte en de menglengte veroorzaakt door de aanwezigheid van de wand, l_w , zijn nodig om uiteindelijk de vloeistofsnelheid volgens het model van Rice en Geary (1992) te kunnen bepalen. Het resultaat staat figuur 6.15. Uit deze figuur blijkt duidelijk dat de menglengte veroorzaakt door de aanwezigheid van de wand overheerst. Dit is zelfs het geval als wordt meegenomen dat de bellen ellipsvormig zijn. Wanneer α , de verhouding tussen de korte en de lange as, gelijk wordt genomen aan 0.8 resulteert dit in figuur 6.16.

6.2. De druksensoren

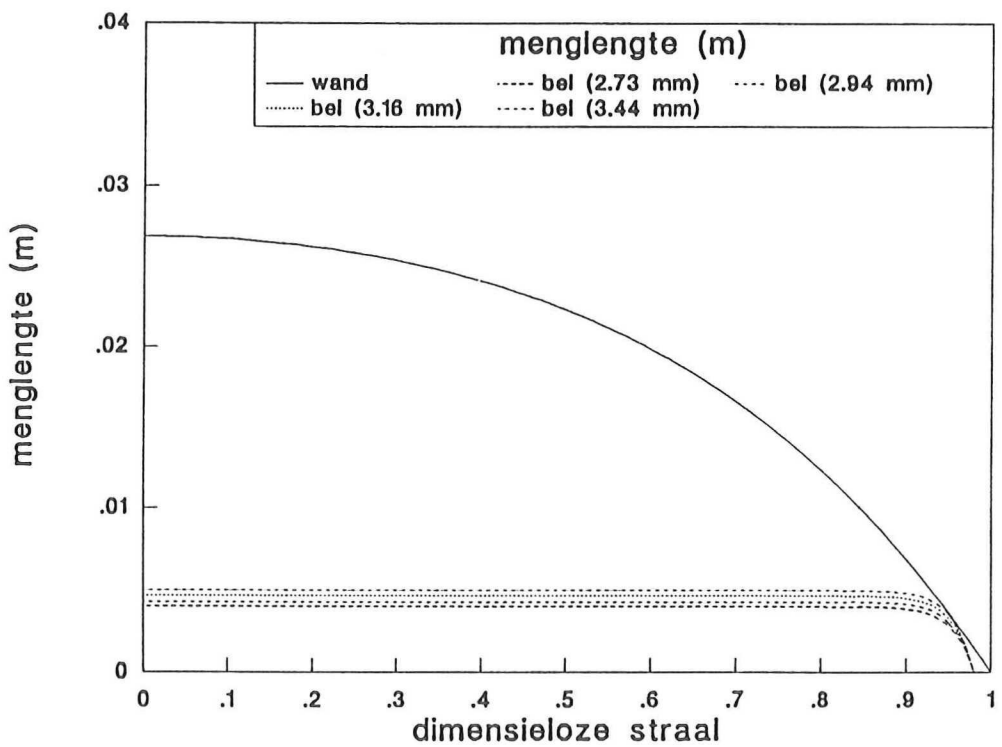
In deze paragraaf worden de resultaten van de drukmetingen besproken. In paragraaf 6.2.1 wordt eerst ingegaan op de resultaten van de metingen in de 40 cm-kolom. In paragraaf 6.2.2 wordt ingegaan op de resultaten van de metingen in de 16 cm-kolom.

6.2.1. De 40 cm-kolom

Uit figuur 5.27 blijkt dat er geen radiaal profiel in de druk aanwezig is. Bij deze meting is aangenomen dat de vloeistof en het gas voornamelijk parallel aan de kolomas stromen. De stangen staan hier loodrecht op en meten dan geen stuwdruk. De gemeten druk is dan gelijk aan de statische druk. Deze geeft een indicatie van het gewicht dat zich boven het punt waar het uiteinde van de stang zich bevindt. Als er nu een sterk profiel in de hold-up aanwezig zou zijn, zou zich dat uiten in een radiaal profiel in de statische druk. Uit deze meting volgt dat dit profiel niet aanwezig is. Dit is ook in overeenstemming met paragraaf 6.1.1, waarin wordt gesteld dat het radiale hold-up profiel over het grootste deel van de diameter vlak is en pas dicht in de buurt van de wand sterk daalt.



Figuur 6.15. De mezclengte met $\alpha = 1$.



Figuur 6.16. De mezclengte met $\alpha = 0.8$.

Daarnaast blijkt uit de resultaten van paragraaf 5.4.1 dat het systeem met het kranenbord storingsgevoelig is. Het is zeer moeilijk om de slangen volledig lucht vrij te krijgen. En luchtbelletjes die zitten opgesloten in de slangen die de kolom met het kranenbord verbinden, hebben een sterke invloed op het signaal dat uiteindelijk door de druksensoren worden gemeten.

6.2.2. De 16 cm-kolom

Uit de resultaten van paragraaf 5.4.2 blijkt dat de methode zoals voorgesteld door Drahoš et al (1991) in dit onderzoek niet altijd de verwachte resultaten opleveren.

Zo stellen zij dat de standaarddeviatie van het signaal van één druksensor lineair afhangt van de superficiële gassnelheid. Drahoš et al (1991) hebben gemeten tot een superficiële gassnelheid van 16.6 cm/s. Uit figuur 5.33 blijkt dat dit in dit onderzoek slechts het geval is voor superficiële gassnelheden lager dan 8.5 cm/s. Als de superficiële gassnelheden groter dan 8.5 cm/s meegenomen worden in de beschouwing, lijkt dit verband toch eerder kromlijng.

De autospectrale dichtheidsfuncties vertonen wel de tendens zoals die door Drahoš et al (1991) wordt aangegeven. Naarmate de superficiële gassnelheid toeneemt, zal er een piek tussen 2 en 7 Hz ontstaan. Dit is ook in dit onderzoek waargenomen.

De meeste problemen levert de interpretatie van de gemeten tijdverschuiving in het druksignaal op. In eerste instantie, zoals weergegeven in tabel 5.9, worden voornamelijk positieve tijdverschuivingen waargenomen. Nu stellen Drahoš et al (1992) in een ander artikel dat wanneer de kolom ook maar een beetje scheef staat, de vloeistofstroming een enkelvoudige circulatie zal beschrijven: de vloeistof stroomt in de ene helft van de kolom omhoog en in de andere helft omlaag.

Als nu de vloeistof stroming een enkelvoudige circulatie beschrijft, houdt dit in dat de vloeistof omhoog stroomt aan een kant en omlaag stroomt aan de andere wand. Daarom zijn er metingen verricht waarbij de kolom 180° is gedraaid, terwijl de verdeelplaat niet wordt gedraaid. Deze resultaten zijn weergegeven in tabel 5.10. Er treden inderdaad negatieve tijdverschuivingen op, maar bijna alleen in die gevallen waarbij de druksensoren zich op 10 cm afstand van elkaar bevinden. Bij 20 en 30 cm worden de gemeten tijdverschuivingen weer positief.

Nu zijn in deze kolom ook met behulp van LDA metingen verricht door Roušar (1993). Bij deze metingen is de kolom niet tot 1.20 m maar tot 1 m gevuld. De metingen zijn verricht op 1 mm van de wand. Zijn meetresultaten zijn weergegeven in tabel 6.1.

punt	u_t (m/s)	st. dev. (m/s)
I	- 0.378	0.190
II	- 0.288	0.192
III	- 0.267	0.198

Tabel 6.1. De resultaten van de LDA-metingen.

Punt I komt overeen met de metingen die vermeld staan in tabel 5.9, punt III met de metingen die vermeld staan in tabel 5.8. Punt II ligt hier precies tussenin. De superficiële gassnelheid bedraagt bij deze metingen 5.1 cm/s. De begaste hoogte bedraagt 136 cm. Uit deze resultaten blijkt dat de vloeistof aan de wand neerwaarts stroomt. Dit is dus in tegenspraak met een groot deel van de drukmetingen.

7. CONCLUSIES

De meetresultaten van de één- en de vierpuntsprobe zijn overeenkomstig de verwachtingen. De bepaalde gassnelheid neemt af naarmate de probe dichterbij de wand komt. De hold-up profielen zijn vlak tot $r = 100$ mm. De gemeten waarde van de hold-up neemt af als de radiale afstand verder toeneemt. Dit gaat op voor elke gebruikte superficiële gassnelheid.

In de buurt van de wand wordt de hold-up onderschat. Wanneer de éénpuntsprobe 180° wordt gedraaid, zodat de punt naar boven wijst in plaats van naar beneden, meet de éénpuntsprobe bij een superficiële gassnelheid van 3.9 cm/s een hogere hold-up in de buurt van de wand dan in het midden. Deze waarde voor de hold-up in de buurt van de wand is hoger dan de waarde die wordt gevonden als de punt van de éénpuntsprobe neerwaarts wijst.

De hold-up, bepaald met de vierpuntsprobe is gelijk aan de hold-up bepaald met de éénpuntsprobe. De grotere dimensies van de vierpuntsprobe zijn niet van invloed op de gemeten hold-up.

Op $z = 60$ cm, $z = 160$ cm en $z = 262$ cm is de gassnelheid voor $r = 0$ constant. Bij de andere radiale afstanden neemt de lokale gassnelheid af als functie van de hoogte.

In de buurt van de wand kan zowel met de probe opwaarts, als met de probe neerwaarts, een schatting van de belsnelheid worden bepaald. Naarmate de probe dichterbij de wand komt, zijn de gemeten waarden voor de opwaartse lokale gassnelheid hoger dan de werkelijke waarde.

De meetresultaten van de optische probes wijzen derhalve op het optreden van vloeistof-circulatie in de bellenkolom. De vraag of één of meerdere stabiele circulaties optreden is echter met behulp van deze resultaten niet te beantwoorden.

De meetresultaten met betrekking tot de hold-up en de belsnelheid zijn vergeleken met het model van Ueyama en Miyauchi (1979) en het model van Geary en Rice (1992). Uit deze vergelijking blijkt dat het model van Geary en Rice (1992) de beste voorspellingen geeft. De waarde voor m in de machtswet voor het hold-up profiel is eerder gelijk aan 40 dan aan 2, zoals voorgesteld door Ueyama en Miyauchi (1979).

De methode van Drahoš et al (1991), om de circulatiesnelheid te bepalen door twee druksignalen te kruiscorreleren, levert niet de resultaten die op grond van de literatuur verwacht mogen worden. In plaats van negatieve tijdverschuivingen, worden bij bijna alle metingen positieve tijdverschuivingen gemeten, wat zou wijzen op omhoog stromende vloeistof in de buurt van de wand. Uit LDA-metingen in dezelfde kolom blijkt echter dat de vloeistof aan de wand neerwaarts stroomt.

8. AANBEVELINGEN

In de komende paragrafen zullen achtereenvolgens aanbevelingen met betrekking tot de kolom, de optische probes en de drukmetingen worden gedaan.

8.1. De kolom

Bij onderzoek aan de stroming in een bellenkolom zijn een aantal zaken van belang. Ten eerste moeten er geen verstoringen optreden bij de verdeelplaat. Wanneer er lekken zijn waardoor veel grotere bellen ontstaan dan de bellen die loslaten van de verdeelplaat, dan is dat van invloed op de stroming. Ten tweede moet de kolom recht staan: een kleine afwijking van de verticaal kan de stroming beïnvloeden. De constructie van de beluchtingskamer en de verdeelplaat is dus van cruciaal belang voor het optredende stromingspatroon.

In de 40 cm-kolom is 5.6 cm/s de maximale superficiële gassnelheid. Dit houdt in dat de stroming zich in het overgangsgebied van homogene naar heterogene bellenstroming bevindt. Het verdient aanbeveling om de opstelling dusdanig aan te passen dat ten minste een verdubbeling van de superficiële gassnelheid mogelijk wordt.

In dit onderzoek zijn lokale metingen verricht. In plaats van lokale metingen kunnen er ook globale metingen worden verricht. Hierbij kan gedacht worden aan het gebruik van tracers. Op deze wijze kan een globale indruk van het stromingspatroon worden verkregen. Aangezien nog steeds niet veel bekend is over het stromingspatroon in een bellenkolom, zou onderzoek dat zich hiermee bezighoudt op zijn plaats zijn.

Verder kan gedacht worden aan het plaatsen van keerschotten in de kolom of aan het verhogen van de viscositeit van de vloeistoffase. Dit heeft namelijk een stabiliserend effect op een eventueel optredende bellenstraat of vloeistofcirculaties.

Als laatste kan worden opgemerkt dat voor lokale metingen een kleine kolom, zoals de 16 cm-kolom, bij uitstek geschikt is voor verder onderzoek aan de gebruikte meettechnieken. Het voordeel van zo'n kleine kolom is dat hij handelbaarder is.

8.2. De optische probes

De meetresultaten van de optische probes geven aan dat het resultaat van deze metingen afhankelijk is van de oriëntatie van de probes. Bovendien hebben de probes de beperking dat zij maar in één richting meten. In het geval van de vierpuntsprobe heeft dit bijvoorbeeld tot gevolg dat alleen maar de axiale component van de gassnelheid kan worden bepaald. En zelfs van de bellen die omhoog stromen worden alleen die bellen geaccepteerd die zo loodrecht mogelijk aanstromen. Bovendien kan alleen de snelheid van die bellen worden bepaald die de probe van onderen benaderen (of van boven indien de probe 180° is gedraaid). Hierdoor kan zelfs van de axiale component niet met zekerheid worden gesteld of de gemeten belsnelheid wel een indicatie is van de gemiddelde belsnelheid, omdat slechts de gegevens van bellen worden verwerkt, die door de vierpuntsprobe worden goedgekeurd.

Aanbevolen wordt om een probe te ontwerpen die een resultaat geeft dat niet afhankelijk is van de oriëntatie van de probe. Hierbij kan gedacht worden aan twee probes loodrecht boven elkaar, waarbij de punten ieder de andere kant opwijzen.

Daarnaast kan gedacht worden aan een probe die in plaats van aan de gasfase metingen verricht aan de vloeistoffase. Dit zijn zogenaamde "hot-wire"-probes. Het is namelijk onnauwkeurig om aan de hand van meetresultaten aan de gasfase uitspraken te doen over de stroming in de vloeistoffase. Een bijkomend voordeel van zo'n probe is dat naast een directe indicatie van de vloeistofsnelheid, ook metingen met betrekking tot de turbulentie kunnen worden uitgevoerd.

In de 40 cm-kolom kan slechts over de halve diameter worden gemeten. De constructie rond de probes laat niet toe dat de probe de hele diameter kan beslaan. Indien de probe wel de hele diameter kan bestrijken, wordt het mogelijk om eventuele afwijkingen van de axisymmetrie van de stroming vast te stellen.

8.3. De druksensoren

Uit de metingen met de druksensoren is niet het resultaat gekomen dat op grond van het artikel van Drahoš et al (1991) verwacht mag worden. Een eerste aanbeveling is om in de literatuur op zoek te gaan naar de oorzaken van de drukfluctuaties in een bellenkolom. In dit onderzoek is ervan uitgegaan dat de methode van Drahoš et al (1991) het gewenste resultaat op zou leveren. Aangezien dit niet het geval is, zal er dieper moeten worden ingegaan op de theoretische achtergrond van deze methode.

Ten tweede kan gedacht worden aan simultane metingen, bijvoorbeeld drukmetingen, metingen met "hot wire"-probes en LDA-metingen. Op deze wijze kunnen de resultaten direct worden vergeleken.

Als laatste zou een verdieping in de bijbehorende signaalverwerking aanbevolen kunnen worden. Met behulp van het VEE-ENGINE-pakket zijn nu enkele eenvoudige signaalverwerkingsprogramma's geschreven, geheel gebaseerd op de aanpak van Drahoš et al (1991). Deze programma's zouden verder uitgewerkt en verfijnd kunnen worden.

Verder moet afgeraden worden om drukmetingen op afstand te willen verrichten. Bij de 40 cm-kolom is gebruik gemaakt van een kranenbord, omdat op deze wijze met vier druksensoren 44 meetpunten kunnen worden bestreken. Uit de resultaten blijkt echter dat dit systeem nogal gevoelig is voor storingen, die moeilijk zijn te achterhalen.

REFERENTIES

- Bendat, J.S. en Piersol, A.G., (1986), *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*, 2nd edition, Wiley, New York.
- Clark, N.N., Van Egmond, J.W., en Nebiolo, E.P., (1990), "The Drift-Flux Model Applied to Bubble Columns and Low Velocity Flows", *Int. J. Multiphase Flow*, **16**, 261.
- Deckwer, W.-D., (1985), *Reaktionstechnik in Blasensäulen*, Otto Salle Verlag GmbH & Co., Frankfurt.
- De Nevers, N., (1968), "Bubble Driven Fluid Circulations", *AIChE J.*, **14**, 222.
- Drahoš, J. en Čermák, J., (1989), "Diagnostics of Gas-Liquid Flow Patterns in Chemical Engineering Systems", *Chem Eng. Process.*, **26**, 147.
- Drahoš, J., Zahradník, J., Punčochář, M., Filová, M. en Bradka, F., (1991), "Effect of Operating Conditions on the Characteristics of Pressure Fluctuations in a Bubble Column", *Chem. Eng. Process.*, **29**, 107.
- Drahoš, J., Zahradník, J., Filová, M. en Bradka, F., (1992), "Identification and Modelling of Liquid Flow Structures in Bubble Column Reactors", *Chem. Engng. Sci.*, **47**, 3313.
- Freedman, W. en Davidson, J.F., (1969), "Hold-up and Liquid Circulation in Bubble Columns", *Trans. I. Chem. E.*, **47**, T251.
- Frijlink, J.J., (1987), *Physical Aspects of Gassed Suspension Reactors*, proefschrift, Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie, T.U. Delft.
- Geary, N.W. en Rice, R.G., (1992), "Circulation and Scale-Up in Bubble Columns", *AIChE J.*, **38**, 76.
- Hills, J.H., (1974), "Radial Non-Uniformity of Velocity and Voidage in a Bubble Column", *Trans. I. Chem. E.*, **52**, 1.
- Hofmeester, J., (1986), *Ontwikkeling van een optische vierpuntssector met toepassing in een suspensie bellenkolom*, afstudeerverslag, Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie, T.U. Delft.
- Joshi, J.B. en Sharma, M.M., (1979), "A Circulation Cell Model for Bubble Columns", *Trans. I. Chem. E.*, **57**, 244.
- Kojima, E., Unno, H., Sato, Y., Chida, T., Imai, H., Endo, K., Inoue, I., Kobayashi, J., Kaji, H., Nakanishi, H. en Yamamoto, K., (1980), "Liquid Phase Velocity in a 5.5 m Diameter Bubble Column", *J. Chem. Eng. Japan*, **13**, 16.
- Menzel, T., In der Weide, T., Staudacher, O., Wein, O. en Onken, U., (1990), "Reynolds Shear Stress for Modeling of Bubble Column Reactors", *Ind. Eng. Chem. Res.*, **29**, 988.

- Rietema en Ottengraf (1970), "Laminar Liquid Circulation and Bubble Street Formation in a Gas-Liquid System", *Trans. I. Chem. E.*, **48**, T54.
- Rice, R.G. en Geary, N.W., (1990), "Prediction of Liquid Circulation in Viscous Bubble Columns", *AIChE J.*, **36**, 1339.
- Roušar, I., (1993), persoonlijke mededeling.
- Schlichting, H., (1960), *Boundary Layer Theory*, 4th edition, McGraw-Hill, New York, p. 507.
- Tennekes, H., en Lumley, J.L., (1972), *A First Course in Turbulence*, The MIT Press, Cambridge, p. 49.
- Ueyama, K. en Miyauchi, T., (1979), "Properties of Recirculating Turbulent Two Phase Flow in Gas Bubble Columns", *AIChE J.*, **25**, 258.
- Van den Akker, H.E.A. en Rietema, K., (1982), *Trans. I. Chem E.*, **60**, 255.
- Van den Bos, C.J., (1987), *Brekingsindexgevoelige glasvezelsensor met bolvormige sensorpunt voor het analyseren van dispersies*, afstudeerverslag, Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie, T.U. Delft.
- Whalley, P.B. en Davidson, J.F., (1974), "Liquid Circulations in Bubble Columns", *I. Chem. E. (London), Symp. Series, No. 38*, J5.
- Yao, B.P., Zheng, C., Gasche, H.E. en Hofmann, H., (1991), "Bubble Behaviour and Flow Structure of Bubble Columns", *Chem. Eng. Process.*, **29**, 65.
- Zehner, P., (1986), "Momentum, mass and heat transfer in bubble columns. Part 1. Flow model of the bubble column and liquid velocities", *Int. Chem. Engng.* **26**, 22.
- Zuber N. en Finlay, J.A., (1964), *General Electric Report*, GEAP-4592.

APPENDICES

APPENDIX A. THEORETISCHE AFLEIDINGEN

1. Afleiding van de vloeistofsnelheid in het model van Whalley en Davidson

Voor de afleiding van een uitdrukking van de vloeistofsnelheid maken Whalley en Davidson (1974) gebruik van een vortciteitsmodel (zie figuur 2.4).

In het cilindrisymmetrische geval geldt voor de vortciteit ω , in een niet-visceuze vloeistof:

$$\omega = -\frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right] \quad (\text{A.1})$$

Hierin staat ψ voor de stroomfunctie.

Lamb (1932) stelt dat de vortciteit gedeeld door de radiale afstand van de symmetrie-as slechts afhankelijk is van de stroomfunctie. Er wordt gebruik gemaakt van de volgende vergelijking voor de vortciteit:

$$\frac{\omega}{r} = k_2 \psi \quad (\text{A.2})$$

Waarbij k_2 een constante is.

Daarbij gelden de volgende randvoorwaarden:

$$\begin{aligned} \psi &= 0 \text{ op } r = 0 \text{ en } r = R_k \\ \psi &= 0 \text{ op } z = 0 \text{ en } z = H_D \end{aligned}$$

Deze vergelijkingen worden nu dimensieloos gemaakt door $\phi = r/(R_k)$, $z^* = z/H_D$, $k_2^* = k_2(R_k)^4$, waardoor formule A.1 geschreven kan worden als:

$$\frac{(R_k)^2}{H_D^2} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial z^{*2}} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \phi^2} - \frac{1}{\phi} \frac{\partial \psi^*}{\partial \phi} = -k_2^* \phi^2 \psi^* \quad (\text{A.3})$$

Hier is $\psi^* = \psi/\Psi$ en Ψ een constante met de dimensies m^3/s .

Vervolgens wordt de methode van scheiding van variabelen toegepast. De gezochte oplossing is dan van de vorm:

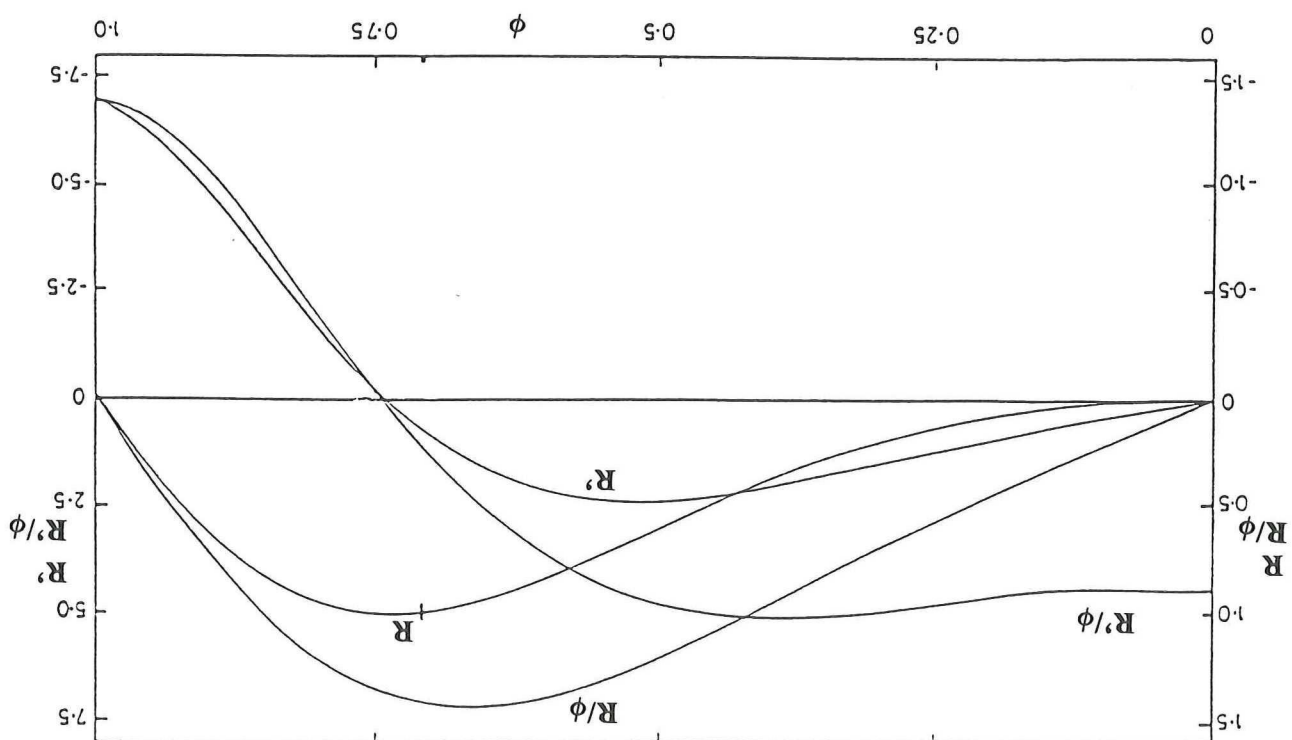
$$\psi^* = R(\phi)Z(z^*) \quad (\text{A.4})$$

Wanneer dit wordt ingevuld in vergelijking A.3 resulteert dit in:

$$\frac{R_k^2}{H_D^2} \frac{Z''}{Z} + \frac{R''}{R} - \frac{R'}{\phi R} = -k_2^* \phi^2 \quad (\text{A.5})$$

Hier staat Z'' voor d^2Z/dz^{*2} en zijn R' en R'' analoog gedefinieerd. Deze vergelijking kan opgesplitst worden in een functie van z^* en een functie van ϕ .

Figuur A.1. R , R' , R/ϕ en R'/ϕ als functie van ϕ



Voor het z^* -gedeelte van de oplossing geldt:

$$\frac{Z''}{Z} = -C^2 \quad (\text{A.6})$$

Waar C een constante is, en dus is de oplossing:

$$Z = F \cos Cz^* + G \sin Cz^* \quad (\text{A.7})$$

Hierin zijn F en G constanten. Uit de randvoorwaarden volgt dat $F = 0$ en $C = \pi$, dus

$$Z = G \sin \pi z^* \quad (\text{A.8})$$

Wanneer deze vergelijking wordt ingevuld in vergelijking A.5, volgt voor het ϕ -gedeelte van de oplossing:

$$R'' - \frac{R'}{\phi} + R \left[k_2^* \phi^2 - \pi^2 \frac{R^2}{H_D^2} \right] = 0 \quad (\text{A.9})$$

met de randvoorwaarden $R = 0$ als $\phi = 0$ en 1 omdat $\psi = 0$ op deze punten. Deze vergelijking is door Whalley en Davidson (1974) numeriek opgelost, waarbij voor k_2^* de waarde 62.2 is bepaald en ervoor is gezorgd dat de maximum waarde van R gelijk aan 1 is. Dit resulteert in figuur A.1.

De volledige oplossing voor ψ , in niet-dimensieloze vorm, is dus:

$$\psi = \psi_0 R \sin \left[\pi \frac{z}{H_D} \right] \quad (\text{A.10})$$

waar ψ_0 de waarde van de stroomfunctie in het centrum van de vortex op $z = \frac{1}{2}H_D$ en $r = A$.

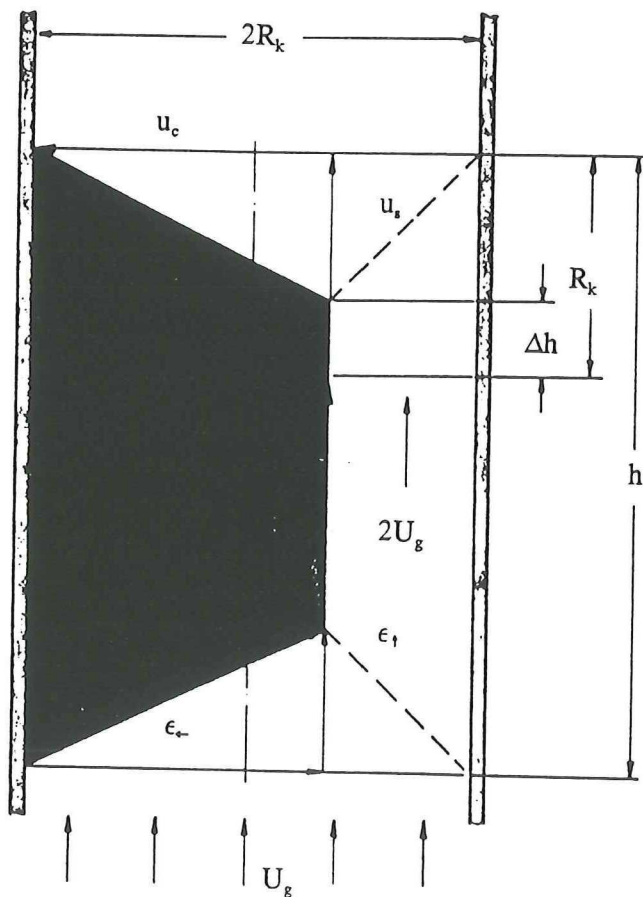
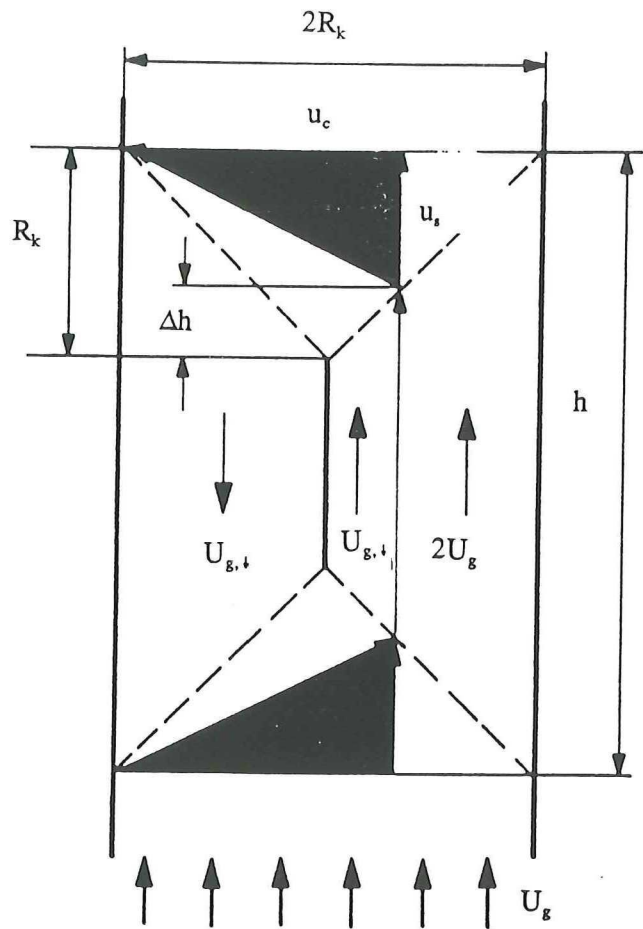
Nu kunnen de vergelijkingen voor de snelheidscomponenten bepaald worden.

Er geldt voor de snelheid in de radiale richting:

$$u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\pi}{H_D} \psi_0 \frac{R}{r} \cos \left[\pi \frac{z}{H_D} \right] \quad (\text{2.15})$$

En voor de snelheid in de axiale richting geldt:

$$u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \psi_0 \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \sin \left[\pi \frac{z}{H_D} \right] \quad (\text{2.16})$$



Figuur A.2. Snelheidsvectoren en geometrische definities die horen bij het diagram van de bellenstroming.

Nu geldt voor u_l :

$$u_l = (u_r^2 + u_z^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.11})$$

Uiteindelijk resulteert dit in de volgende uitdrukking voor het grootte van de vloeistof-snelheid:

$$u_l = \psi_0 \left[\left[\frac{\pi R}{H_D r} \cos \left[\pi \frac{z}{H_D} \right] \right]^2 + \left[\frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \sin \left[\pi \frac{z}{H_D} \right] \right]^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.12})$$

Verder geldt voor ψ_0 het volgende:

$$\psi_0 = \frac{\omega_0}{k_z A} \quad (\text{A.13})$$

Hierin is A de afstand tot het middelpunt van de vortex en staat ω_0 de maximale sterkte van de vorticeit.

2. Afleiding van het dichtheidsverschil in het model van Zehner

In figuur A.2 zijn de geometrische definities weergegeven die de basis vormen voor de hieronder gegeven wiskundige afleiding. Het gasdebiet $\phi_{g,i}$ in het gebied van de neerwaartse stroming speelt een sleutelrol bij deze afleiding.

De superficiële gassnelheid in dit gebied, $U_{g,i}$, wordt nu gedefinieerd als:

$$U_{g,i} = \frac{\phi_{g,i}}{\frac{1}{2}A} = \frac{2\phi_{g,i}}{A} \quad (\text{A.14})$$

Hierin is A het oppervlak van de dwarsdoorsnede van de kolom.

Omdat de bellenkolom een constante diameter heeft, wordt verder gewerkt met superficiële snelheden. Uit geometrische overwegingen en met de voorwaarde dat er geen locale verschillen in hold-up kunnen optreden volgt dat:

$$U_{g,i} = \frac{\Delta h}{R_k} u_c \epsilon_{\leftarrow} \quad (\text{A.15})$$

In deze formule staat ϵ_{\leftarrow} voor de gemiddelde hold-up in het gebied van horizontale stroming en Δh voor een geometrisch hoogteverschil.

Uit geometrische overwegingen voor Δh volgt:

$$\Delta h = R_k \frac{u_c - u_s}{u_c + u_s} \quad (\text{A.16})$$

Combinatie van de laatste twee vergelijkingen levert op:

$$U_{g,\downarrow} = \frac{u_c - u_s}{u_c + u_s} u_c \epsilon_{\leftarrow} \quad (\text{A.17})$$

Vergelijking A.17 is noodzakelijk voor de berekening van de verschillen in hold-up in de gebieden van verticale stroming:

$$\Delta \epsilon = \epsilon_{\uparrow} - \epsilon_{\downarrow} \quad (\text{A.18})$$

Voor de gemiddelde hold-up in de bellenkolom geldt in het algemeen:

$$\epsilon = \frac{U_g}{u_s} \quad (\text{A.19})$$

Wanneer er sprake is van een vloeistofsnelheid, dan moet deze bij de slipsnelheid worden opgeteld.

Hieruit volgen de volgende vergelijkingen voor de gewenste hold-ups:

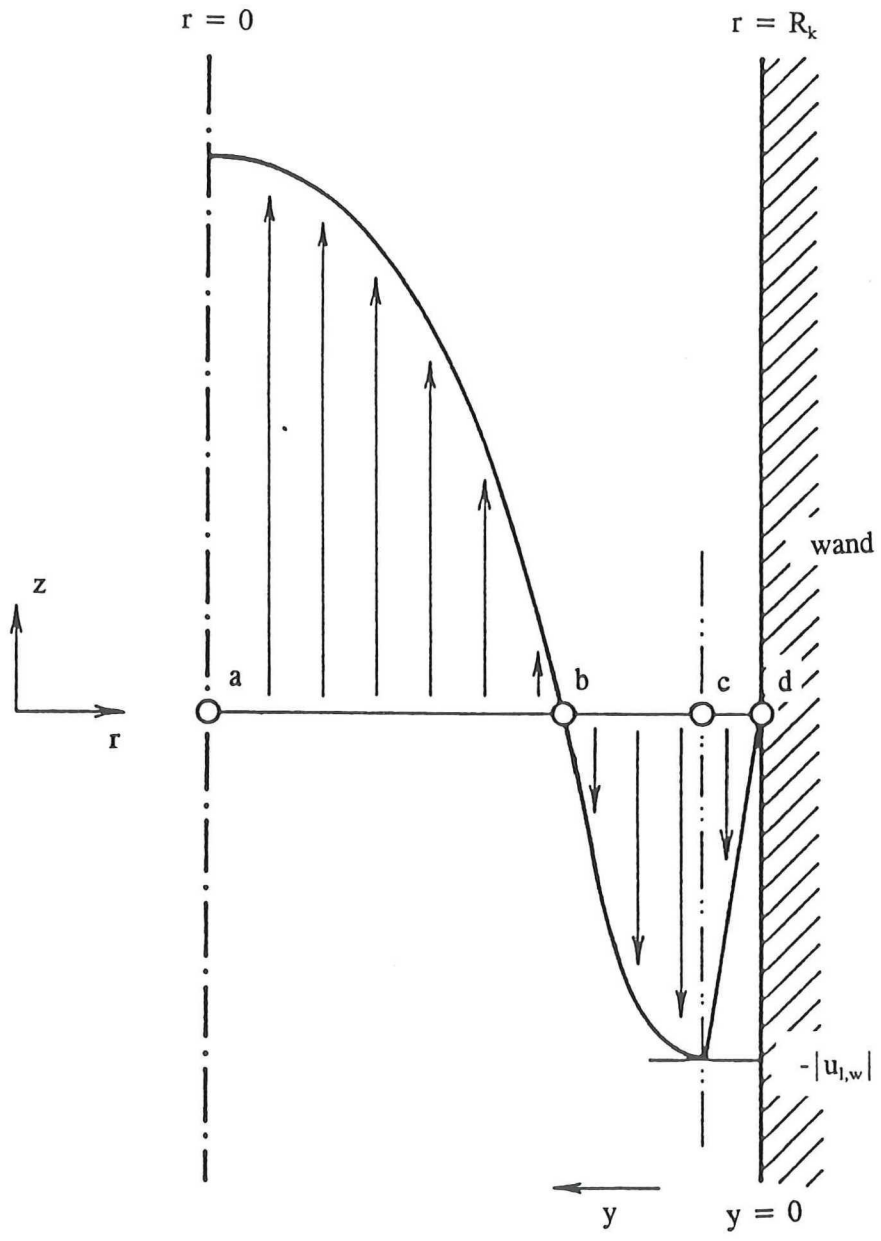
$$\epsilon_{\uparrow} = \frac{2U_g + U_{g,\downarrow}}{u_c + u_s} \quad (\text{A.20})$$

en

$$\epsilon_{\downarrow} = \frac{U_{g,\downarrow}}{u_c - u_s} \quad (\text{A.21})$$

Verder geldt voor de hold-up in het gebied van horizontale stroming wanneer de vloeistofsnelheid wordt verwaarloosd:

$$\epsilon_{\leftarrow} \approx \frac{U_g}{u_s} \quad (\text{A.22})$$



Figuur A.3. Het stromingspatroon van de vloeistof in een bellenkolom.

Uit bovenstaande formules volgt nu voor het verschil in hold-up:

$$\Delta\epsilon = \frac{U_g}{2u_c} f \left(\frac{u_s}{u_c} \right) \quad (\text{A.23})$$

waarin de functie f gegeven wordt door:

$$f = \frac{4 \frac{u_s}{u_c}}{\left[1 + \frac{u_s}{u_c} \right]^2} \quad (\text{A.24})$$

De functie f is van orde 1 en wordt verder verwaarloosd.

3. Afleiding van de eerste randvoorwaarde in het model van Ueyama en Miyauchi

Voor het bepalen van de randvoorwaarden gaan zij uit van het, in figuur A.3, weergegeven model. In deze figuur stroomt de vloeistof in het gebied $a < r < b$ opwaarts en is de stroming turbulent. Ook in het gebied $b < r < c$ is de stroming turbulent, maar de stromingsrichting is neerwaarts. In de laminaire grenslaag $c < r < d$ is de stroming neerwaarts en laminair. Volgens het universele snelheidsprofiel van Schlichting (1960) bestaat er ook nog een turbulente grenslaag, maar die wordt gezien als een onderdeel van de laminaire grenslaag, die hierdoor groter wordt dan in het geval van eenfasestroming. Het snelheidsprofiel in de laminaire grenslaag wordt volgens het universele snelheidsprofiel gegeven door:

$$\frac{|u|}{u_*} = \frac{yu_*}{\nu_M} \quad \text{wanneer} \quad \frac{yu_*}{\nu_M} \leq 5 \quad (\text{A.25})$$

hierin is y de afstand van de wand en is de wrijvingsnelheid u_* gelijk aan:

$$u_* = \sqrt{|\tau_w|/\rho_l} \quad (\text{A.26})$$

Het snelheidsprofiel voor de turbulente kern wordt gegeven door:

$$\frac{|u|}{u_*} = 5.75 \log \left(\frac{yu_*}{\nu_M} \right) + 5.5 \quad \text{wanneer} \quad \frac{yu_*}{\nu_M} \Rightarrow 70 \quad (\text{A.27})$$

Wanneer nu bovenstaande formules aan elkaar gelijk worden gesteld voor $y = q$ volgt hieruit:

$$\frac{qu_*}{\nu_M} = 11.63 \quad (\text{A.28})$$

Als deze waarde in de vergelijking voor de laminaire grenslaag wordt ingevuld, volgt hieruit voor de snelheid ter plaatse:

$$u_q = -11.63\sqrt{|\tau_w|/\rho_l} \quad (\text{A.29})$$

Nu wordt gesteld dat q zeer klein is, waardoor $u_{l,w}$ gelijk is aan u_q tot zeer dicht aan de wand. Hieruit volgt nu de randvoorwaarde:

$$u_{l,w} \doteq u_q = -11.63\sqrt{|\tau_w|/\rho_l} \quad (\text{2.35})$$

4. Afleiding van de schuifspanningsprofielen in het model van Geary en Rice

Rice en Geary (1990) gaan uit van de impulsbalans gegeven in vergelijking 2.33. Na integratie volgt voor de schuifspanning in het gebied $0 \leq \xi \leq \lambda$:

$$\tau(\phi) = \frac{\rho_l g R_k}{2} [p^* - 1] \phi + \frac{\rho_l g R_k}{\phi} \int_0^\phi \epsilon \phi d\phi \quad (\text{A.30})$$

waarin de dimensieloze drukgradient gedefinieerd is als:

$$p^* = \left[-\frac{dp}{dz} \right] / \rho_l g \quad (\text{A.31})$$

Op identieke wijze kan voor het gebied $\lambda \leq \xi \leq 1$:

$$\tau_*(\phi) = \frac{\rho_l g R_k}{2} [p^* - 1] \phi + \frac{\rho_l g R_k}{\phi} \int_0^\lambda \epsilon \phi d\phi \quad (\text{A.32})$$

omdat voor $\xi \geq \lambda$:

$$\int_0^\phi \epsilon \phi d\phi = \int_0^\lambda \epsilon \phi d\phi + \int_\lambda^\phi 0 \cdot \phi d\phi \quad (\text{A.33})$$

Aangezien λ de plaats is waar het maximum van de neerwaartse stroming optreedt, wordt de volgende voorwaarde gebruikt om p^* te elimineren:

$$\tau_i(\lambda) = \frac{\rho_l g R_k}{2} \left[(p^* - 1)\lambda + \frac{\bar{\epsilon}}{\lambda} \right] = 0 \quad (\text{A.34})$$

Hier kan slechts aan voldaan worden als:

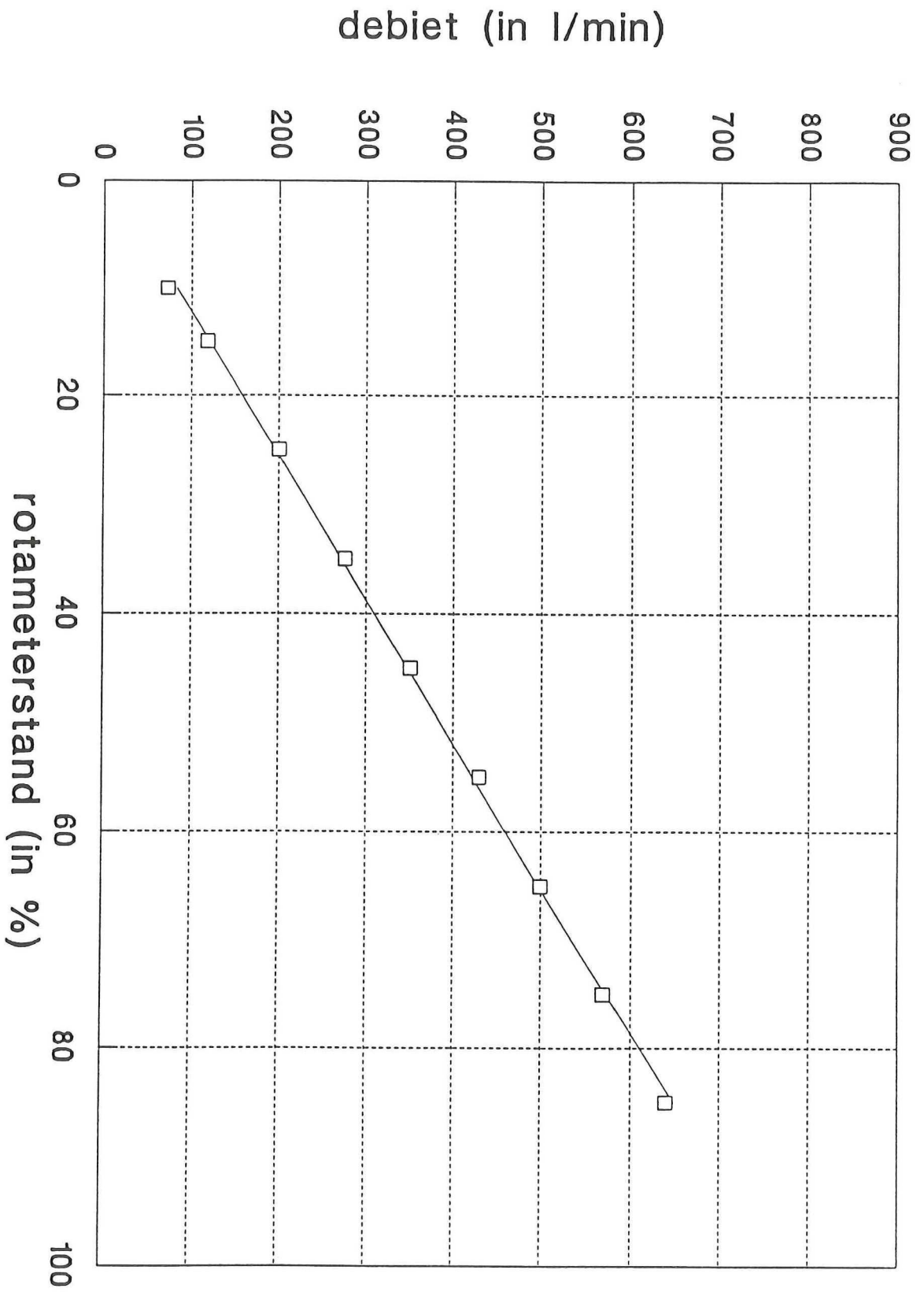
$$\lambda = \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}}{1-p^*}} \quad (\text{A.35})$$

Wanneer vergelijking A.35 en het hold-upprofiel, vergelijking 2.48, worden ingevuld in vergelijking A.30 en A.32 levert dit:

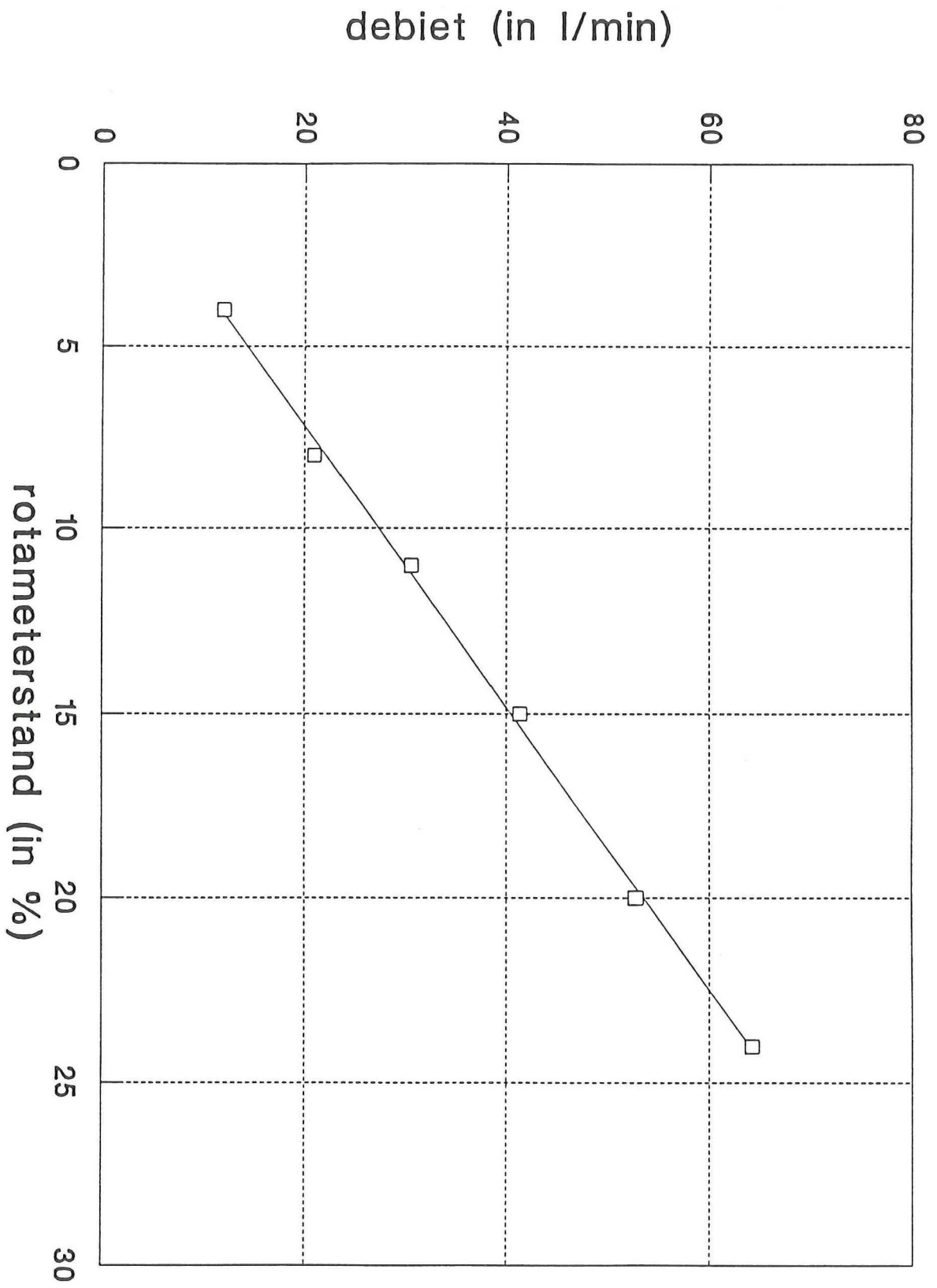
$$\phi \leq \lambda: \quad \tau(\phi) = \frac{\rho_l g R_k}{2} \left[\frac{2\bar{\epsilon}}{m\lambda^2} \right] \phi \left[1 - \left(\frac{\phi}{\lambda} \right)^m \right] \quad (2.50)$$

$$\phi \geq \lambda: \quad \tau_i(\phi) = \frac{\rho_l g R_k}{2} \left[\frac{\bar{\epsilon}}{\lambda^2} \right] \left[\frac{\lambda^2 - \phi^2}{\phi} \right] \quad (2.51)$$

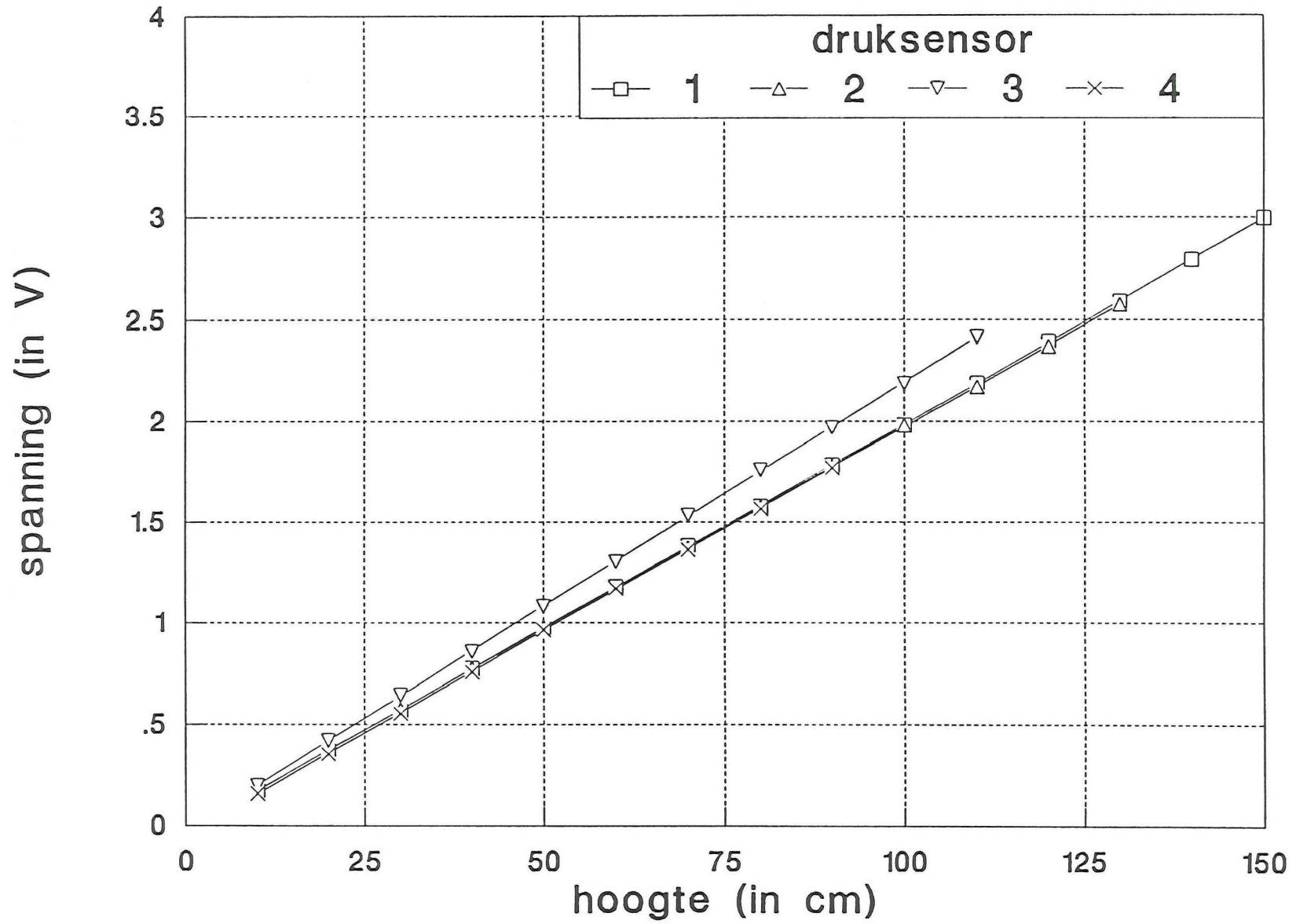
Deze relaties voldoen aan de vereiste voorwaarden voor circulatie, te weten $\tau(0) = \tau(\lambda) = \tau_i(\lambda) = 0$.



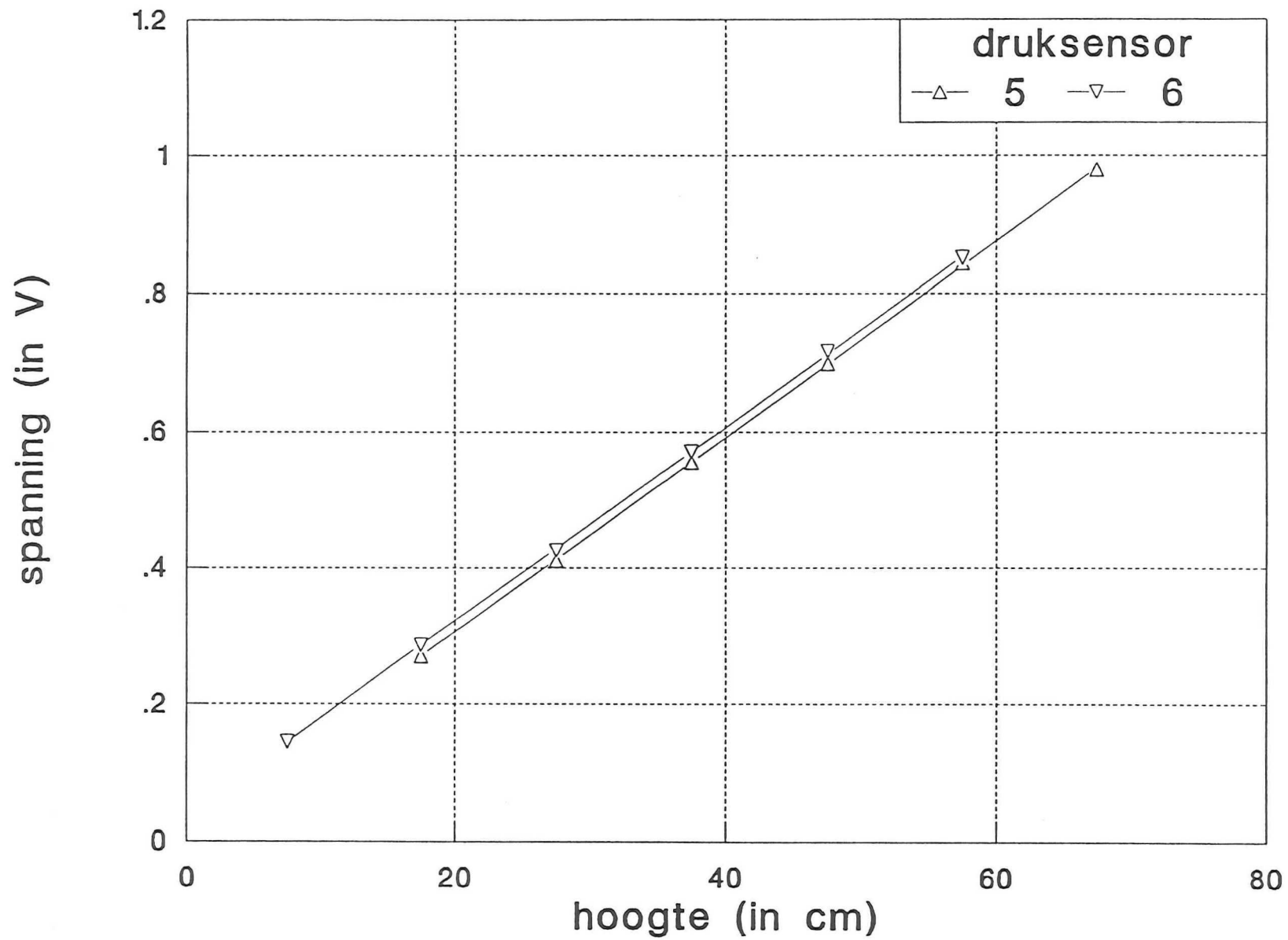
Figuur B.1. De ijklijn van de rotameter behorend bij de 40 cm-kolom.



Figuur B.2. De ijklijn van de rotameter behorend bij de 16 cm-kolom.



Figuur B.3. De ijklijn van de druksensoren 1 - 4 behorend bij de 40 cm-kolom.



Figuur B.4. De ijkljn van de druksensoren 5 en 6 behorend bij de 16 cm-kolom.

APPENDIX C MEETRESULTATEN

1. Hold-up waarden van de eenpuntsprobe

Eerste hoogte (60 cm)

$U_g: 1.2 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	4.01	3.97	4.06	3.76	3.63
st. dev. (%)	.30	.16	.29	.25	.33

Tabel C.1.

$U_g: 1.7 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	5.80	6.10	6.06	5.61	5.15
st. dev. (%)	.27	.39	.51	.67	.41

Tabel C.2.

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$							
r (mm)	25	50	75	100	125	150	175
ϵ (%)	10.58	10.80	10.54	10.46	10.13	10.27	9.11
st. dev. (%)	.56	.51	.60	.51	.55	.74	.97

Tabel C.3.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	14.57	16.35	16.52	15.60	14.11
st. dev. (%)	.40	.97	.80	1.29	1.06

Tabel C.4.

Tweede hoogte (160 cm)

$U_g: 1.2 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	4.61	4.56	4.37	4.23	3.73
st. dev. (%)	.28	.35	.32	.32	.27

Tabel C.5.

$U_g: 1.7 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	6.70	6.89	6.63	4.90	4.67
st. dev. (%)	.29	.28	.29	.49	.58

Tabel C.6.

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	12.40	12.01	11.62	8.24	5.68
st. dev. (%)	.43	.38	.47	.86	.44

Tabel C.7.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	16.65	16.55	15.88	13.34	10.07
st. dev. (%)	.39	.46	.68	.87	.91

Tabel C.8.

Derde hoogte (262 cm)

$U_g: 1.2 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	4.35	4.43	4.24	3.16	2.20
st. dev. (%)	.09	0.24	.42	.63	.59

Tabel C.9.

$U_g: 1.7 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	7.35	6.95	6.44	4.29	2.59
st. dev. (%)	.26	.37	.43	.71	.32

Tabel C.10.

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	12.70	12.32	11.47	8.19	5.57
st. dev. (%)	.36	.34	.30	.60	.67

Tabel C.11.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	16.81	16.84	16.08	11.18	8.11
st. dev. (%)	.32	.38	1.10	.75	.71

Tabel C.12.

Vierde hoogte (362 cm)

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	13.29	13.63	13.31	13.89	13.90
st. dev. (%)	.35	.48	.60	.66	.26

Tabel C.13.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	16.03	15.61	16.56	14.95	11.99
st. dev. (%)	.68	1.24	1.29	1.63	.71

Tabel C.14.

2. Meetresultaten van de vierpuntsprobe
Eerste hoogte (60 cm)

$U_g: 1.2 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	3.7	3.5	3.6	3.8	3.7
u_g (cm/s) (1)	34.15	32.07	28.68	27.82	27.64
st. dev. (cm/s) (1)	8.68	8.93	8.04	7.63	8.48
u_g (cm/s) (2)	34.71	32.30	29.08	28.04	27.12
st. dev. (cm/s) (2)	9.31	9.24	8.33	8.39	9.06
d (mm) (1)	2.70	2.63	2.71	2.59	2.60
st. dev. (mm) (1)	.68	.64	.56	.55	.72
d (mm) (2)	2.62	2.68	2.61	2.59	2.64
st. dev. (mm) (2)	.57	.62	.51	.56	.59
meettijd (in s)	2082	2525	3268	4203	4861
aantal bellen	10259	10723	11569	13719	14738

Tabel C.15.

$U_g: 1.7 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	5.9	6	6	5.6	5.3
u_g (cm/s) (1)	35.65	35.94	32.93	32.39	30.74
st. dev (cm/s) (1)	10.41	9.27	8.96	9.31	9.82
u_g (cm/s) (2)	34.83	36.68	34.01	32.47	32.82
st. dev. (cm/s) (2)	9.74	9.10	9.83	9.46	10.43
d (mm) (1)	2.70	2.72	2.77	2.80	2.78
st. dev (mm) (1)	.61	.62	.79	.70	.65
d (mm) (2)	2.76	2.72	2.72	2.69	2.70
st. dev (mm) (2)	.95	.56	.53	.83	.62
meettijd (in s)	917	765	1011	1066	1585
aantal bellen	7933	6844	7560	7728	8714

Tabel C.16.

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	10	10.2	9.7	9.1	7.7
u_g (cm/s) (1)	42.04	42.15	44.82	45.45	45.86
st. dev. (cm/s) (1)	12.95	12.90	14.02	18.10	17.65
u_g (cm/s) (2)	42.30	44.60	41.81	40.40	44.14
st. dev. (cm/s) (2)	12.10	13.72	13.18	13.88	15.58
d (mm) (1)	2.85	2.81	2.92	2.92	2.85
st. dev. (mm) (1)	.75	.59	.70	.65	.57
d (mm) (2)	2.87	2.82	2.84	2.83	2.83
st. dev. (mm) (2)	.83	.55	.56	.61	.61
meetijd (in s)	333	279	383	606	621
aantal bellen	5861	5236	5998	7195	6634

Tabel C.17.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	13.5	13.3	12.6	11.3	9.4
u_g (cm/s) (1)	52.31	60.76	54.43	52.99	49.60
st. dev. (cm/s) (1)	15.90	18.39	17.72	21.17	21.53
u_g (cm/s) (2)	54.14	56.63	58.63	53.64	49.47
st. dev. (cm/s) (2)	16.03	19.03	19.70	20.39	20.12
d (mm) (1)	3.13	3.07	3.14	3.18	3.12
st. dev. (mm) (1)	.86	.72	.68	.86	.92
d (mm) (2)	3.10	3.12	3.18	3.12	3.14
st. dev. (mm) (2)	.69	.77	.73	.79	.88
meetijd (in s)	200	227	300	615	1155
aantal bellen	5738	6593	7362	9585	11567

Tabel C.18.

Tweede hoogte (160 cm)

$U_g: 1.2 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	4	4.2	4.1	4.1	4.6
u_g (cm/s) (1)	35.62	34.96	32.81	28.76	24.63
st. dev. (cm/s) (1)	8.06	7.36	8.21	8.17	7.54
u_g (cm/s) (2)	35.91	35.48	32.34	29.22	26.11
st. dev. (cm/s) (2)	7.68	7.97	7.02	8.14	8.17
d (mm) (1)	2.74	2.71	2.71	2.75	2.80
st. dev. (mm) (1)	.70	.52	.58	.71	.62
d (mm) (2)	2.71	2.73	2.76	2.72	2.72
st. dev. (mm) (2)	.58	.58	.54	.62	.53
meetijd (in s)	560	645	797	1142	1495
aantal bellen	3699	4107	4222	4507	4504

Tabel C.19.

$U_g: 1.7 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	6.5	6.9	6.5	6.2	6.4
u_g (cm/s) (1)	41.14	39.88	35.81	28.33	26.42
st. dev. (cm/s) (1)	8.17	9.96	9.30	8.46	8.81
u_g (cm/s) (2)	40.70	39.71	36.98	28.86	25.94
st. dev. (cm/s) (2)	8.86	9.57	8.95	9.00	8.94
d (mm) (1)	2.82	2.92	2.94	3.01	3.03
st. dev. (mm) (1)	.60	.63	.77	.95	.83
d (mm) (2)	2.88	2.88	2.90	3.03	3.02
st. dev. (mm) (2)	.75	.65	.62	.89	.82
meetijd (in s)	281	282	463	1405	3384
aantal bellen	3359	3080	3927	5656	6657

Tabel C.20.

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	10.9	10.6	9.8	7.7	6.7
u_g (cm/s) (1)	48.79	46.75	40.6	32.67	27.88
st. dev. (cm/s) (1)	11.76	11.18	13.23	10.50	11.00
u_g (cm/s) (2)	46.87	47.32	41.52	30.74	27.50
st. dev. (cm/s) (2)	12.06	12.06	11.55	11.64	11.14
d (mm) (1)	3.16	3.07	3.11	3.20	3.45
st. dev. (mm) (1)	.77	.68	.83	.77	1.27
d (mm) (2)	2.99	3.03	3.12	3.20	3.26
st. dev. (mm) (2)	.65	.62	.91	.90	.82
meettijd (in s)	146	171	269	1139	2984
aantal bellen	3147	3446	4037	6515	10015

Tabel C.21.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	14.4	13.6	14.3	10.8	8.6
u_g (cm/s) (1)	57.94	58.96	50.12	41.97	34.01
st. dev. (cm/s) (1)	15.88	16.86	16.85	15.26	13.10
u_g (cm/s) (2)	59.46	57.11	53.99	42.19	33.62
st. dev. (cm/s) (2)	14.89	15.03	18.28	16.21	13.49
d (mm) (1)	3.31	3.36	3.38	3.43	3.67
st. dev. (mm) (1)	.93	.96	1.09	.93	1.38
d (mm) (2)	3.47	3.45	3.38	3.38	3.55
st. dev (mm) (2)	.90	.80	.85	.92	1.05
meettijd (in s)	139	149	218	591	1907
aantal bellen	4509	4385	5393	7300	12308

Tabel C.22.

Derde hoogte (262 cm)

$U_g: 1.2 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	4.3	4.6	4.6	4.4	5.2
u_g (cm/s) (1)	32.52	29.74	25.99	20.11	18.15
st. dev. (cm/s) (1)	7.68	8.71	7.58	7.12	7.32
u_g (cm/s) (2)	33.25	29.92	24.94	20.52	16.18
st. dev. (cm/s) (2)	8.13	8.28	7.12	7.34	5.78
d (mm) (1)	2.88	2.87	2.85	2.99	3.17
st. dev. (mm) (1)	.81	.69	.73	.82	1.10
d (mm) (2)	2.77	2.90	2.91	3.01	2.99
st. dev. (mm) (2)	.55	.75	.74	.81	.84
meettijd (in s)	541	656	1301	5468	17301
aantal bellen	3517	3435	4330	7097	9110

Tabel C.23.

$U_g: 1.7 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	6.9	7	5.6	6.5	6.7
u_g (cm/s) (1)	37.70	32.88	28.32	21.29	17.46
st. dev. (cm/s) (1)	9.47	10.28	9.73	8.53	6.38
u_g (cm/s) (2)	38.49	32.65	27.31	20.69	16.52
st. dev. (cm/s) (2)	9.54	10.15	9.33	8.33	6.65
d (mm) (1)	3.00	2.97	3.03	3.38	3.27
st. dev. (mm) (1)	.71	.64	.77	1.17	1.03
d (mm) (2)	3.02	2.94	3.13	3.36	3.33
st. dev. (mm) (2)	.68	.67	.94	1.17	1.26
meettijd (in s)	277	410	1051	4919	26257
aantal bellen	2814	2994	4437	7858	17310

Tabel C.24.

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	11.8	11.2	10.1	8.3	7.2
u_g (cm/s) (1)	42.57	41.52	34.42	25.31	19.52
st. dev. (cm/s) (1)	10.71	11.38	12.01	9.93	8.03
u_g (cm/s) (2)	44.35	40.68	32.41	24.62	20.37
st. dev. (cm/s) (2)	11.66	10.49	10.87	10.15	8.14
d (mm) (1)	3.12	3.32	3.37	3.60	3.71
st. dev. (mm) (1)	.71	.85	.87	1.27	1.55
d (mm) (2)	3.17	3.19	3.37	3.66	3.63
st. dev. (mm) (2)	.73	.77	.88	1.42	1.43
meettijd (in s)	146	215	449	2084	26948
aantal bellen	2986	3622	4525	7438	36482

Tabel C.25.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	14.6	14.5	12.5	9.5	7.8
u_g (cm/s) (1)	61.76	52.81	43.42	35.24	25.46
st. dev. (cm/s) (1)	16.85	16.25	16.62	14.75	10.09
u_g (cm/s) (2)	59.91	54.03	43.91	34.17	24.79
st. dev. (cm/s) (2)	14.75	14.29	15.21	14.00	10.40
d (mm) (1)	3.49	3.54	3.50	3.83	3.84
st. dev. (mm) (1)	.88	.93	.94	1.34	1.37
d (mm) (2)	3.43	3.69	3.70	3.70	3.82
st. dev. (mm) (2)	.90	1.12	1.12	1.22	1.42
meettijd (in s)	120	166	314	1138	4933
aantal bellen	3862	4585	5677	10318	22059

Tabel C.26.

Vierde hoogte (362 cm)

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	10.9	10.5	10.6	10.4	9.8
u_g (cm/s) (1)	25.19	23.70	25.16	26.89	23.26
st. dev. (cm/s) (1)	9.55	8.28	8.81	9.94	8.73
u_g (cm/s) (2)	26.59	25.13	25.59	27.92	23.54
st. dev. (cm/s) (2)	9.05	9.26	9.22	10.33	8.40
d (mm) (1)	3.44	3.39	3.54	3.53	3.77
st. dev. (mm) (1)	1.10	1.00	1.14	1.08	1.34
d (mm) (2)	3.49	3.59	3.57	3.85	3.67
st. dev. (mm) (2)	1.06	1.25	1.11	1.41	1.21
meettijd (in s)	510	646	732	741	1173
aantal bellen	4957	5546	6324	6712	7957

Tabel C.27.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	12.8	12.8	13	12	9.2
u_g (cm/s) (1)	36.68	40.73	37.37	31.38	26.76
st. dev. (cm/s) (1)	14.95	15.96	15.65	13.90	10.84
u_g (cm/s) (2)	36.73	41.85	38.37	33.61	27.32
st. dev. (cm/s) (2)	14.49	18.40	15.54	13.19	12.37
d (mm) (1)	3.72	3.82	3.93	4.13	3.87
st. dev. (mm) (1)	1.29	1.35	1.54	1.62	1.29
d (mm) (2)	3.70	3.82	3.90	4.04	3.98
st. dev. (mm) (2)	1.24	1.41	1.17	1.42	1.43
meettijd (in s)	336	406	581	904	2563
aantal bellen	5679	6727	8217	9376	12324

Tabel C.28.

3. Meetwaarden van de vierpuntsprobe (900 bellen)

$r = 0 \text{ mm.}$				
U_g	1.2	1.7	2.8	3.9
ϵ (%)	3.7	5.9	10.1	13.6
u_g (cm/s) (1)	33.95	36.48	46.03	57.39
st. dev. (cm/s) (1)	9.50	9.59	12.67	15.71
u_g (cm/s) (2)	34.21	36.88	46.90	57.93
st. dev. (cm/s) (2)	9.30	9.58	12.64	16.59
d (mm) (1)	2.62	2.73	2.95	3.18
st. dev. (mm) (1)	.56	.66	.71	.88
d (mm) (2)	2.66	2.71	2.90	3.20
st. dev. (mm) (2)	.71	.61	.66	.79
meetijd (in s)	7304	2669	980	688
aantal bellen	37369	24175	18702	20765

Tabel. C.29.

4. Meetresultaten van de vierpuntsprobe aangesloten aan de electronica van de eenpuntsprobe

$U_g: 1.2 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	4.25	4.47	4.46	4.11	3.88
st. dev. (%)	.18	.24	.21	.36	.38

Tabel C.30.

$U_g: 1.7 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	7.47	7.09	6.83	5.08	3.96
st. dev. (%)	.28	.31	.51	.60	.32

Tabel C.31.

$U_g: 2.8 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	12.19	12.39	11.22	9.00	6.19
st. dev. (%)	.34	.41	.27	.76	.61

Tabel C.32.

$U_g: 3.9 \text{ cm/s}$					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	15.91	16.40	15.31	12.08	8.83
st. dev. (%)	.44	.40	.41	.78	1.28

Tabel C.33.

5. Meetresultaten van de vierpuntsprobe 180° gedraaid

superficiële gassnelheid: 3.9 cm/s			
r (mm)	175	150	100
ϵ (%)	12.9	13.5	11.6
u_g (cm/s) (1)	36.26	32.39	24.17
st. dev. (cm/s) (1)	16.51	14.64	14.95
u_g (cm/s) (2)	38.32	32.60	23.41
st. dev. (cm/s) (2)	17.91	14.14	12.86
d (mm) (1)	3.71	3.72	3.51
st. dev. (mm) (1)	1.26	1.39	1.36
d (mm) (2)	3.69	3.57	3.61
st. dev (mm) (2)	1.30	1.05	1.47
meettijd (in s)	1068	3092	24253
aantal bellen	8967	27485	266924

Tabel C.34.

6. Meetresultaten van de eenpuntsprobe 180° gedraaid

U_g : 1.2 cm/s					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	.86	1.08	1.43	1.73	2.45
st. dev. (%)	.17	.26	.22	.34	.35

Tabel C.35.

U_g : 3.9 cm/s					
r (mm)	0	50	100	150	175
ϵ (%)	6.88	7.70	9.79	12.38	12.97
st. dev. (%)	.19	.72	.84	.84	.53

Tabel C.36.