

Stellingen

1. Alleen het produkt van de Hermite polynoom $H_k(x)$ en een normale verdeling levert een stelsel orthogonale functies op en alleen het produkt van de Hermite polynoom $He_k(x)$ en een normale verdeling levert hanteerbare eisen op voor de verwerking van gegevens bij de foton correlatie laser Doppler techniek.

Dit proefschrift

2. Door een gradiënt in de concentratie van de "seeding" treden bij metingen met de laser Doppler methode systematische fouten op.

Dit proefschrift

3. De variant van Parkinson en Hutchinson op de simplex-methode, waarbij in een iteratie-stap een translatie van de simplex kan plaats vinden, geeft een grotere besparing in rekentijd als zij pas na een aantal iteratie-stappen wordt toegepast.

J. M. Parkinson and D. Hutchinson

"An Investigation into the Efficiency
of Variants on the Simplex Method"

Numerical Methods for Non-linear Optimization

Editor: F.A. Lootsma

Academic Press London New York 1972

4. Het oplossen van een stelsel niet-lineaire vergelijkingen is meer een kunst dan een kunde.
5. Een pc-gebruiker beseft meestal pas op het moment, dat hij tevergeefs naar een back-up van een file zoekt, dat hij zijn eigen systeem beheerder is.

6. Tot nu toe wordt de singulariteit in de spanningstensor in de stroming in de omgeving van een bewegende contactlijn opgeheven door de hechtvoorwaarde daar over een lengte, die meestal van de orde van grootte van de diameter van een molecule is, te laten vallen. Dit doet vermoeden dat de singulariteit veroorzaakt wordt door de toepassing van een continuüm model voor de beschrijving van het gedrag van het gas en de vloeistof. Het is derhalve beter een veronderstelling, die volgt uit de continuüm beschrijving, te laten vallen en aan te nemen dat op een afstand, die van de orde van grootte van de diameter van een molecule is, van de wand de contacthoek zijn uiteindelijke waarde bereikt.

C. Huh and S.G. Mason

"The steady movement of a liquid meniscus in a capillary tube"

J. Fluid Mech. (1977), vol. 81, part 3, pp. 401-419

J. Lowndes

"The numerical simulation of the steady movement
of a liquid meniscus in a capillary tube"

J. Fluid Mech. (1980), vol. 101, part 3, pp. 631-646

7. Bij het schrijven van een proefschrift komt het aan op wat men weglaat.
8. Slechts een kolenvergasser, waarvan de uitgangstromen geen teer bevatten, is geschikt voor toepassing bij het opwekken van elektrische energie.
9. Voor een onderzoeker met belangstelling voor twee-fasen stromingen is het nimmer een tijdverspilling om naar het gedrag van bier in een glas te kijken.
- Vrij naar : H. Tennekes and J.L. Lumley
A first course in turbulence
The MIT Press Cambridge MA London U.K. 1972
10. The Dutch language is far too elegant to be renounced when writing a thesis at a Dutch university.

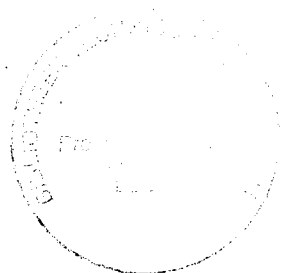
69.980
21.9706
78.1214

TR diss
1801

De verspreiding van deeltjes in een turbulente stroming

De verspreiding van deeltjes in een turbulente stroming

Proefschrift



ter verkrijging van de graad van doctor
aan de Technische Universiteit Delft,
op gezag van de Rector Magnificus,
prof. drs. P.A. Schenck, in het openbaar te
verdedigen ten overstaan van een commissie
aangewezen door het College van Dekanen
op donderdag 1 maart 1990 te 16.00 uur.

door

Willem Boender

geboren te Rotterdam

werktuigkundig ingenieur

**Dit proefschrift is goedgekeurd door de promotor
prof. B. Scarlett M.Sc.**

Copyright © W. Boender 1990

**Behoudens uitzonderingen door de wet gesteld, mag zonder schriftelijke
toestemming van de rechthebbende op het auteursrecht niets uit deze
uitgave verveelvoudigd worden en/of openbaar gemaakt worden door
middel van druk, fotocopie, microfilm of anderszins.**

Que difícil ser próprio e não ver senão o visível !

Alberto Caeiro

(Hoe moeilijk is het jezelf te zijn en slechts het
zichtbare te zien)

Inhoudsopgave

Samenvatting

Summary

1. Inleiding	1
2. Theorie	3
2.1. Inleiding	3
2.2. Theorie van twee-fasen stromingen	4
2.2.1. De bewegingsvergelijkingen van een fluidum	4
2.2.2. Het verschijnsel turbulentie	6
2.2.3. Mechanica van een lichaam	8
2.2.4. De randvoorwaarden	10
2.3. Kenmerkende grootheden voor twee-fasen stromingen	12
2.3.1. Inleiding	12
2.3.2. De wet van Stokes	13
2.3.3. De relaxatietijd van een deeltje	16
2.3.4. Het transport van een volume element van het fluidum	19
2.3.5. Het transport van deeltjes	23
2.4. Theorie voor de metingen	24
2.4.1. Inleiding	24
2.4.2. Theorie voor de toename van de gemiddelde snelheid	26
2.4.3. Theorie voor de afname van de energie van de turbulentie	35
2.4.4. Theorie voor de dispersie van de deeltjes	39
2.4.5. Slotopmerkingen	48
2.5. Literatuur	49

3. De meetopstelling	53
3.1. Inleiding	53
3.2. De windtunnel	54
3.3. De voeding van de deeltjes	59
3.3.1. Inleiding	59
3.3.2. Voedingsapparaat voor deeltjes	60
3.3.3. De "atomiser"	65
3.3.4. De verbinding tussen aerosolgeneratoren en de ingbrenginrichting	67
3.4. De meetinstrumenten	70
3.4.1. Inleiding	70
3.4.2. De laser Doppler anemometer	71
3.4.3. De impactor	75
3.5. Slotopmerkingen	84
3.6. Literatuur	85
4. Laser Doppler anemometrie	87
4.1. Inleiding	87
4.2. Het principe	88
4.3. Het Doppler-signaal	90
4.3.1. Opbouw van het signaal ; het Doppler model	90
4.3.2. Opbouw van het signaal ; het "fringe" model	94
4.3.3. Slotopmerkingen	104
4.4. Electronische signaalverwerking	105
4.4.1. Inleiding	105
4.4.2. Foton-correlatie technieken	107
4.4.3. De autocorrelatie functie	112
4.5. Gegevensverwerking	117
4.5.1. Inleiding	117
4.5.2. De fit-methode ; de normale verdeling	123
4.5.3. De fit-methode ; de Gram-Charlier expansie	131
4.6. Slotopmerkingen	139
4.7. Literatuur	141

5. Karakterisatie van de deeltjes	143
5.1. Inleiding	143
5.2. De glycerol druppels	150
5.3. De alumina deeltjes	153
5.3.1. Alumina fractie nummer 1	153
5.3.2. Alumina fractie nummer 2	157
5.3.3. Alumina fractie nummer 3	160
5.4. De koolstof deeltjes	164
5.4.1. Koolstof fractie nummer 1	164
5.4.2. Koolstof fractie nummer 2	167
5.5. Slotopmerkingen	170
5.6. Literatuur	171
6. Test van een aerosolgenerator	173
6.1. Inleiding	173
6.2. Metingen met de impactor na het voedingsapparaat	174
6.2.1. Metingen van de deeltjes-grootte verdeling	174
6.2.2. De inspectie met de microscoop	182
6.3. Metingen met de impactor in de windtunnel	184
6.4. Conclusies en slotopmerkingen	186
6.5. Literatuur	187
7. Metingen	189
7.1. Inleiding	189
7.2. De uitvoering van de metingen	190
7.2.1. De opstelling en de meetapparatuur	190
7.2.2. Vergelijking van een aantal verwerkingsmethoden	194
7.2.3. De presentatie van de resultaten voor de	200
gemiddelde snelheid bij een serie metingen	
7.2.4. De presentatie van de resultaten voor de standaard	208
afwijking van de de snelheid bij een serie metingen	
7.2.5. De presentatie van de resultaten voor de	214
concentratie bij een serie metingen	
7.2.6. De invloed van de verspreiding op de snelheidsmetingen ..	228
7.2.7. Slotopmerkingen	232

7.3. Meetresultaten	233
7.3.1. De resultaten bij het rooster met fijne mazen	233
7.3.2. De resultaten bij het rooster met middelfijne mazen	242
7.3.3. De resultaten bij het rooster met grove mazen	251
7.4. Conclusies en slotopmerkingen	260
7.4.1. Inleiding	260
7.4.2. De toename van de gemiddelde snelheid.....	261
7.4.3. De afname van de tubulentie intensiteit	264
7.4.4. De verspreiding van de deeltjes	268
7.4.5. De constante uit het dispersie model	276
7.4.6. Conclusies	278
7.5. Literatuur	280
8. Conclusies	281

Dankbetuiging

Samenvatting

Het doel van het grotere geheel, waar dit onderzoek deel van uitmaakt, is duidelijkheid te verschaffen over de natuurkundige verschijnselen, die een rol spelen bij de afvangst van stof in een electrostatisch stoffilter.

De verspreiding van een scalaire grootte door turbulentie werd onderzocht. Het onderzoek was gericht op de verspreiding van deeltjes vanuit een puntbron in een turbulente stroming, die met een rooster in een windtunnel werd opgewekt. De relaxatietijd van de deeltjes was kleiner dan de Kolmogorov tijdschaal van de stroming. In de windtunnel treden naast de verspreiding nog twee verschijnselen op. Te weten, de toename van de gemiddelde snelheid en de afname van de turbulentie intensiteit. Voor de drie verschijnselen zijn modellen opgesteld.

Ten behoeve van het onderzoek is een meetopstelling gebouwd. Speciaal voor dit onderzoek werd een aerosolgenerator voor deeltjes uit een vaste stof ontwikkeld. De snelheid en de concentratie van de deeltjes wordt gemeten met een foton correlatie laser Doppler anemometer. Voor de verwerking van de gegevens van de foton correlatie laser Doppler anemometer is een computer programma geschreven. De onderdelen van de meetopstelling zijn getest en in orde bevonden.

Aan de eerdergenoemde verschijnselen zijn onder een aantal omstandigheden metingen verricht. De modellen voor de drie verschijnselen zijn aan de desbetreffende metingen gefit. Deze modellen blijken een redelijk goede beschrijving van de werkelijkheid te geven.

De parameters uit het model voor de toename van de snelheid naderen de waarden uit de literatuur als het kental van Reynolds, gebaseerd op de steek van de staven van het rooster, toeneemt. Voor de verklaring van dit gedrag zijn twee hypothesen opgesteld. De waarden van de parameters uit het model voor de afname van de turbulentie intensiteit zijn van dezelfde orde van grootte als de waarden voor deze parameters uit de literatuur.

De orde van grootte van de dispersie coëfficiënt kon redelijk goed voorspeld worden. De in de literatuur voorspelde schijnbare verplaatsing van de bron van de deeltjes treedt op. Uit de metingen blijkt dat deze verplaatsing kleiner wordt als het kental van Reynolds, gebaseerd op de steek van de staven van het rooster, toeneemt. Bovendien komt uit de metingen naar voren dat de verplaatsing ook samenhangt met het turbulente karakter van de stroming.

Uit de verschillende metingen is duidelijk geworden dat als de deeltjes de rol van "seeding" vervullen bij metingen met de laser Doppler methode en er een gradiënt in de concentratie van deze deeltjes bestaat, er een systematische fout bij de snelheidsmetingen optreedt. Deze fout is aanzienlijk in de richtingen loodrecht op de stroming.

De resultaten van de modellen en de metingen laten zien dat de waarde van de constante uit de relatie tussen Taylor microschaal, de kinematische viscositeit en de integrale Lagrange tijdschaal bij benadering gelijk is aan 24. Deze waarde wordt ook in de literatuur vermeld.

The Dispersion of Particles in a Turbulent Flow

Summary

This study is a part of a programme of research with the objective to elucidate the physical phenomena in a electrostatic precipitator.

The turbulent dispersion of a passive scalar was studied. The subject of the examination was the dispersion of separate particles emanating from a point source in turbulent fluid field which was generated through a grid in a windtunnel. The relaxation time of the particles was smaller than the Kolmogorov time scale of the grid turbulence. Two other phenomena occurred also in the windtunnel, i.e. the increase of the mean velocity and the decay of the turbulence. For these three phenomena models have been conceived.

Equipment for the measurements was build. A special solid aerosol generator was developed. An photon correlation laser Doppler anemometer was used to measure the velocity and the concentration of the particles. A computer programme was written for the reduction of the data supplied by the correlator used for the photon correlation laser Doppler anemometer. The equipment was tested and approved.

Measurements to study the phenomena mentioned were carried out under several conditions. The models were fitted to the data of the experiments. The models describe the phenomena rather well.

When the mesh Reynolds number increases, the values of the parameters of the model for the augmentation of the mean velocity tend to become equal to the values mentioned in the literature. Two hypotheses to account for this fact have been put forward. The values of the parameters of the model for the decay of the turbulence are of the same order of magnitude as cited in the literature.

The order of magnitude of the dispersion coefficient could be predicted very well. The virtual displacement of the source of the particles, which was mentioned in the literature, could be discerned. The measurements show that this displacement decreases when the mesh Reynolds number increases. A additional finding is that the displacement is also related to the turbulent character of the fluid field.

It turned out that when the particles are used as seeding for the laser Doppler technique and a gradient in the concentration of these particles exists, a systematic error will occur during velocity measurements. This inaccuracy is not negligible in directions perpendicular to the flow.

The experiments corroborate the fact that the constant in the relation between the Taylor microscale, the kinematic viscosity and the Lagrange integral time scale equals 24. This value is mentioned in the literature.

1 Inleiding

Het doel van het grotere geheel, waar dit onderzoek deel van uitmaakt, is duidelijkheid te verschaffen over de natuurkundige verschijnselen, die een rol spelen bij de afvangst van stof in een electrostatisch stoffilter. Een electrostatisch stoffilter is een inrichting, waarmee door middel van electrostatische krachten deeltjes uit een gas verwijderd kunnen worden. Dit verslag beschrijft de eerste aanzetten, die gegeven zijn om het gestelde doel te bereiken.

De stroming van het gas in een electrostatisch stoffilter is turbulent. De turbulentie beïnvloedt het gedrag van de deeltjes. Dit verschijnsel werd in een modelsituatie onderzocht. Het onderzoek was gericht op de verspreiding van deeltjes vanuit een puntbron in een turbulente stroming, die met een rooster in een windtunnel werd opgewekt. In deze situatie treden naast de verspreiding nog twee verschijnselen op. Te weten, de toename van de gemiddelde snelheid en de afname van de turbulentie intensiteit. Voor de drie verschijnselen zijn modellen opgesteld. De modelvorming komt in hoofdstuk 2 aan de orde.

De verspreiding van een passieve scalaire grootheid, zoals concentratie, door turbulentie speelt niet alleen bij een electrostatisch stoffilter maar ook bij andere apparaten voor de procesindustrie een rol. Daarenboven verschaft het onderzoek inzicht in het verschijnsel turbulentie.

De opstelling, die ten behoeve van het onderzoek is gebouwd, wordt in hoofdstuk 3 besproken. De snelheden en de concentraties van de deeltjes werden gemeten met een foton correlatie laser Doppler anemometer. Speciaal voor dit onderzoek werd een aerosolgenerator voor deeltjes uit een vaste stof ontwikkeld.

Voor de verwerking van de gegevens van de foton correlatie laser Doppler anemometer is een computer programma ontwikkeld. De theoretische achtergronden voor de gegevensverwerking en de opbouw van het programma komen in hoofdstuk 4 aan bod.

Er werden bij het onderzoek vijf verschillende soorten deeltjes gebruikt. De karakterisatie van de toegepaste deeltjes wordt behandeld in hoofdstuk 5.

De test van de aerosolgenerator voor deeltjes uit een vaste stof is het onderwerp van hoofdstuk 6.

Aan de eerdergenoemde verschijnselen zijn onder een aantal omstandigheden metingen verricht. De modellen voor de drie verschijnselen zijn aan de desbetreffende metingen gefit. In hoofdstuk 7 komen de meetresultaten aan de orde.

De conclusies, die uit de metingen volgen, staan in hoofdstuk 8. Er worden dan tevens aanbevelingen gedaan over de voortzetting van het onderzoek.

2 Theorie

2.1. Inleiding

De theoretische beschouwingen over twee-fasen-stromingen, die bestaan uit een gas en deeltjes of druppeltjes, komen in dit hoofdstuk aan de orde. Vooral nog zal slechts aandacht besteed worden aan een stroming, die niet beïnvloed wordt door een uitwendig aangebracht elektrisch veld.

De stroming van een aerosol bestaat op ieder moment uit een aantal gebieden, waar zich maar één fase bevindt. De stroming van het gas en de bewegingen van de deeltjes worden bepaald door de desbetreffende bewegingsvergelijkingen tesamen met de van toepassing zijnde begin- en randvoorwaarden. Wanneer deze vergelijkingen en voorwaarden bekend zijn kan men de ontwikkeling van zo'n stroming in principe voorspellen.

Er bestaat echter meer belangstelling voor grootheden, die kenmerkend zijn voor de banen van de deeltjes omdat het onmogelijk en misschien wel ongewenst is om op elk tijdstip de positie van elk deeltje te kennen. Dergelijke grootheden zullen afgeleid worden. Daarbij zal aandacht besteed worden aan de wet van Stokes, de relaxatietijd en de theorie van Taylor [27] voor de dispersie door continue bewegingen.

Om de meetopstelling, de meetapparatuur en de theorie te testen zal aan een specifiek geval onderzoek worden verricht. Dit is de dispersie van deeltjes vanuit een puntbron in een turbulente stroming. Deze stroming is in een windtunnel met een rooster opgewekt. Ten behoeve van deze experimenten zullen aanvullende theorieën ontwikkeld worden.

2.2. Theorie van twee-fasen stromingen

2.2.1 De bewegingsvergelijkingen van een fluidum

Voor de beschrijving van de bewegingen in een stromingsveld van een gas of een vloeistof wordt meestal gebruik gemaakt van de Euler-beschrijving. Dat wil zeggen dat de bewegingen in een bepaald punt van het stromingsveld worden beschouwd. Dit punt staat stil.

De eerste vergelijking, die van toepassing is, is de continuïteitsvergelijking. In vectornotatie ziet deze vergelijking er als volgt uit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{u}) = 0 \quad (2.1)$$

waarbij ρ de dichtheid, \underline{u} de snelheidsvector en t de tijd is. Gezien het feit, dat de snelheden in de stroming van het gas in de windtunnel aanzienlijk kleiner zijn dan de geluidssnelheid, kan verondersteld worden dat het gas onsamendrukbaar is. Dat houdt in dat de dichtheid van het gas constant is. Bovendien is dan de voortplantingssnelheid van drukverstoringen in het gas gelijk aan oneindig. In dat geval wordt deze vergelijking :

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (2.2)$$

De andere vergelijking is de impulsbalansvergelijking. Deze vergelijking is beter bekend als de vergelijking van Navier-Stokes. Er worden nu drie veronderstellingen over de stroming gemaakt. Dat zijn :

- i. de stroming is isotherm,
- ii. het gas is Newtons, dit houdt in dat er een lineair verband tussen de vervormingen en de spanningen bestaat en
- iii. het gas is onsamendrukbaar.

Dan ziet de Navier-Stokes vergelijking er in vectornotatie als volgt uit :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \underline{u} + \rho (\underline{u} \cdot \nabla \underline{u}) = -\nabla p + \mu (\nabla^2 \underline{u}) \quad (2.3)$$

ρ is de dichtheid van het fluidum, \underline{u} is de snelheidsvector in een bepaald punt, p is de druk in dat punt en μ is de viscositeit van het fluidum. Deze vergelijking is niet lineair door de term

$$\rho (\underline{u} \cdot \nabla \underline{u})$$

in het linker lid. Dit maakt het exact oplossen van deze vergelijkingen slechts mogelijk in enkele speciale gevallen. In het algemeen is het niet mogelijk om een oplossing te vinden en moet er derhalve met benaderingen genoeg worden genomen.

Batchelor [2] en Leijdens [16] geven meer informatie over de afleiding van de twee bewegingsvergelijkingen. In de volgende paragraaf zal op het verschijnsel turbulentie en het niet-lineaire karakter van de bewegingsvergelijking worden ingegaan.

2.2.2. Het verschijnsel turbulentie

In het vorige hoofdstuk is opgemerkt dat de stroming in de meeste chemische apparaten meestal turbulent is. Dit geldt overigens voor veel stromingen, die men in de techniek of de natuur tegenkomt.

Alhoewel turbulentie een bekend verschijnsel bij een stroming is, is het toch lastig te omschrijven. De definitie van G.I. Taylor en Th. von Kármán uit 1937 luidt :

"Turbulence is an irregular motion which in general makes its apperance in fluids, gaseuos or liquid, when they flow past solid surfaces or even when neighbouring streams of the same fluid flow past or over one other."

Hinze [14] geeft de volgende aanvulling op deze definitie :

"Turbulent fluid motion is an irregular condition of flow in which the various quantities show a random variation with time and space coordinates, so that statistically distinct average values can be discerned. "

Het is bekend dat dissipatieve fysische systemen, waarop een zwakke drijvende kracht wordt uitgeoefend een evenwichtstoestand bereiken, die onafhankelijk van de begincondities is. Als de sterkte van de drijvende kracht toeneemt, ondergaan deze systemen een reeks van veranderingen, die kunnen uitmonden in een volledig chaotisch gedrag. Kennelijk is dit ook bij turbulente stromingen het geval.

Het chaotische gedrag van een turbulente stroming noopt tot een statistische aanpak van het probleem. De instantane grootheden, die bij turbulentie een rol spelen, kan men opsplitsen in een gemiddelde en een fluctuatie. Dan zijn er vergelijkingen af te leiden voor de gemiddelde stroming. Deze werkwijze wordt de Reynolds-ontbinding genoemd. In de op deze wijze aangepaste Navier-Stokes vergelijking verschijnen extra spanningstermen. Dit zijn correlaties tussen de fluctuaties in de snelheden.

Deze termen worden Reynolds-spanningen genoemd en zij brengen het niet-lineaire karakter van deze vergelijking tot uitdrukking. Een turbulente stroming onderscheidt zich van een laminaire stroming onder andere door het feit, dat deze termen bij een turbulente stroming een niet te verwaarlozen bijdrage leveren.

Omdat de Reynolds-spanningen niet verwaarloosbaar zijn in het geval van een turbulente stroming, bevat het stelsel vergelijkingen voor de gemiddelde grootheden meer onbekenden dan vergelijkingen. Dit probleem wordt het sluitingsprobleem genoemd. Om tot een oplossing te komen moeten er modellen opgesteld worden voor deze termen. Deze modellen leveren de ontbrekende vergelijkingen. Een andere moeilijkheid is het feit, dat de sluitingsrelaties niet bepaald worden door de eigenschappen van het stromende medium maar door de eigenschappen van de stroming.

Er worden meestal sluitingsrelaties toegepast, die gebaseerd zijn op de mengwegtheorie. Deze theorie levert een uitdrukking voor de schijnbare viscositeit ten gevolge van turbulentie. Deze viscositeit geeft het verband aan tussen de Reynolds-spanningen en de gradiënten van de gemiddelde snelheden. Naar analogie met de uitdrukking uit de kinetische gastheorie voor de viscositeit in moleculaire zin, veronderstelt men dan dat de schijnbare viscositeit ten gevolge van turbulentie evenredig is met het product van een karakteristieke snelheidsmaat en een karakteristieke lengtemaat. De definities van deze maten vormen het struikelblok bij de mengwegtheorie.

Hinze [14] en Tennekes en Lumley [28] geven een uitgebreidere beschrijving van de Reynolds-ontbinding en de sluitingsrelaties.

2.2.3. Mechanica van een lichaam

De wetten van Newton beschrijven de bewegingen van objecten. De deeltjes zullen voorlopig worden opgevat als een star lichaam.

Het aantal vrijheidsgraden voor de beweging van een star lichaam in de ruimte is zes. Er zijn zes coördinaten nodig om de positie van het lichaam eenduidig vast te leggen. Drie coördinaten worden gebruikt om de positie van het massamiddelpunt aan te geven. De overige drie coördinaten zijn hoeken, die de oriëntatie van het lichaam beschrijven. Bij deze beschouwingen maakt men gebruik van een Lagrange beschrijving.

Een willekeurige verplaatsing van elk star lichaam is altijd op te delen in een translatie en een rotatie. Bij de beschouwingen over willekeurige bewegingen van starre lichamen in de ruimte zal van het massamiddelpunt van het deeltje uitgegaan worden.

Elk systeem van krachten, die op een star lichaam werken, kan vervangen worden door één kracht en één moment in een bepaald punt. Bij willekeurige bewegingen in de ruimte wordt voor dit punt voor het massamiddelpunt genomen.

Het verband tussen de krachten op het massamiddelpunt en de translatie van het massamiddelpunt luidt :

$$F_i = m \ddot{x}_i \quad (2.4)$$

F_i is de kracht in de richting van de x_i -as op het massamiddelpunt en m geeft de massa van het lichaam weer. \ddot{x}_i is de versnelling van het deeltje in de richting van de x_i -as. Dit geldt in een stilstaand orthonormaal assenstelsel.

De assen van het orthonormale assenstelsel, dat met het lichaam meebeweegt worden zodanig gekozen dat zij samenvallen met de hoofdtraagheidsassen van het lichaam. De oorsprong van dit assenstelsel valt samen met het massamiddelpunt van het lichaam. Het verband tussen de momenten en de rotatie-snelheden wordt in dit meebewegende assenstelsel gegeven door de vergelijking van Euler. Deze vergelijkingen luiden :

$$M_1 = I_1 \dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2) \omega_2 \omega_3$$

$$M_2 = I_2 \dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3) \omega_1 \omega_3 \quad (2.5)$$

$$M_3 = I_3 \dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1) \omega_1 \omega_2$$

M_i is het moment t.o.v. x_i -as van het assenstelsel, dat met het lichaam meebeweegt. I_i is traagheidsmoment t.o.v. de x_i -as. Alle traagheidsmomenten zijn vanwege de keuze van het assenstelsel hoofdtraagheidsmomenten. ω_i is de hoeksnelheid van de rotatie om de x_i -as en $\dot{\omega}_i$ is de fluxie van deze hoeksnelheid. Deze rotaties moeten dan omgezet worden in bewegingen in het stilstaande assenstelsel.

Borghouts [5], Bottema [6] en Spiegel [25] gaan dieper op de mechanica van starre lichamen in.

Stel dat de snelheid van het gas in de omgeving van een deeltje niet constant is. De krachten ten gevolge van de wandschuifspanningen aan het oppervlak van het deeltje zullen dan een moment op het deeltje uit oefenen. Door dit moment zal het deeltje gaan roteren.

Er wordt echter verondersteld dat de deeltjes bij deze studie kleiner zijn dan de kleinste karakteristieke lengtemaat voor veranderingen in de snelheid van de stroming van het gas. Een uitvloeisel van deze veronderstelling is dat op de deeltjes door de stroming geen moment wordt uitgeoefend. Daarom worden de deeltjes in het vervolg als een puntmassa beschouwd.

2.2.4. De randvoorwaarden

In de vorige delen zijn de bewegingsvergelijkingen van het gas en de deeltjes aan de orde geweest. Nu zal aandacht worden besteed aan de randvoorwaarden voor een oppervlak, waar zij met elkaar in contact zijn. Eerst zullen de randvoorwaarden aan een scheidingsoppervlak tussen een gas en een vaste stof beschreven worden. Daarna volgen de randvoorwaarden aan een scheidingsoppervlak tussen een gas en een vloeistof. Chesters beschrijft beide type randvoorwaarden in [9].

In elk punt van een scheidingsoppervlak tussen een gas en een vaste stof geldt de volgende randvoorwaarde :

$$\underline{u}_s = \underline{u}_g \quad (2.6)$$

Dit is de hechtvoorwaarde. \underline{u} is een snelheidsvector en de indices s en g geven aan of deze vector bij een vaste stof of een gas hoort.

In elk punt van een scheidingsoppervlak tussen een gas en een vloeistof gelden de volgende randvoorwaarden :

$$\underline{u}_v = \underline{u}_g \quad (2.7)$$

$$\tau_v = - \tau_g \quad (2.8)$$

$$\sigma_v - \sigma_g = \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.9)$$

De eerste randvoorwaarde is de bekende hechtvoorwaarde. \underline{u} is een snelheidsvector en de indices v en g geven aan of deze vector bij een vloeistof of een gas hoort. De tweede randvoorwaarde volgt uit de eis dat de netto tangentiële kracht, die op een infinitesimaal volume-element wordt uitgeoefend, gelijk aan nul moet zijn. Dit element bevat een gedeelte van het scheidingsoppervlak. τ is de schuifspanning, die uitgeoefend wordt op dit element door een fase. Deze schuifspanning is de component van de spanningsvector, die evenwijdig loopt met het scheidingsoppervlak. De derde voorwaarde is een soortgelijke eis voor de krachten op het element, die loodrecht op het scheidingsoppervlak staan. Het verschil in normaalspanning

tussen gas en vloeistof is een gevolg van de oppervlaktespanning. σ geeft de normaalspanning aan, γ geeft de oppervlaktespanning aan en R_1 en R_2 zijn de kromtestralen van het oppervlak in het beschouwde punt. R_1 en R_2 liggen elk in een vlak, dat de normaal op het oppervlak in het beschouwde punt bevat. Bovendien moeten beide vlakken loodrecht op elkaar staan. De stralen worden positief gerekend als het kromtemiddelpunt aan de zijde van het gas van het oppervlakt ligt.

2.3. Kenmerkende grootheden voor twee-fasen stromingen

2.3.1. Inleiding

In het voorafgaande is aandacht aan de bewegingsvergelijkingen en de randvoorwaarden besteed. Daarmee kan men het gedrag van een twee-fasen stroming volledig beschrijven. Het is echter onmogelijk, en waarschijnlijk ook ongewenst, om op elk tijdstip de positie van elk deeltje te kennen. Veeleer gaat de belangstelling uit naar grootheden, die kenmerkend zijn voor de banen van de deeltjes.

Derhalve zullen dergelijke grootheden afgeleid worden. Daartoe zal eerst naar het gedrag van één deeltje in een gasstroming gekeken worden. De wet van Stokes en de relaxatietijd van een deeltje komen daarbij aan de orde. Vervolgens zal aan de hand van de theorie van Taylor [27] de verspreiding van fluidum elementen en deeltjes door een turbulente stroming beschouwd worden.

2.3.2. De wet van Stokes

Er wordt verondersteld dat de concentratie van de deeltjes in de stroming in de windtunnel zodanig laag is dat de invloeden, die deeltjes op elkaar hebben, verwaarloosd kunnen worden. Elk deeltje kan dan beschouwd worden alsof het zich alleen in de turbulente stroming bevond. Ook wordt er aangenomen dat de grootte van de deeltjes zodanig is dat de kracht, die door de stroming op een deeltje wordt uitgeoefend bepaald wordt door de viscositeit van het gas.

Als een deeltje met een karakteristieke lengtemaat d een eenparige rechtlijnige beweging met de snelheid U door een stilstaand fluidum uitvoert zijn de traagheidskrachten in het fluidum te verwaarlozen indien de waarde van het kental van Reynolds, Re_d , veel kleiner is dan één. Dat wil zeggen dat :

$$Re_d = \frac{\rho U d}{\mu} \ll 1 \quad (2.10)$$

waarbij ρ de dichtheid van het fluidum en μ de viscositeit van het fluidum is. In dat geval wordt het gedrag van de stroming bepaald door de viscositeit. De Navier-Stokes vergelijking "verwordt" dan tot de Stokes-vergelijking :

$$\nabla p = \mu (\nabla^2 \underline{u}) \quad (2.11)$$

Als de afmetingen van de deeltjes en de verschillen in snelheid tussen de deeltjes en het hun omringende gas zodanig zijn dat Re_d in vrijwel alle gevallen kleiner is dan één, kan de Stokes-vergelijking worden toegepast.

Als aan de eis uit (2.10) wordt voldaan, kan een analytische oplossing bepaald worden van de bewegingsvergelijkingen voor de stroming om een bol uit een vaste stof, die een eenparige rechtlijnige beweging uitvoert. Deze oplossing werd voor het eerst door Stokes in 1851 bepaald. De wijze van oplossen wordt door Batchelor [2] beschreven. Op grond van deze oplossing is de kracht, die stroming op de bol uitoefent, te berekenen. Deze kracht loopt evenwijdig met de snelheid maar werkt in de tegengestelde richting. Voor deze kracht - de weerstandskracht F_w - geldt dat :

$$F_w = 3 \pi d \mu U \quad (2.12)$$

waarbij d de diameter van de bol, μ de dynamische viscositeit van het fluidum en U de snelheid van de bol is. Deze uitdrukking staat bekend als de wet van Stokes. Zij geldt voor één bol, die een eenparige rechte lijnige beweging uitvoert in een oneindig uitgebreid fluidum.

Alhoewel vergelijking (2.12) is afgeleid voor het geval dat Re_d veel kleiner dan een is, is zij voor de meeste toepassingen nauwkeurig genoeg zolang Re_d kleiner dan één is.

In sommige gevallen bestaat de bol uit een vloeistof. In deze bol treden dan ook stromingen op. Het is wenselijk om te weten of deze stromingen de weerstandskracht beïnvloeden. Als het gas en de vloeistof niet mengbaar zijn bestaat er voor dit geval ook een exacte oplossing (Batchelor [2]). De weerstandskracht wordt dan gegeven door :

$$F_w = 2 \pi d U \mu_g \left(\frac{\mu_g + \frac{3}{2} \mu_v}{\mu_g + \mu_v} \right) \quad (2.13)$$

waarbij μ_g de viscositeit van het gas en μ_v de viscositeit van de vloeistof van de bol is. De verhouding tussen de twee weerstandskrachten wordt gegeven door :

$$\frac{F_{w,vast}}{F_{w,vloeistof}} = \frac{3}{2} \left(\frac{\mu_g + \mu_v}{\mu_g + \frac{3}{2} \mu_v} \right) \quad (2.14)$$

In verband met de metingen is het van belang om deze verhouding voor druppels van glycerol in lucht te onderzoeken. De meeste metingen werden bij 30 °C uitgevoerd. Er geldt dat :

$$\mu_{lucht} = 18.76 \cdot 10^{-6} \text{ Pa.S (zie [11])}$$

$$\mu_{glycerol} = 629.0 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.S (zie [29])}$$

De waarde van de verhouding van de weerstandskrachten bij de glycerol druppels is 1.00001. De invloed van de stroming in de druppel op de weerstandskracht is dus te verwaarlozen.

Alhoewel de wet van Stokes is afgeleid voor de eenparige rechtlijnige beweging van een bol, die zich alleen in een oneindig uitgebreid fluidum bevindt en het geval, dat de waarde van Re_d veel kleiner dan één is, wordt deze wet toch in allerlei andere situaties toegepast in de veronderstelling zij een goede benadering van het werkelijke gedrag vormt.

2.3.3. De relaxatietijd van een deeltje

De wet van Stokes geldt voor een fluidum dat stilstaat of een eenparige rechtlijnige beweging uitvoert. Hinze [14] geeft een uitdrukking voor het geval, dat het fluidum willekeurige bewegingen uitvoert. De uitdrukking, voorzover van belang, luidt als volgt :

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho_p \frac{dv_p}{dt} = 3 \pi \mu d (v_g - v_p) + \frac{\pi}{6} d^3 \rho_g \frac{dv_g}{dt} + \frac{\pi}{12} d^3 \rho_g \left(\frac{dv_g}{dt} - \frac{dv_p}{dt} \right) + F_e \quad (2.15)$$

waarbij d de diameter van het deeltje, ρ_p de dichtheid van het deeltje, v_p de snelheid van het deeltje, v_g de snelheid van het gas, ρ_g de dichtheid van het gas en F_e een externe kracht ten gevolge van een conservatief veld is. Zowel de zwaartekracht als de kracht ten gevolge van een electrostatisch veld zijn een voorbeeld van zo'n kracht. Vergelijking (2.15) is een vorm van de tweede wet van Newton. De term aan de linker zijde is het product van massa en versnelling. De termen aan de rechter zijde zijn de op het deeltje uitgeoefende krachten. De eerste term aan de rechter kant is de weerstandskracht ten gevolge van de wet van Stokes. De tweede term beschrijft de drukgradiënt in het fluidum veroorzaakt door de versnelling van het fluidum. De derde term is de kracht, die nodig is om de virtuele - toegevoegde - massa van het deeltje ten op zichte van het omringende fluidum te versnellen. Er wordt van de Lagrange-beschrijving gebruik gemaakt.

Uitwerking van deze vergelijking levert dat :

$$\frac{dv_p}{dt} + k v_p = k v_g + k' \frac{dv_g}{dt} \quad (2.16)$$

waarbij :

$$k = \frac{36 \mu}{(2 \rho_p + \rho_g) d^2} \quad \text{en} \quad k' = \frac{3 \rho_g}{(2 \rho_p + \rho_g)}$$

De bijdrage van F_e is hier buiten beschouwing gelaten. Omdat de grootte van de grootste deeltjes, waarmee gewerkt wordt van de orde van grootte van 10 μm is en de dichtheid van de deeltjes vele malen groter is dan de dichtheid van lucht, is de invloed van de laatste term in het rechter lid van

vergelijking (2.16) te verwaarlozen. In dat geval is (2.16) een gewone eerste orde differentiaal vergelijking. Deze vergelijking ziet er dan als volgt uit :

$$\frac{1}{k} \frac{dv_p}{dt} + v_p = v_g \quad (2.17)$$

Deze vergelijking beschrijft de reactie van het deeltje op veranderingen in de snelheid van het omringende gas. Het is een eerste-ordessysteem. De responsie van zo'n systeem wordt mede gekenmerkt door de tijdconstante. Voor deze tijdconstante - τ_p - geldt er dat :

$$\tau_p = \frac{(2 \rho_p + \rho_g) d^2}{36 \mu} \quad (2.18)$$

Deze tijd wordt de relaxatietijd van het deeltje genoemd. De relaxatietijd is kenmerkend voor de tijd, waarin een deeltje op de snelheidsveranderingen in de stroming kan reageren.

Er moet een snelheidsverschil tussen een deeltje en het omringende fluidum bestaan om de krachten op te wekken, die nodig zijn om het deeltje de stroming te kunnen laten volgen. Een deeltje zal derhalve nimmer in staat zijn om exact de bewegingen van het hem omringende fluidum te volgen. Er zal hooguit een grote correlatie bestaan tussen de snelheid van het deeltje en de snelheid van het hem omringende gas. Het is mogelijk dat bepaalde veranderingen zich zo snel voltrekken dat het deeltje niet in staat is deze verandering te volgen. Het deeltje zal dan het gebied, waarin zijn snelheid een zekere correlatie vertoont met die van het hem omringende fluidum, verlaten.

Overigens kunnen de buiten beschouwing gelaten externe krachten hetzelfde verschijnsel veroorzaken. Als dit verschijnsel veroorzaakt wordt door de zwaartekracht, wordt het "crossing trajectories" genoemd.

Een deeltje met een relatief grote relaxatietijd kan van de één wervel in de andere verzeild raken binnen een tijdsbestek, dat korter is dan de gemiddelde levensduur van een wervel. Deeltjes met een kleinere relaxatietijd daarentegen zullen in het algemeen in een wervel aanwezig blijven totdat hij is uitgedoofd. Bij het deeltje met de grotere relaxatietijd zal de correlatie tussen zijn snelheid en die van het hem omringende gas sneller afnemen dan bij het deeltje met een kleinere relaxatietijd. Deeltjes met een kleinere relaxatietijd zullen derhalve beter

verspreid worden door een turbulente stroming. Externe krachten zullen de beweeglijkheid van de deeltjes beperken en zij zullen er daardoor ook voor zorgen dat voor hen de mate van verspreiding afneemt.

De wijze, waarop de deeltjes reageren op veranderingen van de snelheid van het hen omringende gas, zal er toe bijdragen dat de spreiding in de snelheid van het gas groter is dan die van de deeltjes. De kansverdeling van de snelheden in het gas zal breder zijn dan de kansverdeling van de snelheden van de deeltjes. Bovendien zal de breedte van de kansverdeling van de snelheden van de deeltjes afnemen als de relaxatietijd toeneemt. Een beperking van de beweeglijkheid van de deeltjes door externe krachten zal hetzelfde effect als een toenemende relaxatietijd hebben.

Calabrese en Middleman [7], Pismen en Nir [19], Reeks [21], Snyder en Lumley [24] en Wells en Stock [30] besteden aandacht aan de aspecten van de relaxatietijd, die hierboven beschreven zijn. In de modelmatige aanpak van de dispersie van deeltjes in een turbulente stroming van Shih en Lumley [23] speelt de relaxatietijd ook een rol.

Er zijn nog twee zaken, waarbij de relaxatietijd van een deeltje van belang is. In beide gevallen wordt de relaxatietijd van het deeltje vergeleken met de tijdschaal van het van belang zijnde aspect van de stroming.

In bepaalde filters, bijvoorbeeld cyclonen, kan men de relaxatietijd vergelijken met de tijdschaal van de gemiddelde stroming. Als deze tijd kleiner is dan de relaxatietijd van de deeltjes, zal de deeltjes niet de gelegenheid worden geboden de stroming te volgen. Het dimensieloze kental, dat gevormd wordt door het quotiënt van de relaxatietijd en de tijdschaal van de stroming, is derhalve kenmerkend voor de werking van een filter. Dit is het kental van Stokes.

Bij laser Doppler anemometrie wordt van in de stroming gesuspendeerde deeltjes gebruikt gemaakt om de snelheden van het hen omringende gas te meten. De snelheid van deze deeltjes wordt gemeten. Om er voor te zorgen dat de snelheden van de deeltjes goede schatters zijn van de snelheden in het gas, moeten zij in staat zijn alle veranderingen in de stroming met voldoende nauwkeurigheid te volgen. De kleinste tijdschaal in de stroming is de Kolomogorov-tijdschaal. De relaxatietijd van de gebruikte deeltjes moet dus kleiner zijn dan de Kolmogorov-tijdschaal opdat de snelheden van de deeltjes goede schatters van de snelheden in de stroming zijn.

2.3.4. Het transport van een volume-element van het fluidum

In een turbulente stroming wordt fluidum van de éné naar de andere plaats vervoert volgens vrij willekeurige bewegingen. Een klein volume-element verrijkt zich van zijn oorspronkelijke plaats en de hem omringende volume-elementen. Dit mechanisme is verantwoordelijk voor de grote transportsnelheden, die in een turbulente stroming worden waargenomen. Men zou graag in staat zijn om dit transport in echte stromingen te voorspellen. Deze stromingen zijn echter meestal inhomogeen en niet stationair. Het is helaas alleen in enkele eenvoudige gevallen mogelijk om het transport te beschrijven.

Eerst zullen de bewegingen van een enkel volume-element in een stationaire homogene turbulente stroming zonder een gemiddelde snelheid beschouwd worden. Dit is een ideaalbeeld.

In een turbulente stroming zonder een gradiënt in de gemiddelde snelheid vindt er geen energietransport van de grote naar de kleine wervels plaats en zal de turbulentie uitdoven. Vanwege dit uitdoven is zo'n stroming ook niet stationair. Daarnaast is dit geval waarschijnlijk niet van toepassing op een werkelijke stroming, waarin de turbulentie stroomafwaarts afneemt. Een klein volume-element, dat de stroming volgt ervaart zo'n stroming niet als stationair.

De snelheid van zo'n volume-element is stochastisch stationair als de stroming zelf ook stochastisch stationair en homogeen is. Anders komt het element immers in gebieden met telkens andere eigenschappen terecht. Er wordt aangenomen dat de snelheid van het element ook stochastisch stationair verondersteld mag worden als de stroming in de richting van de inhomogeniteiten beperkt is.

De snelheid op het tijdstip t van een volume-element, dat zich op het tijdstip $t = 0$ in het punt $x_i = a_i$ bevond, wordt $v_i(\underline{a}, t)$ genoemd. De plaats op het tijdstip t van dit element is :

$$x_i(\underline{a}, t) = a_i + \int_0^t v_i(\underline{a}, t') dt' \quad (2.19)$$

De plaatsvector in de Lagrange-beschrijving wordt aangegeven met \underline{X} en de plaatsvector in de Euler-beschrijving met \underline{x} . De snelheid van het element is

gelijk aan de snelheid van de stroming in het punt, waar het element zich op dat moment bevindt. Er geldt dat :

$$v_i(\underline{a}, t) = u_i(X(\underline{a}, t), t) \quad (2.20)$$

waarbij $u_i(\underline{x}, t)$ de snelheid volgens de Euler-beschrijving is, dat wil zeggen de snelheid in een vast punt met plaatsvector \underline{x} op het tijdstip t . Het probleem bij de bestudering van het transport door een turbulente stroming is de transformatie van Euler-beschrijving naar Lagrange-beschrijving en omgekeerd. Dit probleem wordt weergegeven door vergelijking (2.20). Euler-snelheden kunnen met een meetinstrument betrekkelijk eenvoudig gemeten worden. Deze snelheden meet men met de laser Doppler anemometer of de hittedraadsnelheidsmeter. Het meten van de Lagrange-snelheden vereist daarentegen dat de bewegingen van "geormerkte" fluidum-elementen gevolgd worden. Dit is met visualisatie-technieken mogelijk. Het meetbereik en de meetnauwkeurigheid van zo'n techniek is echter beperkter dan die van de technieken om de Euler-snelheden te meten. Vaak - en ook in deze studie - worden alleen metingen in het kader van een Euler-beschrijving verricht. Het verband tussen de stochastische eigenschappen van u_i en v_i is niet eenvoudig vast te stellen.

Men kan echter de centrale limietstelling toepassen op de integraal uit vergelijking (2.19) omdat de snelheid v_i de realisatie van een stochastisch stationair proces is, waarvan de autocorrelatie functie geen Dirac-deltafunctie is. Beschouw één component van de vector $\underline{X} - \underline{a}$ en noem hem $X_j - a_j$. In dit geval nadert de kansverdeling van $X_j - a_j$ in het limietgeval een normale verdeling. Volgens Taylor [27] wordt de variantie in dit limietgeval gegeven door :

$$\overline{(X_j - a_j)^2} = 2 \overline{v_j^2} \int_0^t \int_0^{t'} r_{L\ j,j}(\tau) d\tau dt' \quad (2.21)$$

De sommatie-conventie is niet van toepassing op vergelijking (2.21) en hetzelfde geldt voor de van deze vergelijking afgeleide betrekkingen. De Lagrange autocorrelatie functie $r_{L\ j,j}(\tau)$ wordt als volgt gedefinieerd :

$$r_{L j,j}(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} v_j(\underline{a}, t) v_j(\underline{a}, t + \tau) dt}{\int_0^{\infty} v_j(\underline{a}, t)^2 dt} \quad (2.22)$$

Vergelijking (2.21) kan benaderd worden met :

$$\overline{(X_j - a_j)^2} = 2 \overline{v_j^2} t T_{L j,j} \quad (2.23)$$

De integraal-schaal van $r_{L j,j}(\tau)$ is $T_{L j,j}$. Er geldt dat :

$$T_{L j,j} = \int_0^{\infty} r_{L j,j}(\tau) d\tau \quad (2.24)$$

Deze tijdschaal is de Lagrange-tijdschaal. Er zijn veel pogingen ondernomen om deze tijdschaal te bepalen. Ook het probleem van het meten $\overline{v_j^2}$ moet in ogenschouw genomen worden.

Om van vergelijking (2.21) gebruik te kunnen maken moet men $\overline{v_j^2}$ kennen. In een homogene en onsamendrukbare stroming zijn de karakteristieke functies en de kansverdelingen van de snelheden in het Lagrange-snelheidsveld en het Euler-snelheidsveld aan elkaar gelijk (Tennekes en Lumley [28]). Dit houdt in dat :

$$\overline{v_j^2} = \overline{u_j^2} \quad (2.25)$$

Gezien het feit, dat twee ensemblagemiddelden op verschillende tijdstippen van een homogeen en stationair proces met elkaar vergeleken worden, wekt dit resultaat geen verwondering.

Voor de toepassing van vergelijking (2.23) is het gewenst om over informatie over $\overline{v_j^2}$ en de tijdschaal $T_{L,j,j}$ te beschikken. Voor de eerste grootheid is dat gebeurd. Er moet nu een schatting van de tijdschaal worden gemaakt. Voor deze tijdschaal geldt :

$$T_{L,j,j} \approx \frac{\Lambda}{3 \sqrt{\overline{u_j^2}}} \quad (2.26)$$

waarbij voor de lengtemaat Λ geldt dat :

$$\Lambda = \frac{(\overline{u_j^2})^{1.5}}{\epsilon} \quad (2.27)$$

en ϵ de snelheid van de dissipatie per eenheid van massa is. Meer informatie over de wijze van schatten wordt gegeven door Corrsin [10] en Tennekes en Lumley [28].

2.3.5. Het transport van deeltjes

Volgens Snyder en Lumley [24] kunnen de resultaten van Taylor ook toegepast worden op het transport van deeltjes. De grootheden hebben dan betrekking op een deeltje en niet op een fluidum-element. De snelheden moeten geïnterpreteerd worden als snelheden van de deeltjes en dit is ook van toepassing op de Lagrange integrale tijdschaal.

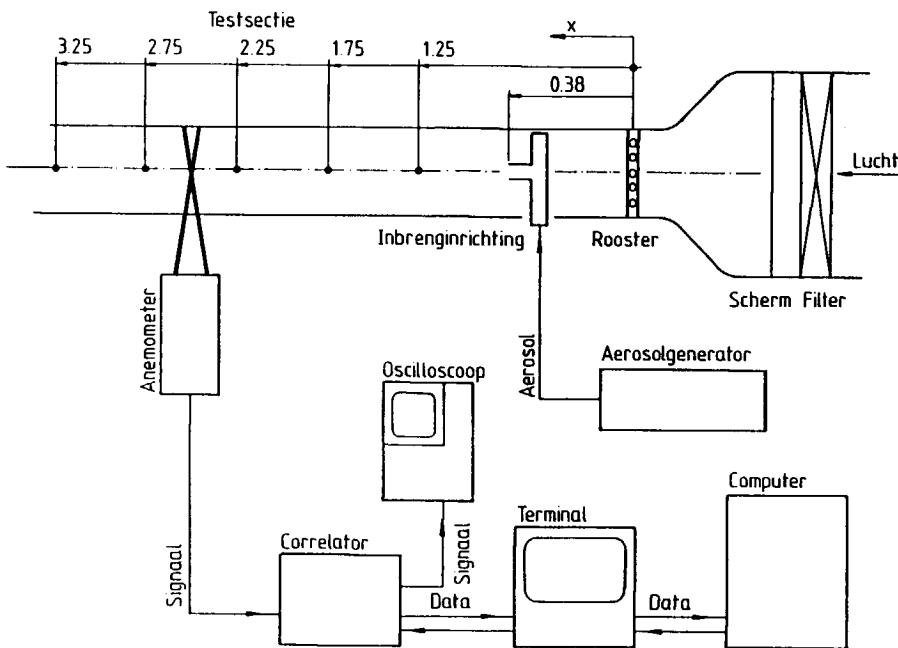
Het deeltje en het omringende gas kunnen als een eerste-ordessysteem worden opgevat. De tijdconstante van dit systeem is de relaxatietijd τ_p . Het ingangssignaal is de snelheid van het gas en het uitgangssignaal is de snelheid van het deeltje. Bij niet-deterministische signalen wordt naar het vermogensdichtheidspectrum gekeken. Dit spectrum geeft aan hoe het gemiddelde vermogen over de verschillende frequenties verdeeld is. Als dit spectrum betrekking heeft op snelheids-signalen is het de Fourier-getransformeerde van de functie $r_{L j,j}(\tau)$ uit vergelijking (2.22). Deze functie is de autocorrelatie functie van een component van de snelheidsvector volgens de Lagrange-beschrijving. Het vermogensdichtheidspectrum geeft in dit geval de verdeling van de kinetische energie over de frequenties bij een Lagrange-beschrijving weer.

Er bestaat een autocorrelatie functie voor het gas en een autocorrelatie functie voor het deeltje. De autocorrelatie functie $r_{L j,j}(\tau)$ geeft de samenhang aan, die er bestaat tussen een component van een snelheid op het tijdstip t en deze component op het tijdstip $t + \tau$. Als τ gelijk aan nul is dan is de waarde van $r_{L j,j}(\tau)$ gelijk aan één en als $\tau \rightarrow \infty$ dan geldt er dat $r_{L j,j}(\tau) \rightarrow 0$. Gedurende een bepaalde tijdsduur zal er een duidelijke samenhang tussen de twee componenten zijn. Een voor maat voor deze periode wordt gegeven door de Lagrange integrale tijdschaal uit vergelijking (2.25). De waarde van $T_{L j,j}$ voor het gas zal kleiner zijn dan de waarde van $T_{L j,j}$ voor een deeltje. Voor de deeltjes geldt dat als de waarde van τ_p toeneemt de waarde van $T_{L j,j}$ toeneemt. Een externe kracht zal hetzelfde effect op de waarde van $T_{L j,j}$ hebben.

2.4. Theorie voor de metingen

2.4.1. Inleiding

In het voorafgaande is slechts in algemene termen over twee-fasen stromingen gesproken. Nu zullen de aanvullende theorieën uitgewerkt worden voor het geval, waarmee de meetopstelling, de meetapparatuur en de theorie voor twee-fasen stromingen getest zullen worden. Dit geval is de verspreiding van deeltjes door een isotrope turbulente stroming. De turbulente stroming wordt in een windtunnel met een rooster opgewekt. De deeltjes komen vanuit een puntbron in de stroming. Deze bron is stroomafwaarts van het rooster geplaatst. De deeltjes komen met een constante snelheid in de stroming en deze snelheid is gelijk aan de snelheid van de stroming. Er bestaat geen temperatuursverschil tussen de deeltjes en de stroming. De hoeveelheid deeltjes, die per tijdseenheid in de stroming komen is constant. De opstelling is vereenvoudigd geschetst in figuur 2.1. De opstelling voor de metingen wordt beschreven in hoofdstuk 3.



Figuur 2.1 De proefopstelling

Er zullen theorieën voor bepaalde aspecten van de turbulente stroming in de tunnel worden ontwikkeld. De eerste theorie heeft betrekking op de toename van de gemiddelde snelheid in de tunnel. Deze toename is te wijten aan de opbouw van een grenslaag. De tweede theorie gaat over de afname van de energie van de turbulentie. De laatste theorie gaat over de dispersie van de deeltjes door de stroming. Het bleek uit metingen met een Pitot buis dat de snelheid in de tunnel ongeveer 7 m/s is. De temperatuur van de lucht in de tunnel is bij de metingen ongeveer 30 °C. Met deze twee gegevens zullen op basis van de drie theorieën voorspellingen worden gedaan. Na de experimenten zullen de modellen aan de waarnemingen gefit worden.

2.4.2. De theorie voor de toename van de gemiddelde snelheid

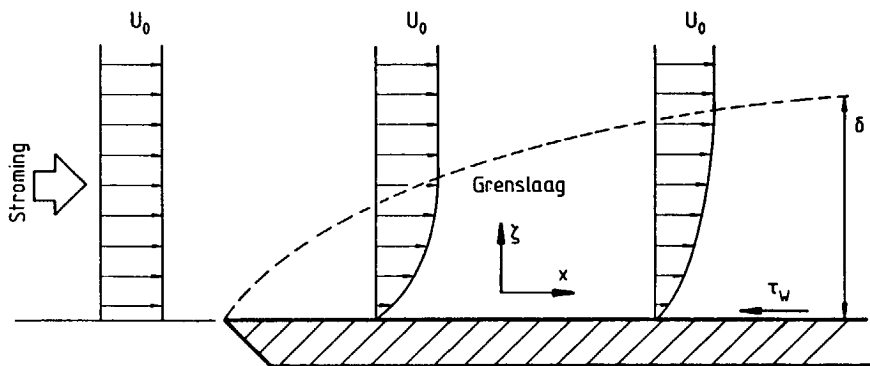
Langs de wand van de testsectie van de windtunnel zal een grenslaag ontstaan. De invloed van de grenslaag zal slechts indirect merkbaar zijn. Omdat de dikte van de grenslaag toeneemt zal het volumetransport steeds minder langs de wanden plaats vinden. Daar het debiet constant blijft, zal de snelheid in de stroming buiten de grenslaag toenemen.

Er wordt aangenomen dat de grenslaag bij $x = 0$ begint en in zijn geheel turbulent is. Er wordt ook verondersteld dat het snelheidsprofiel beschreven wordt door een machtswet. Alhoewel beide veronderstellingen op gespannen voet met de werkelijkheid staan, worden zij in dit geval toepast omdat zij een redelijke benadering vormen en resulteren in eenvoudige algorithmen. De grenslaag is in werkelijkheid in het begin laminair. De werkelijke verdeling van de gemiddelde snelheid in een grenslaag wordt gegeven door Hinze [13], [14] en Schlichting [22].

In een dwarsdoorsnede, waar een bepaalde waarde van de x -coördinaat bij hoort, geldt voor de snelheidsverdeling in de grenslaag volgens de eerdergenoemde machtswet dat :

$$\frac{U_x(x, \zeta)}{U_0(x)} = \left(\frac{\zeta}{\delta(x)} \right)^n \quad (2.28)$$

waarbij $U_x(x, \zeta)$ de gemiddelde snelheid in de x -richting in de dwarsdoorsnede met x -coördinaat x op een afstand ζ van de wand, $U_0(x)$ de gemiddelde snelheid in de x -richting in het gebied buiten de grenslaag in dezelfde dwarsdoorsnede, ζ de afstand van het punt, waar de vergelijking betrekking op heeft tot aan de desbetreffende wand, $\delta(x)$ de dikte van de grenslaag in de dwarsdoorsnede en n de macht is. In figuur 2.2 is de situatie geschetst. De dikte δ wordt meestal gedefinieerd als de afstand van de wand, waarop de waarde van de snelheid gelijk is aan 0.997 maal U_0 .



Figuur 2.2 De grenslaag en de snelheidsverdeling

De Von Kármán integraal-impuls vergelijking zal nu worden toegepast. Deze vergelijking luidt :

$$\frac{\tau_w(x)}{\rho} = \frac{d}{dx} \int_0^{\delta(x)} U_x(x, \zeta) (U_0(x) - U_x(x, \zeta)) d\zeta \quad (2.29)$$

waarbij $\tau_w(x)$ de wandschuifspanning en ρ de dichtheid is. Deze vergelijking is van toepassing op een grenslaag met een constante druk. Er wordt aangenomen dat de drukgradiënt in de onderhavige gevallen zodanig is dat vergelijking (2.29) toepast mag worden. Hinze [13], [14] geeft meer informatie over de Von Kármán integraal-impuls vergelijking. Vergelijking (2.28) wordt in de integraal-impuls vergelijking gesubstitueerd en vervolgens wordt deze vergelijking opgelost. De oplossing ziet er als volgt uit :

$$\frac{\tau_w(x)}{\rho} = \frac{d}{dx} \left\{ (U_0(x))^2 \left(\frac{1}{n+1} - \frac{1}{2n+1} \right) \delta(x) \right\} \quad (2.30)$$

Er bestaat nog een ander verband tussen $\tau_w(x)$ en $U_0(x)$. Per definitie geldt :

$$\frac{\tau_w(x)}{\rho} = c_f 0.5 U_0(x)^2 \quad (2.31)$$

waarbij c_f de specifieke wandwrijvingscoëfficiënt is. Het is mogelijk om een verband tussen c_f en de snelheid $U_0(x)$ af te leiden. De karakteristieke snelheid voor de grenslaag, U^* , wordt als volgt gedefinieerd :

$$U^* = \sqrt{\frac{\tau_w(x)}{\rho}} \quad (2.32)$$

waarbij ρ de dichtheid van het stromende medium is. Deze snelheid wordt de wandschuifspanningssnelheid genoemd. Meer informatie over de definitie en de toepassing van deze snelheid is te vinden in [13], [14] en [22]. De machtswet voor de snelheidsverdeling in de grenslaag is ook met behulp van deze snelheid uit te drukken. Er geldt dan dat :

$$\frac{U_x(x)}{U^*} = A_1 \left(\frac{U^*}{\nu} \right)^n \quad (2.33)$$

waarbij ν de kinematische viscositeit van het fluidum is. Na enig rekenwerk blijkt dat voor deze coëfficiënt geldt :

$$c_f = A' \left(\frac{U_0(x)}{\nu} \delta(x) \right)^{\frac{-2n}{n+1}} \quad (2.34)$$

Substitutie van (2.34) in (2.31) levert dat :

$$\frac{\tau_w(x)}{\rho} = 0.5 A' \left(\frac{U_0(x)}{\nu} \delta(x) \right)^{\frac{-2n}{n+1}} U_0(x)^2 \quad (2.35)$$

Samenvoeging van (2.30) en (2.35) levert de volgende differentiaalvergelijking :

$$\frac{d}{dx} \delta(x) = A' \frac{(n+1)(2n+1)}{2n} \left(\frac{U_0(x)}{\nu} \right)^{\frac{-2n}{n+1}} \delta(x)^{\frac{-2n}{n+1}} \quad (2.36)$$

Bij de afleiding van bovenstaande vergelijking is aangenomen dat geldt :

$$U_0(x)^2 \frac{d}{dx} \delta(x) \gg 2 \delta(x) U_0(x) \frac{d}{dx} U_0(x) \quad (2.37)$$

De uitwerking van de differentiaalvergelijking met als randvoorwaarde dat $\delta = 0$ als $x = 0$ levert dat :

$$\delta(x) = b \left(\frac{U_0(x)}{\nu} \right)^{\frac{-2n}{3n+1}} x^{\frac{n+1}{3n+1}} \quad (2.38)$$

waarbij b een nieuwe constante is.

De snelheidsverdeling binnen de grenslaag als functie van ζ en de dikte van de grenslaag als functie van x zijn nu bekend. De bovenstaande beschouwing ten aanzien van de relatie tussen δ en x is analoog aan die van Hinze in [13]. Zijn beschouwing is echter aangepast aan het probleem van de toenemende snelheid. Bovendien wordt hier geen gebruik gemaakt van de veronderstelling dat n gelijk is aan $\frac{1}{7}$.

Met behulp van een eenvoudige balansvergelijking zal een uitdrukking voor $U_0(x)$ worden afgeleid. Er moet gelden dat :

$$\Phi(0) - \Phi(x) = 0 \quad (2.39)$$

waarbij $\Phi(x)$ het volumedebiet door een dwarsdoorsnede is. Voor de eerste term uit vergelijking (2.39) - het debiet voor $x = 0$ - geldt dat :

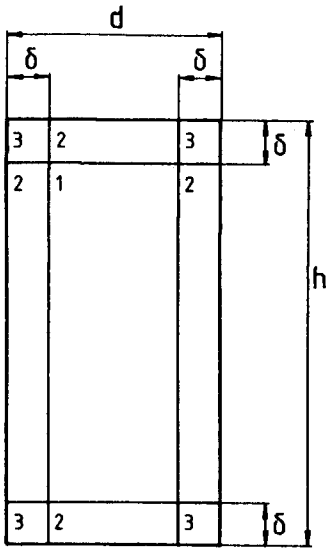
$$\Phi(0) = U_0(0) h d \quad (2.40)$$

waarbij h de hoogte en d de diepte van de tunnel is. De tweede term uit deze vergelijking is opgebouwd uit drie delen. Voor $\Phi(x)$ geldt :

$$\Phi(x) = \Phi_1(x) + \Phi_2(x) + \Phi_3(x) \quad (2.41)$$

De delen zijn achtereenvolgens :

1. het debiet, $\Phi_1(x)$, van de stroming buiten de grenslagen,
2. het debiet, $\Phi_2(x)$, van de stroming in de grenslagen en
3. het debiet, $\Phi_3(x)$, van de stroming in de hoekpunten.



Figuur 2.3 De drie gebieden in een dwarsdoorsnede

De drie gebieden zijn in figuur 2.3 getekend. Voor het eerste deel, $\Phi_1(x)$, geldt dat :

$$\Phi_1(x) = U_0(x) [d - 2 \delta(x)] [h - 2 \delta(x)] \quad (2.42)$$

Het volumedebiet per lengte eenheid door de grenslaag wordt gegeven door :

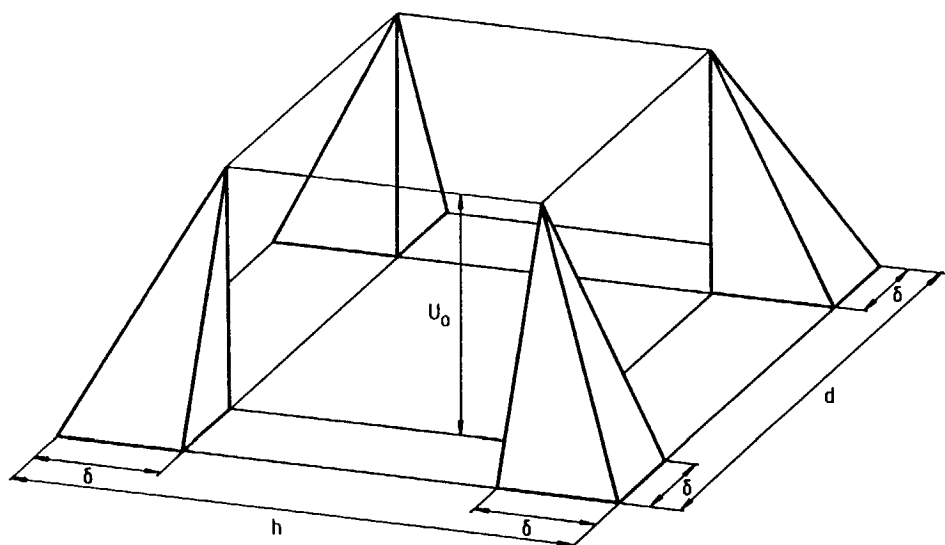
$$\frac{d}{dz} \Phi_2(x) = \int_0^{\delta(x)} U_0(x) \left(\frac{\zeta}{\delta(x)} \right)^n d\zeta = \frac{U_0(x)}{n+1} \delta(x) \quad (2.43)$$

waarbij z de coördinaat in de dwarsdoorsnede loodrecht op de ζ -as is. De z -as ligt dus langs de wand van de tunnel. Verdere uitwerking levert voor het tweede deel, $\Phi_2(x)$, dat :

$$\Phi_2(x) = \frac{U_0(x)}{n+1} \delta(x) \{ 2 (h - 2 \delta(x)) + 2 (d - 2 \delta(x)) \} \quad (2.44)$$

De lengte, die wordt gebruikt voor de berekening van het debiet is gelijk aan de omtrek van de dwarsdoorsnede verminderd met de lengte van de gebieden,

waar de grenslagen elkaar overlappen. Het debiet door deze gebieden - het derde deel - wordt in rekening gebracht door te veronderstellen dat dit debiet met een een piramide benaderd kan worden. Elk gebied bij een hoekpunt levert een bijdrage van een kwart aan de piramide. De opbouw van de piramide is in figuur 2.4 getekend.



Figuur 2.4 De opbouw van de piramide

Voor het derde deel, $\Phi_3(x)$, geldt dat :

$$\Phi_3(x) = \frac{4}{3} U_0(x) \delta(x)^2 \quad (2.45)$$

Uitwerking van vergelijking (2.39) levert dat :

$$U_0(0) d h - U_0(x) \left[(d - 2 \delta(x)) (h - 2 \delta(x)) + \frac{\delta(x)}{n+1} \{ 2 (d - 2 \delta(x)) + 2 (h - 2 \delta(x)) \} + \frac{4}{3} \delta(x)^2 \right] = 0 \quad (2.46)$$

waarbij $\delta(x)$ gegeven wordt door vergelijking (2.38). De oplossing van vergelijking (2.46) levert de waarde van $U_0(x)$.

Het model bevat drie parameters, die gevarieerd kunnen worden. Dat zijn $U_0(0)$, b en n . Het model zal te zijner tijd met behulp van de kleinste kwadraten methode gefit worden aan metingen van $U_0(x)$.

Met het model kan een schatting gemaakt worden van de toename van de gemiddelde snelheid. De hoogte van de testsectie van de tunnel bedraagt 1.00 m en de diepte is 0.50 m. De snelheid bij het rooster is ongeveer 7 m/s. De temperatuur bij de metingen is ongeveer 30 °C en de kinematische viscositeit van lucht bedraagt dan $1.603 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (zie [11]). Voor de waarden van de parameters b en n worden de waarden uit de literatuur (Hinze [13]) voor een grenslaag zonder een drukgradient opgenomen. In dat geval geldt er dat $n = \frac{1}{7}$ en dat $b = 0.382$. De afstand tussen de verschillende punten, waarbij gemeten wordt en het rooster ligt tussen de 1.25 m en de 3.25 m. De resultaten van de schattingen staan in tabel 2.1.

Tabel 2.1 De toename van de gemiddelde snelheid en de toename van de dikte van de grenslaag

x [m]	$U_0(x)$ [m/s]	$\delta(x)$ [mm]
1.25	7.210	33.81
1.75	7.289	44.15
2.25	7.369	53.87
2.75	7.452	63.11
3.25	7.537	71.96

Er kan nu onderzocht worden of aan de eis uit vergelijking (2.37) wordt voldaan. Deze eis luidt :

$$U_0(x)^2 \frac{d}{dx} \delta(x) \gg 2 \delta(x) U_0(x) \frac{d}{dx} U_0(x)$$

Deze vergelijking wordt als volgt benaderd :

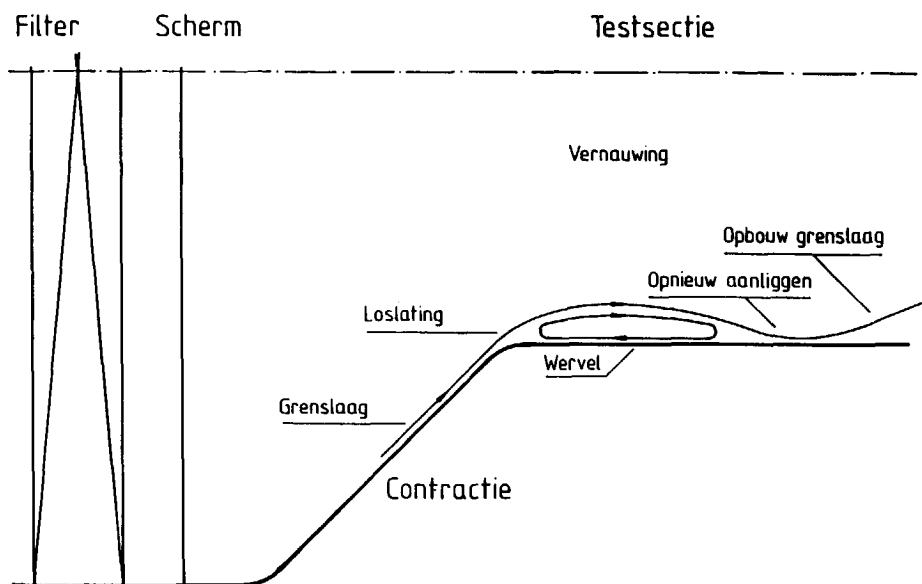
$$U_0(x) \frac{\Delta \delta(x)}{\Delta x} \gg 2 \delta(x) \frac{\Delta U_0(x)}{\Delta x} \quad (2.47)$$

$U_0(x)$ wordt verondersteld gelijk te zijn aan het gemiddelde van $U_0(0)$ en $U_0(3.25)$, $\Delta \delta(x)$ wordt benaderd met $\delta(3.25)$, $\delta(x)$ wordt benaderd met het gemiddelde van $\delta(0)$ en $\delta(3.25)$ en $\Delta U_0(x)$ wordt benaderd met het verschil tussen $U_0(0)$ en $U_0(3.25)$. De benadering is dan te vereenvoudigen tot :

$$U_0 \gg \Delta U_0 \quad (2.48)$$

waarbij U_0 de benadering van $U_0(x)$ en ΔU_0 de benadering van $\Delta U_0(x)$ is. De waarde van U_0 is 7.2685 m/s en de waarde van ΔU_0 bedraagt 0.537 m/s. De aanname, die nodig was om (2.36) af te leiden, is derhalve terecht verricht.

Langs de wand van de contratie ontstaat een grenslaag. Deze grenslaag kan loslaten in de bocht aan de uitgang van de contractie (zie Pankhurst en Holder [18]). De losgelaten grenslaag zal in de richting van het hart van de stroming bewegen (zie van Dyke [12] plaat 38). Na een bepaalde afstand in de stromingsrichting gaat de grenslaag weer aanliggen. In het gebied tussen de losgelaten grenslaag en de wand zal een wervel ontstaan. Door middel van deze wervels creëert de stroming na de contractie nog een vernauwing. In deze vernauwing wordt de hoofdstroming tot aan de keel versneld. Daarna wordt zij weer afgeremd. Bij het afremmen beweegt er lucht van het hart van de stroming in de richting van de wand en derhalve zal U_y in een dwarsdoorsnede niet constant zijn. Het stromingspatroon is in figuur 2.5 getekend. Bij het model voor de beschrijving van de toename van U_0 is met dit effect geen rekening gehouden.



Figuur 2.5 Het stromingspatroon

Op grond van het voorafgaande is duidelijk geworden dat men met twee effecten heeft te maken. In de eerste plaats is dat de opbouw van de grenslaag en in de tweede plaats is dat het effect ten gevolge van de vernauwing. Het eerste effect doet de snelheid toenemen. Het tweede effect zorgt daarentegen, na een aanvankelijke toename, voor een afname van de snelheid. Dit effect komt ook tot uitdrukking in een gradiënt in U_y .

Direkt na de contractie bevindt zich het rooster. De invloed van het rooster op de hierboven beschreven verschijnselen is tweeledig. Ten eerste zal het de ontwikkeling van wervels bij de vernauwing tegenwerken. Ten tweede zal het de omslag van de grenslaag van laminair naar turbulent bespoedigen. De grootste verstoring zal de wervels het krachtigst onderdrukken en de grenslaag het snelst doen omslaan. De uitkomsten van de metingen met grove rooster zullen derhalve het dicht bij de theorie liggen.

2.4.3. De theorie voor de afname van de energie van de turbulentie

Met een rooster wordt turbulentie in de testsectie van de windtunnel opgewekt. De wervels van de turbulentie bevatten een bepaalde hoeveelheid kinetische energie. Omdat lucht visceus is, wordt deze kinetische energie via allerlei processen omgezet in warmte. De in de turbulentie opgeslagen energie neemt dan ook in de stromingsrichting af. Voor deze afname in een homogene en isotrope stroming is door Batchelor [1] een model opgesteld.

Volgens Batchelor zijn de eigenschappen van de turbulentie in een dwarsdoorsnede homogeen als de afstand tussen deze dwarsdoorsnede en het rooster groter is dan 10 maal de steek tussen de staven van het rooster. Hetzelfde criterium geldt ook voor het optreden van isotropie in een dwarsdoorsnede. De afname van de energie wordt beschreven door de volgende vergelijking :

$$\frac{U_0(x)^2}{\sigma_x(x)^2} = a \left(\frac{x}{M} - \frac{x_{0,u}}{M} \right) \quad (2.49)$$

waarbij U_0 de gemiddelde snelheid in de x-richting, σ_x de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting, a een constante, die hoofdzakelijk afhangt van de vorm van het rooster, M de steek tussen de staven van het rooster en $x_{0,u}$ een constante is. Het is gebleken dat a ook een zwakke functie is van het kental van Reynolds ($U_0 M / \nu$). Vergelijking (2.49) is toepasbaar als geldt dat :

$$10 < \frac{x}{M} < 120 \text{ à } 200 \quad (2.50)$$

Er wordt gewerkt met roosters, die opgebouwd zijn uit horizontaal en verticaal geplaatste ronde staven. De mazen tussen deze staven zijn vierkant. De gegevens van de roosters zijn in tabel 2.2 kort weergegeven.

Tabel 2.2 Gegevens van de roosters

Rooster	Diameter staven [mm]	Steek [mm]
Fijn	10	50
Middelfijn	15	75
Grof	20	100

De afstand tussen de verschillende punten, waarbij gemeten wordt en het rooster ligt tussen de 1.25 m en de 3.25 m. Aangezien de eerste metingen telkens bij $x = 1.25$ m worden verricht, wordt bij alle metingen voldaan aan de eis dat $x > 10 \cdot M$. De laatste metingen worden ten hoogste bij $x = 3.25$ m verricht. Ook de bovengrens van het toepassingsgebied van vergelijking (2.49) wordt derhalve niet overschreden.

Volgens Batchelor [1] is α bij een rooster met vierkante mazen ongeveer gelijk aan 134 en is $x_{0,u}$ in dat geval van de orde van grootte van $10 \cdot M$. Toepassing van vergelijking (2.49) bij de drie verschillende roosters levert een schatting voor de grootte van de standaard afwijking van de snelheid. De gemiddelde snelheid in de windtunnel is ongeveer 7 m/s. Met het toenemen van de gemiddelde snelheid is bij deze schattingen geen rekening gehouden. De schattingen staan in tabel 2.3.

Tabel 2.3 Schatting van de standaard afwijking
van de snelheid bij drie roosters

x [m]	Fijn		Middelfijn		Grof	
	$(U_0/\sigma_x)^2$ [-]	σ_x [m/s]	$(U_0/\sigma_x)^2$ [-]	σ_x [m/s]	$(U_0/\sigma_x)^2$ [-]	σ_x [m/s]
1.25	2010.0	0.156	893.3	0.234	335.0	0.382
1.75	3350.0	0.121	1786.7	0.165	1005.0	0.221
2.25	4690.0	0.102	2680.0	0.135	1675.0	0.171
2.75	6030.0	0.090	3573.3	0.117	2345.0	0.144
3.25	7370.0	0.082	4466.7	0.105	3015.0	0.127

Volgens Batchelor [1] geldt er voor de Kolmogorov lengteschaal η dat :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{0.25} \approx 3.1 M \left(\frac{x}{M}\right)^{0.5} \left(\frac{U_0 M}{\nu}\right)^{-0.75} \quad (2.51)$$

waarbij ϵ de snelheid van de dissipatie per eenheid van massa is. Door gebruik te maken van de definitie van de Kolmogorov tijdschaal τ_K wordt een uitdrukking van deze tijdschaal bepaald. De definitie (zie Tennekes en Lumley [28]) luidt :

$$\tau_K = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{0.5} \quad (2.52)$$

Voor stroming in een windtunnel achter een rooster geldt dan :

$$\tau_K = \frac{\eta^2}{\nu} \approx 9.61 \frac{M^2}{\nu} \left(\frac{x}{M}\right) \left(\frac{U_0 M}{\nu}\right)^{-1.5} \quad (2.53)$$

In de onderstaande tabellen staan de schattingen van de groottes van de Kolmogorov schalen in de verschillende situaties.

Tabel 2.4 Een overzicht van de Kolmogorov tijdschalen

x [m]	τ_K		
	fijn rooster [s]	middelfijn rooster [s]	grof rooster [s]
1.25	$11.61 \cdot 10^{-3}$	$9.48 \cdot 10^{-3}$	$8.21 \cdot 10^{-3}$
1.75	$16.26 \cdot 10^{-3}$	$13.28 \cdot 10^{-3}$	$11.50 \cdot 10^{-3}$
2.25	$20.91 \cdot 10^{-3}$	$17.07 \cdot 10^{-3}$	$14.78 \cdot 10^{-3}$
2.75	$25.55 \cdot 10^{-3}$	$20.86 \cdot 10^{-3}$	$18.07 \cdot 10^{-3}$
3.25	$30.20 \cdot 10^{-3}$	$24.65 \cdot 10^{-3}$	$21.35 \cdot 10^{-3}$

Tabel 2.5 Een overzicht van de Kolmogorov lengteschalen

x [m]	η		
	fijn rooster [μm]	middelfijn rooster [μm]	grof rooster [μm]
1.25	431.5	389.9	362.8
1.75	510.5	461.3	429.3
2.25	578.9	523.1	486.8
2.75	640.0	578.3	538.2
3.25	695.7	628.7	585.0

2.4.4. De theorie voor de dispersie van de deeltjes

Er wordt verondersteld dat de relaxatietijden van de gebruikte deeltjes veel kleiner zijn dan de Kolmogorov tijdschalen van de verschillende turbulente stromingen. Bovendien wordt aangenomen dat de afmetingen van de deeltjes kleiner zijn dan de Kolmogorov lengteschalen. Daarnaast worden de effecten van de zwaartekracht verwaarloosd. De deeltjes zullen derhalve alle veranderingen in de stroming bijna perfect volgen. Daarom wordt verondersteld dat de eigenschap van een turbulente stroming om deeltjes te transporteren met een juist gekozen dispersie coëfficiënt beschreven kan worden. Na de karakterisatie van de deeltjes kunnen deze veronderstellingen voorlopig getest worden. De definitieve test volgt na de metingen aan de stroming in de testsectie. Dan kunnen de groottes van de Kolmogorov schalen werkelijk berekend worden.

De dispersie coëfficiënt is niet alleen een eigenschap van de twee betreffende stoffen - het gas en de deeltjes - maar ook van de stroming. Zoals Tennekes en Lumley [28] op merken, moet men er dan voor waken dat het doel om het verschijnsel turbulentie te leren begrijpen niet uit het oog wordt verloren.

Het transport van deeltjes is - gezien de bovenstaande veronderstellingen - analoog aan het transport van een passieve scalaire grootheid door een stroming. De concentratie van een ander gas of warmte zijn bijvoorbeeld van een scalaire grootheid. De metingen vertonen dan ook gelijkenis met die van Nakamura et. al. [17] aan de verspreiding van een kleurstof vanuit een puntbron in een turbulente waterstroming.

Het transport van een gas in de stroming van een ander gas wordt beschreven door :

$$\rho \left(\frac{\partial c}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla c \right) = \nabla \cdot (\rho D \nabla c) \quad (2.54)$$

waarbij c de concentratie van het gas en D de diffusie coëfficiënt is. De afleiding van deze vergelijking wordt onder andere door Chesters [8] en Tennekes en Lumley [28] gegeven. Voor een stilstaande waarnemer gaat het om een stationaire situatie. De afgeleide naar de tijd in de beschrijving volgens Euler is derhalve gelijk aan nul. In dit geval zal ook van de Reynolds-ontbinding gebruik gemaakt worden. Er geldt :

$$u_i = U_i + u'_i \quad (2.55)$$

$$c = C + c' \quad (2.56)$$

waarbij U_i en C de gemiddelde waarde van een snelheidscomponent respectievelijk de concentratie zijn. De variaties worden aangegeven met u'_i en c' . Het resultaat van de ontbinding is :

$$U_i \frac{\partial C}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D \frac{\partial C}{\partial x_i} - \overline{u'_i c'} \right) \quad (2.57)$$

De term $\overline{u'_i c'}$ in het rechter lid van vergelijking (2.57) beschrijft het transport van stof door turbulentie. Deze term geeft de koppeling aan tussen het snelheidsveld en het veld van de scalaire grootheid.

Er wordt nu verondersteld dat het transport van de deeltjes ook met vergelijking (2.57) beschreven worden kan. Ten aanzien van het rechter lid wordt aangenomen dat het transport van de deeltjes uitsluitend en alleen het gevolg is van turbulentie. De enige belangrijke term uit het rechter lid is dan $\overline{u'_i c'}$. Vervolgens wordt er ten aanzien van de term $\overline{u'_i c'}$ aangenomen dat geldt :

$$- \overline{u'_i c'} = D^* \frac{\partial C}{\partial x_i} \quad (2.58)$$

waarbij D^* de dispersie coefficient van de deeltjes is. Deze dispersie coefficient is niet alleen een eigenschap van de het stromende medium en de deeltjes maar ook van de stroming. Vergelijking (2.57) is na deze verwaarlozing als volgt te schrijven.

$$\underline{U} \cdot \nabla C = \nabla \cdot (D^* \nabla C) \quad (2.59)$$

Er wordt aangenomen dat D^* voor alle richtingen gelijk is. Omdat de verspreiding van uit een puntbron in een stromend medium onderzocht wordt, zal van cylinder-coördinaten gebruik worden gemaakt. De x-as is evenwijdig aan de stromingsrichting. De oorsprong van dit coördinaten stelsel valt samen met het hart van het rooster. Daarenboven zal er verondersteld worden dat :

- i. D^* constant is,
- ii. de situatie rotatie-symmetrisch is en
- iii. alleen U_x niet gelijk aan nul is.

Er geldt dan dat :

$$U_x \frac{\partial C}{\partial x} = D^* \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) \quad (2.60)$$

De randvoorwaarden zijn in dit geval :

- i. $C = 0$ als $x = x_{0,c}$ en $r \neq 0$,
- ii. $C = C_0$ als $x = x_{0,c}$ en $r = 0$,
- iii. $\frac{\partial C}{\partial x} = 0$ als $r = 0$ en
- iv. $\lim_{r \rightarrow \infty} C = 0$

waarbij $x_{0,c}$ de positie van de bron is. Het is mogelijk om met de randvoorwaarden een oplossing van vergelijking (2.59) te bepalen. Dit kan een analytische of een numerieke oplossing zijn. Een overzicht van de analytische oplossingen voor een aantal situaties worden gegeven door Bischoff en Levenspiel [3]. Volgens Hinze [14] is de oplossing van vergelijking (2.59) voor het geval dat $r \ll x$:

$$C(x,r) = \frac{S}{4 \pi D^* |x|} e^{-\frac{U_x}{4 D^* |x|} (r^2)} \quad (2.61)$$

waarbij S een maat voor de sterkte van de bron en $|x|$ de afstand tussen de bron en het punt, waar de vergelijking betrekking op heeft, is.

De werkwijzen voor het bepalen van een numerieke oplossingen van diffusie-vergelijkingen worden beschreven door van Kan en Segal [15]. Voorbeelden van numerieke oplossingen worden onder andere gegeven door M.G.B.V. Rasteiro [20].

Het gemiddelde concentratie profiel bij een bepaalde waarde van x wordt beschreven met een normale verdeling. Dat wil zeggen dat :

$$C(r) = A \frac{1}{\sigma_c \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left\{ \frac{r}{\sigma_c} \right\}^2} \quad (2.62)$$

waarbij σ_c de standaard afwijking van de concentratie verdeling, en A het oppervlak onder de curve is. Derhalve kan de standaard afwijking van het concentratie profiel als functie van x als volgt worden beschreven :

$$\sigma_c^2 = \frac{2 D^*}{U_0} (x - x_{0,c}) \quad (2.63)$$

waarbij U_0 de gemiddelde snelheid in de x -richting in het hart van de stroming en $x_{0,c}$ de x -coördinaat van de virtuele bron is. De waarde van $x_{0,c}$ zal in het algemeen groter zijn dan de waarde van de x -coördinaat van de werkelijke bron. Volgens Hinze [14] is σ_c^2 aanvankelijk evenredig met x^2 en pas na enige tijd evenredig met x .

Omdat de waarde van U_0 toeneemt als x toeneemt vanwege de opbouw van een grenslaag, is het correcter om (2.63) te vervangen door :

$$\sigma_c^2 = 2 D^* \int_{x_{0,c}}^x \frac{1}{U(\xi)} d\xi \quad (2.64)$$

waarbij ξ een hulpvariable voor de integratie langs de x -as is. De waarde van $U_0(\xi)$ wordt gegeven door het eerder beschreven model.

Volgens de kinetische gastheorie geldt voor de diffusie coëfficiënt van een binair gasmengsel dat :

$$D = \frac{1}{3} \left(\frac{n_1}{n} l_2 \bar{v}_2 + \frac{n_2}{n} l_1 \bar{v}_1 \right) \quad (2.65)$$

waarbij n het totaal aantal moleculen per volume eenheid, n_1 en n_2 het aantal moleculen per volume eenheid van de eerste stof respectievelijke tweede stof, l_1 en l_2 de gemiddelde vrije weglengte van de moleculen van de eerste stof respectievelijk de tweede stof, \bar{v}_1 en \bar{v}_2 de gemiddelde snelheid

van de moleculen van de eerste stof respectievelijk de tweede stof is. De afleiding van vergelijking (2.65) wordt onder andere gegeven door de Boer [4]. De waarde van de dispersie coëfficiënt wordt nu op een analoge wijze geschat.

G.I. Taylor [27] gaf in 1921 als eerste een statistische beschrijving van de dispersie fluidum deeltjes vanuit een puntbron in een homogene turbulente stroming. Hij legt een verband tussen het gemiddelde van de kwadraten van de verplaatsingen van de fluidum deeltjes enerzijds en het gemiddelde van de kwadraten van hun snelheden en de Lagrange snelheids correlatiecoëfficiënt, $r_{L,j,j}(\tau)$, anderzijds.

Taylor heeft dit resultaat slechts toegepast op fluidum deeltjes. Snyder en Lumley [24] hebben aangetoond dat zijn resultaat ook gebruikt kan worden bij de dispersie van deeltjes mits alle grootheden geïnterpreteerd worden alsof zij behoren tot een deeltje. Er wordt verondersteld dat voor alle soorten deeltjes, die bij dit onderzoek worden toegepast zowel de relaxatietijd als de gemiddelde diameter kleiner is dan de Kolmogorov tijdschaal respectievelijk de Kolmogorov lengteschaal. Daarom zullen zij zelden het hen omringende fluidum element verlaten en is er niet of nauwelijks onderscheid te maken tussen een fluidum element en een deeltje.

Er wordt verondersteld dat de verspreiding van de deeltjes in dit geval als een prop-stroming mag worden opgevat. Het transport in de stromingsrichting door convectie is immers veel groter dan dat ten gevolge van dispersie. Er zal derhalve slechts naar de verspreiding loodrecht op stromingsrichting worden gekeken. Taylor ging uit van een situatie zonder een gemiddelde snelheid. Omdat de versnellingen van de prop gering zijn, zal worden aangenomen dat een Galilei-transformatie toepasbaar is. In dat geval geldt voor de verplaatsing van een deeltje loodrecht op de stromingsrichting dat :

$$\sigma_c^2 = \overline{(X_j - a_j)^2} = 2 \overline{v_j^2} \int_0^t \int_0^{t'} r_{L,j,j}(\tau) d\tau dt' \quad (2.66)$$

waarbij de index j slaat op een richting loodrecht op de stroming. De sommatie-conventie geldt niet voor vergelijking (2.66). Omdat de gemiddelden van de snelheden loodrecht op de stromingsrichting gelijk aan nul zijn, is u'_i gelijk aan u_i en v'_i gelijk aan v_i en derhalve worden de accent-tekens

weggelaten. Er wordt verondersteld dat $\overline{v_j^2}$ gelijk is aan $\overline{u_j^2}$. Toepassing van deze veronderstelling, die eerder aan de orde is geweest, levert dat :

$$\sigma_c^2 = \overline{(X_j - a_j)^2} = 2 \overline{u_j^2} \int_0^t \int_0^{t'} r_{j,j}(\tau) d\tau dt' \quad (2.67)$$

Voor lange tijden worden de fluctuaties in de snelheid ongecorrleerd. Dan is het mogelijk om een Lagrange integrale tijdschaal, T_L , te definiëren. Voor deze tijdschaal geldt :

$$T_L = \int_0^\infty r_{j,j}(\tau) d\tau \quad (2.68)$$

Combinatie van de vergelijkingen (2.67) en (2.68) levert dat :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \sigma_c^2 = 2 \overline{u_j^2} T_L t \quad (2.69)$$

Taylor definieerde D^* als $\overline{u_j^2} T_L$.

De dispersie coëfficiënt is ook in dit geval het product van een karakteristieke lengtemaat en een karakteristieke snelheidsmaat. Voor de kenmerkende lengtemaat, l_k , geldt dat :

$$l_k = \sqrt{\overline{u^2}} T_L = \sigma_x T_L \quad (2.70)$$

Dit is een maat voor de afstand tussen twee punten, waarover er nog een correlatie tussen de snelheden in deze punten bestaat. Voor de kenmerkende snelheidsmaat, u_k , geldt :

$$u_k = \sqrt{\overline{u_j^2}} = \sigma_x \quad (2.71)$$

De onderzochte stroming wordt als een prop-stroming beschouwd. Een maat voor de snelheid in een prop, die met de gemiddelde snelheid door de testsectie beweegt, is de standaard afwijking van de snelheid. Omdat de stroming na een rooster isotroop is, is strandaard afwijking van een snelheid loodrecht op

de stromingsrichting gelijk aan σ_x . Dit is bij de vergelijkingen (2.70) en (2.71) reeds toegepast.

Het bezwaar tegen een mengwegtheorie is het feit, dat de schalen van de processen, die verantwoordelijk zijn voor de dispersie, gelijk zijn aan de schalen van de grootheden, die samenhangen met de verspreide eigenschap. In tegenstelling tot diffusie in moleculaire zin bestaat er bij dispersie geen verschil tussen de microscopische en de macroscopische schaal. De theorie van Taylor, die hier wordt toegepast om een uitdrukking voor D^* af te leiden, is in principe echter een correcte beschrijving van de verspreiding van scalaire grootheden door een turbulente stroming.

Volgens Taylor en Middleman [26] (zie ook Calabrese en Middleman [7]) bestaat er het volgende verband tussen de Taylor microschaal, λ , en de Lagrange integrale tijdschaal :

$$\lambda^2 = 24 \nu T_L \quad (2.72)$$

Derhalve geldt er voor de dispersie coëfficiënt dat :

$$D^* = \overline{u_j^2} \frac{\lambda^2}{24 \nu} \quad (2.73)$$

Substitutie van deze vergelijking in vergelijking (2.63) en de vervanging van $\overline{u_j^2}$ door σ_x^2 levert dat :

$$\sigma_c^2 = 2 \sigma_x^2 \frac{\lambda^2}{24 \nu} \frac{(x - x_{0,c})}{U_0} \quad (2.74)$$

Met behulp van de gegevens van Batchelor [1] voor de standaard afwijking van de snelheid en de Taylor microschaal kan nu een schatting voor de dispersie coëfficiënt bepaald worden. De gegevens over de standaard afwijking zijn hiervoor al vermeld. Voor de Taylor microschaal geldt dat :

$$\lambda^2 = \frac{10 \nu}{U_0} (x - x_{0,u}) \quad (2.75)$$

De breedte van de concentratie verdeling, σ_c , voor verschillende waarden van x kan nu afgeleid worden. De resultaten van de berekeningen staan in tabel 2.6. De waarden van σ_x zijn afkomstig uit tabel 2.3. Vergelijking (2.75) werd toegepast om λ te berekenen. De gemiddelde snelheid van de lucht in de testsectie is 7 m/s en de toename van deze snelheid wordt buiten beschouwing gelaten. De waarde van de kinematische viscositeit van lucht bij

een temperatuur van 30 °C is $1.603 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (zie [11]). De waarde van $x_{0,u}$ is verondersteld gelijk aan $10 \cdot M$ te zijn. De waarde van de dispersie coëfficiënt is geschat met vergelijking (2.73). De toepassing van vergelijking (2.74) levert de breedte, σ_c , van de concentratie verdeling. De waarde van $x_{0,c}$ is verondersteld gelijk aan de werkelijke waarde van de x-coördinaat van de bron te zijn. Dat wil zeggen dat $x_{0,c}$ is gelijk aan 0.38 m.

Tabel 2.6 Schattingen voor λ , D^* en de breedte van de concentratie verdeling

rooster	x [m]	σ_x [m/s]	λ [mm]	D^* $10^{-3} \text{ [m}^2/\text{s]}$	σ_c [mm]
fijn	1.25	0.156	4.14	1.088	16.4
	1.75	0.121	5.35	,, ,	20.6
	2.25	0.102	6.33	,, ,	24.1
	2.75	0.090	7.18	,, ,	27.1
	3.25	0.082	7.94	,, ,	29.8
middel	1.25	0.234	3.38	1.632	20.1
	1.75	0.166	4.79	,, ,	25.3
	2.25	0.135	5.86	,, ,	29.5
	2.75	0.117	6.77	,, ,	33.2
	3.25	0.105	7.57	,, ,	36.6
grof	1.25	0.382	2.39	2.177	23.3
	1.75	0.221	4.14	,, ,	29.2
	2.25	0.171	5.35	,, ,	34.1
	2.75	0.145	6.33	,, ,	38.4
	3.25	0.127	7.18	,, ,	42.2

Gezien de onzekerheden in de modellen zijn de in tabel 2.6 vermelde resultaten slechts schattingen van de orde van grootte van de verschillende grootheden. Opmerkelijk is echter dat D^* constant is. Het effect van een afname van σ_x wordt kennelijk volledig gecompenseerd door een toename van

T_L . Een veronderstelling, die nodig was bij de afleiding van een aantal vergelijkingen wordt zo bevestigd.

Uit eerdere schattingen is de dikte van de grenslaag bekend. Een vergelijking tussen deze schattingen, de schattingen van de verspreiding en de afmetingen van de testsectie leert dat er geen overlap is tussen de grenslaag en het gebied, waarin de dispersie voornamelijk optreedt. Derhalve zal een te verwaarlozen aantal deeltjes in de grenslaag komen.

2.4.5. Slotopmerkingen

De modellen voor de toename van de gemiddelde snelheid, de afname van de energie van de turbulentie en de dispersie van de deeltjes vanuit een puntbron zijn ontwikkeld. Deze modellen zullen aan de metingen gefit worden. De eerste theorie maakt het mogelijk om de dikte van de grenslaag te schatten. De groottes van de Taylor microschaal en de Kolmogorov schalen kunnen met de tweede theorie bepaald worden. Daarna zal de grootte van de constante uit vergelijking (2.73) bepaald worden. Deze constante wordt c_{disp} genoemd. Er geldt dat :

$$c_{disp} = \frac{\sigma_x^2 \lambda^2}{D^* \nu} \quad (2.76)$$

Volgens de theorie (zie [7] en [26]) moet c_{disp} gelijk aan 24 zijn.

De studie van de verspreiding van scalaire grootheden door een turbulente stroming is niet alleen van belang voor het ontwikkelen van inzicht in het verschijnsel turbulentie maar ook van praktisch belang in verband met de verspreiding van vervuiling, het mengen van stoffen en chemische reactoren.

2.5. Literatuur

- [1] G.K. Batchelor
The theory of homogeneous turbulence
Cambridge University Press, Cambridge, 1953 (1986)
- [2] G.K. Batchelor
An Introduction to Fluid Dynamics
Cambridge University Press, Cambridge, 1967
- [3] K.B. Bischoff and O. Levenspiel
"Fluid dispersion-generalization and comparison of mathematical models
I Generalization of models"
Chemical Engineering Science, 1962, Vol. 17, pp. 245-255
- [4] J. de Boer
Atomistische warmteleer
In : R. Kronig
Leerboek der natuurkunde
Scheltema & Holkema N.V., Amsterdam, 1951
- [5] A.N. Borghouts
Inleiding in de mechanica
Delftsche Uitgevers Maatschappij B.V., Delft, 1976
- [6] O. Bottema
Theoretische mechanica
Scheltema & Holkema N.V., Amsterdam, 1970
- [7] R.V. Calabrese and S. Middleman
"The Dispersion of Discrete Particles in a Turbulent Fluid Field"
AIChE Journal (Vol. 25, No. 6)
November, 1979, pp. 1025 - 1035
- [8] A.K. Chesters
Collegedictaat Stroming en Warmteoverdracht III
Vakgroep Stromingsleer, Afdeling der Werktuigbouwkunde,
Technische Hogeschool Delft, 1976
- [9] A.K. Chesters
Fundamental Problems in Gas-Liquid Two-Phase Flow
Ph.D. Thesis, Delft University of Technology, 1978
- [10] S. Corrsin
"Estimates of the Relation between Eulerian and
Lagrangian Scales in Large Reynolds Number Turbulence"
Journal of the Atmospheric Sciences, Volume 20,
March 1963, pp. 115 - 119

- [11] H. Dubbel
Taschenbuch für den Maschinenbau
15. , korrigierte und ergänzte Auflage
Herausgegeben von W. Beitz und K.-H. Küttner
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1983
- [12] M. Van Dyke
An Album of Fluid Motion
The Parabolic Press, Stanford California, 1982
- [13] J.O. Hinze
Collegedictaat Stroming en Warmteoverdracht
Laboratorium voor aero- en hydrodynamica
Technische Hogeschool Delft, 1964
- [14] J.O. Hinze
Turbulence
McGraw-Hill, New York etc., 1975
- [15] J. van Kan en A. Segal
Collegedictaat Numerieke Analyse CII/BIII
Onderafdeling der Wiskunde,
Technische Hogeschool Delft, 1979
- [16] H. Leijdens
Collegedictaat Stroming en Warmteoverdracht II
Vakgroep Stromingsleer, Afdeling der Werktuigbouwkunde,
Technische Hogeschool Delft, 1980
- [17] I. Nakamura, Y. Sakai and M. Miyata
"Diffusion of matter by a non-buoyant plume in
grid-generated turbulence"
J. Fluid Mech. (1987), vol. 178, pp. 379 - 403
- [18] R.C. Pankhurst and D.W. Holder
Wind-tunnel Technique
Sir Isaac Pitman & Sons Ltd., London, 1968
- [19] L.M. Pismen and A. Nir
"On the motion of suspended particles in stationairy
homogeneous turbulence"
J. Fluid Mech. (1978), Vol. 84, part 1, pp. 193 - 206
- [20] M.G.B.V. Rasteiro
Transporte hidráulico de sólidos
(estudo do mecanismo de suspensão)
Tese de Doutoramento, Universidade de Coimbra,
Portugal, 1988

- [21] M.W. Reeks
 "On the dispersion of small particles in an
 isotropic turbulent fluid"
 J. Fluid Mech. (1977), Vol. 83, part 3, pp. 529 - 546
- [22] H. Schlichting
 Boundary-Layer Theory
 McGraw-Hill Book Company, New York NY, 1979
- [23] T.H. Shih and J.L. Lumley
 "Second-order modelling of particle dispersion in a turbulent flow"
 J. Fluid Mech. (1986), Vol. 163, pp. 349 - 363
- [24] W.H. Snyder and J.L. Lumley
 "Some measurements of particle velocity autocorrelation
 functions in a turbulent flow"
 J. Fluid Mech. (1971), Vol. 48, part 1, pp. 41 - 71
- [25] M.R. Spiegel
 Theoretical Mechanics
 Schaum's Outline Series
 McGraw-Hill Book Company, New York etc., 1967
- [26] A.R. Taylor and S. Middleman
 "Turbulent Dispersion in Drag Reducing Fluids"
 AIChE Journal (Vol. 20, No. 3)
 May, 1974, pp. 454 - 461
- [27] G.I. Taylor
 "Diffusion by continuous movements"
 Proceedings of the London Mathematical Society, Series 2,
 Volume 20, pp. 196 - 212, (1921)
- [28] H. Tennekes and J.L. Lumley
 A First Course in Turbulence
 The MIT Press, Cambridge MA and London (UK), 1972
- [29] R.C. Weast, M.J. Astle and W.H. Beyer
 CRC Handbook of Chemistry and Physics
 66th edition 1985 - 1986
 CRC Press, Inc. Boca Raton FL
- [30] M.R. Wells and D.E. Stock
 "The effects of crossing trajectories on the dispersion
 of particles in a turbulent flow"
 J. Fluid Mech. (1983), Vol. 136, pp. 31 - 62

3 De meetopstelling

3.1. Inleiding

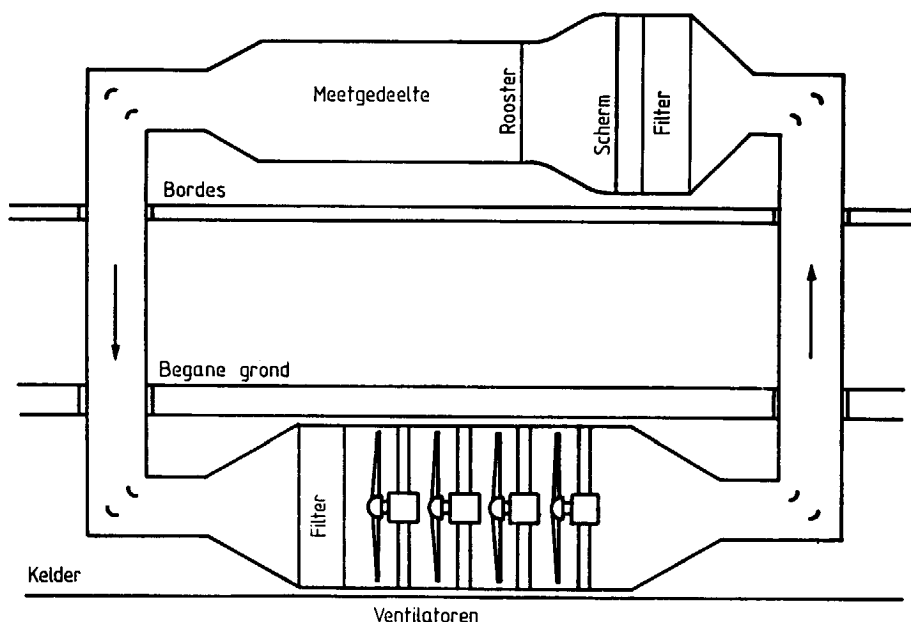
Ten behoeve van het onderzoek is een meetopstelling gebouwd. Dit hoofdstuk gaat over de verschillende onderdelen van deze opstelling. Achtereenvolgens worden de windtunnel, de aerosolgeneratoren, de laser Doppler apparatuur en de impactor beschreven.

In de testsectie van de windtunnel wordt de turbulente stroming, waarin gemeten zal worden, opgewekt. De aerosolgeneratoren brengen de deeltjes in een kleine luchtstroming. Deze stroming mondt uit in de windtunnel. De verspreiding van de deeltjes in de testsectie wordt met de laser Doppler apparatuur gemeten.

De impactor werd gebruikt om een speciaal voor dit onderzoek ontwikkelde aerosolgenerator te testen.

3.2. De windtunnel

Ten behoeve van het onderzoek is een windtunnel gebouwd. De metingen aan de verspreiding van deeltjes door een turbulente stroming werden in deze tunnel verricht. De tunnel is opgebouwd in het apparaten laboratorium van het laboratorium voor Chemische Technologie van de Technische Universiteit te Delft. De constructie van de tunnel is in figuur 3.1 geschetst.



Figuur 3.1 De constructie van de windtunnel

In de kelder bevinden zich vier in serie geschakelde ventilatoren. Deze ventilatoren zorgen voor de luchtstroming. De ventilatoren worden elk aangedreven door een eigen draaistroom motor met een kortsluitanker. Het vermogen van elke motor is 3 kW. De snelheid in de tunnel is trapsgewijs instelbaar door motoren in of uit te schakelen. De snelheid in de testsectie kan tussen de 3.5 en de 7 m/s liggen. Het verdient overigens aanbeveling om in de toekomst een voorziening te treffen, waardoor het mogelijk wordt om de snelheid traploos in te stellen. Dit zou kunnen door een "by pass" in het circuit op te nemen of door de motoren te voeden vanuit een electronische

inrichting, die een draaistroom met een instelbare frequentie opwekt. Het toerental van een kortsluitanker-motor is immers rechtevenredig met de frequentie van de voedingsspanning.

De stroming passeert na de ventilatoren een contractie. Door een kanaal met ijzeren wanden stroomt de lucht vervolgens naar een bocht van 90°. Het kanaal heeft een vierkante dwarsdoorsnede van 500 bij 500 mm. Deze bocht is ontworpen volgens figuur 5.60 uit Perry [13]. De schoepen in de bocht zorgen er voor dat secundaire stromingen in de bocht tot een minimum beperkt worden. Ten gevolge van dit feit wordt de weerstand van de bocht aanzienlijk verlaagd. Door een vierkant kanaal (500 bij 500 mm) met wanden van multiplex stroomt de lucht vervolgens naar de bocht, die zich ter hoogte van het bordes bevindt. Ook deze bocht is van schoepen voorzien. Na deze bocht komt de lucht in een diffusor. De dwarsdoorsnede verloopt dan van 500 bij 500 mm naar 1800 (hoogte) bij 1200 (diepte) mm. Deze diffusor is van multiplex gemaakt.

Na de diffusor passeert de lucht drie belangrijke onderdelen. Dat zijn achtereenvolgens :

1. het filter,
2. het scherm en
3. de contractie.

Het filter is een "bag" filter en verwijdert vrijwel alle ongewenste deeltjes uit de luchtstroming. Het totale filter is opgebouwd uit zes afzonderlijke eenheden. Het toegepaste filter is een DRI-Pak filter van AAF met typenummer 41.098.27. Het filter verwijdert niet alleen deeltjes uit de stroming maar zorgt er ook voor dat de stroming egaal over het oppervlak wordt verdeeld. Daarnaast deelt dit filter ook de grotere wervels, die zich in de stroming bevinden, op in kleinere wervels.

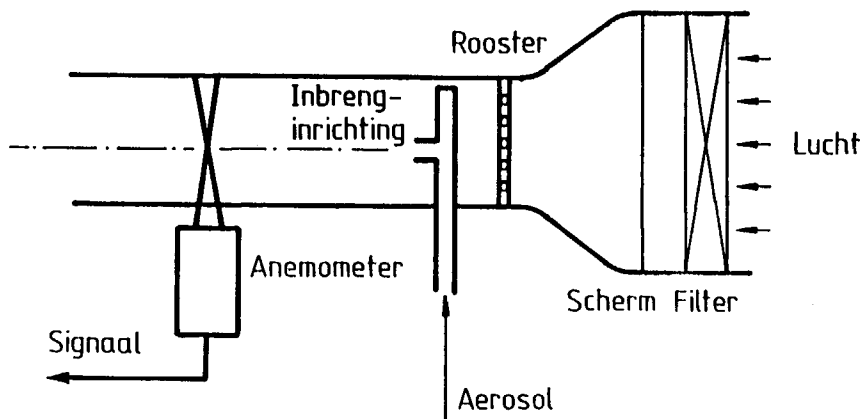
Het scherm is geïnstalleerd na de eerste testen met de tunnel. Het snelheidsprofiel in de testsectie van de tunnel bleek toen scheef te zijn. Na het aanbrengen van dit scherm (een stuk geperforeerd plaatijzer) was dit euvel verholpen. Kennelijk is de stromingsweerstand van het scherm voldoende om een egalisatie van het snelheidsprofiel te bewerkstelligen. Van der Wel [15] geeft meer informatie over de testen en de constructie-wijziging.

In de contractie verloopt de dwarsdoorsnede van 1800 bij 1200 mm naar 1000 (hoogte) bij 500 (diepte) mm. Deze wijziging van de doorsnede in de contractie verloopt vloeiend. De contractie is van ijzer gemaakt. De

contractie heeft een dempende werking op de turbulentie. Aan het einde van de contractie moet de turbulentie intensiteit van de stroming laag zijn.

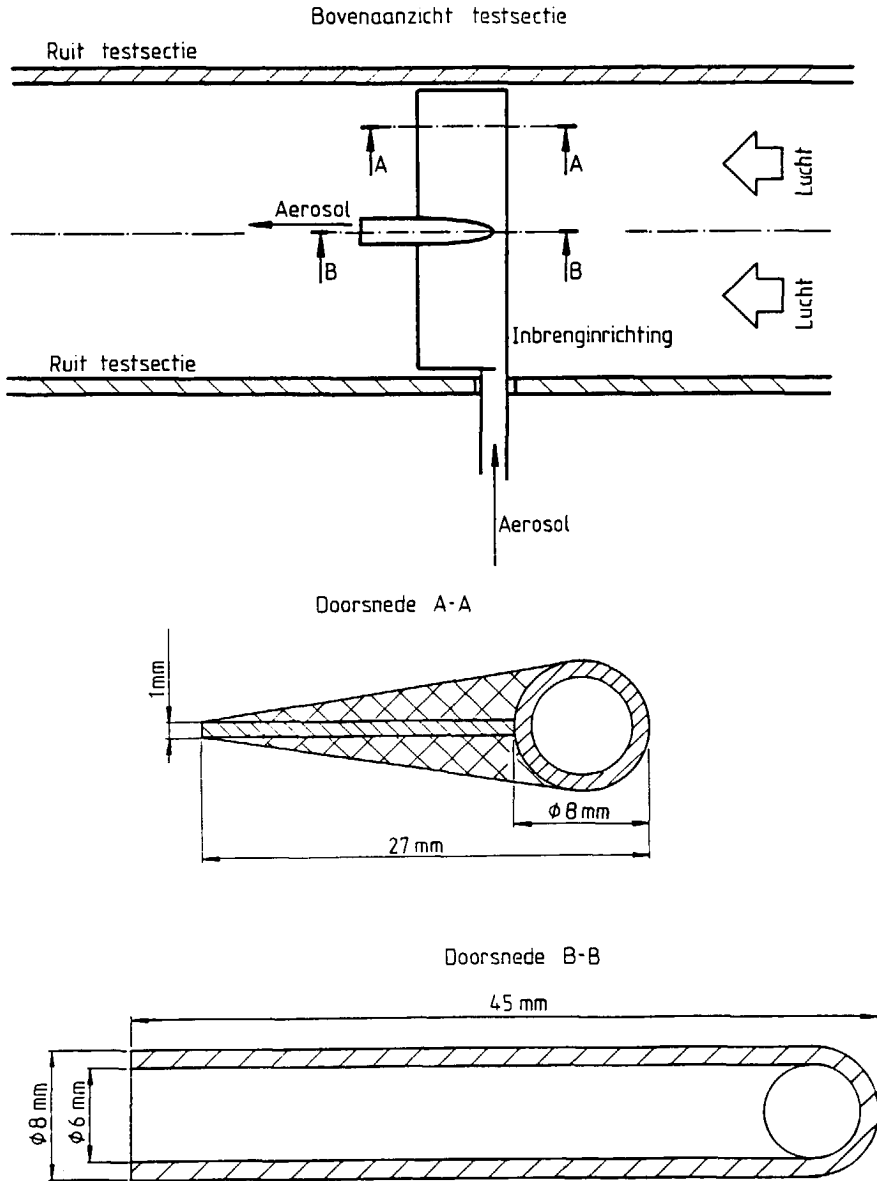
Aan het einde van de contractie bevindt zich een rooster. Met dit rooster wordt op een goed gedefinieerde wijze turbulentie opgewekt. Het rooster, dat bestaat uit een verzameling horizontaal en verticaal geplaatste ronde messing staven, bevindt zich in een houten raamwerk. Dit raamwerk kan als een lade in een houder, die zich aan het einde van de contractie bevindt, geschoven worden. De turbulentie intensiteit van de stroming in de testsectie kan gevarieerd worden door een ander rooster in de houder te plaatsen. Er zijn drie verschillende roosters gebouwd. Er is een rooster met grove mazen, een rooster met middelfijne mazen en een rooster met fijne mazen. Alle mazen zijn vierkant. Bij het grove rooster hebben de staven een diameter van 20 mm en is de onderlinge steek 100 mm. Bij het middelfijne rooster is de diameter 15 mm en de steek 75 mm en bij het fijnste rooster is dit respectievelijk 10 mm en 50 mm.

Een turbulente stroming komt dus de testsectie binnen. In dit deel van de tunnel worden de metingen verricht. De testsectie is 4 m lang, 1 m hoog en 0.5 m diep. Het plafond en de wanden van de testsectie zijn van glas gemaakt om metingen met een laser Doppler anemometer mogelijk te maken. De ruiten zijn uitneembaar. De testsectie van de tunnel is zo makkelijk toegankelijk. De bodem van de testsectie is van multiplex vervaardigd. De testsectie is in detail in figuur 3.2 getekend. Figuur 3.2 toont een bovenaanzicht van de testsectie.



Figuur 3.2 De testsectie

Aan het begin van de testsectie bevindt zich de inbrenginrichting. Via deze inrichting kunnen deeltjes, die de aerosolgeneratoren produceren, in de stroming gebracht worden. De inbrenginrichting is in figuur 3.3 getekend.



Figuur 3.3 De inbrenginrichting

De buis van de inbrenginrichting in de tunnel heeft een symmetrisch vleugelprofiel om de stroming zo min mogelijk te verstoren. Deze inrichting bestaat onder andere uit roestvast stalen buizen. Door de buizen wordt het aerosol getransporteerd. Ter voorkoming van problemen door statische electriciteit zijn de buizen geaard. Via een warmtewisselaar zijn de aerosol-generatoren op de inbrenginrichting aangesloten. Deze instrumenten komen in het volgende deel van dit hoofdstuk aan de orde. Met de laser Doppler anemometer kunnen aan de bewegingen van de deeltjes van het aerosol metingen worden verricht. Dit meetinstrument komt in paragraaf 3.4.2. en in hoofdstuk 4 aan de orde.

Na de testsectie volgt een contractie, waarin de doorsnede van de tunnel weer vierkant (500 bij 500 mm) wordt. Via een bocht, een kanaal van multiplex, een bocht, een kanaal en een diffusor komt de stroming in een grof filter. Dit "bag" filter moet de grotere deeltjes uit de stroming verwijderen om beschadigingen van de ventilatoren te voorkomen. Het filter is een DRI-Pak filter van AAF (typenummer 41.062.12). Na dit filter gepasseerd te zijn komt de lucht weer bij de ventilatoren. De lucht wordt continu in de tunnel rond gepompt.

Proefondervindelijk is vastgesteld dat beide filters voldoende deeltjes uit de stroming verwijderen. De lucht, die de testsectie binnen komt bevat daardoor een verwaarloosbaar aantal deeltjes. Als gevolg daarvan kan men slechts metingen verrichten aan de deeltjes, die via de inbrenginrichting in de stroming worden gebracht. En dat is ook de bedoeling van beide filters.

3.3. De voeding van de deeltjes

3.3.1. Inleiding

In dit deel van hoofdstuk 3 komen de inrichtingen om deeltjes in een stroming te brengen aan de orde. Druppeltjes worden verkregen door het vernevelen van een vloeistof. De voorbereidingen bij de productie van een aerosol met deeltjes uit een vaste stof vergen meer inspanning. Fijn poeder van het uitgangsmateriaal wordt met behulp van een zigzag classifier in fracties met verschillende deeltjes-grootte-verdelingen gescheiden. De toegepaste classifier is een Multi-Plex Kanalrad-Sichter Typ 100 MZR van Alpine. Als het uitgangsmateriaal niet als een fijn poeder beschikbaar is, moet het materiaal eerst gemalen worden. Pas na de eventuele maalbewerking en de classificatie kunnen de deeltjes uit een vaste stof in stroming gebracht worden.

In de volgende paragraaf wordt het toestel om deeltjes uit een vaste stof in een stroming te brengen beschreven. Dit toestel is speciaal voor dit onderzoek ontwikkeld. In de daaropvolgende paragraaf zal aandacht aan de "atomiser" worden besteed. Dit is een veel gebruikt toestel om druppeltjes in een stroming te brengen.

Hinds [7] geeft algemene informatie over de natuurkundige verschijnselen, die gebruikt kunnen worden bij de productie van een aerosol. Durst, Melling en Whitelaw [5] besteden ook aandacht aan dit onderwerp vanwege de productie van lichtverstrooiende deeltjes voor laser Doppler snelheidsmetingen.

3.3.2. Voedingsapparaat voor deeltjes

In de inrichtingen voor de productie van een aerosol met deeltjes uit een vaste stof vinden meestal twee processen plaats. Ten eerste moet het poeder gedoseerd worden. Dit is belangrijk voor een constante concentratie. Daarna moet het poeder in een gas gedispergeerd worden. Vooral aan het laatste aspect werd bij het ontwerpproces aandacht besteed.

De deeltjes uit een vaste stof, die in de stroming gebracht moeten worden, zijn meestal beschikbaar als een poeder. De deeltjes in het poeder oefenen krachten op elkaar uit waardoor de deeltjes bij elkaar gehouden worden. De sterkte van de binding is afhankelijk van het soort materiaal, de grootte van de deeltjes, de vorm van de deeltjes, de vochtigheid van het poeder en de elektrische lading van de deeltjes. Zo nemen bijvoorbeeld deze krachten in belangrijkheid toe naar mate de deeltjes kleiner worden. Deryagin, Krotova en Smilga [3], Hobbrel [8], Rumpf [14], Zahradnicek [18] en Zimon [19] beschrijven de verschijnselen, die een rol spelen bij de binding tussen verschillende deeltjes.

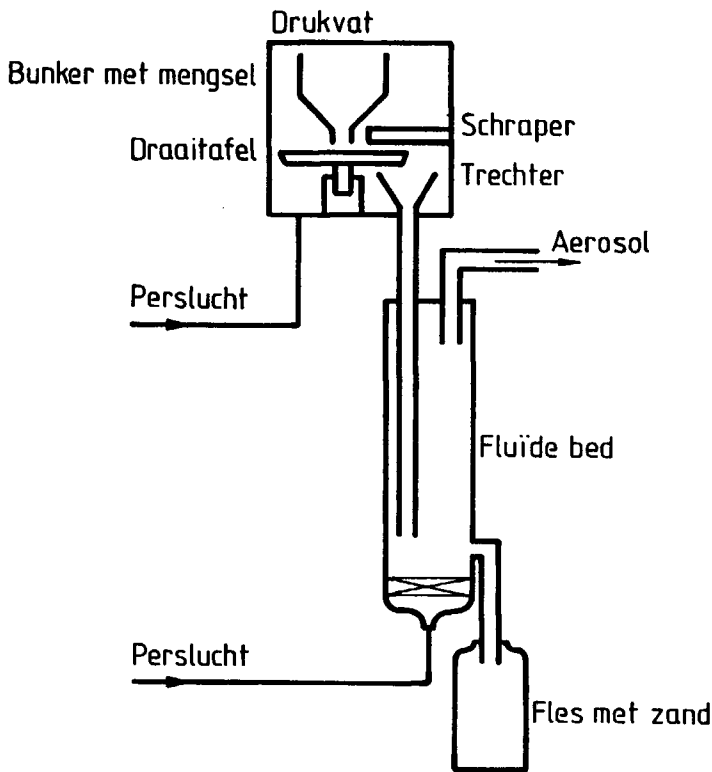
De krachten, die de deeltjes bij elkaar houden, moeten overwonnen worden als men een poeder wil dispergeren. Daartoe bestaan er verschillende methoden. Men kan gebruik maken van botsingen van agglomeraten tegen een wand, botsingen van agglomeraten met elkaar of van de krachten ten gevolge van een stroming. Zahradnicek [18] onderzocht de eerstgenoemde methode. Hij geeft ook een overzicht van de andere methoden [17, 18].

Melling en Whitelaw [10], Durst, Melling en Whitelaw [5], Agarwal and Fingerson [1] en Wells and Stock [16], beschrijven apparatuur voor de dispersie van poeders. Melling et al en Durst et al beschrijven een eenvoudig apparaat voor de productie van "seeding" voor laser Doppler metingen. Agarwal en Fingerson [1] beschrijven een algemener apparaat. Zij brengen het te dispergeren poeder met een ketting vanuit een apart reservoir in een fluide bed. De transporteur verzorgt de dosering en in het bed vindt de dispersie plaats. De ruimte boven het bed is bij hun toestel vrij hoog om grote deeltjes - agglomeraten - de gelegenheid te bieden uit te zakken. Wells and Stock [16] gebruikten een vrijwel identiek apparaat om deeltjes te dispergeren.

Voor dit onderzoek is vergelijkbaar apparaat ontwikkeld (zie van der Wel [15]). Om zowel de problemen bij het transport als bij het fluidiseren te ondervangen, wordt het te dispergeren poeder gemengd met grotere deeltjes. In dit geval zijn dat korrels zilverzand (SiO_2). De concentratie van het

poeder bedraagt ongeveer 1 gewichts-%. De grootte van de zand-deeltjes ligt tussen de 212 - 300 μm . Het gaat om een fractie, die met behulp van zeven wordt verkregen. Het mengsel stroomt goed en is gemakkelijk te fluidiseren. Volgens de indeling van Geldart [6] is het een poeder uit groep B. In een fluide bed wordt het mengsel weer gescheiden. Er wordt verondersteld dat de botsingen tussen de met poeder bekleedde zandkorreltjes in het fluide bed er voor zullen zorgen dat deeltjes van het poeder afzonderlijk in de stroming, die het bed verlaat, terecht komen. De zandkorrels zullen in het bed achterblijven. Omdat bij een poeder uit groep B volgens de indeling van Geldart reeds iets boven de minimale fluidisatie-snelheid bellen in het bed vormen, zullen er voldoende bostingen plaats vinden in het bed. Bij een aantal botsingen zal er genoeg energie uitgewisseld worden om de deeltjes van het poeder los te maken van de zandkorreltjes.

In figuur 3.4 is het apparaat, dat ontwikkeld werd getekend. Het mengsel van de deeltjes en het zand bevindt zich in de bunker. Deze bunker is van perspex gemaakt om het leegstromen te kunnen controleren. Vanuit deze bunker stroomt het zand door een messing buis naar de draaitafel. De afstand tussen de uitstroomopening van de bunker en de draaitafel is instelbaar. Deze afstand is ongeveer 2 mm. De diameter van de tafel bedraagt 80 mm en is uit messing vervaardigd. Er kunnen vier omwentelingssnelheden gekozen worden. Deze tafel roteert in dit geval met een snelheid van ongeveer 1 omw./sec. Het stalen mes schraapt continu een laag van het mengsel dat op de tafel ligt af. De afstand tussen het mes en de draaitafel is instelbaar. Deze afstand is ongeveer 1 mm. Het mengsel valt via de trechter en de buis in het fluide bed. Deze buis is van roestvast staal. De bunker, de draaitafel met zijn aandrijving, het mes en de trechter zijn in een handschoenenkast geplaatst. Er stroomt lucht door de kast en de buis om er voor te zorgen dat het mengsel in het bed terecht komt. Omdat de gebruikte perslucht vrij weinig vocht bevat, heerst er een droog klimaat in de kast. Dit klimaat zorgt er voor dat de kwaliteit van het mengsel niet achteruit gaat. Het stromingsgedrag en het fluidisatiegedrag van het mengsel blijven goed tijdens het in bedrijf zijn van het apparaat. De onderdelen van de bunker tot en met deze buis zorgen voor de dosering van het te dispergeren poeder.



Figuur 3.4 Het toegepaste voedingsapparaat

Het fluide bed wordt opgewekt in een ronde glazen kolom, die ongeveer 700 mm lang is en een binnen-diameter van 50 mm heeft. In dit bed wordt het mengsel gescheiden. De deeltjes verlaten aan de top van de kolom de inrichting. Het zand komt via een gat in de wand van de kolom in het opvangvat terecht. De afstand tussen dit gat en de zeefplaat bedraagt 8 mm. Het fluide bed zorgt in dit geval voor het dispergeren van de deeltjes.

De constante stroming door het toestel wordt verzekerd door een reduceerventiel en de stromingsweerstand van de in het luchtcircuit van de installatie opgenomen naaldafsluiters. De perslucht wordt aangevoerd door een kunststof slang, die ongeveer vier meter lang is en een binnendiameter van ongeveer 5 mm heeft. In deze slang worden de meeste deeltjes, die zich in de perslucht mochten bevinden verwijderd. Zij blijven ten gevolge van electrostatische verschijnselen aan de wand van de slang plakken.

Proefondervindelijk is vastgesteld dat het apparaat ongeveer één uur na inbedrijfstelling een aerosol met een constante concentratie levert. Er zijn een aantal voorwaarden, waaraan bij het in bedrijf zijn van deze inrichting moet worden voldaan. Dat zijn :

1. het aerosol moet met de juiste snelheid in de stroming in de testsectie gebracht worden en
2. het bed moet zodanig gefluidiseerd zijn dat er genoeg botsingen plaatsvinden, die in staat zijn de deeltjes van de zandkorrels te verwijderen.

Er wordt bij het opstarten van de installatie gezocht naar een instelling, waarbij aan deze eisen wordt voldaan. Alle metalen onderdelen van het apparaat zijn electrisch geaard om problemen met statische electriciteit zoveel mogelijk te voorkomen. Om verontreiniging van de zeefplaat met kleine deeltjes tegen te gaan, is het gewenst continu een luchtstroom door het bed te laten lopen. Voorafgaande aan elke serie metingen moeten de bunker, de draaitafel, het mes, de trechter, de valbuis en de kolom van het fluide bed zo goed mogelijk schoon gemaakt worden. Bij het wisselen van het soort poeder moet de zeefplaat in de kolom van het fluide bed met behulp van een ultrasoon bad gereinigd worden.

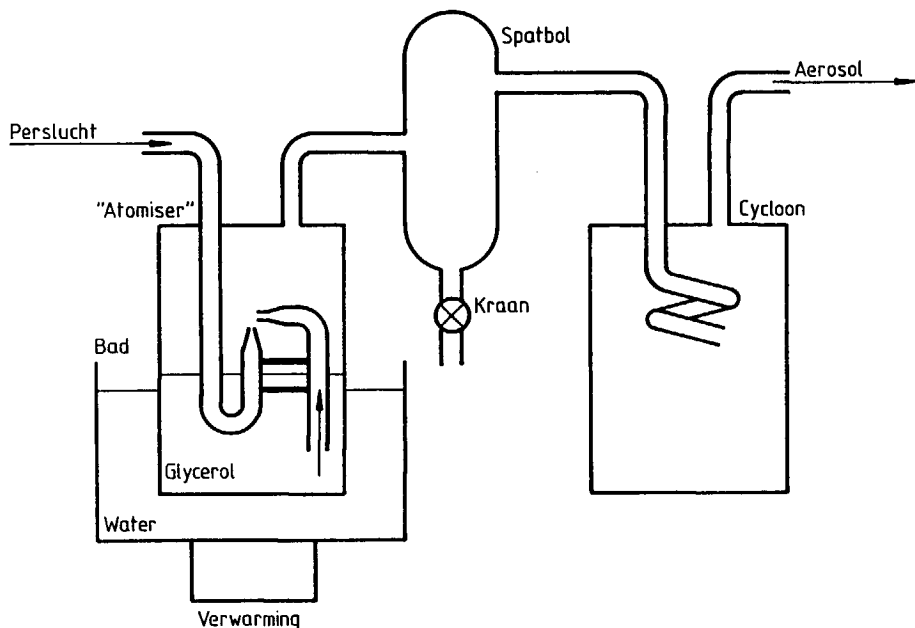
De deeltjes en het zand moeten voor gebruik gedroogd worden om de versteviging van de bindingen in de poeders ten gevolge van vloeistofbruggen tussen de deeltjes te voorkomen. Dit drogen gebeurt door beide poeders gedurende een aantal dagen in een oven bij een temperatuur van 120 °C te bewaren. Het zand en de deeltjes worden in de juiste hoeveelheden bij elkaar gebracht en gemengd. De menging vindt plaats door de pot, waarin het mengsel zich bevindt, te plaatsen op een rollenbank. De pot wordt dan gedurende een half uur met een matige snelheid rond gedraaid. De snelheid moet zo groot zijn dat een dunne laag van het mengsel over de rest daarvan rolt. De menging kan ook verwezenlijkt worden met trillingen. Er wordt verondersteld dat het zand en het poeder goed gemengd zijn als het mengsel een egale kleur bezit. Nadat het zand en de deeltjes goed gemengd zijn, moet het mengsel direct gebruikt worden of in een oven bewaard worden. De bunker en de draaitafel van het voedingsapparaat bevinden zich in een kast. Door deze kast stroomt perslucht. Deze perslucht bevat verhoudingsgewijs weinig vocht (ongeveer 2 %). Desalniettemin bestaat de mogelijkheid dat door opname van

vocht uit de perslucht de sterkte van de bindingen tussen de deeltjes en het zand toeneemt. De invloed van dit verschijnsel was bij de in deze studie toegepaste mengsels niet merkbaar. Alleen door het bloot stellen van het mengsel aan de lucht in de omgeving gaat de kwaliteit van het mengsel ernstig achteruit.

In hoofdstuk 6 worden de metingen, die zijn verricht om dit toestel te testen, besproken. Een impactor speelde bij deze testen een belangrijke rol. Dit meetinstrument wordt in paragraaf 3.4.3. beschreven.

3.3.3. De "atomiser"

Voor de productie van een aerosol met druppeltjes wordt van een "atomiser" gebruik gemaakt. Met deze "atomiser" wordt glycerol verneveld. De toegepaste "atomiser" is gebouwd naar het voorbeeld van de "atomiser" uit figuur 8.7 van Drain [4]. De "atomiser" is in figuur 3.5 getekend.



Figuur 3.5 De "atomiser"

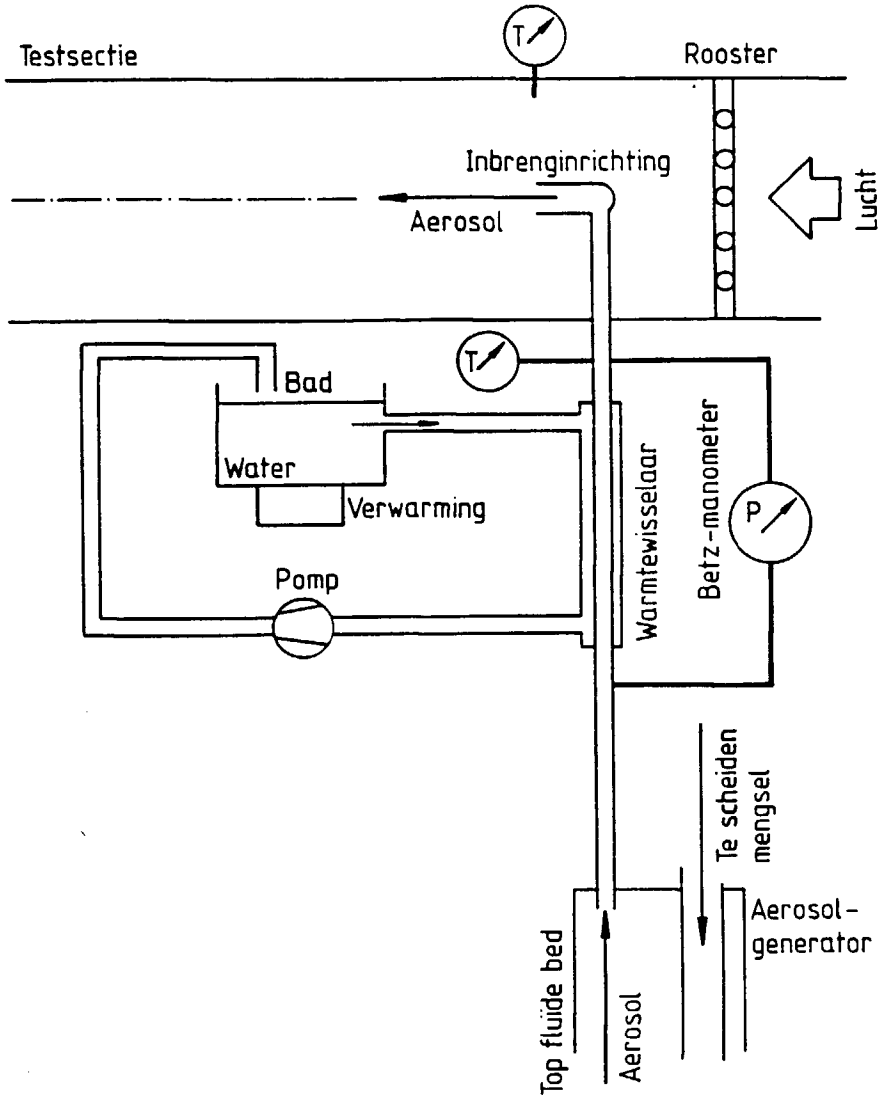
Perslucht stroomt door de kleine uitstroomopening. In de omgeving van deze opening heerst ten gevolge van het Bernoulli-effect een onderdruk. Daardoor wordt er vloeistof door het tweede buisje opgezogen. Als een dunne straal verlaat de vloeistof dit buisje. De luchtstraal laat de vloeistofstraal opbreken in een groot aantal druppeltjes. Om de verneveling te bevorderen wordt de toegepaste vloeistof tot ongeveer 70 °C verwarmd. De viscositeit van de glycerol wordt door deze verwarming aanzienlijk verlaagd. De vloeistof stroomt diensgevolge sneller door het buisje. De grote druppels worden in de spatbol opgevangen. De vloeistof, die zich daar verzameld kan via het kraantje, afgetapt worden. In de cycloon vindt

nogmaals een scheiding plaats. Alleen de kleinste deeltjes verlaten de cycloon. Alle onderdelen van de vernevelaar zijn van glas.

De metingen van de grootte-verdeling van de druppeltjes komen in hoofdstuk 5 aan de orde.

3.3.4. De verbinding tussen aerosolgeneratoren en inbrenginrichting

Een verschil tussen de temperatuur van de lucht in de testsectie en de temperatuur van het aerosol kan de metingen verstoren. Om dit te voorkomen wordt het aerosol op de juiste temperatuur gebracht. Een warmtewisselaar tussen de aerosolgenerator en de inbrenginrichting verwarmde het aerosol.

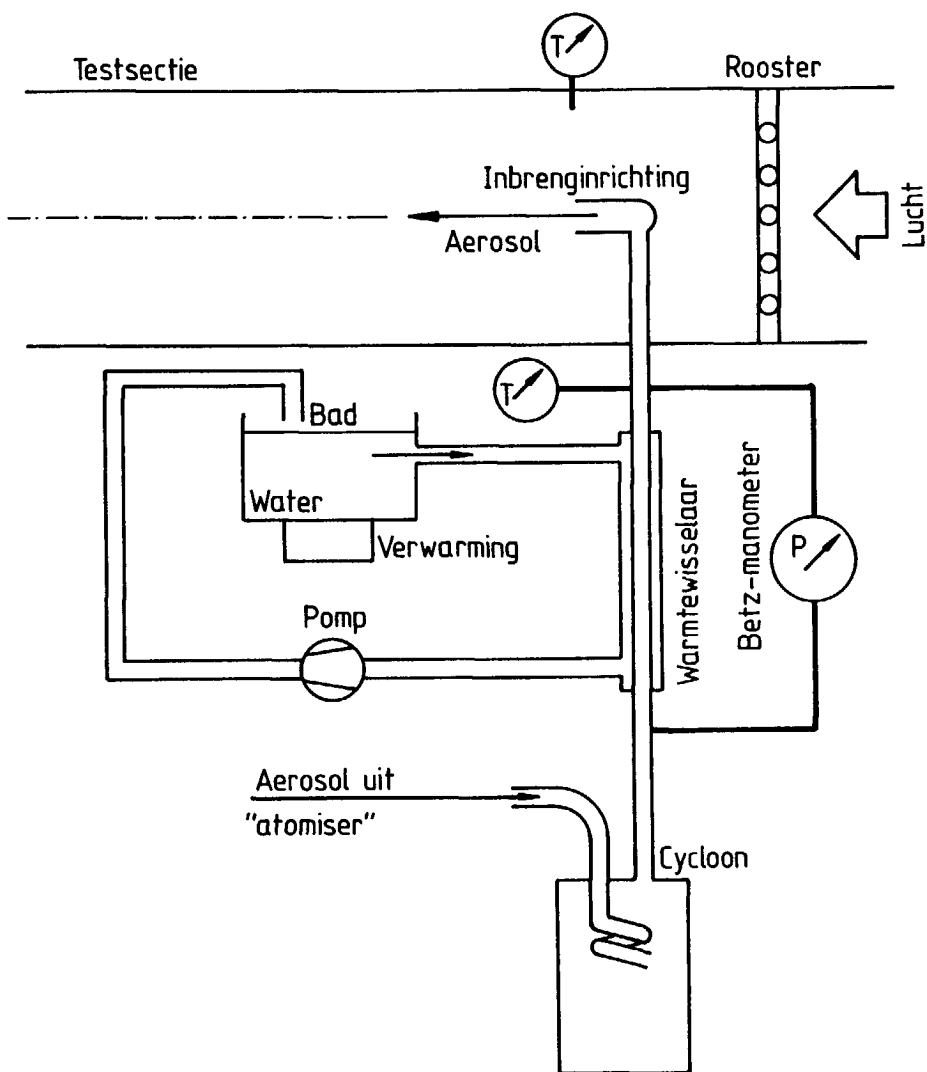


Figuur 3.6 Verbinding bij het voedingsapparaat

In figuur 3.6 is getekend op welke wijze het voedingapparaat voor deeltjes uit een vaste stof aangesloten is op de inbrenginrichting. De warmtewisselaar zorgt er voor dat de stroming, waarin de deeltjes gesuspenderd zijn, op het moment dat zij in de testsectie van de windtunnel uitmondt dezelfde temperatuur heeft als de stroming in de windtunnel. De temperatuur van het water, dat door deze warmtewisselaar stroomt, kan geregeld worden met de thermostaat van het verwarmingselement. De warmtewisselaar is opgebouwd uit koperen buizen. Ter voorkoming van problemen ten gevolge van statische electriciteit is de warmtewisselaar geaard.

Men moet er ook voor zorgen dat de deeltjes isokinetisch in de stroming in de windtunnel komen. De snelheid van de stroming, waarin de deeltjes gesuspenderd zijn moet dan bepaald worden. Daartoe wordt de drukval over de warmtewisselaar gemeten met een Betz-manometer. Middels een ijking met een gasmeter is het verband tussen tussen drukval en volumedebiet vastgesteld.

In figuur 3.7 is de opstelling bij de "atomiser" getekend. De functie van de verschillende onderdelen is dezelfde als bij de opstelling uit de vorige figuur.



Figuur 3.7 Verbinding bij de "atomiser"

3.4. De meetinstrumenten

3.4.1. Inleiding

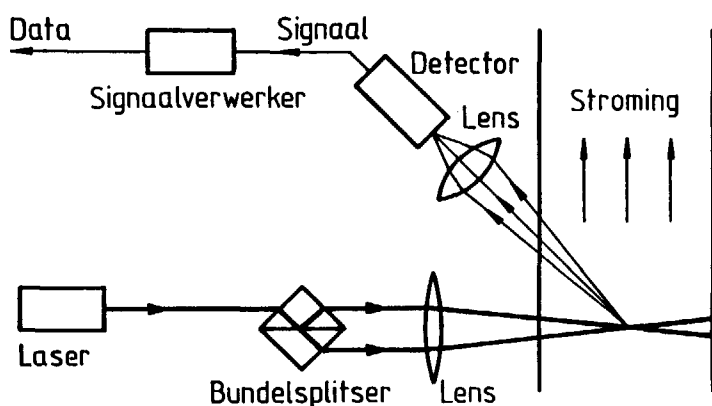
Twee meetinstrumenten speelden bij het onderzoek een belangrijke rol. Dat zijn de laser Doppler anemometer en de cascade impactor.

Met de laser Doppler apparatuur werden de snelheden en de concentratie van de deeltjes in een punt van de stroming in de testsectie van de windtunnel gemeten. Deze apparatuur komt kort in de volgende paragraaf aan de orde. In hoofdstuk 4 zal op de toegepaste wijze van signaal- en gegevensverwerking worden ingegaan.

Eén van de instrumenten, die ontwikkeld zijn om deeltjes uit een aerosol te verzamelen en te karakteriseren, is een cascade impactor. In dit geval wordt de cascade impactor gebruikt om te onderzoeken of het aerosol, dat het speciale voedingsapparaat voor deeltjes uit een vaste stof produceert, geen agglomeraten bevat.

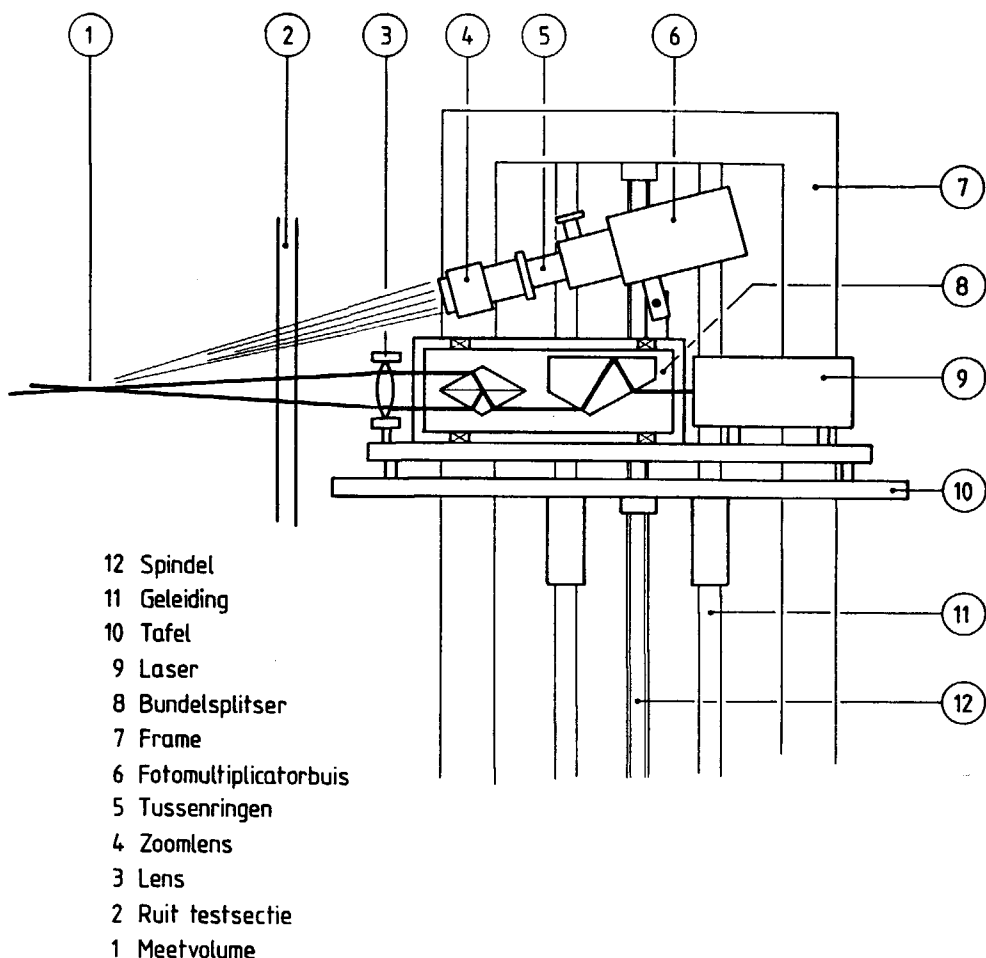
3.4.2. De laser Doppler anemometer

Met de laser Doppler apparatuur worden de snelheden en de concentratie van de deeltjes in een punt van de stroming in de windtunnel gemeten. Het grote voordeel van deze methode is dat zij de stroming niet verstoort. Algemene informatie over deze methode wordt gegeven door Drain [4] en Durst, Melling en Whitelaw [5]. In hoofdstuk 4 zal ter inleiding op de toegepaste wijze van signaal- en gegevensverwerking ook op de algemene principes van deze methode worden ingegaan. In figuur 3.8 is een prinsipschets van de toegepaste laser Doppler anemometer getekend.



Figuur 3.8 Principe schets van de laser Doppler anemometer

De He-Ne laser produceert een ronde laserbundel met een golflengte van 632.8 nm. Het is een Spectra-Physics Model 124B Helium-Neon laser, die gevoed wordt door een model 255 "power supply" van dezelfde firma. Het afgegeven vermogen bij deze golflengte is groter dan 15 mW. De diameter van de bundel is 1.1 mm. De laser is gemonteerd op een bank, type RF 340 van Malvern Instruments. Het licht van de laser wordt met een bundelsplitser in twee bundel opgedeeld. Deze bundels bezitten een bijna gelijke intensiteit. Deze splitser is ook op de bank gemonteerd. De splitser is draaibaar om een as, waarvan de hartlijn samenvalt met de hartlijn van de oorspronkelijke laserbundel.



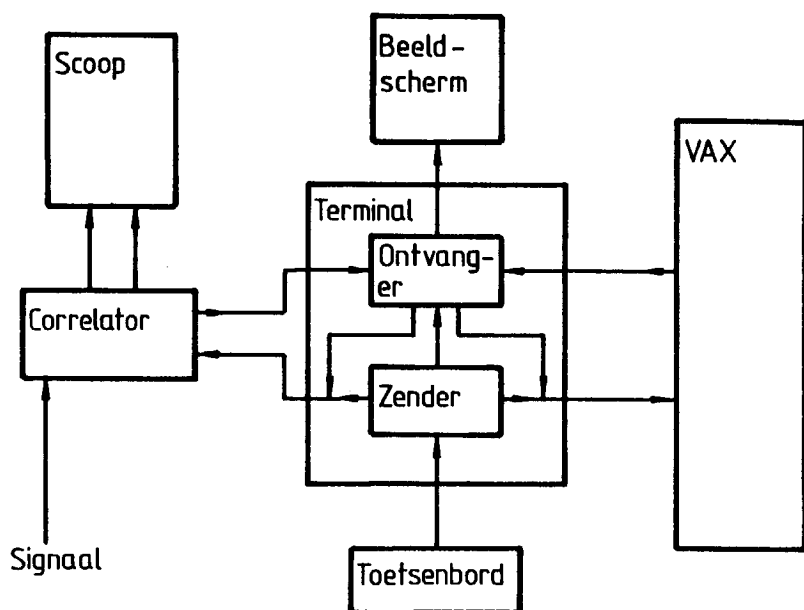
Figuur 3.9 Opstelling van de anemometer

De lens met een brandpuntsafstand van 500 mm zorgt er voor dat beide bundels elkaar in de windtunnel snijden. De snijfiguur van de twee bundels wordt meetvolume genoemd. De vorm van het meetvolume lijkt op een rugby-bal. Wanneer een deeltje het meetvolume doorkruist zal het gelijktijdig het licht van beide bundels verstrooien. Ten gevolge van het Doppler-effect is de frequentie van het strooilicht van beide bundels verschoven. Het frequentieverschil tussen het strooilicht van de beide bundels is rechtevenredig met de snelheid van het deeltje. Het strooilicht van beide bundels bereikt via een zoomlens, een "pinhole" en een filter de detector. De zoomlens is een

Hoya 80 - 205 mm 1 : 3.8 zoom- en macro-objectief. Tussen de detector en de lens zijn twee tussenringen gemonteerd. Hierdoor wordt de scherpte-diepte beperkt. De lens staat bij de proeven in gesteld op een brandpuntsafstand van 205 mm. Het gebruikte diafragma is 1:3.8. Voor de bevestiging zijn de lens de tussenringen en het huis van de fotomultiplicatorbuis voorzien van P-draad (M42 x 1). Het "pinhole" moet het gebied dat op het gevoelige deel van de detector afgebeeld wordt in radiale richting beperken. Het "pinhole" heeft een diameter van 200 μm . Het filter laat alleen licht door met golflengtes, die in een zeer beperkt gebied rond de golflengte van het licht van de He-Ne laser liggen. In het lichtgevoelige deel van de detector wordt het strooilight van beide bundels gemengd. De frequentie van het uitgangssignaal van de detector is gelijk aan het frequentie-verschil van het strooilight van beide bundels. De toegepaste detector is een fotomultiplicatorbuis. Deze buis is in staat afzonderlijke fotonen waar te nemen. Het signaal is daardoor in digitale vorm beschikbaar voor verdere verwerking. De toegepaste fotomultiplicator is een EMI 9863 KB/100. De voor deze buis benodigde hoogspanning wordt opgewekt door een EMI Photomultiplier Power Supply Type PM28B. De fotomultiplicator buis is ook op de bank gemonteerd. De bank staat op een beweegbare tafel. De hoogte van deze tafel is instelbaar. De tafel kan ook in de stromingsrichting langs de tunnel bewogen worden. De constructie van de anemometer is in figuur 3.9 weergegeven.

De signalen van de detector worden verwerkt met een correlator. De toegepaste correlator is een "model K7025 digital correlator and signal analyzer" van Malvern Instruments. De verwerking van de signalen is te volgen via een oscilloscoop. Deze scoop laat de correlatie functie zien. De scoop wordt in XY-bedrijf gebruikt. De toegepaste scoop is een "Tektronix type 535A" met een "type CA plug in unit". De correlator is via een CIT 101 terminal aangesloten op de computer van de faculteit (een VAX 11/750 van Digital). Figuur 3.10 geeft een principe schets van deze verbinding.

De correlator is zowel met zijn eigen toetsenbord als via de computer te bedienen. De data, die de correlator produceert, wordt via de terminal naar de computer gestuurd. De computer verwerkt deze gegevens. Het resultaat is een kansverdeling van de snelheden in het meetvolume en een maat voor de concentratie van de deeltjes aldaar. De toegepaste methode van snelheidsmeting wordt foton correlatie laser Doppler anemometrie genoemd.

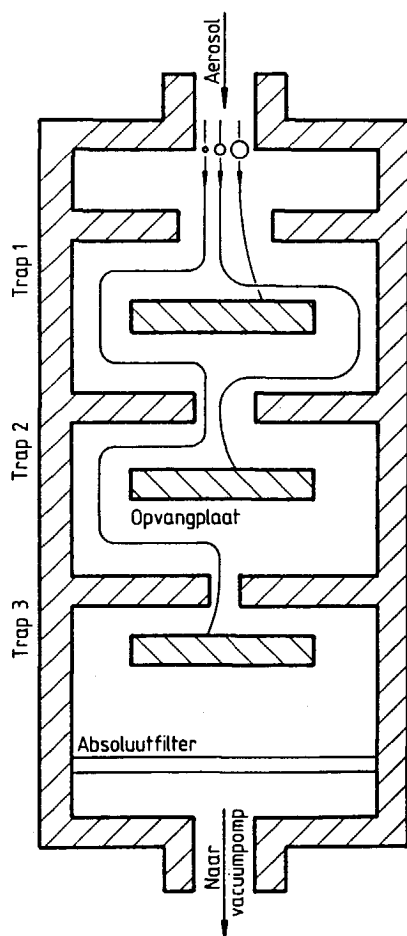


Figuur 3.10 Principe schetst van een verbinding

Voor de verwerking van de gegevens van de correlator was bij het begin van het onderzoek in de handel geen goed programma beschikbaar. Derhalve is voor de gegevensverwerking een computerprogramma ontwikkeld. Hoofdstuk 4 handelt over de theorie voor de gegevensverwerking.

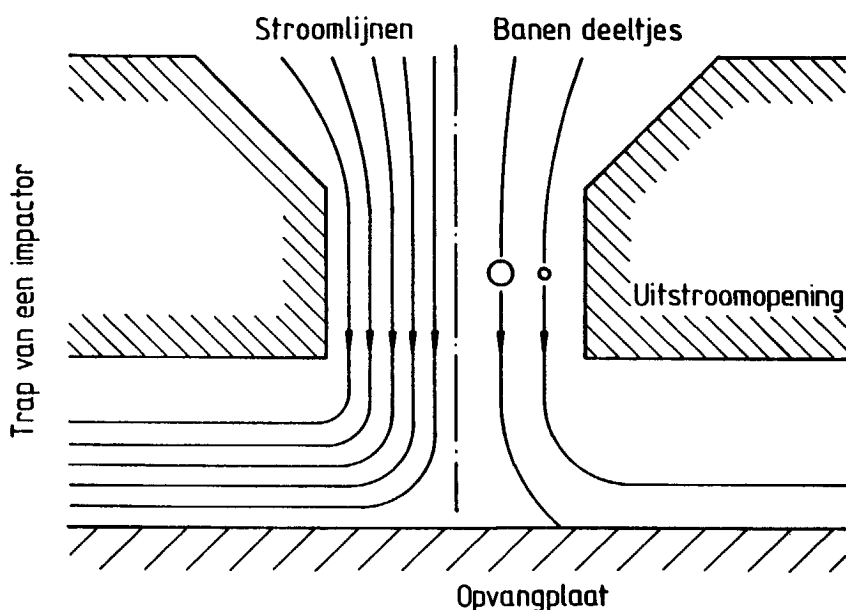
3.4.3. De impactor

De cascade impactor wordt gebruikt om te onderzoeken of het aerosol, dat het speciale voedingsapparaat voor deeltjes uit een vaste stof produceert, geen agglomeraten bevat. Er wordt gebruik gemaakt van een "series 210 ambient cascade impactor" van Andersen samplers incorporated. De cascade impactor is één van de instrumenten, die ontwikkeld zijn om deeltjes uit een aerosol te verzamelen en te karakteriseren. Hinds [7], Marple en Willeke [9] en Murphy [12] beschrijven dit meetinstrument. In figuur 3.11 is een voorbeeld van een cascade impactor getekend.



Figuur 3.11 Een cascade impactor

Een cascade impactor is opgebouwd uit een aantal trappen. Alle trappen hebben ongeveer dezelfde vorm. De werking van een trap berust op het volgende principe. Het aerosol stroomt door een rechthoekige spleet of een rond gat. Deze stroming is gericht op een vlakke plaat. De stroming moet nadat zij de spleet of het gat verlaten heeft, een bocht van 90° maken. De situatie is in figuur 3.12 getekend.



Figuur 3.12 Principe impactor

Als de deeltjes niet in staat zijn om de stroming te volgen, zullen zij op de vlakke plaat belanden. In de opeenvolgende trappen van de impactor moeten de deeltjes met steeds grotere snelheden bochten nemen. De grootste deeltjes worden het eerst afgescheiden. Bij elke volgende trap worden steeds kleinere deeltjes uit de stroming verwijderd. De deeltjes laat men neerslaan op uitneembare plaatjes. Opdat de deeltjes niet opnieuw in de stroming terecht komen, worden de plaatjes van een dunne laag kleverig materiaal voorzien. Aan het einde van de impactor bevindt zich meestal een absoluut filter om de deeltjes, die in de laatste trap niet verwijderd werden af te vangen.

Door weging van de door een trap afgevangen deeltjes kan de deeltjes-grootte-verdeling op grond van massa bepaald worden. Daarnaast kunnen de neergeslagen deeltjes met een microscoop bekeken worden.

Bij de bepaling van de deeltjes-grootte-verdeling op grond van massa wordt gebruik gemaakt van roestvast stalen plaatjes. Deze plaatjes worden voorzien van een laag siliconen olie. Deze laag zorgt er voor dat afgevangen deeltjes aan het plaatje hechten. Voor en na de meting weegt men deze plaatjes. Ook het absoluut filter wordt voor en na de meting gewogen. Op deze wijze wordt de deeltjes-grootte-verdeling op grond van massa bepaald.

Bij de analyse met behulp van een microscoop maakt men gebruik van plaatjes uit tedlar; een doorzichtige kunststof. Ook zij worden voorzien van een laag siliconen olie. Nadat deeltjes zijn neergeslagen, kan men hen met behulp van een microscoop bekijken. Bij metingen, die op deze wijze verwerkt zullen gaan worden, dient de meettijd zodanig lang te zijn dat zoveel mogelijk wordt voorkomen dat twee of meer deeltjes op elkaar liggen.

De tijd, waarbinnen de deeltjes op veranderingen in de stroming in een trap van de cascade impactor moeten reageren, is van de orde van grootte van het quotiënt van de straal van het gat of de helft van de breedte van de spleet en de snelheid van het gas. Er geldt dat :

$$T = \frac{R}{U} \quad (3.1)$$

waarbij T de tijd, R de straal of de helft van de breedte en U de snelheid van het gas is. De relaxatietijd van een deeltje is kenmerkend voor de snelheid, waarmee het op veranderingen in een stroming kan reageren. Voor deze tijd - τ_p - geldt dat :

$$\tau_p = \frac{(2 \rho_p + \rho_g) d^2}{36 \mu} \quad (3.2)$$

waarbij ρ_p de dichtheid van het deeltje, ρ_g de dichtheid van het gas, d de diameter van het deeltje en μ de viscositeit van het gas is. Deze uitdrukking is in hoofdstuk 2 afgeleid. De verhouding tussen deze twee tijden wordt het kental van Stokes genoemd. Er geldt dat :

$$Stk = \frac{\tau_p}{T} = \frac{(2 \rho_p + \rho_g) d^2 U}{36 \mu R} \quad (3.3)$$

Als de afmetingen van de deeltjes de orde van grootte van de vrije weglengte van de gas-molekulen benaderen, moet vergelijking (3.3) aangepast worden. Er geldt dan dat :

$$Stk = \frac{(2 \rho_p + \rho_g) d^2 U C}{36 \mu R} \quad (3.4)$$

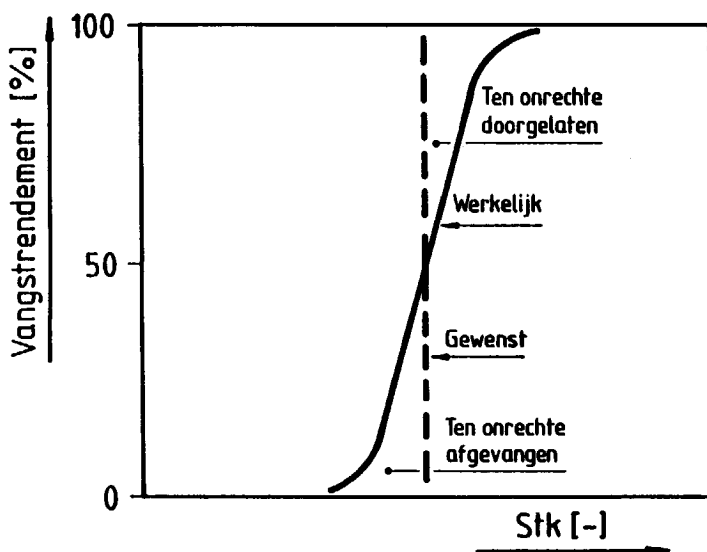
waarbij C de slip-correctie-factor volgens Cunningham is. De wortel van het kental van Stokes is een dimensieloze diameter.

Het karakter van de stroming door een trap wordt bepaald door het kental van Reynolds. In dit geval ziet dit kental er als volgt uit :

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} \quad (3.5)$$

waarbij D de diameter van het gat of de breedte van de spleet is.

Het scheidingsrendement van een trap van een cascade impactor is afhankelijk van het kental van Stokes, het kental van Reynolds en de geometrie van de trap. In trappen, die gelijkvormig zijn, en waarvan de waarden van de kentallen van Reynolds respectievelijk Stokes aan elkaar gelijk zijn, zullen de deeltjes op dezelfde wijze afgescheiden worden. Het scheidingsrendement als functie van het kental van Stokes is in figuur 3.13 getekend.



Figuur 3.13 Scheidingsrendement als functie van het kental van Stokes (Stk)

De getrokken lijn geeft de werkelijke functie en de onderbroken lijn de gewenste functie weer. Men wil vanzelfsprekend dat een trap zo scherp mogelijk scheidt.

De grootte van de deeltjes, waarvan de kans dat zij een trap zullen passeren gelijk is aan een half, wordt de "cut size" genoemd. De "cut size" hangt van de omstandigheden af. Impactors worden geijkt. Voor gedefiniëerde omstandigheden worden de "cut sizes" van de trappen bepaald.

Bij deze studie wordt gebruik gemaakt van een "series 210 ambient cascade impactor" van Andersen samplers incorporated. De waarden van de "cut sizes" van de trappen bij verschillende gasdebieten staan in de handleiding van de impactor [2]. De waarden in de handleiding gelden voor lucht bij een temperatuur van 25 °C en een druk van 760 mm Hg en voor deeltjes met een dichtheid van 1000 kg/m³. Als verondersteld wordt dat de invloed van het kental van Reynolds buiten beschouwing gelaten kan worden, kunnen met behulp van het kental van Stokes de "cut sizes" van de trappen voor andere situaties berekend worden. Bij de gegevensverwerking neemt men aan dat alle deeltjes met een diameter, die groter is dan de "cut size" worden afgevangen en dat alle kleinere deeltjes de desbetreffende trap passeren. Met andere woorden, er wordt verondersteld dat de functie, die het verband tussen het scheidingsrendement en het kental van Stokes weergeeft, een stapfunctie is.

Voor elke trap van de impactor geldt dan dat :

$$Stk_H = Stk_M \quad (3.6)$$

waarbij Stk_H de waarde van het kental van Stokes voor de situatie uit de handleiding is en Stk_M de waarde van dat kental voor de meting is.

Nu zal eerst onderzocht worden of de verhouding tussen de afmetingen van de deeltjes en de gemiddelde vrije weglengte van de moleculen zodanig is dat, het gas als een continuüm mag worden opgevat. Het kental van Knudsen geeft de verhouding tussen de twee eerdergenoemde lengtematen aan. Voor dit kental, dat aangeduid wordt met Kn geldt in dit geval dat :

$$Kn = \frac{\Lambda}{d} \quad (3.7)$$

waarbij Λ de gemiddelde vrije weglengte en d de diameter van een deeltjes is. Volgens Merk [11] is de continuüm theorie toepasbaar als geldt dat :

$$Kn < 0.01$$

(3.8)

De waarde van Λ voor lucht bij 20 °C en $1.01325 \cdot 10^5$ Pa is volgens Murphy [12] ongeveer gelijk aan 65 nm. De kleinste waarde van d_{10} van de toegepaste poeders is 1.35 μm en de grootste waarde van d_{90} is 9.0 μm . Deze resultaten zijn verkregen met een "Coulter counter". De waarden van het kental van Knudsen liggen dan tussen 0.0072 en 0.048. Derhalve kan lucht in een aantal gevallen niet als een continuüm worden opgevat. Daarom wordt de slipcorrectiefactor volgens Cunningham in rekening gebracht.

Als deze correctiefactor wordt toegepast dan geldt voor het kental van Stokes dat :

$$Stk = \frac{(2 \rho_p + \rho_g) d_{50}^2 \Phi C}{36 \mu R A} \quad (3.9)$$

waarbij ρ_p de dichtheid van het deeltje, ρ_g de dichtheid van het gas, d_{50} de "cut size" van de trap, Φ het volumedebiet van het gas, μ de dynamische viscositeit van het gas, R een karakteristieke lengtemaat van de trap, A het oppervlak van de uittree-opening van de trap en C de correctiefactor is. Vergelijking (3.9) is voor het geval, dat het volumedebiet bekend is, afgeleid uit vergelijking (3.4). Voor de slipcorrectiefactor geldt volgens Murphy [12] dat :

$$C = 1 + \frac{\Lambda}{d_{50}} \left\{ 2.49 + 0.84 e^{-0.43 \frac{d_{50}}{\Lambda}} \right\} \quad (3.10)$$

In lucht geldt volgens Murphy [12] dat :

$$\Lambda = 2.26 \cdot 10^{-5} \frac{T}{P} \quad (3.11)$$

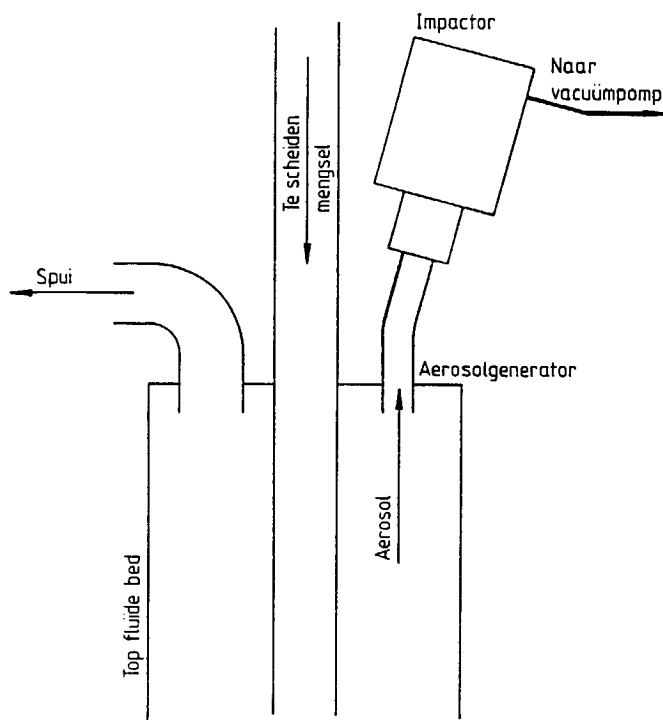
waarbij Λ de gemiddelde vrije weglengte in m, T de temperatuur in K en P de druk in Pa is. Uitwerking voor de "cut size" van een trap van de impactor levert dat :

$$\left[\frac{(2 \rho_{p,M} + \rho_{g,M}) d_{50,M}^2 \Phi_M C_M}{36 \mu_M} \right] +$$

$$- \left[\frac{(2 \rho_{p,H} + \rho_{g,H}) d_{50,H}^2 \Phi_H C_H}{36 \mu_H} \right] = 0 \quad (3.12)$$

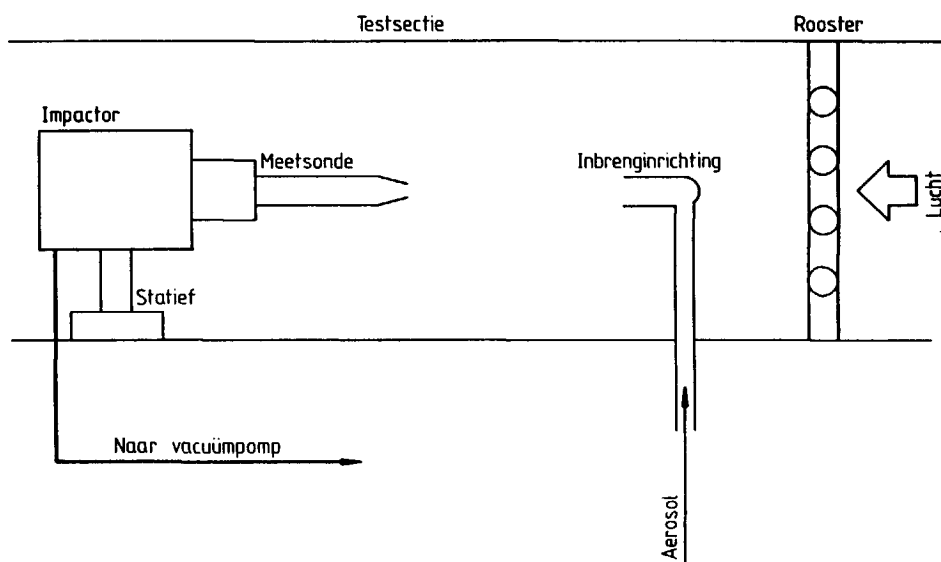
waarbij $d_{50,M}$ de "cut size" voor de omstandigheden bij een meting en $d_{50,H}$ de "cut size" voor de situatie uit de handleiding is. De index H duidt op een grootte, die betrekking heeft op de situatie in de handleiding en de index M geeft aan dat de desbetreffende grootte bij een meting hoort. Zowel bij de metingen als bij de in de handleiding beschreven situatie heeft R onderscheidenlijk A dezelfde waarde, omdat de afmetingen van de impactor niet veranderen. Daarom komen beide grootheden niet in vergelijking (3.12) niet voor. De oplossing van vergelijking (3.12) levert de waarde van $d_{50,M}$.

Er zijn met de impactor metingen verricht direct na het voedingsapparaat en in de windtunnel. De eerstgenoemde situatie is in figuur 3.14 getekend.



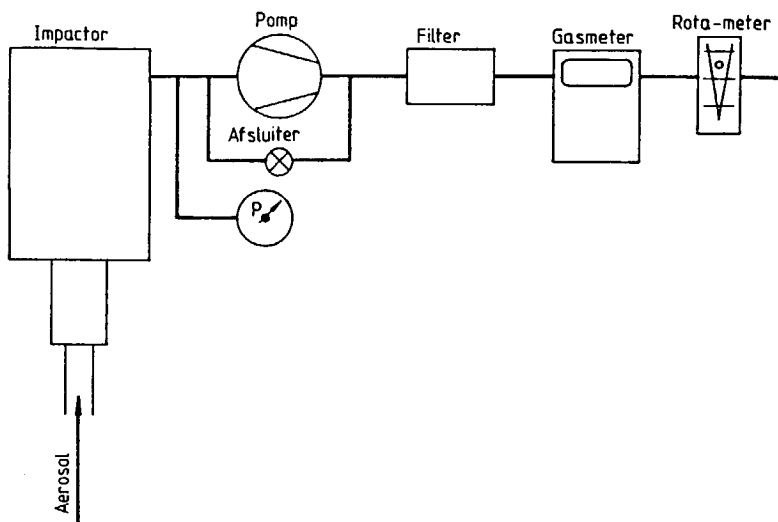
Figuur 3.14 De meting direct na het voedingsapparaat

Bij deze situatie is er een verbinding tussen de buitenlucht en het fluide bed gemaakt om moeilijkheden ten gevolge van het verschil in debiet tussen het voedingsapparaat en de impactor te voorkomen. De spui-stroming werd in de windtunnel geleid om met behulp van de filters de deeltjes te kunnen opvangen. In figuur 3.15 is de opstelling bij de metingen met de cascade impactor in de windtunnel getekend.



Figuur 3.15 De cascade impactor in windtunnel

In figuur 3.16 is hulpapparatuur, die bij de cascade impactor hoort getekend. Het aerosol wordt door de cascade impactor gezogen. De druk van het gas na de impactor wordt gemeten. Daarna passeert het gas de pomp. Deze pomp houdt de stroming in stand. In dit geval was het een roterende vacuümpomp. Het korrelbed-filter in de uitgang van de pomp moet olie-deeltjes, die de pomp produceert, uit de lucht verwijderen. Deze olie wordt in de pomp voor smering en afdichting gebruikt. Het volumedebiet van de lucht wordt gemeten met een droge gasmeter en een rota-meter.



3.16 De hulpparatuur voor de cascade impactor

De metingen met de cascade impactor komen in hoofdstuk 6 aan de orde. Bij de metingen direkt na het voedingsapparaat zijn beide verwerkingsmethoden gebruikt. Bij de metingen in de tunnel was het alleen mogelijk om de plaatjes met de deeltjes met behulp van een microscoop te verwerken.

3.5. Slotopmerkingen

In de testsectie van de windtunnel kan een turbulente stroming, die een verwaarloosbaar aantal deeltjes bevat, opgewekt worden. De snelheid van de stroming en de intensiteit van de turbulentie zijn instelbaar. Met behulp van de twee aerosolgeneratoren kunnen deeltjes in de stroming gebracht worden. Met de beschreven meetapparatuur kunnen de snelheid, de concentratie's en de grootte's van de deeltjes gemeten worden. De metingen aan de interactie tussen deeltjes en een turbulente stroming kunnen derhalve in principe verricht worden.

3.6. Literatuur

- [1] J.K. Agarwal and L.M. Fingerson
"Evaluation of Various Particles for Their
Suitability as Seeds in Laser Velocimetry"
Laser Velocimetry and Particle Sizing
Proceedings of the Third International Workshop
on Laser Velocimetry
Purdue University, July 11 - 13, 1978
H.D. Thompson and W.H. Stevenson (Eds.)
Hemisphere Publishing Corp., Washington DC, 1979
- [2] Andersen Samplers Inc.
Series 210 Ambient cascade impactors and cyclone preseparator
Bulletin No. 7-79-210M
Andersen Samplers Inc., Atlanta GA
- [3] B.V. Deryagin, N.A. Krotova and V.P. Smilga
Adhesion of solids
(Studies in Soviet Science: Physical Sciences)
Consultants Bureau
Plenum Publishing Corp, New York NY, 1978
- [4] L.E. Drain
The laser Doppler Technique
John Wiley & Sons, Chichester, 1980
- [5] F. Durst, A. Melling and J.H. Whitelaw
Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry
Academic Press, London, 1981
- [6] D. Geldart
"Types of Gas Fluidisation"
Powder Technology, 7 (1973) pp. 285 - 292
- [7] W.C. Hinds
Aerosol Technology
John Wiley & Sons, New York NY, 1982
- [8] E.F. Hobbel
Cohesion and Interparticle Forces
Ph.D. Thesis, Delft University of Technology, 1988
- [9] V.A. Marple and K. Willeke
"Internal impactors"
Aerosol Measurement
Aerosol Measurement Workshop, University of Florida
D.A. Lundgren et al (Eds.)
University Press of Florida, Gainesville FL, 1979

- [10] A. Melling and J.H. Whitelaw
 "Optical and Flow Aspects of Particles"
 The Accuracy of Flow Measurements by
 Laser Doppler Methods
 Proceedings of the LDA-Symposium Copenhagen 1975
 P. Buchhave et al (Eds.)
- [11] H.J. Merk
 Collegedictaat Technische gasdynamica
 Laboratorium voor Aero- en Hydrodynamica
 Technische Hogeschool Delft, 1977
- [12] C.H. Murphy
 Handbook of Particle Sampling and Analysis Methods
 Verlag Chemie International, Deerfield Beach FL, 1984
- [13] R.H. Perry, D.W. Green and J.O. Maloney
 Perry's Chemical Engineers' Handbook
 Sixth Edition
 McGraw-Hill Book Company, New York etc., 1984
- [14] H. Rumpf
 "Zur Theorie der Zugfestigkeit von Agglomeraten
 bei Kraftübertragung an Kontaktpunkten"
 Chemie-Ing.-Techn. 42. Jahrg. 1970 / Nr. 8, pp 538 - 540
- [15] P.G.J. van der Wel
 De dispersie van deeltjes in een turbulente stroming
 Afstudeerverslag, Vakgroep Chemische Technologie
 Faculteit der Scheikundige Technologie,
 Technische Universiteit Delft, 1986.
- [16] M.R. Wells and D.E. Stock
 "The Effect of Crossing Trajectories on the Dispersion
 of Particles in a Turbulent Flow"
 J. Fluid Mech. (1983), Vol 136, pp 31 - 62
- [17] A. Zahradnicek
 "Methoden zur Aerosolherstellung aus vorgegebenen
 Feststoffhaufwerken"
 Staub-Reinhalt. Luft 35 (1975) Nr. 6 Juni pp. 226 - 231
- [18] A. Zahradnicek
 Untersuchung zur Dispergierung von Quarz- und
 Kalksteinfraktionen im Korngrößen Bereich 0,5 - 10 μm
 in strömende Gasen
 Dissertation, Universität Karlsruhe B.R.D., 1976
- [19] A.D. Zimon
 Adhesion of Dust and Powder
 Plenum Publishing Corp, New York NY, 1969

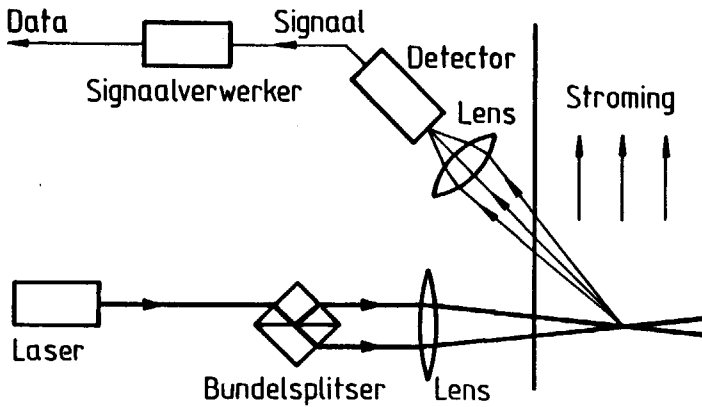
4 Laser Doppler anemometrie

4.1. Inleiding

De laser Doppler methode wordt toegepast om de kansverdeling van de snelheid van de deeltjes en een maat voor de concentratie van de deeltjes te bepalen. Bij laser Doppler anemometrie wordt gebruik gemaakt van de frequentie-verschuiving van licht ten gevolge van het Doppler-effect. Deze frequentie-verschuiving treedt op als een bewegend deeltje, dat in de stroming gesuspendeerd is, licht verstrooit. In dit geval is het licht afkomstig van een laser. Er is voor deze methode gekozen omdat dit één van de weinige methoden is waarmee snelheden van deeltjes, die in een stroming gesuspendeerd zijn, gemeten kunnen worden. Bovendien wordt de stroming bij deze methode niet verstoord. Meer informatie over de methode is te vinden in [3], [6], [7] en [21].

4.2. Het principe

In dit geval werd gebruik gemaakt van de strooilicht configuratie, waarbij het in achterwaartse richting verstrooide licht werd opgevangen. In figuur 4.1 is een principe schema van de opstelling getekend.



Figuur 4.1 De laser Doppler anemometer

De bundel licht, die door de laser wordt opgewekt, wordt met een bundel-splitser in twee evenwijdige bundels opgedeeld, die een bijna gelijke intensiteit bezitten. Een lens zorgt er voor dat de twee bundels elkaar snijden. De frequentie van het licht van beide bundels zal verschoven zijn - nadat het licht verstrooid werd door een in de stroming gesuspendeerd deeltje - op een wijze, die afhangt van de snelheid van het deeltje en de geometrie van de optiek. Omdat de frequentie-verschuiving ten gevolge van het Doppler effect ten opzichte van de oorspronkelijke frequentie te klein is om betrouwbare metingen mogelijk te maken, worden er twee - elkaar snijdende - laser bundels toegepast. Een deeltje, dat het meetvolume - het gebied waar de twee bundels elkaar snijden - doorkruist zal het licht van beide bundels verstrooien. Er bestaat een verschil tussen de frequentie van het strooilicht van de éné laser bundel en de frequentie van het strooilicht van de andere bundel. Daar dit verschil in frequentie in de meeste gevallen goed meetbaar is, mengt men het strooilicht van beide bundels. Dit verschil is evenredig met de snelheid van het deeltje. In het lichtgevoelige deel van de detector vindt de menging plaats. Het gebruik van het Doppler effect

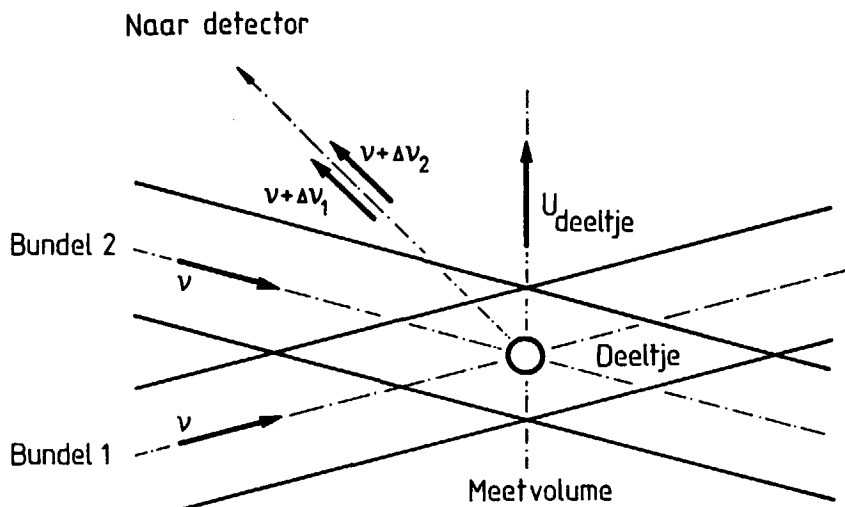
mondt uit in optische signalen, die informatie bevatten over de snelheid. Om deze signalen te kunnen verwerken, worden zij met behulp van een detector - een opto-electronische inrichting - omgezet in elektrische signalen. De frequenties van deze signalen worden gemeten met een frequentie-meter, die in staat is om discontinue signalen te verwerken. Dit instrument levert uiteindelijk de verlangde informatie over de snelheid van de deeltjes in het meetvolume.

4.3. Het Doppler-signaal

4.3.1. Opbouw van het signaal ; het Doppler model

Er bestaan twee modellen om het verband tussen de snelheid van het lichtverstrooiende deeltjes en het signaal van de detector af te leiden. Dat zijn het Doppler model en het "fringe" model. In deze paragraaf komt het Doppler model aan de orde. De volgende paragraaf handelt over het "fringe" model.

In figuur 4.2 is het meetvolume getekend. Het meetvolume is het gebied, waar de twee laserstralen - zoals die in figuur 4.1 getekend zijn - elkaar snijden. Deeltjes, die in de gasstroming gesuspendeerd zijn verstrooien het licht van beide bundels als zij door het meetvolume bewegen.



Figuur 4.2 Het meetvolume

Het deeltje, dat het meetvolume doorkruist neemt het licht, dat afkomstig is van bundel 1, waar met een frequentie ν_{p1} [Hz]. Voor deze frequentie geldt :

$$\nu_{p1} = \nu_1 \left(1 - \frac{e_1 \cdot u_p}{c} \right) \quad (4.1)$$

waarbij ν_1 [Hz] de frequentie van bundel 1 is, \underline{e}_1 de eenheids-vector in de richting van bundel 1 is, \underline{u}_p [m/s] de snelheids-vector van het deeltje is en c [m/s] de lichtsnelheid is. Het deeltje verstrooit het ontvangen licht met frequentie ν_{p1} . De stilstaande detector neemt het verstrooide licht waar met een frequentie ν_{d1} [Hz]. Er geldt dat :

$$\nu_{d1} = \frac{\nu_{p1}}{1 - \frac{\underline{e}_3 \cdot \underline{u}_p}{c}} \quad (4.2)$$

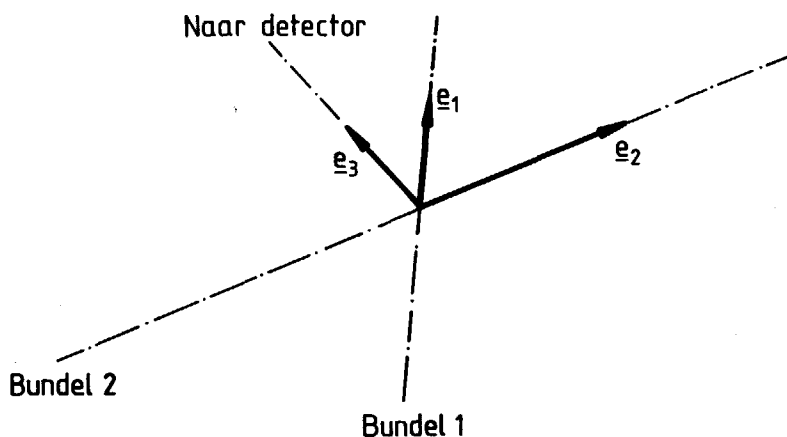
en \underline{e}_3 representeert de eenheids-vector in de richting van de detector. Samenvoeging levert dat :

$$\nu_{d1} = \nu_1 \frac{1 - \frac{\underline{e}_1 \cdot \underline{u}_p}{c}}{1 - \frac{\underline{e}_3 \cdot \underline{u}_p}{c}} \quad (4.3)$$

Voor de frequentie - ν_{d2} [Hz] - van het strooilicht, dat afkomstig is van bundel 2 geldt mutatis mutandis :

$$\nu_{d2} = \nu_2 \frac{1 - \frac{\underline{e}_2 \cdot \underline{u}_p}{c}}{1 - \frac{\underline{e}_3 \cdot \underline{u}_p}{c}} \quad (4.4)$$

waarbij \underline{e}_2 de eenheidsvector in de richting van bundel 2 is en ν_2 de frequentie van bundel 2. De verschillende eenheidsvectoren zijn in figuur 4.3 getekend.



Figuur 4.3 De eenheidsvectoren

De verschuiving van de frequentie van licht - of een ander golfverschijnsel - doordat bronnen of waarnemers ten opzichte van elkaar bewegen wordt het Doppler effect genoemd. De Oostenrijkse natuurkundige C.J. Doppler (1803 - 1853) heeft dit verschijnsel als eerste bestudeerd en beschreven.

Om de snelheid van het deeltje te meten wordt het verschil tussen ν_{d1} en ν_{d2} bepaald. In het gevoelige deel van de detector, die het opvallende licht omzet in een elektrisch signaal, wordt het strooilicht van beide bundels gemengd en ontstaat het verschil van ν_{d1} en ν_{d2} . Het feit, dat de grootte van het afgegeven signaal niet lineair afhankelijk is van de elektrische veldsterkte van het elektromagnetisch verschijnsel licht, is verantwoordelijk voor het ontstaan van dit verschil. Voor dit verschil geldt dat :

$$\nu_{out} = | \nu_{d2} - \nu_{d1} | \quad (4.5)$$

waarbij ν_{out} [Hz] de frequentie is van het door de detector afgegeven signaal. Substitutie van de desbetreffende vergelijkingen in (4.5) levert dat :

$$\nu_{\text{out}} = \left| \frac{\nu_2 \left(1 - \frac{\underline{e}_2 \cdot \underline{u}_p}{c}\right) - \nu_1 \left(1 - \frac{\underline{e}_1 \cdot \underline{u}_p}{c}\right)}{1 - \frac{\underline{e}_3 \cdot \underline{u}_p}{c}} \right| \quad (4.6)$$

In het geval dat ν_1 gelijk aan ν_2 is en de snelheid \underline{u}_p klein ten opzichte van de lichtsnelheid is, geldt er, afgezien van het absoluutteken :

$$\nu_{\text{out}} = \nu_0 \frac{(\underline{e}_2 - \underline{e}_1) \cdot \underline{u}_p}{c} \quad (4.7)$$

waarbij ν_0 de oorspronkelijke frequentie van beide bundels is. Het opmerkelijke van (4.7) is dat ν_{out} onafhankelijk van de richting is, waarin de detector naar het meetvolume kijkt. De vector \underline{e}_3 komt immers in deze vergelijking niet voor. Na enig rekenwerk volgt er dat :

$$\nu_{\text{out}} = \frac{\nu_0}{c} u_b 2 \sin \theta \quad (4.8)$$

waarbij u_b de component van de snelheid in het vlak opgespannen door de vectoren \underline{e}_1 en \underline{e}_2 is, die loodrecht op de bissectrice van deze vectoren staat en θ is de helft van de hoek tussen \underline{e}_1 en \underline{e}_2 . In figuur 4.3 zijn de verschillende eenheidsvectoren getekend.

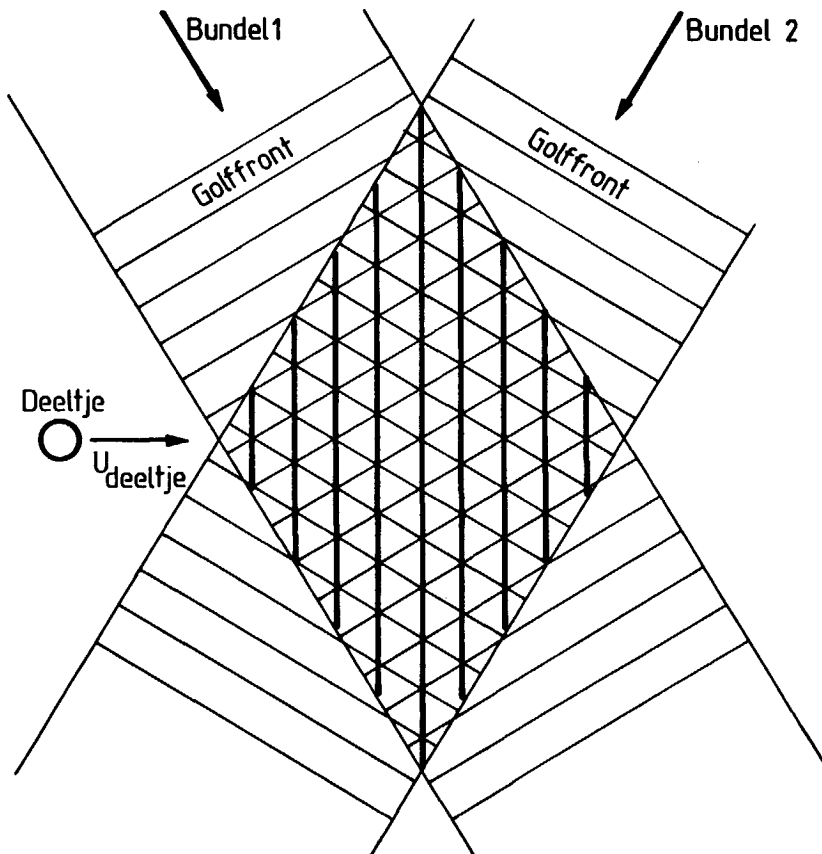
Vergelijking (4.8) kan ook als volgt geschreven worden :

$$\nu_{\text{out}} = \frac{u_b 2 \sin \theta}{\lambda} \quad (4.9)$$

De golflengte van het licht wordt aangeduid met λ [m]. Vergelijking (4.9) zegt alleen iets over de frequentie van het signaal van de detector. Over de vorm van het signaal wordt, daarentegen, geen uitspraak gedaan. Over de richting van u_b kan geen uitsluitsel worden gegeven vanwege het absoluutteken in vergelijking (4.6). Indien de frequentie van beide bundels niet gelijk is wordt een fictieve snelheid aan de snelheid u_b toegevoegd. Door van dit feit gebruik te maken kan men in gevallen, waarbij u_b van teken verandert, ook metingen verrichten. Indien de golflengte van het licht van een van de bundels ten opzichte van de golflengte van de andere bundel veranderd wordt voordat dit het meetvolume bereikt, spreekt men van voorverschuiving.

4.3.2. Opbouw van het signaal ; het "fringe" model

Vergelijking (4.9) is ook op een andere manier af te leiden. In figuur 4.4 zijn de bundels 1 en 2 nogmaals getekend en nu zijn ook de golffronten getekend.



Figuur 4.4 De bundels, het meetvolume en de golffronten

Golffronten zijn vlakken met gelijke fase in de bundel. Licht is op te vatten als elektromagnetisch golfverschijnsel en voor de veldsterkte van het elektrisch veld geldt dat :

$$E(t) = \text{Re} \left\{ E_0 e^{i \left(2\pi \left(\omega_0 t + \frac{x}{\lambda} \right) - \phi \right)} \right\} \quad (4.10)$$

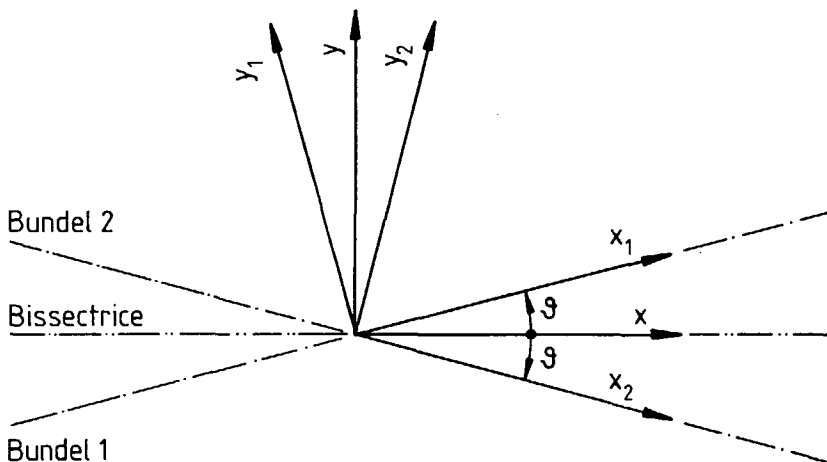
waarbij $E(t)$ de veldsterkte in V/m op het tijdstip t is, E_0 de maximale veldsterkte is, ω_0 de frequentie in rad/s van het golfverschijnsel is, x de coördinaat langs de bundel in m is en ϕ de fase in rad is. De intensiteit van het licht, zoals die door een detector wordt waargenomen, is gedefinieerd als :

$$I = \frac{1}{4T} \int_0^{+T} (\epsilon + \epsilon^*)^2 dt = \frac{1}{2} E_0^2 \quad (4.11)$$

waarbij geldt dat :

$$\epsilon = E_0 e^{i \left(2\pi \left(\omega_0 t + \frac{x}{\lambda} \right) - \phi \right)}$$

ϵ^* is de complex geconjugeerde van ϵ .



Figuur 4.5 Hartlijnen en bissectrice van de bundels

In figuur 4.5 zijn de hartlijnen van beide cilindervormige laserbundels en de bissectrice getekend. Er zijn drie assenstelsels getekend. Alle stelsels hebben hun oorsprong in het snijpunt van hartlijnen van de bundels. De totale veldsterkte in een willekeurig punt P met de coördinaten (x_p, y_p, z_p) in het assenstelsel, dat bij de bissectrice hoort, is gelijk aan de som van de beide veldsterkten.

$$E_{\text{tot},p}(t) = E_{1,p}(t) + E_{2,p}(t) \quad (4.12)$$

en

$$\epsilon_{\text{tot},p}(t) = \epsilon_{1,p}(t) + \epsilon_{2,p}(t)$$

Stel nu dat een detector met een lichtverstrooiend deeltje meereist. Het deeltje en de detector bevinden zich op een bepaald moment in het punt P in het meetvolume. Voor de intensiteit in het punt P - I_p - geldt, indien de integratie-tijd T veel groter dan de trillingstijd van het licht is - $T \gg (2\pi \omega_0)^{-1}$ - dat :

$$I_p = \frac{E_{1,p}^2}{2} + \frac{E_{2,p}^2}{2} + E_{1,p} E_{2,p} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} (x_1 - x_2) - (\phi_1 - \phi_2) \right) \quad (4.13)$$

Omdat het verschil $\phi_1 - \phi_2$ constant is, zal het in de verdere beschouwingen niet mee genomen worden.

De intensiteit in de dwarsdoorsnede van een laserbundel wordt beschreven met een normale verdeling (TEM_{00} - mode). Deze verdeling ziet er als volgt uit :

$$I_p(r) = I_0 e^{-2 \left\{ \frac{r}{r_0} \right\}^2} \quad (4.14)$$

Waarbij r de afstand van het punt P tot de hartlijn van de laserbundel is, I_0 de intensiteit op de hartlijn is en r_0 een maat voor de breedte van de bundel is. Voor de verdeling van de veldsterkte geldt er dan dat :

$$E_p(r) = E_0 e^{-\left\{ \frac{r}{r_0} \right\}^2} \quad (4.15)$$

Zowel I_0 als E_0 zijn functies van de plaats op de hartlijn van de bundel. Omdat een lens met een relatief grote brandpuntafstand wordt toegepast, is deze afhankelijkheid in het meetvolume verwaarloosbaar. Meer informatie over de exacte vorm van laserbundels is te vinden in [7] en [10].

Voor de relatie tussen het assenstelsel, dat verbonden is met de bissectrice en het stelsel, dat bij bundel 1 hoort, geldt :

$$\begin{aligned}x_{1,p} &= x_p \cos \theta + y_p \sin \theta \\y_{1,p} &= -x_p \sin \theta + y_p \cos \theta \\z_{1,p} &= z_p\end{aligned}\tag{4.16}$$

De afstand van het punt P tot de hartlijn van bundel 1, die r_1 genoemd wordt, wordt gegeven door :

$$r_1^2 = y_{1,p}^2 + z_{1,p}^2\tag{4.17}$$

Voor de relatie tussen het assenstelsel, dat verbonden is met de bissectrice en het stelsel, dat bij bundel 2 hoort, geldt :

$$\begin{aligned}x_{2,p} &= x_p \cos \theta - y_p \sin \theta \\y_{2,p} &= x_p \sin \theta + y_p \cos \theta \\z_{2,p} &= z_p\end{aligned}\tag{4.18}$$

De afstand van het punt tot de hartlijn van bundel 2, die r_2 genoemd wordt, wordt gegeven door :

$$r_2^2 = y_{2,p}^2 + z_{2,p}^2\tag{4.19}$$

Substitutie van (4.15) tot (4.19) in (4.13) levert na enig rekenwerk dat :

$$I_p = e^{-2 \frac{x_p^2 \sin^2 \theta + y_p^2 \cos^2 \theta + z_p^2}{r_0^2}} * \left[\frac{1}{2} E_{1,0}^2 e^{\frac{4 x_p y_p \sin \theta \cos \theta}{r_0^2}} + \frac{1}{2} E_{2,0}^2 e^{\frac{-4 x_p y_p \sin \theta \cos \theta}{r_0^2}} + E_{1,0} E_{2,0} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2 y_p \sin \theta\right) \right] \quad (4.20)$$

Aan de hand van vergelijking (4.20) kunnen al verschillende uitspraken over het meetvolume en het signaal, dat de detector zal afgeven bij de passage van een deeltje, worden gedaan. De intensiteit in het punt P is minimaal als het argument van de cosinus gelijk aan $\pi + k 2\pi$ ($k \in \mathbb{Z}$) is. De intensiteit is daarentegen maximaal als het argument van de cosinus gelijk is aan $k*2\pi$, waarbij ($k \in \mathbb{Z}$) is. Er treedt wederzijdse versterking en verzwakking op. De vlakken waarin de intensiteit maximaal dan wel minimaal is, worden heldere "fringes" respectievelijk donkere "fringes" genoemd. Voor de maxima geldt er dat :

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2 y_p \sin \theta = k 2\pi \quad (k \in \mathbb{Z}) \quad (4.21)$$

en voor de minima :

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2 y_p \sin \theta = \pi + k 2\pi \quad (k \in \mathbb{Z}) \quad (4.22)$$

De afstand in de y-richting tussen twee opeenvolgende heldere "fringes" is :

$$2 s \sin \theta = \lambda \quad (4.23)$$

waarbij s de eerdergenoemde steek is. De grootte s wordt "fringe" afstand genoemd.

Bij de doorkruising van het meetvolume zal het deeltje vlakken met verschillende intensiteiten - donkere en heldere "fringes" - passeren. De hoeveelheid licht, die het deeltje verstrooit hangt af van zijn plaats in het meetvolume. Een detector, die op het meetvolume gericht is, zal, als er zich een bewegend deeltje in het meetvolume bevindt, een signaal ontvangen. Dit signaal is gelijkvormig met de functie, die de intensiteitsverdeling in het meetvolume beschrijft. In het meetvolume komen een aantal opeenvolgende lokale maxima en minima voor en als het deeltje zich in zo'n vlak bevindt zal het signaal, dat de detector afgeeft ook maximaal respectievelijk

minimaal zijn. Het signaal is dus een periodiek verschijnsel. Voor de frequentie daarvan geldt :

$$\nu_{\text{out}} = \frac{u_b}{s} = \frac{u_b}{\lambda} \quad (4.24)$$

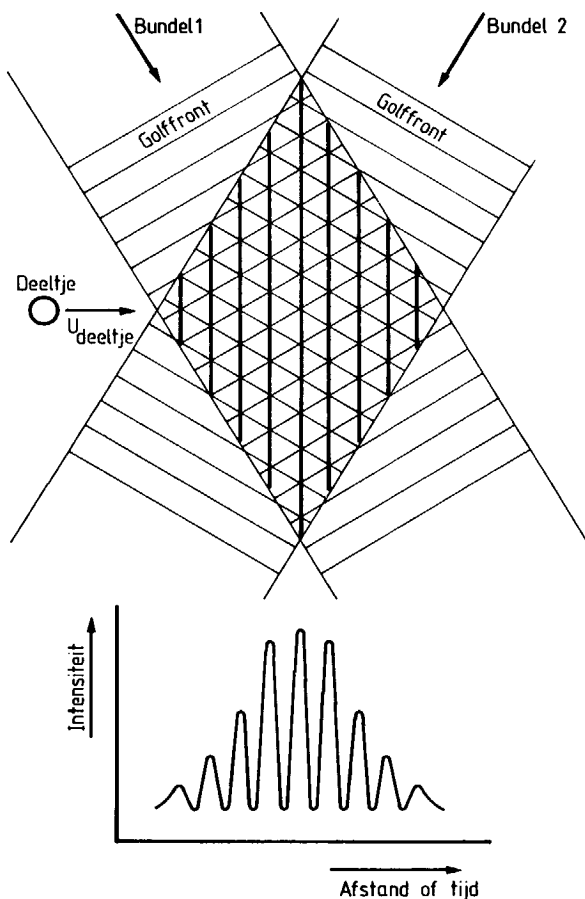
De component van de snelheid, die loodrecht op de vlakken met gelijke intensiteit staat, wordt u_b genoemd. De component van de snelheid in de y-richting is derhalve $u_b \sin \theta$. Deze frequentie is gelijk aan de frequentie uit vergelijking (4.9).

Ook in dit geval blijkt het niet mogelijk om op grond van het signaal de richting van de snelheidscomponent u_b te bepalen. Door gebruik te maken van voorverschuiving is het mogelijk om dit bezwaar te ondervangen. Indien men voorverschuiving toe past lijkt het alsof de "fringes" in de y-richting bewegen.

Indien $E_{1,0}$ en $E_{2,0}$ uit vergelijking (4.20) aan elkaar gelijk zijn kan deze vergelijking als volgt geschreven worden :

$$I_p = 2 e^{-2 \frac{x_p^2 \cos^2 \theta + y_p^2 \sin^2 \theta + z_p^2}{r_0^2}} \frac{1}{2} E_0^2 * \left[\cosh\left(\frac{4 x_p y_p \sin \theta \cos \theta}{r_0^2}\right) + \cos\left(\frac{2 \pi}{\lambda} 2 y_p \sin \theta\right) \right] \quad (4.25)$$

De intensiteit als functie van de plaats, zoals die door vergelijking (4.25) wordt beschreven, is in figuur 4.6 getekend.



Figuur 4.6 Intensiteitsverdeling in het meetvolume

Daar de veldsterkte in de beschouwingen, die ten grondslag liggen aan vergelijking (4.20), meegenomen is, kan men iets zeggen over de verdeling van de intensiteit in het meetvolume en de exacte vorm van het door de detector afgegeven signaal. Veronderstel dat zich in het punt P een deeltje bevindt en dat dit deeltje tijdens zijn baan door het meetvolume het licht isotropisch verstrooit. Een deel van het licht van beide bundels bereikt langs deze weg de detector, die op het meetvolume gericht is. Op deze wijze is de intensiteit in het punt P te meten. Er wordt ook aangenomen dat het deeltje met een constante snelheid beweegt, als het zich in het meetvolume bevindt. Deze snelheid wordt (u_x, u_y, u_z) genoemd. Het punt van de baan van

het deeltje, waarbij het de oorsprong van het x,y,z-assenstelsel het dichtst genaderd is, wordt (x_0, y_0, z_0) genoemd. Het nulpunt van de tijdas komt overeen met de aanwezigheid van het deeltje in dit punt. De positie van het deeltje en derhalve van het punt P is een functie van de tijd.

$$x_p = u_x t + x_0 ; y_p = u_y t + y_0 ; z_p = u_z t + z_0 \quad (4.26)$$

Substitutie van (4.26) in (4.20) levert dat :

$$I_p = e^{-2 \frac{(u_x t + x_0)^2 \sin^2 \theta + (u_y t + y_0)^2 \cos^2 \theta + (u_z t + z_0)^2}{r_0^2}} * \\ * \frac{1}{2} E_{1,0}^2 \left[e^{\frac{4 (u_x t + x_0) (u_y t + y_0) \sin \theta \cos \theta}{r_0^2}} + \right. \\ \left. + \zeta^2 e^{\frac{-4 (u_x t + x_0) (u_y t + y_0) \sin \theta \cos \theta}{r_0^2}} + \right. \\ \left. + 2 \zeta \cos\left(\frac{2\pi}{s} (u_y t + y_0)\right) \right] \quad (4.27)$$

waarbij ζ gelijk aan $E_{2,0} / E_{1,0}$ is en s de "fringe" afstand is. Indien de waarde van de hoek θ klein is, kan de waarde van $\sin \theta$ verwaarloosd worden en kan de waarde van $\cos \theta$ gelijk aan 1 gesteld worden. Als bovendien de bundels zo geörienteerd zijn dat grote waarden van u_x zelden voorkomen en het gebied van het meetvolume, dat de detector kan waarnemen, langs optische weg beperkt wordt tot een aantal malen de straal van de bundels, dan kan vergelijking (4.27) als volgt benaderd worden :

$$I_p(t) = \frac{1}{2} E_{1,0}^2 e^{-2 \frac{(u_y t + y_0)^2 + (u_z t + z_0)^2}{r_0^2}} (1 + \zeta^2) * \\ * \left[1 + \frac{2 \zeta}{1 + \zeta^2} \cos\left(\frac{2\pi}{s} (u_y t + y_0)\right) \right] \quad (4.28)$$

Indien er wordt aangenomen dat de afstand tussen het deeltje en de x-as het kleinst is in het punt (x_0, y_0, z_0) , kan $I_p(t)$ als functie van r_d - de afstand tussen de x-as en dit punt - geschreven worden. Er wordt dan verondersteld dat alle banen van de waargenomen deeltjes in het yz-vlak liggen. Aangezien de plaatsvector (x_0, y_0, z_0) loodrecht op de snelheidsvector

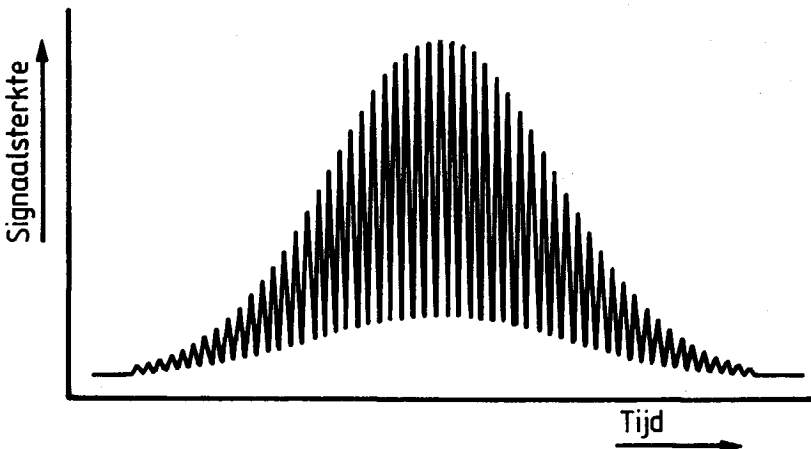
(u_x, u_y, u_z) staat en er verondersteld wordt dat de waarde van u_x verwaarloosbaar klein is, geldt er :

$$u_y y_0 + u_z z_0 = 0 \quad (4.29)$$

Uitwerking van vergelijking (4.28) met deze veronderstelling levert dat :

$$I_p(t) = I_{1,0} * e^{-2 \frac{r_d^2}{r_0^2}} * e^{-2 \frac{(u_y + u_z)^2 t^2}{r_0^2}} (1 + \zeta^2) * \left[1 + \frac{2\zeta}{1 + \zeta^2} \cos\left(\frac{2\pi}{s} (u_y t + y_0)\right) \right] \quad (4.30)$$

Deze vergelijking beschrijft de responsie van een ideale detector als functie van de tijd als dit instrument blootgesteld wordt aan het licht, dat het deeltje verstrooit en aan de gestelde beperkingen wordt voldaan. De grootte $2\zeta / (1 + \zeta^2)$ wordt de Michelson "fringe" zichtbaarheid genoemd en wordt aan gegeven met de letter m. Er bestaat een verband tussen de "fringe" zichtbaarheid en de diameter van het deeltje, dat het licht verstrooid. Aangezien dit verband niet eenduidig is, kan van dit verband slechts met voorzichtigheid gebruikt worden. Meer informatie over het verband tussen m en de diameter wordt verschaft door Durst, Melling en Whitelaw [7]. In figuur 4.7 is een voorbeeld van een door een detector afgegeven signaal gegeven.



Figuur 4.7 Het afgegeven signaal

Er is bij de beschouwingen hierboven aangenomen dat de "fringes" evenwijdige platte vlakken zijn, die op een constante onderlinge afstand liggen. Dit is echter meestal niet het geval. Ook ten gevolge van deze afwijkingen zal er een verbreding van het frequentie-spectrum op treden.

4.3.3. Slotopmerkingen

Er bestaan dus twee modellen, waarmee het signaal beschreven kan worden. Bij beide modellen voor de beschrijving van het signaal van een laser Doppler anemometer wordt verondersteld dat het lichtverstrooiende deeltje een star lichaam is, dat een éénparige en rechtlijnige beweging zonder rotaties uitvoert. De deeltjes zullen in werkelijkheid niet aan dit ideaalbeeld voldoen. Er is geen rekening gehouden met de eventuele gevolgen van de trillingen - bijvoorbeeld oscillerende druppels - als het deeltje vervormbaar is. Ook is het mogelijk dat de snelheid van het massamiddelpunt van het deeltje van grootte en richting verandert tijdens het verblijf in het meetvolume. Daarnaast kan het deeltje roteren. Het signaal, dat detector afgeeft tijdens de doortocht van een deeltje zal derhalve opgebouwd zijn uit een verzameling van signalen.

4.4. Electronische signaalverwerking

4.4.1. Inleiding

Het gebruik van het Doppler effect resulteert in periodieke optische signalen. Met behulp van een detector wordt het optische signaal in een elektrisch signaal omgezet. De frequentie van beide signalen is evenredig met de snelheid van het deeltje, dat het meetvolume doorkruist. De frequentie van het elektrische signaal wordt bepaald door het in figuur 4.1 getekende apparaat, dat zorgt draagt voor de signaal verwerking.

Er bestaan een aantal type apparaten, waarmee de frequentie van het signaal, dat van de detector afkomstig is, bepaald kan worden. Dat zijn de "tracker", de "counter" en de correlator.

Een "tracker" is een instrument, dat een elektrische spanning afgeeft, die evenredig is met de frequentie van het aangeboden elektrisch signaal. De "tracker" is ontworpen voor de verwerking van "continue" signalen. Van een "continue" signaal is sprake als op het moment dat een deeltje het meetvolume verlaat het volgende deeltje reeds het meetvolume binnen komt. Dit type apparaat werkt ook nog als er een kort tijdsinterval ligt tussen het vertrek van het ene deeltje en de aankomst van het volgende deeltje.

Voor de verwerking van signalen, waarbij tussen het vertrek van het ene deeltje en de aankomst van het volgende deeltje een langer tijdsinterval ligt is de "counter" ontworpen. Een "counter" meet de tijd tussen twee nuldoorgangen van het signaal van de detector nadat het een hoogdoorlaat filter is gepasseerd. Omdat deze meetmethode gevoelig is voor de in het signaal aanwezige ruis, moet de signaal-ruis-verhouding van de signalen, die de "counter" verwerkt groot zijn.

Een correlator is een elektronisch apparaat, dat langs digitale weg een benadering van de autocorrelatie functie van het signaal van de detector berekent. De autocorrelatie functie van een signaal wordt gegeven door :

$$G(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T I(t) I(t + \tau) dt \quad (4.31)$$

Deze functie is een maat voor de samenhang tussen het signaal op het tijdstip t en het signaal op het tijdstip $t + \tau$. Deze wijze van signaalverwerking is toepasbaar omdat naar de samenhang in de vorm van de

frequenties, waaruit het signaal opgebouwd is, gezocht wordt. Daarnaast wordt de invloed van de ruis onderdrukt als men een correlatie functie bepaald. Op grond van een gedurende een experiment bepaalde autocorrelatie functie, die de som is van de autocorrelatie functies van een groot aantal afzonderlijke Doppler signalen, wordt de kansverdeling van de snelheid van de deeltjes berekend. Bij de correlatie techniek wordt van een fotomultiplicatorbuis, die is in staat om afzonderlijke fotonen waar te nemen, gebruik gemaakt. Het signaal is daardoor in een digitale vorm beschikbaar voor bewerking door de correlator. Vanwege de grote gevoeligheid van de detector, is het mogelijk om metingen te verrichten als de intensiteit van het verstrooide licht gering is. Ook als er sprake is van een kleine signaal-ruis-verhouding kan er gemeten worden omdat de autocorrelatie functie van het signaal bepaald wordt.

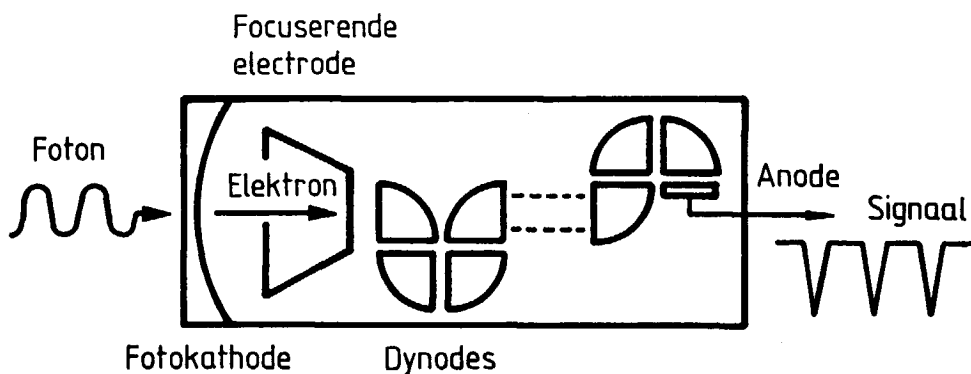
De "tracker" en de "counter" leveren op het moment, dat er gemeten wordt direkt informatie over de snelheid van het desbetreffende deeltje, bij de correlator daarentegen moet men wachten totdat de correlatie functie gemeten en geïnterpreteerd is.

Om de invloed van trillingen in het frame, waarop de anemometer gemonteerd is, op de metingen te beperken, wordt gebruik gemaakt van de strooilicht-configuratie. De detector vangt dan het achterwaarts verstrooide licht op. De intensiteit van het in deze richting verstrooide licht is bij de toegepaste deeltjes gering. Tevens moeten bij lage concentraties van deeltjes in de stroming metingen verricht kunnen worden. Daarom wordt de foton-correlatie techniek toegepast.

4.4.2. Foton-correlatie technieken

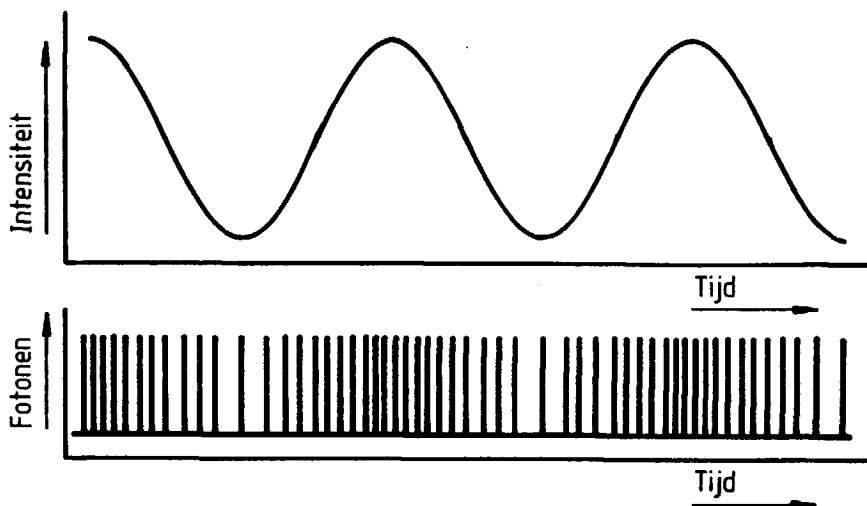
Het verschijnsel, waarop alle experimenten, waarbij fotonen geteld worden, berusten is het foto-electrisch effect. Met dit effect wordt de interactie tussen electromagnetische straling en lichtgevoelig materiaal beschreven. Met behulp van de golftheorie kan de voortplanting, interferentie, polarisatie en verstrooiing van licht op afdoende wijze beschreven worden. Nochtans kan het foto-electrisch effect alleen met behulp van het idee van lichtquanta en hun quasi-corpusculair karakter verklaard worden. De straling wordt geabsorbeerd in discrete hoeveelheden, die fotonen worden genoemd. De absorptie van een foton door het lichtgevoelige materiaal heeft als gevolg dat een elektron in dit materiaal vrij gemaakt wordt. Door gebruik te maken van de semi-klassieke benadering kan aangetoond worden dat de kans $p(t)$ op de emissie van een elektron in een tijdsinterval van de grootte Δt evenredig is met de klassieke intensiteit $I(t)$ van het invallende licht. De golftheorie kan beschouwd worden als een mathematische constructie, die aangeeft waar lichtquanta verwacht mogen worden. Het kwadraat van de amplitude van het golfveld op een bepaalde plaats is evenredig met de waarschijnlijkheid om op deze plaats een lichtquantum aan te treffen. Er wordt van uit gegaan dat het licht aankomt als een vlakke monochromatische golf, die het oppervlak loodrecht treft en dat Δt veel groter is dan de reciproque van de gemiddelde optische frequentie, maar veel korter dan de coherentie tijd van het licht. Men is geïnteresseerd in waarschijnlijkheid van het tellen van n foto-elektronen in het tijdsinterval van t tot $t + \Delta \tau$, waarbij $\Delta \tau$ de bemonstertijd is. Het gemiddelde van de desbetreffende kansverdeling is evenredig met de intensiteit. Derhalve kan de intensiteit gemeten worden door fotonen te tellen.

Een schematische voorstelling van de fotomultiplicatorbuis is in figuur 4.8 getekend. Indien een foton de foto-kathode bereikt kan het daaruit een elektron vrijmaken. Ten gevolge van een electrisch veld beweegt dit elektron in de richting van de eerste anode. Dit elektron treft deze anode en als de snelheid van het elektron groot genoeg is, treedt secundaire emissie van verschillende elektronen op. Door verschillende malen achtereenvolgend van dit verschijnsel gebruik te maken, kan een aanzienlijke stroomversterking bereikt worden en is men in staat om een zeer gevoelige detector te construeren.



Figuur 4.8 Schematische voorstelling van de fotomultiplicator

Het type anode, dat bij de toepassing van de secundaire emissie gebruikt wordt, heet dynode. De pulsen aan de uitgang van de detector hebben een zekere breedte ten gevolge van het verschil in afgelegde weg van de verschillende elektronen. Nadat er ten gevolge van het opnemen van een energie-quantum in de vorm een foton een elektron de kathode heeft verlaten, duurt het enige tijd voordat dit proces zich opnieuw kan afspelen. Deze tijd wordt dode tijd genoemd. Figuur 4.9 laat de digitale vorm en de analoge vorm van een signaal zien.



Figuur 4.9 Het analoge en het digitale signaal

Bij deze techniek wordt de autocorrelatie functie, die een maat is voor de samenhang tussen de waarden van een signaal op twee verschillende tijdstippen berekend. Met deze functie kan men de frequenties, die in het signaal aanwezig zijn, bepalen. Daartoe wordt het signaal met zichzelf vermenigvuldigd nadat het een bepaalde tijd vertraagd is. Als de vertragingstijd exact gelijk is aan een veelvoud van een periode van een component van het signaal, dan treedt de maximale versterking op. Is daarentegen sprake van een verschil in fase, dat niet een veelvoud van 2π bedraagt, dan zal het produkt min of meer uit gemiddeld worden. Volledige uitdoving zal optreden als de vertragingstijd exact gelijk is aan de halve periode of aan de halve periode plus een veelvoud van de periode. De autocorrelatie functies van een groot aantal Doppler signalen worden bij elkaar opgeteld. Veel van de frequenties, die in het signaal van de detector aanwezig zijn, zullen te voorschijn komen in de autocorrelatie functie.

De correlator berekent een benadering van de volgende vergelijking :

$$G(\tau) = \int_0^T I(t) I(t - \tau) dt \quad (4.32)$$

Deze vergelijking wijkt af van de eerder beschreven uitdrukking voor de autocorrelatie functie. De normaliserende factor $1/T$ is weggelaten en dientengevolge neemt de absolute grootte van de autocorrelatie functie toe met toenemende meettijd. De limiet operatie $T \rightarrow \infty$ is niet realistisch in experimentele procedures. Het gebruik van een eindige meettijd T houdt in dat een schatter bepaald wordt in plaats van de asymptotische functie. De wijze, waarop de vertragingstijd verwezenlijkt wordt wijkt af omdat alleen deze beschrijving gerealiseerd kan worden met instrumenten.

Indien de ruis, die in het signaal aanwezig is, niet gecorreleerd is - witte ruis - en er geen correlatie bestaat tussen de ruis en het ideale deel van het signaal, zal alleen voor het punt waarvoor geldt dat τ gelijk aan nul is, de ruis de autocorrelatie functie van het signaal beïnvloeden. In de praktijk betekent dit dat de autocorrelatie functie in de buurt van $\tau = 0$ beïnvloed is door de ruis en dat in overige deel van deze functie er een reductie van de invloed van de ruis heeft plaats gevonden.

Omdat de intensiteit van het licht evenredig is met de waarschijnlijkheid van de emissie van een elektron gedurende een gegeven tijd kan deze vergelijking ook als volgt geschreven worden :

$$G(\tau) = \sum_{t=0}^{t=T} n(t) n(t - \tau) \quad (4.33)$$

waarbij $n(t)$ het aantal fotonen is, dat gedurende een tijdsinterval $\Delta\tau$ op het tijdstip t geteld wordt. Bij deze techniek worden de fotonen geteld in opeenvolgende tijdsintervallen. Dit tijdsinterval wordt bemonstertijd genoemd en is bij de hier besproken metingen van de orde van grootte van $0.5 \mu\text{s}$. Het aantal fotonen, dat geteld wordt gedurende de bemonstertijd op het tijdstip t , wordt gecorreleerd met het aantal fotonen, dat geteld werd in een bemonstertijd, die een geheel aantal malen de bemonstertijd aan de bemonstertijd op het tijdstip t voorafging. De door de correlator bepaalde discrete versie van de autocorrelatie functie ziet er als volgt uit :

$$G(k \Delta\tau) = \sum_{t=0}^{t=T} n(t) n(t - k \Delta\tau) \quad (4.34)$$

$$k = 1 \dots N$$

waarbij $k \Delta\tau$ de vertragingstijd is en N het aantal punten van de te bepalen autocorrelatie functie is. De discrete autocorrelatie functie bestaat derhalve uit N punten, die op een afstand $\Delta\tau$ van elkaar liggen. De in het signaal aanwezige ruis verhindert een zinvolle bepaling van $G(0 \Delta\tau)$.

De correlator is op te vatten als een "hard wired" computer, die als enige taak heeft het berekenen van de autocorrelatie functie uit vergelijking (4.34). De bemonstertijd wordt met behulp van de interne klok van de correlator vast gelegd. Bij de toegepaste correlator is de bemonstertijd altijd een veelvoud van $0.1 \mu\text{s}$. Een geheugen, dat één van de N waarden van de discrete functie $G(k \Delta\tau)$ bevat, wordt kanaal genoemd. Het aantal kanalen van de toegepaste correlator bedraagt 64.

Na afloop van het experiment bevatten de kanalen van de correlator de discrete autocorrelatie functie. De ruis, die in het signaal van de detector aanwezig is, maakt de bepaling van $G(0)$ onmogelijk omdat de autocorrelatie functie van de ruis de neiging heeft om op een Dirac-delta-functie te lijken. Daarenboven zal de dode tijd van de fotomultiplicatorbuis de inhoud van het eerste kanaal en wellicht ook de inhoud van de daarop volgende kanalen beïnvloeden indien de bemonstertijd klein is.

De discrete autocorrelatie functie, althans de door de correlator geproduceerde data, wordt naar een computer getransporteerd en in het geheugen van deze machine opgeslagen. Met behulp van de computer vindt de data-reductie plaats en worden de benodigde grootheden bepaald.

Analoge signaalverwerking gaat voorbij aan het intrinsieke digitale karakter van het optische signaal. De foton-correlatie techniek maakt daarentegen doelbewust gebruik van deze eigenschap. De frequentie analyse met behulp van de correlator op de hierboven beschreven wijze vernietigt de "real-time" informatie en derhalve is het onmogelijk om energie-spectra te bepalen.

Meer informatie over de toepassing van de foton correlatie techniek op de verwerking van signalen bij laser Doppler anemometrie is zowel in [6] en [7] als in de verslagen van een aantal conferenties, die aan dit onderwerp gewijd waren - [4], [5] en [18] - te vinden.

4.4.3. De autocorrelatie functie

Een Doppler "burst" is het signaal, dat een detector afgeeft tijdens de passage van een deeltje. Dit signaal is een functie van de tijd. Er is afgeleid dat deze functie gegeven wordt door :

$$I(t) = c I_0^2 e^{-2 \frac{(u_y + u_z)^2 t^2}{r_0^2}} [1 + m \cos(\frac{2\pi}{s} u_y t)] \quad (4.35)$$

waarbij geldt dat :

$$c = e^{-2 \frac{r_d^2}{r_0^2}} (1 + \zeta^2)$$

De autocorrelatie functie wordt berekend met :

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t + \tau) dt \quad (4.36)$$

Na enig rekenwerk volgt er dat :

$$G(\tau) = \frac{a_0}{\sqrt{u_y^2 + u_z^2}} e^{-1 \frac{(u_y^2 + u_z^2) \tau^2}{r_0^2}} \left[1 + 2m e^{-\frac{\pi r_0^2}{4 s^2}} \cos \frac{\pi u_y \tau}{s} + \right. \\ \left. + \frac{m^2}{2} e^{-\frac{\pi r_0^2}{s^2}} + \frac{m^2}{2} \cos \frac{2 \pi u_y \tau}{s} \right] \quad (4.37)$$

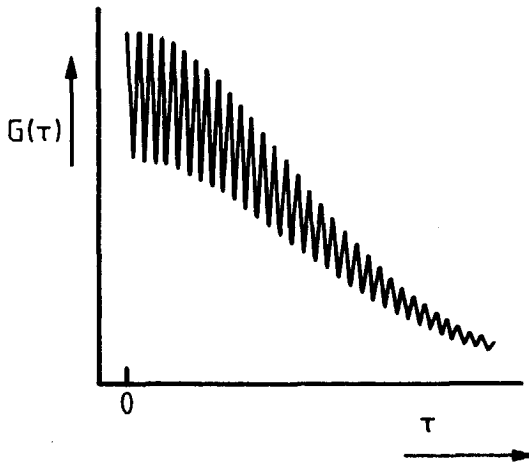
waarbij

$$a_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} r_0 I_0^2 (1 + \zeta^2)^2 e^{-\frac{4 r_d^2}{r_0^2}}$$

De benodigde bepaalde integralen zijn te vinden in [9]. Indien $r_0 \gg s$, wat inhoudt dat het meetvolume veel "fringes" bevat, kan (4.37) vereenvoudigd worden tot :

$$G(\tau) = \frac{a_0}{\sqrt{u_y^2 + u_z^2}} e^{-1 \frac{(u_y^2 + u_z^2) \tau^2}{r_0^2}} \left[1 + \frac{m^2}{2} \cos \frac{2 \pi u_y \tau}{s} \right] \quad (4.38)$$

In figuur 4.10 is de autocorrelatie functie van een enkele Doppler "burst" getekend.



Figuur 4.10 De autocorrelatie functie van een "burst"

Het signaal van de detector gedurende een experiment bestaat uit een groot aantal opeenvolgende Doppler "bursts". Indien er zich ten hoogste één deeltje in het meetvolume bevindt, kan het signaal voorgesteld worden door de som van de afzonderlijke Doppler "bursts".

$$I(t) = \sum_{i=1}^M I_i(t) \quad (4.39)$$

waarbij M het aantal deeltjes is, dat gedurende het experiment het meetvolume passeert. De autocorrelatie functie van vergelijking (4.39) is :

$$H(\tau) = \int_0^T \left(\sum_{i=1}^M I_i(t) \right) \left(\sum_{i=1}^M I_i(t + \tau) \right) dt \quad (4.40)$$

$H(\tau)$ is de autocorrelatie functie, die de correlator tracht te berekenen. Daar de normaliserende factor achterwege is gelaten, zal de grootte van de autocorrelatie functie toenemen met de tijd. Indien verondersteld wordt dat de grootste vertragingstijd van de correlator kleiner is dan de tijd tussen de passage van twee opeenvolgende deeltjes door het meetvolume, zal het signaal, dat bij een bepaalde Doppler "burst" hoort nooit gecorreleerd worden met het signaal, dat hoort bij de daaropvolgende "burst". De grootste vertragingstijd van de correlator is gelijk aan het produkt van de ingestelde bemonstertijd en het aantal kanalen van de correlator. In dat geval zal de uiteindelijk bepaalde autocorrelatie functie de som zijn van de autocorrelatie functies van de afzonderlijke Doppler "bursts".

$$H(\tau) = \sum_{i=1}^M G_i(\tau) \quad (4.41)$$

Om een analytische uitdrukking voor $H(\tau)$ te verkrijgen kan men in plaats van alle afzonderlijke autocorrelatie functies tijdens een meting bij elkaar op te tellen ook over alle snelheden integreren, mits bijna alle mogelijke snelheden gedurende de meting voorkomen.

Veronderstel dat $n(t)$ het aantal deeltjes per eenheid van volume in het deel van het meetvolume, dat wordt waargenomen, op het tijdstip t is. Het aantal deeltjes, dat per tijdseenheid door een eenheid van oppervlak stroomt op het tijdstip t , is gelijk aan :

$$n(t) u(t)$$

waarbij $u(t)$ de snelheid loodrecht op dat oppervlak is. Het aantal deeltjes, dat op het tijdstip t per tijdseenheid door A - het intree oppervlak van het waargenomen deel van het meetvolume - stroomt is gelijk aan :

$$A n(t) u(t)$$

Daar het waargenomen deel van het meetvolume bij benadering cilindervorming is kan A vervangen worden door het geprojecteerde oppervlak loodrecht op de snelheid. De bovenstaande uitdrukking kan dan herschreven worden en volgt er voor het aantal deeltjes, dat per seconde wordt waargenomen :

$$A_p n(t) \sqrt{u_y(t)^2 + u_z(t)^2}$$

waarbij A_p het geprojecteerde oppervlak is.

Er wordt verondersteld dat men met een stationair stochastisch proces te maken heeft; de statistische eigenschappen zijn geen functie van de tijd. Het deel van de totale meettijd, dat het aantal deeltjes per volume-eenheid tussen n en $n + dn$ en de snelheden tussen u_y en $u_y + du_y$ en u_z en $u_z + du_z$ liggen, is dan gelijk aan :

$$p(u_y, u_z, n) du_y du_z dn$$

waarbij $p(u_y, u_z, n)$ de bijbehorende gezamenlijke kansdichtheid is. Tijdens een meting, die T seconden duurt, stromen er

$$A_p n \sqrt{u_y^2 + u_z^2} p(u_y, u_z, n) du_y du_z dn T$$

deeltjes door het oppervlak A_p , waarbij de concentratie en de snelheden tussen de reeds eerder aangegeven grenzen liggen. De bijdrage van de desbetreffende deeltjes aan de autocorrelatie functie, die de correlator uiteindelijk bepaalt is :

$$G(\tau) A_p n \sqrt{u_y^2 + u_z^2} p(u_y, u_z, n) du_y du_z dn T$$

De sommatie over alle infinitesimale stukjes $du_y du_z dn$ levert dat

$$H(\tau) = A_p T \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\tau) n \sqrt{u_y^2 + u_z^2} p(u_y, u_z, n) du_y du_z dn \quad (4.42)$$

Er wordt aangenomen dat het aantal deeltjes per volume-eenheid op het tijdstip t noch van de snelheid $u_y(t)$ noch van de snelheid $u_z(t)$ afhankelijk is en er derhalve sprake is van stochastische onafhankelijkheid. Er geldt dan dat :

$$p(u_y, u_z, n) = p(u_y, u_z) p(n)$$

Met deze veronderstelling en de substitutie van de uitdrukking voor $G(\tau)$ - vergelijking (4.38) - in vergelijking (4.42) is deze vergelijking als volgt te vereenvoudigen :

$$H(\tau) = a_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(u_y^2 + u_z^2) \tau^2}{r_0^2}} \left(1 + \frac{m^2}{2} \cos \frac{2 \pi u_y \tau}{s}\right) p(u_y, u_z) du_y du_z$$

waarbij

$$a_1 = A_p T \bar{n} a_0 \quad (4.43)$$

\bar{n} is het gemiddelde aantal deeltjes per volume eenheid en a_0 is in vergelijking (4.37) beschreven. Het is duidelijk dat de parameter a_1 , als de geometrie van de optica en de meettijd gelijk blijven, evenredig is met het gemiddelde van het aantal deeltjes per volume eenheid.

De autocorrelatie functie, die de correlator bepaalt, wordt echter vanwege het feit, dat de fotomultiplicatorbuis ook pulsen afgeeft ten gevolge van fotonen, die niet uit het meetvolume afkomstig zijn, beschreven door :

$$H(\tau) = a_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(u_y^2 + u_z^2) \tau^2}{r_0^2}} \left(1 + \frac{m^2}{2} \cos \frac{2 \pi u_y \tau}{s}\right) p(u_y, u_z) du_y du_z + b_1 \quad (4.44)$$

waarbij b_1 de bijdrage van de achtergrond straling aan de autocorrelatie functie is. Vergelijking (4.44) beschrijft de samenhang tussen de gemeten autocorrelatie functie en de snelheden. Deze functie is een integraal-transformatie van de kansdichtheid van de snelheid van de deeltjes, die het waargenomen deel van het meetvolume doorkruisen. Na afloop van een experiment bevatten de kanalen van de correlator de discrete autocorrelatie functie. Men kent dan de waarde van $H(\tau)$ in een aantal punten die op een afstand $\Delta\tau$ van elkaar liggen. Voor een zinvolle toepassing van vergelijking (4.44) is het gewenst dat noch u_y noch u_z van teken wisselt.

4.5. Gegevensverwerking

4.5.1. Inleiding

Het doel van de gegevensverwerking is de bepaling van de kansdichtheid van de snelheid en de parameter a_1 , die evenredig is met het gemiddelde van het aantal deeltjes per volume eenheid. De gemeten autocorrelatie functie is een integraal-transformatie van de kansdichtheid en derhalve bestaat de gegevensverwerking uit het langs numerieke weg oplossen van een integraal-vergelijking.

De moeilijkheid bij het oplossen van de integraal-vergelijking, die in de vorige paragraaf werd afgeleid, wordt gevormd door het feit, dat de tweedimensionale kansdichtheid $p(u_y, u_z)$ wordt afgebeeld op een een-dimensionale autocorrelatie functie. Op grond van de discrete autocorrelatie functie, die de correlator bepaalt, zou men de waarde van $p(u_y, u_z)$ in een aantal punten, die deel uitmaken van het $u_y u_z$ -vlak, willen berekenen. De wijze waarop de kansdichtheid wordt afgebeeld, verzet zich echter daartegen. De exponentiele term in vergelijking (4.44), waarin naast u_y ook u_z voorkomt, verhindert het buiten de integratie over u_z brengen van de kern van de integraal-transformatie. Daarom is er extra informatie nodig om vergelijking (4.44) op te kunnen lossen.

Een veronderstelling, die gebruikt wordt om tot een oplossing van het probleem met vergelijking (4.44) te komen, is dat u_y en u_z stochastisch onafhankelijk zijn. Deze veronderstelling houdt in dat:

$$p(u_y, u_z) = p(u_y) p(u_z)$$

Deze veronderstelling is een ontkenning van het bestaan van Reynolds-spanningen. Ondanks dat wordt deze veronderstelling toegepast om een uitdrukking voor $H(\tau)$ te kunnen afleiden. Als bovendien wordt aangenomen dat u_z normaal verdeeld is, wat inhoudt dat :

$$p(u_z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(u_z - U_z)^2}{2 \sigma_z^2}} \quad (4.45)$$

waarbij U_z de gemiddelde snelheid in de z-richting is en σ_z de standaard afwijking is, kan vergelijking (4.44) vereenvoudigd worden tot :

$$H(\tau) = \frac{a_1}{\sqrt{F}} e^{-\frac{U_z^2 \tau^2}{F r_0^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{u_y^2 \tau^2}{r_0^2}} \left(1 + \frac{m^2}{2} \cos \frac{2 \pi u_y \tau}{s}\right) p(u_y) du_y + b_1$$

waarbij geldt dat :

$$F = 1 + 2 \frac{\sigma_z^2 \tau^2}{r_0^2} \quad (4.46)$$

De benodigde bepaalde integralen zijn te vinden in [9]. In de meeste gevallen geldt er dat :

$$2 \frac{\sigma_z^2 \tau^2}{r_0^2} \ll 1 \quad (4.47)$$

Vergelijking (4.46) is een Fredholm integraal-vergelijking van de eerste soort. De Laplace- en de Fourier-transformatie behoren tot dit type integraal-vergelijking. De oplossingen van dit type vergelijkingen kunnen slecht geconditioneerd zijn. Dat wil in dit geval zeggen dat een kleine verstoring in $H(\tau)$ een grote verandering in de waarden van $p(u_y)$ tot gevolg kan hebben. Daardoor is het mogelijk om oplossingen te bedenken, die redelijk goed voldoen aan het voorschrift, maar die zeer weinig overeenkomst vertonen met de "echte" oplossing en die strijdig kunnen zijn met de fysische werkelijkheid. Zo kan men bijvoorbeeld aan $p(u_y)$ negatieve waarden toe kennen.

Kleine verstoringen treden altijd op. Meetfouten en de eindige meettijd zorgen er voor dat slechts een benadering van de autocorrelatie functie wordt bepaald. Daarenboven zorgen de onvermijdelijke afrondingsfouten bij de verwerking door de computer er voor dat niet de werkelijke vergelijking wordt opgelost, maar een benadering daarvan. De mate waarin deze fouten door werken in de numerieke oplossing hangt af van het toegepaste algoritme.

Het volgende voorbeeld laat op eenvoudige wijze zien waarom dit type vergelijking slecht geconditioneerd is. De vergelijking heeft de vorm :

$$H(\tau) = a_1 \int_{-\infty}^{+\infty} k(\tau, u_y) p(u_y) du_y + b_1 \quad (4.48)$$

waabij $k(\tau, u_y)$ de kern van de integraal-vergelijking is. De optelling van een periodieke functie bij $p(u_y)$ zal tot een verandering van $H(\tau)$ leiden. Stel dat deze periodieke functie er als volgt uit ziet :

$$\delta p(u_y) = A \sin \omega u_y \quad (4.49)$$

waarbij A de amplitude en ω het golfgetal is. De waarde van $H(\tau)$ neemt toe met $\delta H(\tau)$, waarvoor geldt dat :

$$\delta H(\tau) = a_1 \int_{-\infty}^{+\infty} k(\tau, u_y) A \sin \omega u_y du_y \quad (4.50)$$

Als de kern integreerbaar is kan aangetoond worden dat :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \delta H(\tau) = 0 \quad (4.51)$$

Men kan dus $\delta H(\tau)$ willekeurig klein maken door een voldoende grote waarde van ω te kiezen. Er bestaan derhalve waarden van ω , waarvoor het onmogelijk is de bijdrage aan de toename van $H(\tau)$ te bepalen. In dergelijke gevallen zijn pogingen om op grond van een verandering van $H(\tau)$ de bijbehorende waarde van $\delta p(u_y)$ te bepalen bij voorbaat gedoemd te mislukken. McWhirter & Pike besteden in [15] meer aandacht aan dit probleem.

Desalniettemin wordt dit probleem beschreven - zoals vele andere fysische problemen - met een Fredholm integraal-vergelijking van de eerste soort en bestaat de mogelijkheid om bruikbare en realistische oplossingen te bepalen met geschikte numerieke procedures.

Door gebruik te maken van enkele begrippen uit de signaaltheorie met betrekking tot Fourier-transformaties kan een afschatting gegeven worden van het gebied, waarbinnen de waarden van u_y moeten liggen, opdat zij op de juiste wijze waargenomen kunnen worden. Indien de exponentiele termen uit vergelijking (4.46) buiten beschouwing gelaten worden, gaat de aldaar

beschreven transformatie over in de Fourier-cosinus-transformatie. Als de data bemonsterd wordt met intervallen, die $\Delta\tau$ groot zijn, kan er geen informatie verkregen worden over frequenties met een periode, die kleiner is dan $2 \Delta\tau$. Deze frequentie komt overeen met het maximum van de meetbare snelheden. Er geldt dat :

$$u_{y,\max} = \frac{s}{2 \Delta\tau} \quad (4.52)$$

Als de correlator N kanalen bezit en de discrete autocorrelatie derhalve uit N punten bestaat, heeft de kleinste frequentie, die waargenomen kan worden, een periode van $N \Delta\tau$. Voor het minimum van de meetbare snelheden geldt er dat :

$$u_{y,\min} = \frac{s}{N \Delta\tau} \quad (4.53)$$

Door een juiste instelling van s en $\Delta\tau$ kan men er voor zorgen dat de snelheden, die kunnen optreden tijdens een te verrichten meting, in het gebied met als grenzen $u_{y,\min}$ en $u_{y,\max}$ liggen.

Er bestaan op dit moment vijf manieren om de gegevens te verwerken. Deze vijf methoden zijn :

1. Een vuistregel,
2. Discrete Fourier-transformatie,
3. Curve Fitten,
4. Lineaire Transformatie en
5. Eigenfuncties en eigenwaarden.

Ad 1. De vuistregel

Bij de vuistregel berekent men de gemiddelde snelheid op grond van de tijd tussen twee lokale maxima van de autocorrelatie functie. Deze tijd komt overeen met de tijd, die de deeltjes gemiddeld nodig hebben om de afstand tussen twee opeenvolgende lichte "fringes" af te leggen. De turbulentie intensiteit is te schatten aan de hand van de mate van uitdemping van het periodieke deel van de autocorrelatie functie. Informatie over deze vorm van signaalverwerking is onder andere te vinden in [7].

Ad 2. De discrete Fouriers-transformatie

De discrete Fourier-transformatie kan in twee gevallen toegepast worden.

In de eerste plaats als de exponentiële term in de integraal vergelijking bij benadering gelijk aan één is en derhalve buiten beschouwing kan worden gelaten. Vergelijking (4.47) "ontaardt" dan in een Fourier-cosinus-transformatie.

In het tweede geval wordt een correctie aangebracht voor de exponentiële term. Dit is mogelijk als de turbulentie intensiteit klein is of de kansverdeling van de snelheid goed met een normale verdeling te beschrijven is. Ook nu wordt weer van de Fourier-cosinus-transformatie gebruik gemaakt. In [18] is meer informatie over de toepassing van de Fourier-transformatie bij de signaalverwerking te vinden.

Ad 3. Het curve fitten

Voor het fitten van een model aan de gemeten discrete autocorrelatie functie is een veronderstelling met betrekking tot $p(u_y)$ nodig. Er worden twee verdelingen gebruikt. De normale verdeling en de Gram-Charlier expansie. De desbetreffende uitdrukking voor $p(u_y)$ wordt in vergelijking (4.46) gesubstitueerd waarna de integraal met behulp van een aantal bekende bepaalde integralen kan worden opgelost. De kleinste kwadraten methode wordt daarna gebruikt om de parameters uit vergelijking (4.46) en de parameters, die bij de desbetreffende verdeling horen, te bepalen. In [5], [7], [18] en [20] is informatie over deze vorm van gegevensverwerking te vinden.

Ad 4. De lineaire transformatie

De lineaire transformatie maakt gebruik van het gegeven, dat zowel de discrete autocorrelatie functie als de kansverdeling als een vector voorgesteld kunnen worden. De integraal-vergelijking voor een bepaalde waarde van τ wordt geschreven als de Riemann som over de discrete waarden van $p(u_y)$. Er ontstaat dan een stelsel van n lineaire vergelijkingen met n onbekenden. Een vierkante matrix geeft dus het verband aan tussen de twee vectoren. De waarden van de elementen van de matrix hangen af van de "fringe" afstand, de grootte van het meetvolume en de lichtverstrooiende

eigenschappen van de gebruikte deeltjes. De kansdichtheid is de oplossing van het stelsel vergelijkingen. Deze methode wordt beschreven in [19] en [20].

Ad 5. Eigenfuncties en eigenwaarden

Omdat de kern van de integraal-vergelijking symmetrisch is, is de Hilbert-Schmidt theorie toepasbaar. Het algoritme is er op gericht om een verzameling eigenfuncties en eigenwaarden te vinden, die voldoen aan de bijbehorende homogene integraal-vergelijking. De eigenfuncties van een homogene integraal-vergelijking met symmetrische kern staan loodrecht op elkaar. Er is bovendien ten minste één eigenwaarde en alle eigenwaarden zijn reëel. In dat geval is $p(u_y)$ voor te stellen als een reeks van eigenfuncties. De bijdrage van afzonderlijke eigenfuncties moeten daarna vastgesteld worden. Meer informatie is te vinden in [13], [14], [15] en [18].

Met de onder 1 en 2 genoemde methoden kan de parameter a_1 niet of nauwelijks bepaald worden. Beiden komen dan ook niet voor toepassing in aanmerking. De methode waarbij een model aan de gemeten autocorrelatie functie wordt gefit en de lineaire transformatie leveren efficiënte en stabiele routines voor de gegevensverwerking op. De turbulentie intensiteit bij de metingen is laag en het aantal kanalen van de correlator is beperkt. Daarom is bij de berekeningen met de lineaire transformatie het aantal punten van de discrete kansverdeling van de snelheid met een waarde, die groter is dan nul, gering. Daardoor is de standaardafwijking van de snelheid slechts met een grote onnauwkeurigheid te bepalen. Aan de methode met de eigenwaarden en eigenfuncties kleven nog teveel nadelen om toegepast te kunnen worden. Bij berekeningen met deze methode moeten er een aantal ingrijpende maatregelen getroffen worden om de stabiliteit te waarborgen.

Gezien het bovenstaande, werd bij dit onderzoek van de fit-methode gebruik gemaakt. In vrijwel alle gevallen werd een normale verdeling voor de beschrijving van de kansverdeling van de snelheid toegepast. In hoofdstuk 7 zal de keuze voor de normale verdeling aan de hand de uitwerking van enkele metingen nader toegelicht worden. In de volgende twee paragrafen zal de fit-methode besproken worden.

4.5.2. De fit-methode ; de normale verdeling

Bij de fit-methode wordt een veronderstelling over de kansdichtheid van $p(u_y)$ gebruikt. Zoals in de vorige paragraaf reeds kort werd aangegeven kunnen er twee modellen worden gebruikt; de normale verdeling en de Gram-Charlier expansie. In deze paragraaf zal het model, waarbij van een normale verdeling gebruik wordt gemaakt, besproken worden. In de volgende paragraaf zal het model op grond van de Gram-Charlier expansie aan de orde komen.

Als $p(u_y)$ benaderd mag worden met een normale verdeling geldt er dat :

$$p(u_y) = \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(u_y - U_y)^2}{2 \sigma_y^2}} \quad (4.54)$$

waarbij U_y de gemiddelde snelheid is en σ_y de standaard afwijking is. Substitutie van deze uitdrukking in vergelijking (4.46) levert dat :

$$H(\tau) = \frac{a_1}{\sqrt{F_1}} e^{-\frac{U_z^2 \tau^2}{F_1 r_0^2}} * \frac{1}{\sqrt{F_2}} e^{-\frac{U_y^2 \tau^2}{F_2 r_0^2}} * \\ * \left(1 + \frac{m^2}{2} e^{\frac{-2 (\pi \sigma_y \tau)^2}{F_2 s^2}} \cos \frac{2 \pi U_y \tau}{F_2 s}\right) + b_1 \quad (4.55)$$

waarbij

$$F_1 = 1 + 2 \frac{\sigma_z^2 \tau^2}{r_0^2}$$

en

$$F_2 = 1 + 2 \frac{\sigma_y^2 \tau^2}{r_0^2}$$

Omdat de parameters F_1 en F_2 in de meeste gevallen bij benadering gelijk aan 1 zijn, kan hun bijdrage aan $H(\tau)$ meestal verwaarloosd worden. In dat geval is vergelijking (4.55) te vereenvoudigen tot :

$$H(\tau) = a_1 e^{-\frac{(U_z^2 + U_y^2) \tau^2}{r_0^2}} \left(1 + \frac{m^2}{2} e^{-\frac{-2 (\pi \sigma_y \tau)^2}{s^2}} \cos \frac{2 \pi U_y \tau}{s}\right) + b_1 \quad (4.56)$$

Als U_z niet bekend is, wordt verondersteld dat deze snelheid gelijk aan nul is. Er wordt dan volstaan met het berekenen van een schijnbare straal van het meetvolume. Vergelijking (4.56) is dan als volgt te schrijven :

$$H(\tau) = a_1 e^{-\frac{U_y^2 \tau^2}{r^2}} \left(1 + \frac{m^2}{2} e^{-\frac{-2 (\pi \sigma_y \tau)^2}{s^2}} \cos \frac{2 \pi U_y \tau}{s}\right) + b_1 \quad (4.57)$$

waarbij r de schijnbare straal van het meetvolume is.

Omdat met de apparatuur slechts in één richting gemeten kan worden, is de waarde van U_z niet bekend. Daarom wordt in het computerprogramma, dat voor de verwerking van de autocorrelatie functies geschreven is, vergelijking (4.57) aan de data van de correlator gefit. De parameters, die bepaald moeten worden zijn :

1. de parameters, die $p(u_y)$ beschrijven : U_y en σ_y ,
2. de instrumentele parameters : r en m en
3. de parameters a_1 en b_1 .

Het uiteindelijke model, zoals dat in vergelijking (4.57) beschreven is, wordt benaderd in drie stappen. Daarbij spelen twee eenvoudigere modellen een rol. In elk van deze twee modellen worden bepaalde effecten verwaarloosd en de desbetreffende parameters worden bij de berekeningen buiten beschouwing gelaten. Deze drie stappen zijn :

1. de bepaling van schattingen voor de waarden van a_1 , b_1 en U_y/r ,
2. de bepaling van schattingen voor de waarden van U_y , σ_y en m en
3. de uiteindelijke bepaling van U_y , σ_y , m , r , a_1 en b_1 .

Stap 1

In de eerste stap wordt naar een benadering van a_1 , b_1 en U_y/r gezocht. Het periodieke deel van het model, dat het gevolg is van de Doppler verschuiving wordt in dit geval als "ruis" beschouwd. Men concentreert zich derhalve alleen op de invloed van het intensiteitsprofiel van de laserbundels op de autocorrelatie functie.

Eerst wordt een bergparabool, waarvan het maximum op de verticale lijn $\tau = 0$ ligt, aan de gemeten autocorrelatie functie gefit. De waarde van het maximum is een schatting van de som van a_1 en b_1 . Op grond van de door de correlator geleverde gegevens kan een schatting voor de waarde van b_1 worden gemaakt.

Als de waarde van τ naar oneindig gaat, nadert de waarde van de autocorrelatie functie de waarde van b_1 . Een teller in de correlator houdt het aantal fotonen, dat gedurende het gehele experiment wordt geteld, bij. Ook het aantal bemonsteringen, dat tijdens een experiment plaats vindt, wordt door de correlator geteld. Een bemonstering is een meting gedurende één bemonstertijd. Het gemiddelde van het aantal fotonen, dat gedurende één bemonstertijd door de detector wordt waargenomen, kan daardoor berekend worden. Als de waarde van de vertragingstijd τ naar oneindig gaat, bestaat er geen verband meer tussen de aantallen fotonen, die gedurende de desbetreffende bemonstertijden worden geteld. Het produkt van deze twee aantallen is dan naar verwachting gelijk aan het kwadraat van het gemiddelde van het aantal fotonen, dat in één bemonstertijd geteld wordt. Omdat het totaal aantal bemonsteringen bekend is, kan dan een schatting van de waarde van de autocorrelatie functie bij deze vertragingstijd worden gemaakt. Deze waarde van de autocorrelatie functie wordt gebruikt als schatting van de waarde van b_1 . Er geldt derhalve dat :

$$b_1 = \frac{(\text{totaal aantal fotonen tijdens het experiment})^2}{\text{totaal aantal bemonsteringen tijdens het experiment}} \quad (4.58)$$

Omdat een schatting van de waarde van b_1 nu bekend is, kan de waarde van a_1 ook geschat worden. De waarde van de tweede afgeleide in het maximum van de eerdergenoemde bergparabool levert informatie voor de schatting van U_y/r .

Vervolgens wordt een Gauss-profiel met de kleinste kwadraten methode aan de discrete autocorrelatie functie gefit. Dit vindt plaats om de schattingen van de waarden van de parameters a_1 , b_1 en U_y/r te verbeteren. Het Gauss-profiel wordt beschreven met de functie $P(\tau)$. Voor deze functie geldt :

$$P(\tau) = a_1 e^{-\frac{U_y^2 \tau^2}{r^2}} + b_1 \quad (4.59)$$

De waarden van de parameters a_1 , b_1 en U_y/r , die op basis van het fitten van de bergparapool aan de metingen en de schatting van de waarde van de autocorrelatie functie bij een oneindige vertragingstijd werden bepaald, worden als beginwaarden voor de iteratieve fitprocedure gebruikt.

Stap 2

In de tweede stap worden schattingen voor U_y , σ_y en m bepaald. Men richt zich nu volledig op de invloed van het Doppler effect op de autocorrelatie functie.

De gemeten autocorrelatie functie wordt gecorrigeerd voor de exponentiele term, die samenhangt met de intensiteitsverdeling in het meetvolume, en de bijdrage van de achtergrond-straling. De daartoe benodigde parameters - a_1 , b_1 en U_y/r - zijn in de vorige stap bepaald. Daarna wordt de Fourier-cosinus-getransformeerde van de gecorrigeerde discrete autocorrelatie functie berekend.

Het resultaat van de transformatie wordt genormaliseerd. Het genormaliseerde resultaat is een benadering van $p(u_y)$. Op basis van de normalisatiefactor wordt de waarde van de "fringe" zichtbaarheid - m - geschat. De positie van het maximum van de getransformeerde correlatie functie, is een schatting van U_y . Het tweede centrale moment van het genormaliseerde resultaat van de transformatie is een benadering van σ_y^2 .

De schattingen van de waarden van de parameters U_y , σ_y en m zijn mede op basis van veronderstellingen en benaderingen bepaald. Daardoor is de nauwkeurigheid gering. Om de schattingen te verbeteren wordt vervolgens de Fourier-cosinus-transformatie van $p(u_y)$ aan de gecorrigeerde autocorrelatie functie gefit.

De Fourier-cosinus-transformatie van $p(u_y)$ wordt gegeven door :

$$R(\tau) = \int_0^{\infty} \cos \frac{2 \pi u_y \tau}{s} p(u_y) du_y = e^{-\frac{2 (\pi \sigma_y \tau)^2}{s^2}} \cos \frac{2 \pi U_y \tau}{s} \quad (4.60)$$

Bij de uitwerking van (4.60) wordt er van uitgegaan dat u_y niet van teken wisselt om de ondergrens van de integratie gelijk aan $-\infty$ te kunnen stellen. Om de "fringe" zichtbaarheid ook te kunnen bepalen, wordt niet de functie $R(\tau)$ uit vergelijking (4.60) maar de onderstaande functie aan de gecorrigeerde discrete autocorrelatie functie gefit.

$$R(\tau) = \frac{m^2}{2} e^{\frac{-2 (\pi \sigma_y \tau)^2}{s^2}} \cos \frac{2 \pi U_y \tau}{s} + \text{constante} \quad (4.61)$$

De absolute waarde van de constante uit vergelijking (4.61) is veel kleiner dan één. De schattingen op basis van de Fourier-cosinus-transformatie van de gecorrigeerde discrete autocorrelatie functie worden als beginwaarden voor de iteratieve fitprocedure gebruikt.

Stap 3

In de laatste stap worden de zes parameters bepaald door het model uit vergelijking (4.57) aan de discrete autocorrelatie functie te fitten. De resultaten van de vorige twee stappen worden gebruikt bij de berekening van de beginwaarden voor de iteratieve fitprocedure. In deze stap worden tevens de 95%-betrouwbaarheidsintervallen van de parameters bepaald.

De bepaling van de parameters van de bergparabool in de eerste stap en de Fourier-cosinus-transformatie in de tweede stap zijn geen iteratieve processen. Daarom hoeft de gebruiker van het computerprogramma geen startwaarden voor de berekeningen in te voeren. Het programma is "zelfaanlopend".

Van alle grootheden zijn de grenzen, waarbinnen hun waarden behoren te liggen, bekend. Tijdens de berekeningen wordt bij overschrijding van een grens ingegrepen om antwoorden, die op gespannen voet met werkelijkheid staan, te vermijden.

De waarde van de gemiddelde snelheid moet in ieder geval in het interval $[u_{y,\min}, u_{y,\max}]$ liggen. Het programma, waarvan de drie stappen hierboven beschreven zijn, werkt het beste als de waarde van de gemiddelde snelheid ongeveer in het midden van dit interval ligt. De waarde van de standaard afwijking moet zodanig zijn dat de waarden van de kansdichtheid $p(u_y)$ buiten het eerdergenoemde interval bij benadering gelijk aan nul zijn.

De waarde van de "fringe" zichtbaarheid - m - moet tussen nul en één liggen. De waarde van de straal van het meetvolume en de waarde van de "fringe" afstand moeten op zijn minst een orde van grootte van elkaar verschillen.

De waarde van a_1 ligt in ieder geval tussen de grootste waarde $H(\tau)$ en 1 en de waarde van b_1 ligt in ieder geval tussen de grootste waarde van $H(\tau)$ en 0.

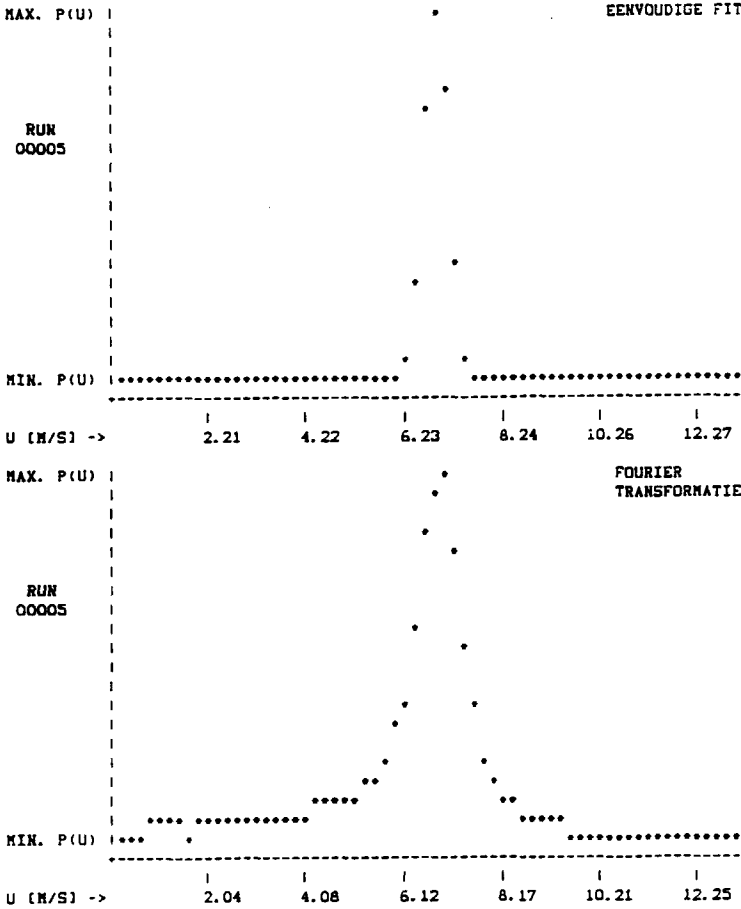
Bij de verschillende stappen uit het algoritme worden routines uit de N.A.G.-bibliotheek [12] voor het zoeken naar een minimum van een functie - in dit geval de som van kwadraten van residuen - gebruikt.

Het hierboven beschreven algoritme is snel en robuust. Het levert binnen een redelijk tijd - ongeveer één minuut - bijna altijd een goed resultaat.

In figuur 4.11 is een voorbeeld van de uitvoer van de hierboven beschreven routine weergegeven. In de tabel aan de bovenzijde van de uitvoer staan aan de linkerkant de resultaten van de berekeningen. De parameter a_1 wordt aangeduid met de term versterking en de parameter b_1 met de term achtergrond. Als extra wordt de turbulentie intensiteit, (U_y/σ_y) , berekend. De absolute en de relatieve fout op basis van de 95%-betrouwbaarheidsintervallen worden ook vermeld. Ter rechter zijde staan de gegevens over de instelling van de apparatuur. $H(\text{oneindig})$ is een schatting van de achtergrond met vergelijking (4.58). De bovenste grafiek laat de kansverdeling volgens de resultaten van de routine zien. De kansverdeling op basis van de Fourier-cosinus-transformatie van de gecorrigeerde autocorrelatie functie wordt in de onderste grafiek gepresenteerd.

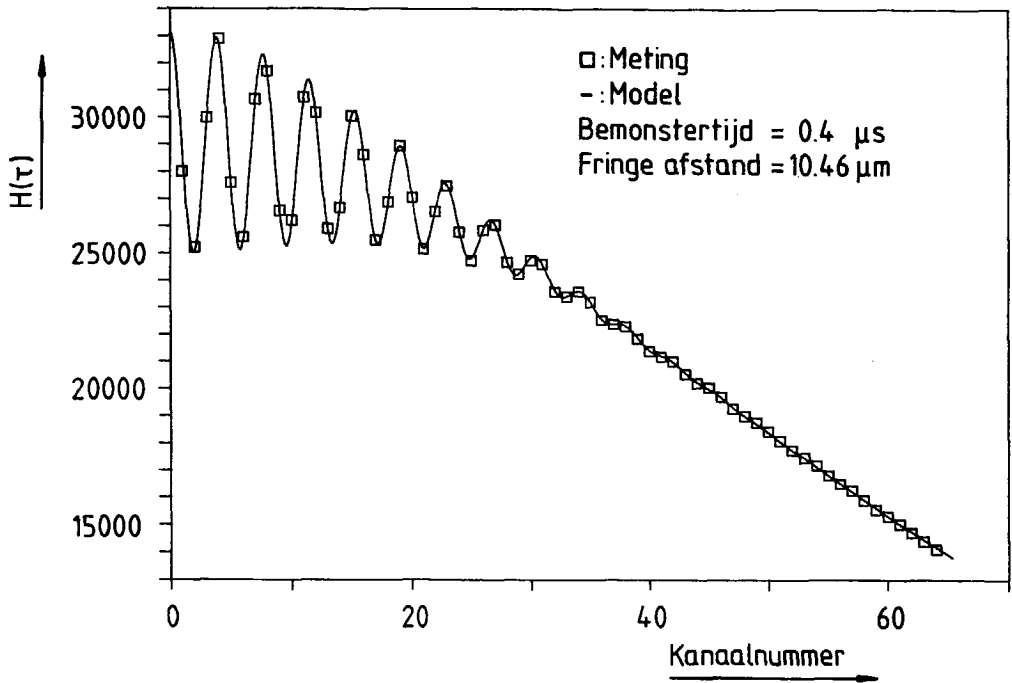
BEREKENINGEN MET EEN EENVOUDIGE FIT MET METINGEN UIT RUN 00005. IFAIL = 0

GENIDDELDDE SNELHEID	=	6.84626E+00	+/-	8.527E-03	(0.1 %)	[M/S]	BEMONSTERTIJD	=	4.00000E-07	(S)
STANDAARD AFWIJING	=	2.61299E-01	+/-	9.228E-03	(3.5 %)	[M/S]	FRINGE AFSTAND	=	1.04600E-05	(M)
TURBULENTIE INTENSITEIT	=	3.81667E-02	+/-	1.395E-03	(3.7 %)		VOORVERSCHUIVING	=	0.00000E+00	(M/S)
FRINGE ZICHTBAARHEID	=	5.78626E-01	+/-	1.310E-02	(2.3 %)					
STRAAL VAN MEETVOLUME	=	1.79579E-04	+/-	4.707E-06	(2.6 %)	(M)				
VERSTERKING	=	2.42757E+04	+/-	8.353E+02	(3.4 %)					
ACHTERGROND	=	4.79288E+03	+/-	8.641E+02	(18.0 %)		H (ONEINDIG)	=	7.16024E+02	



Figuur 4.11 De uitvoer van het computerprogramma

Een vergelijking tussen het model voor de autocorrelatie functie en de gemeten functie is in figuur 4.12 getekend. De vertragingstijd τ is gelijk aan het product van de bemonstertijd en het kanaalnummer.



Figuur 4.12 De vergelijking tussen model en meting

4.5.3. De fit-methode ; de Gram-Charlier expansie

Alhoewel de veronderstelling, dat $p(u_y)$ normaal verdeeld is, na een aantal vereenvoudigingen leidt tot een model, dat betrekkelijk snel aan de gemeten autocorrelatie functie gefit kan worden, bestaat toch de mogelijkheid dat men zich te veel beperkingen ten aanzien van de kansdichtheid oplegt. Immers, alleen de eerste twee centrale momenten van de verdeling kunnen zodanig gekozen worden dat het model volgens het kleinste kwadraten criterium zo goed mogelijk op de gemeten functie lijkt. Door de keuze van deze twee momenten liggen alle momenten van een hogere orde bij een normale verdeling vast. Derhalve heeft een andere veronderstelling met betrekking tot de kansdichtheid wellicht ook bestaansrecht.

Het is bekend dat de onderstaande functies orthogonaal zijn.

$$f(x) = e^{-\frac{x^2}{2}} H_k(x) \quad (4.62)$$

waarbij de functie $H_k(x)$, die Hermite polynoom wordt genoemd, wordt gegeven door :

$$H_k(x) = (-1)^k e^{x^2} \frac{d^k}{dx^k} (e^{-x^2}) \quad (4.63)$$

Deze functies zijn orthogonaal omdat :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} H_k(x) e^{-\frac{x^2}{2}} H_m(x) dx = k! 2^k \sqrt{\pi} \delta_{k,m} \quad (4.64)$$

Meer informatie over orthogonale polynomen is te vinden in [1]. Voor de eerste vier Hermite polynomen geldt dat :

$$\begin{aligned} H_0(x) &= 1 & H_2(x) &= 4x^2 - 2 \\ H_1(x) &= 2x & H_3(x) &= 8x^3 - 12x \end{aligned} \quad (4.65)$$

De volgende relatie geldt voor opeenvolgende Hermite polynomen :

$$H_{k+1}(x) = 2x H_k(x) - 2k H_{k-1}(x) \quad (4.66)$$

Elke willekeurige functie kan als een som van dergelijke orthogonale functies worden geschreven. Dit houdt in dat voor de kansdichtheid geldt :

$$p(u_y) = \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(u_y - U_y)^2}{2\sigma_y^2}} \sum_{k=0}^{\infty} A_k H_k\left(\frac{u_y - U_y}{\sigma_y}\right) \quad (4.67)$$

Deze uitdrukking wordt Gram-Charlier expansie genoemd.

Er zijn drie eisen, waaraan elke kansdichtheid moet voldoen. Het oppervlak onder de curve, die de kansdichtheid weergeeft moet gelijk aan één zijn, het gemiddelde van de kansverdeling moet gelijk aan U_y zijn en het tweede centrale moment moet gelijk aan σ_y^2 zijn. De eerste eis levert dat :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(u_y) du_y = 1 \quad (4.68)$$

De tweede eis luidt :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u_y p(u_y) du_y = U_y \quad (4.69)$$

De derde eis houdt in dat :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (u_y - U_y)^2 p(u_y) du_y = \sigma_y^2 \quad (4.70)$$

Uitwerking levert dat geeist moet worden dat :

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_{2n} \frac{2n!}{n!} = 1 \quad (4.71)$$

opdat het oppervlak onder de curve, die de kansdichtheid voorstelt, gelijk aan één is. De eis met betrekking tot de waarde van het gemiddelde van de kansverdeling leidt tot :

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_{2n+1} \frac{2\sqrt{2\pi} (2n+1)!}{n!} = 0 \quad (4.72)$$

De voorwaarde ten aanzien van het tweede centrale moment levert dat :

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_{2n+2} \frac{(4n+5) \{ (2n+2)! \}}{(n+1)!} = 0 \quad (4.73)$$

Dit heeft tot gevolg - als men zich niet onnodig veel beperkingen wil opleggen ten aanzien van de kansdichtheid - dat er tijdens de fit-procedure erop toegezien moet worden dat altijd aan de drie voorwaarden, die volgen uit de hierboven beschreven eisen, wordt voldaan.

Indien men de Hermite polynoom $H_k(x)$ door zijn "collega" $He_k(x)$ zou vervangen, ontstaan er gebruikersvriendelijker eisen met betrekking tot de functie, die de kansdichtheid beschrijft. Men moet dan echter wel de orthogonaliteit inleveren. In de literatuur wordt alleen het gebruik van de polynoom $He_k(x)$ bij de gegevensverwerking beschreven. Met uitzondering van Staas en Neijzen [20], is men niet duidelijk over de motivatie en de gevolgen van de keuze voor de toepassing van de Hermite polynoom $He_k(x)$.

In het geval, dat de Hermite polynoom $He_k(x)$ wordt toegepast, heeft de kansverdeling de volgende vorm :

$$p(u_y) = \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(u_y - U_y)^2}{2\sigma_y^2}} \sum_{k=0}^{\infty} A_k He_k\left(\frac{u_y - U_y}{\sigma_y}\right) \quad (4.74)$$

De Hermite polynoom $He_k(x)$ wordt gedefinieerd door :

$$He_k(x) = (-1)^k e^{\left(\frac{x}{2}\right)^2} \frac{d^k}{dx^k} \left[e^{-\left(\frac{x}{2}\right)^2} \right] \quad (4.75)$$

Voor de eerste vier Hermite polynomen van dit type geldt dat :

$$\begin{aligned} He_0(x) &= 1 & He_2(x) &= x^2 - 1 \\ He_1(x) &= x & He_3(x) &= x^3 - 3x \end{aligned} \quad (4.76)$$

De volgende relatie geldt voor de opeenvolgende Hermite polynomen van dit type :

$$He_{k+1}(x) = x He_k(x) - k He_{k-1}(x) \quad (4.77)$$

Ook de drie eerdergenoemde eisen met betrekking tot de kansverdeling zijn in dit geval ook van toepassing. Uitwerking levert dat geeist moet worden :

$$A_0 = 1 ; \quad A_1 = 0 \quad \text{en} \quad A_2 = 0 . \quad (4.78)$$

De sommatie uit vergelijking (4.74) heeft in praktische situaties natuurlijk een eindige bovengrens. De waarde van deze grens zal afhangen van de benodigde informatie en het aantal punten, waaruit de discrete autocorrelatie functie is opgebouwd. Substitutie van (4.74) in vergelijking (4.46) levert, als F_1 gelijk aan één is, na enig rekenwerk dat :

$$H(\tau) = \frac{a_1}{\sqrt{F_2}} e^{-\frac{(U_z^2 + U_y^2) \tau^2}{F_2 + r_0^2}} * \left(S_1 + \frac{m^2}{2} R(\tau) \right) + b_1 \quad (4.79)$$

waarbij :

$$F_2 = 1 + 2 \frac{\sigma_y^2 \tau^2}{r_0^2}$$

$$R(\tau) = e^{-\frac{2}{F_2} \left(\frac{\pi \sigma_y \tau}{s} \right)^2} *$$

$$* \left[\left(\cos \frac{2 \pi U_y \tau}{s} \right) * \left[S_2 \left(\cos \frac{4 \pi \sigma_y^2 U_y \tau^3}{F_2 s r_0^2} \right) + S_3 \left(\sin \frac{4 \pi \sigma_y^2 U_y \tau^3}{F_2 s r_0^2} \right) \right] + \right. \\ \left. - \left(\sin \frac{2 \pi U_y \tau}{s} \right) * \left[S_3 \left(\cos \frac{4 \pi \sigma_y^2 U_y \tau^3}{F_2 s r_0^2} \right) - S_2 \left(\sin \frac{4 \pi \sigma_y^2 U_y \tau^3}{F_2 s r_0^2} \right) \right] \right]$$

$$S_1 = \sum_{n=0}^{\infty} A_n 2^{\frac{-n}{2}} \left[\sum_{k=0}^{n/2} \binom{n}{2k} 2^{-k} \text{He}_{n-2k} \left(\frac{-2\sqrt{2} \sigma_y U_y \tau^2}{F_2 r_0^2} \right) \frac{(2k)!}{k!} \left(\frac{2}{F_2} - 1 \right)^k \right]$$

$$S_2 = \sum_{n=0}^{\infty} A_n 2^{\frac{-n}{2}} \left[\sum_{k=0}^{n/2} \binom{n}{2k} \text{He}_{n-2k} \left(\frac{-2\sqrt{2} \sigma_y U_y \tau^2}{F_2 r_0^2} \right) * \right. \\ \left. * \left(1 - \frac{2}{F_2} \right)^k \text{He}_{2k} \left(\frac{2 \pi \sigma_y \tau}{s \sqrt{F_2 - 0.5 F_2^2}} \right) \right]$$

en

$$S_3 = \sum_{n=0}^{\infty} A_n 2^{\frac{-n}{2}} \left[\sum_{k=0}^{(n-1)/2} \binom{n}{2k+1} \text{He}_{n-2k} \left(\frac{-2\sqrt{2} \sigma_y U_y \tau^2}{F_2 r_0^2} \right) * \right. \\ \left. * \left(\frac{2}{F_2} - 1 \right)^{k+0.5} (-1)^k \text{He}_{2k+1} \left(\frac{2 \pi \sigma_y \tau}{s \sqrt{F_2 - 0.5 F_2^2}} \right) \right]$$

De informatie, die nodig is voor dit rekenwerk, is te vinden in [1], [8] en [9]. Meer informatie over de toepassing van Hermite polynomen is te vinden in [20].

Er is een computerprogramma geschreven om het model uit vergelijking (4.79) aan een autocorrelatie functie te fitten. Omdat de waarde van U_z niet bekend is, werd ook in dit geval een schijnbare straal berekend. De uitkomsten van het in de vorige paragraaf beschreven programma worden als beginwaarden voor de iteratieve fitprocedure gebruikt. Bij elke iteratiestap van de fitprocedure wordt gecontroleerd of $p(u_y)$ in het gebied tussen $u_{y,min}$ en $u_{y,max}$ niet negatief is. Immers, een willekeurige functie met negatieve waarden kan ook met de verzameling functies uit vergelijking (4.74) beschreven worden. Met een boete-functie wordt er voor gezorgd dat $p(u_y)$ in het desbetreffende gebied niet negatief wordt.

Als aanvulling berekende dit programma ook het derde en het vierde centrale moment van de kansverdeling. Dit geschiedde met behulp van een subroutine uit de N.A.G. bibliotheek [12] voor numerieke integratie. Het derde centrale moment - M_3 - wordt als volgt gedefinieerd :

$$M_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{u_y - U_y}{\sigma_y} \right\}^3 p(u_y) du_y \quad (4.80)$$

Voor het vierde centrale moment - M_4 - wordt de volgende definitie toegepast.

$$M_4 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{u_y - U_y}{\sigma_y} \right\}^4 p(u_y) du_y \quad (4.81)$$

De momenten zijn met de standaard afwijking dimensieloos gemaakt.

Ter illustratie is vergelijking (4.79) ook gefit aan de meting, die gebruikt werd bij de figuren 4.11 en 4.12.. Er werden drie verschillende bovengrenzen voor de sommatie uit vergelijking (4.74) toegepast. Deze grenzen waren 6, 8 en 10. In figuur 4.13 staat de uitvoer voor de verschillende gevallen.

```

UITKOMST BEREKENINGEN FIT MET GRAM-CHARLIER BIJ RUN 00005
GEMIDDELTE SNELHEID      = 6.84513E+00  BEMONSTERTIJD      = 4.00000E-07
STANDAARD AFWIJKING      = 2.60989E-01  FRINGE AFSTAND      = 1.04600E-05
FRINGE ZICHTBAARHEID    = 5.81285E-01  3. CENTRALE MOMENT  = -3.14697E-02
STRAAL MEETVOLUME       = 1.77473E-04  4. CENTRALE MOMENT  = 3.01570E+00
VERSTERKING              = 2.40127E+04  SOM KWADRATEN       = 1.09465E+05
ACHTERGROND              = 5.10869E+03  IFAIL               = 0
NUMMER LAATSTE POLYNOM  = 6
A ( 0) = 1.00000E+00
A ( 1) = 0.00000E+00
A ( 2) = 0.00000E+00
A ( 3) = -5.24515E-03
A ( 4) = 6.53855E-04
A ( 5) = -2.63066E-04
A ( 6) = 7.22317E-06

```

Coëfficiënten Hermite polynoom

```

UITKOMST BEREKENINGEN FIT MET GRAM-CHARLIER BIJ RUN 00005
GEMIDDELTE SNELHEID      = 6.84533E+00  BEMONSTERTIJD      = 4.00000E-07
STANDAARD AFWIJKING      = 2.62016E-01  FRINGE AFSTAND      = 1.04600E-05
FRINGE ZICHTBAARHEID    = 5.81607E-01  3. CENTRALE MOMENT  = -2.67696E-02
STRAAL MEETVOLUME       = 1.77458E-04  4. CENTRALE MOMENT  = 3.01570E+00
VERSTERKING              = 2.40095E+04  SOM KWADRATEN       = 1.08648E+05
ACHTERGROND              = 5.11211E+03  IFAIL               = 0
NUMMER LAATSTE POLYNOM  = 8
A ( 0) = 1.00000E+00
A ( 1) = 0.00000E+00
A ( 2) = 0.00000E+00
A ( 3) = -4.46159E-03
A ( 4) = 2.15407E-03
A ( 5) = -1.88739E-04
A ( 6) = 2.46847E-05
A ( 7) = -5.52136E-06
A ( 8) = -4.26791E-07

```

```

UITKOMST BEREKENINGEN FIT MET GRAM-CHARLIER BIJ RUN 00005
GEMIDDELTE SNELHEID      = 6.84788E+00  BEMONSTERTIJD      = 4.00000E-07
STANDAARD AFWIJKING      = 2.64472E-01  FRINGE AFSTAND      = 1.04600E-05
FRINGE ZICHTBAARHEID    = 5.82093E-01  3. CENTRALE MOMENT  = 6.19571E-02
STRAAL MEETVOLUME       = 1.77569E-04  4. CENTRALE MOMENT  = 3.15432E+00
VERSTERKING              = 2.40178E+04  SOM KWADRATEN       = 1.04460E+05
ACHTERGROND              = 5.10360E+03  IFAIL               = 0
NUMMER LAATSTE POLYNOM  = 10
A ( 0) = 1.00000E+00
A ( 1) = 0.00000E+00
A ( 2) = 0.00000E+00
A ( 3) = 1.03269E-02
A ( 4) = 6.42906E-03
A ( 5) = 3.00696E-03
A ( 6) = 2.74364E-05
A ( 7) = -3.25742E-06
A ( 8) = 4.25789E-07
A ( 9) = 1.58103E-08
A (10) = -2.47680E-08

```

Figuur 4.13 Uitvoer bij de verwerking met vergelijking (4.79)

Een interessant detail is dat de waarden van de coëfficiënten van de Hermite polynomen bij de verschillende waarden van de bovengrens van de sommatie sterk variëren. Dit is een gevolg van het feit, dat de functie's uit vergelijking (4.74) niet orthogonaal zijn. Indien orthogonale functie's toegepast zouden worden, dan zou de waarde van een coëfficiënt van een functie met het toenemen van de waarde van de bovengrens een bepaalde constante waarde moeten gaan benaderen.

4.6. Slotopmerkingen

Aangegeven is hoe met de laser Doppler apparatuur de gemiddelde snelheid in een bepaalde richting, de standaard afwijking van de snelheid in die richting en een maat voor de concentratie van deeltjes bepaald kunnen worden.

Noch de autocorrelatie functie van de snelheden van de deeltjes noch het vermogensdichtheidsspectrum van de snelheden van de deeltjes zijn met behulp van de huidige foton correlatie laser Doppler anemometer te meten. De constructie van de correlator maakt het meten van de instantane snelheid niet mogelijk. Nadat de autocorrelatie functie, die hoort bij het Doppler signaal ten gevolge van één deeltje, bepaald is, wordt deze functie niet verwerkt maar opgeteld bij de reeds bepaalde autocorrelatie functie. De informatie, die nodig is om de snelheid van het deeltje te bepalen gaat dan verloren. Daardoor kunnen de autocorrelatie functie van de snelheden en het spectrum niet bepaald worden.

Omdat de huidige opstelling slechts één component van een snelheidsvector meet, behoort de bepaling van kruiscorrelaties tussen de verschillende componenten van een snelheidsvector niet tot de mogelijkheden. Het bepalen van de Reynolds-spanningen is derhalve niet mogelijk.

De bepaling van een deeltjes-grootte-verdeling is vanwege twee beperkingen onmogelijk. De "fringe" zichtbaarheid is onder andere een functie van de geometrie van een deeltje. De uiteindelijk bepaalde autocorrelatie functie - $H(r)$ - is de som van de autocorrelatie functies van de afzonderlijke deeltjes. Omdat met deeltjes wordt gewerkt, die allen een andere grootte en een andere vorm bezitten, zal de waarde van de "fringe" zichtbaarheid, die bij de gegevensverwerking berekend wordt, een gewogen gemiddelde zijn. De deeltjes-grootte-verdeling wordt dan gereduceerd tot één grootte. Dit is de eerste beperking. Er kan door middel van metingen een verband vast gesteld worden tussen de waarde van de gemiddelde "fringe" zichtbaarheid en de deeltjes-grootte-verdeling. Het probleem daarbij is dat zelfs bij bolvormige deeltjes het verband tussen de "fringe" zichtbaarheid en de diameter zich slecht leent voor het meten van de diameter van de deeltjes, omdat bij één waarde van de "fringe" zichtbaarheid verschillende waarden van de diameter horen. Dit is de tweede beperking. Beide beperkingen maken het bepalen van een deeltjes-grootte-verdeling vrijwel onmogelijk.

Het zou aanbeveling verdienen om de apparatuur zodanig uit te breiden of te wijzigen dat één of meer van de hierboven genoemde deze zaken wel meetbaar worden.

Om instantane snelheden te meten dient men de beschikking te hebben over een ander instrument voor de verwerking van de Doppler signalen. Men kan overwegen een instrument te gebruiken, dat nadat het de autocorrelatie functie van het Doppler signaal ten gevolge van één deeltje bepaald heeft, onmiddellijk de snelheid van dat deeltje berekent. Dit zou bijvoorbeeld met behulp van een Fourier-transformatie kunnen. Het snelheidssignaal kan dan voor verdere verwerking opgeslagen worden. Brown et al [2] beschrijven een dergelijk instrument. Men kan ook door een aantal maatregelen te treffen de hoeveelheid energie, die de detector bereikt, vergroten. Als deze hoeveelheid voldoende groot is, kan een detector een analoog signaal afgeven. De beschreven instrumenten voor de verwerking van analoge signalen geven direct informatie over de snelheid. Naast de deze instrumenten bestaat sinds kort nog een ander instrument voor de verwerking van analoge signalen. Lading [11] beschrijft een instrument, waarbij direct de Fourier-transformatie van een Doppler "burst" wordt gebruikt om de snelheid van een deeltje te bepalen. Op basis van een snelheids-signaal kan de autocorrelatie functie van de snelheden en het spectrum bepaald worden.

Durst, Melling and Whitelaw [7] beschrijven een aantal configuraties, waarmee verschillende componenten van een snelheidsvector gelijktijdig gemeten kunnen worden. Indien men dan ook in staat is om instantane snelheden te meten en de snelheidssignalen kan opslaan, schept men de mogelijkheid om Reynolds-spanningen te bepalen.

Het is mogelijk om met behulp van twee of meer detectoren de grootte van een deeltje, dat door het meetvolume beweegt, te meten. Het verschil in fase tussen de verschillende Doppler signalen is een functie van de grootte van het deeltje. Het verband tussen beide grootheden is geschikter voor de bepaling van de grootte van een deeltje. Saffman [16] [17] geeft meer informatie over deze techniek.

4.7. Literatuur

- [1] M. Abramowitz and I.A. Stegun
Handbook of Mathematical Functions
Dover, New York, 1972
- [2] R.W.G. Brown et al.
"A Combined Fringe and Two-Spot Backscatter LDV with
10 ns Burst Correlator Processor"
Physica Scripta. Vol. 19, 365 - 368, 1979
- [3] P. Buchhave, W.K. George Jr. and J.L. Lumley
"The Measurement of Turbulence with the Laser Doppler Anemometer"
Ann. Rev. Fluid Mech. 1979. 11: 443-503
- [4] H.Z. Cummins and E.R. Pike (Eds.)
Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy
NATO Advanced Study Institute Series, Vol. B3
Plenum Press, New York and London, 1974
- [5] H.Z. Cummins and E.R. Pike (Eds.)
Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy
NATO Advanced Study Institute Series, Vol. B23
Plenum Press, New York and London, 1977
- [6] L.E. Drain
The Laser Doppler Technique
John Wiley & Sons, Chichester, 1980
- [7] F. Durst, A. Melling and J.H. Whitelaw
Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry
Academic Press, London, 1981
- [8] I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik
Tables of Integrals, Series and Products
Academic Press, New York, 1980
- [9] W. Groebner und N. Hofreiter
Integraltafel
Zweiter Teil: Bestimmte Integrale
Springer-Verlag, Wien und Innsbruck, 1950
- [10] H. Kogelnik and T. Li
"Laser Beams and Resonators"
Applied Optics Vol. 5 No. 10 Oct. 1966
- [11] L. Lading
"Spectrum Analysis of LDA Signals"
Dantec Information No. 5 September 1987
- [12] Numerical Algorithms Group
Chapter Introduction - E04 - Minimizing or maximizing a function.
NAGLIB: 1449/1417: Mk6: Dec. 1978.
NAG Central Office, 7 Banbury Road, Oxford, U.K.

- [13] J.G. McWhirter
 "A stabilized model-fitting approach to the processing
 of laser anemometry and other photon-correlation data"
 Optica Acta, 1981, Vol. 27, No. 1, 83 - 105
- [14] J.G. McWhirter
 "A well conditioned cubic b-spline model for processing
 laser anemometry data"
 Optica Acta, 1981, Vol. 28, No. 11, 1453 - 1475
- [15] J.G. McWhirter and E.R. Pike
 "On the numerical inversion of the Laplace transform and
 similar Fredholm integral equations of the first kind"
 J. Phys. A: Math Gen. Vol. 11, No 9, 1978
- [16] M. Saffman
 "Optical Particle Sizing using the Phase of LDA Signals"
 Dantec Information No. 5 September 1987
- [17] M. Saffman
 "The use of polarized light for optical particle sizing"
 Proceedings of the Third International Symposium on
 Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics
 Eds. D.F.G. Durão et al
 Lisbon, July 1986
- [18] E.O. Schulz-DuBois (Ed.)
 Photon Correlation Techniques in Fluid Mechanics
 Proceedings of the 5th International Conference
 at Kiel-Damp, F.R.G. may 1982
 Springer Series in Optical Sciences Vol. 38
 Springer Verlag, Berlin, Heidelberg & New York, 1983
- [19] F.A. Staas
 "On-line data reduction of the Doppler-difference
 autocorrelation function"
 Proceedings International Conference on Laser
 Anemometry Advances and Applications
 Manchester, U.K., 1985
 BHRA Fluid Engineering 1985
- [20] F.A. Staas and J.H.M. Neijzen
 "On the Hermite Polynomial Curve-fitting of
 Laser Doppler Autocorrelation Data"
 Proceedings of the Int. Specialist Meeting on the
 Use of Computers in Velocimetry.
 St. Louis, France, may 1987
 Eds. H.J. Pfeifer and B. Jaeggy.
- [21] W.A. Welling
 "De Laser-Doppler-Methode"
 PT-Werktuigbouw 37 (1982) NR. 12

5 Karakterisatie van de deeltjes

5.1. Inleiding

Er werden deeltjes toegepast bij het onderzoek naar de dispersie van een passieve scalaire grootheid door turbulentie en bij de testen van de aerosolgenerator voor deeltjes uit een vaste stof. De grootte-verdelingen van de deeltjes zijn met een aantal instrumenten bepaald. Van de deeltjes uit een vaste stof werd ook de dichtheid gemeten met een Micromeritics autopycnometer. Van alle deeltjes werd vervolgens op grond van de metingen de relaxatietijd en de definitieve valsnelheid bepaald. In dit geval werden de relaxatietijd en de definitieve valsnelheid niet alleen voor d_{50} maar ook voor d_{10} en d_{90} berekend.

De volgende deeltjes werden bij het onderzoek toegepast :

1. druppeltjes van glycerol,
2. alumina deeltjes en
3. koolstof deeltjes.

De kleinste deeltjes - de glycerol druppeltjes - werden geproduceerd met de "atomiser", die in paragraaf 3.3.3. beschreven is.

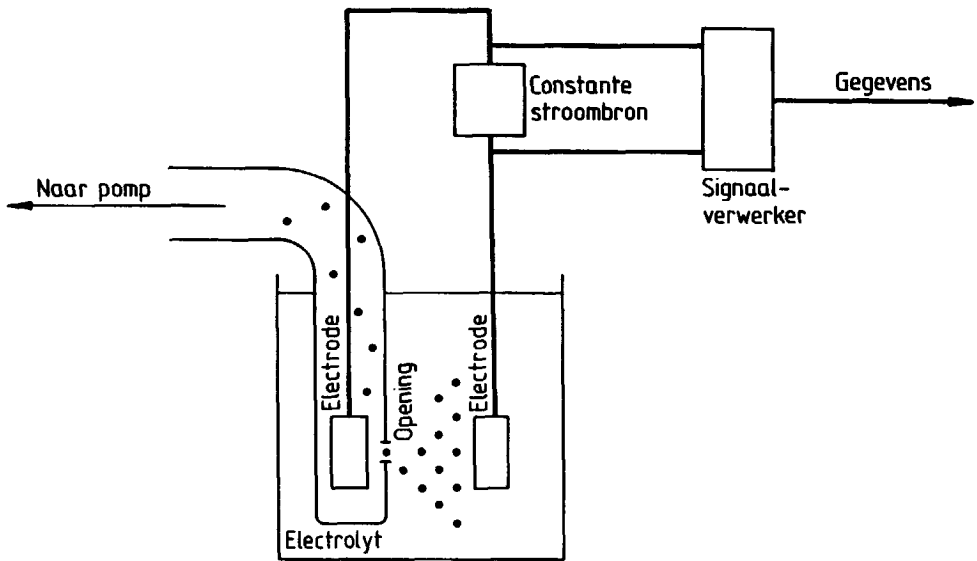
Er werden γ -alumina deeltjes uit twee verschillende fractie's bij het onderzoek naar de verspreiding door turbulentie gebruikt. Een andere fractie werd gebruikt bij de testen van de aerosolgenerator voor deeltjes uit een vaste stof. De fractie's werden met een "Alpine Multi-Plex Kanalrad-Sichter Typ 100 MZR" verkregen uit hetzelfde poeder.

Er werden bij het onderzoek naar de verspreiding door turbulentie ook metingen verricht met koolstof deeltjes uit twee verschillende fractie's. Het uitgangsmateriaal voor beide fractie's waren staafjes van actieve kool (Norit). Deze staafjes werden met een kogelmolen gemalen. Het ontstane poeder werd als het op het oog fijn genoeg was met de "Alpine Multi-Plex Kanalrad-Sichter Typ 100 MZR" in verschillende fractie gescheiden.

Er zijn drie instrumenten toegepast om deeltjes-grootte-verdelingen te bepalen. De instrumenten zijn :

1. de "Coulter counter" ,
2. de laser-diffractie-apparatuur en
3. de optische deeltjes-teller.

De eerste twee instrumenten zijn toegepast om de deeltjes-grootte-verdelingen van de deeltjes uit een vaste stof te meten. Deze bepalingen vonden plaats voordat de deeltjes in de windtunnel gebracht werden. Met de optische deeltjes-teller werd de deeltjes-grootte-verdeling van de glycerol druppeltjes in de windtunnel gemeten.



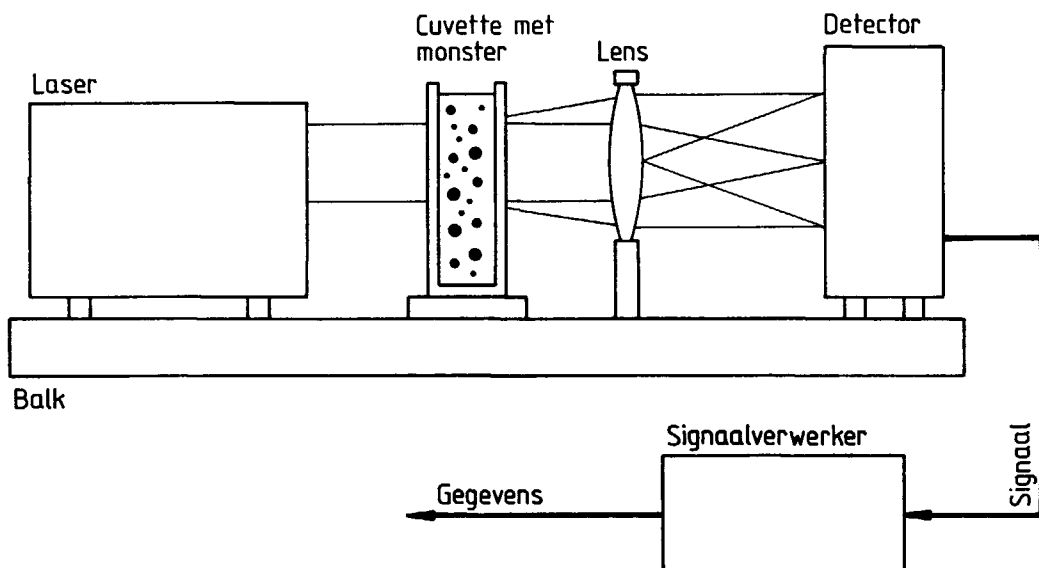
Figuur 5.1 Principe schets van een "Coulter counter"

De "Coulter counter" meet de grootte van deeltjes, die in een electrolyt gesuspenderd zijn. Het electrolyt wordt door een kleine opening gezogen. Aan beide zijden van de opening bevindt zich een electrode, die in het electrolyt ondergedompeld is. De elektroden zijn aangesloten op een constante stroombron. Ionen worden van de éné electrode naar de andere

electrode getransporteerd. Op hun reis zullen zij de opening passeren. Indien zich in de opening een deeltje bevindt, zal dit transport bemoeilijkt worden. De weerstand van het circuit neemt toe en daardoor ook de spanning over de stroombron. De grootte van de spanningspuls ten gevolge van de doortocht van een deeltje is evenredig met het volume van dit deeltje. De pulsen worden geclassificeerd en geteld. De opzet van een "Coulter counter" is in figuur 5.1 getekend.

Meer informatie over de "Coulter" techniek is te vinden in [1]. Bij deze studie wordt gebruik gemaakt van een Coulter Multisizer. Voor de verwerking van de gegevens wordt gebruik gemaakt van een "personal computer" (Olivetti M24).

Met een laser-diffractie-instrument kan de grootte van deeltjes, die in een gas of een vloeistof gesuspendeerd zijn, bepaald worden. Een principe schets van een laser-diffractie-instrument is in figuur 5.2 getekend.

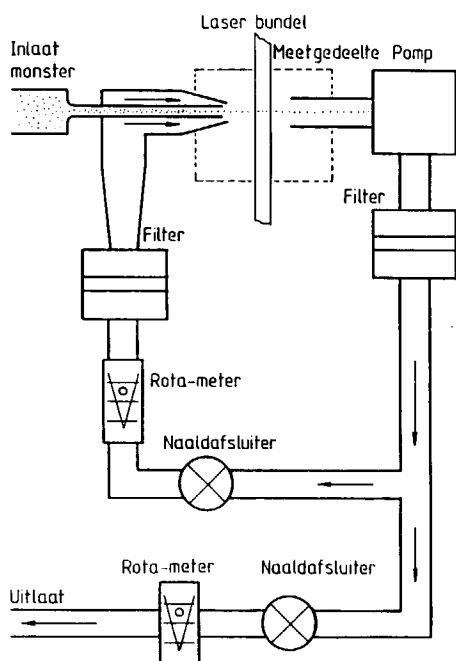


Figuur 5.2 Principe schets van een laser-diffractie-instrument

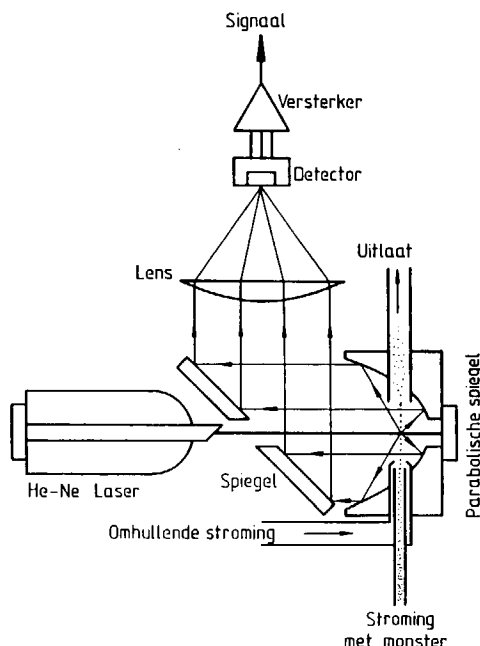
Een He-Ne laser produceert een lichtbundel. In een beperkt gebied worden de te meten deeltjes door de bundel geleid. Er vindt een wisselwerking tussen de deeltjes en het licht plaats. Met de Lorenz-Mie theorie wordt deze wisselwerking beschreven. De lens zorgt er voor dat het verstoorde licht op de detector wordt afgebeeld. De detector bevindt zich in brandvlak van de lens. Op de detector vindt interferentie plaats. Er ontstaat daar een interferentie-patroon. De vorm van dit patroon is een functie van de afmetingen van de deeltjes. Van een groot aantal deeltjes wordt met behulp van de detector het interferentie-patroon bepaald. Al deze patronen worden bij elkaar opgeteld. Het patroon, dat de som is van al deze patronen, is een integraal-transformatie van de deeltjes-grootte-verdeling. Het verband tussen deze som en de verdeling wordt beschreven door een Fredholm integraal-vergelijking van de eerste soort. De problemen, die bij de verwerking van gegevens van een laser-diffractie-instrument optreden, zijn vergelijkbaar met de problemen bij de verwerking van de gegevens van de correlator bij foton correlatie laser Doppler anemometrie. Heuer en Leschonski [8] en Weiner [14] geven meer informatie over deze techniek om deeltjes-grootte-verdelingen te bepalen.

Het gebruikte laser-diffractie-instrument is een Malvern Model 2600D Particle Sizer. De gegevensverwerking vindt plaats met behulp van een Olivetti M24 "personal computer". De gebruikte software is de Malvern Master Particle Sizer M 1.2. Dit programma kent twee manieren om de deeltjes-grootte-verdeling op grond van een interferentie-patroon te bepalen. Bij de "droge" methode worden deeltjes verondersteld ondoorzichtig te zijn. Bij de "natte" methode wordt daarentegen verondersteld dat de deeltjes gedeeltelijk transparant zijn. De gegevensverwerking vond ook plaats met een programma, dat van de Lorenz-Mie theorie zonder verdere vereenvoudigingen uitgaat. Voor bolvormige deeltjes wordt met deze theorie de matrix, die het verband tussen de discrete deeltjes-grootte-verdeling en het discrete interferentiepatroon beschrijft, opgesteld. De oplossing van het stelsel lineaire vergelijkingen levert de gewenste verdeling. Meer details over dit programma zijn te vinden in [3].

Deeltjes uit een aerosol, waarvan de grootte tussen de 0.09 en de 3.0 μm ligt, kunnen met een "Active Scattering Aerosol Spectrometer Probe model ASASP-X" van Particle Measuring Systems Inc. gemeten worden. In figuur 5.3 is het meetgedeelte van dit instrument getekend.



Algemene opzet



Detail meetgedeelte

Figuur 5.3 Het meetgedeelte van de optische deeltjes-teller

Het aerosol wordt door de trilholte van een He-Ne laser geleid. Om dit mogelijk te maken bezit deze holte een speciale vorm. Een stroming, die geen deeltjes bevat, omhult het aerosol. Ook de werking van dit apparaat berust op de wisselwerking tussen het licht van een laser en het te meten deeltje. Meer informatie over deze wisselwerking wordt onder andere door Hinds [9] gegeven. Het door een deeltje in voorwaartse richting verstrooide licht wordt over een grote ruimtehoek opgevangen. Via een parabolische spiegel en een asferische lens bereikt het strooilicht de detector. De hoeveelheid licht, die een deeltje verstrooit, is mede een functie van zijn grootte.

Deze hoeveelheid wordt met de detector gemeten. De signalen van deze detector worden geclassificeerd en opgeslagen. Voor de bediening van het instrument en de gegevensverwerking wordt ook in dit geval gebruik gemaakt van een Olivetti M24.

De respons van detector is ook afhankelijk van de vorm van het deeltje, de brekingsindex, de geometrie van de optica en de spectrale gevoeligheid van de apparatuur. Dit apparaat wordt daarom met bekende deeltjes geijkt. Dit gebeurt bij de fabrikant met bolletjes uit polystyreen-latex. Meer informatie over de theorie en de ijking van dit instrument wordt gegeven door Garvey en Pinnick [7] en Pinnick en Auvermann [10]. Zij controleerden de ijking van de fabrikant van dit instrument. Volgens hen moeten de uitkomsten van deze apparatuur met enige voorzichtigheid geïnterpreteerd worden.

In dit geval werden metingen aan glycerol druppeltjes verricht. Het programma, waarmee op basis van de gegevens van de P.M.S. een grootte-verdeling op basis van aantal berekend werd, maakt gebruik van de kalibratietabellen, die door de fabrikant verstrekt worden. Het reële deel van de brekingsindex van glycerol gelijk is aan 1.4730. De waarde van deze grootte is bij polystyreen is gelijk aan 1.5905. Deze waarden zijn ontleend aan tabel 16.1 uit [9]. Dit verschil in brekingsindex is een extra reden om voorzichtig te zijn met de uitkomsten van dit instrument.

Meer informatie over instrumenten, waarmee deeltjes-grootte-verdelingen worden bepaald, wordt gegeven door Allen [1], Barth [2] en Davies [5].

Op basis van de metingen van de grootte en de dichtheid van de deeltjes werden hun relaxatietijden en hun valsnelheden berekend.

Voor de relaxatietijd van een deeltje geldt :

$$\tau_p = \frac{(2 \rho_p + \rho_g) d^2}{36 \mu} \quad (5.1)$$

waarbij τ_p de relaxatietijd, ρ_p de dichtheid van het deeltje, ρ_g de dichtheid van het gas, d de diameter van het deeltje en μ de dynaische viscositeit van het gas is. Deze vergelijking is in hoofdstuk 2 afgeleid.

Bij de uiteindelijke valsnelheid zijn de zwaartekracht en de weerstandskracht bij een deeltje in vrije val aan elkaar gelijk. Er wordt verondersteld dat de weerstandskracht met de wet van Stokes bepaald kan worden. Voor de uiteindelijke valsnelheid van een deeltje geldt dan :

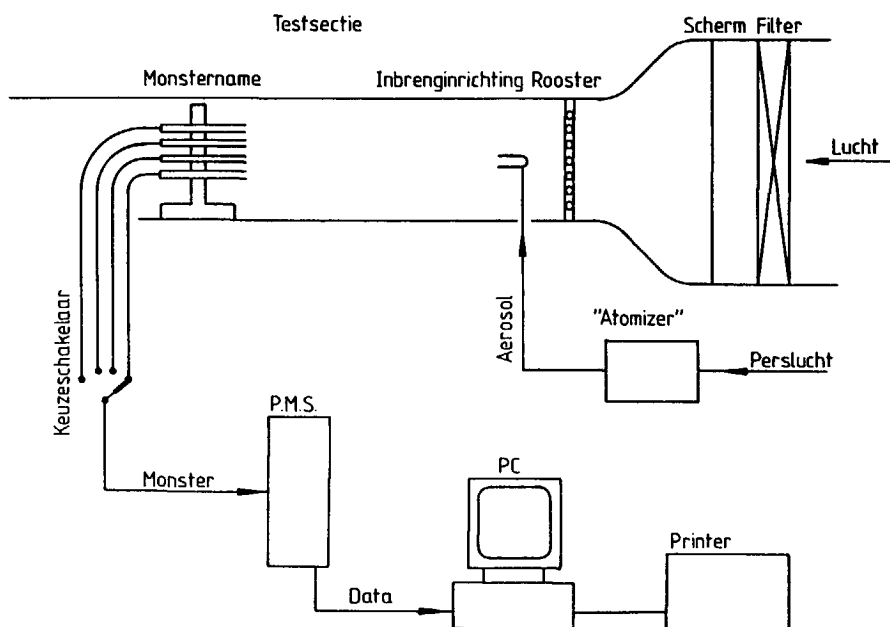
$$v_{p,\infty} = \frac{(\rho_p - \rho_g) g d^2}{18 \mu} \quad (5.2)$$

waarbij $v_{p,\infty}$ de uiteindelijke valsnelheid en g de valversnelling is.

Bij de metingen in de testsectie bedroeg de temperatuur van de lucht ongeveer 30 °C. Voor deze situatie zijn beide grootheden voor de gebruikte deeltjes berekend. Voor droge lucht bij een druk van 1013.2 mbar is de dichtheid gelijk aan 1.17 kg/m³ en bedraagt de dynamische viscositeit 18.76 μ Pa s. Deze waarden zijn ontleend aan Dubbel [6].

5.2. De glycerol druppels

De deeltjes-grootte-verdeling van de glycerol druppeltjes, die met de "atomiser" geproduceerd werden, is gemeten met met de "Active Scatering Aerosol Spectrometer Probe model ASASP-X" van P.M.S.. De deeltjes werden eerst in de stroming in de testsectie van de windtunnel gebracht. In de windtunnel werd een speciale inrichting geplaatst, waarmee de stroming bemonsterd kon worden. Deze inrichting en de overige onderdelen van de meetopstelling - waaronder de P.M.S. - staan in figuur 5.4. Deze inrichting bestaat uit een aantal boven elkaar geplaatste, evenwijdige dunne roestvaststalen buizen. De instroom-openingen van de buizen staan loodrecht op de stromingsrichting. Elke buis heeft een binnendiameter van 0.4 mm. De snelheid van de lucht in de testsectie bedraagt ongeveer 7 m/s. Het aanzuigdebiet van de P.M.S. is gelijk aan 1 cc/sec. In deze situatie wordt er bij benadering isokinetisch bemonsterd. Door één van de buizen stroomt het aerosol naar de P.M.S.. Met de "keuzeschakelaar" aan de ingang van de P.M.S. bepaalt men welke buis gebruikt wordt.



Figuur 5.4 Opstelling voor de bepaling van de grootte van de glycerol druppeltjes met de P.M.S.

De uitstroomopening van de inbrenginrichting bevond zich op de hartlijn van de tunnel. De afstand van deze opening tot het rooster bedroeg 0.38 m. De inrichting voor de monsternamen stond op een afstand van 2.75 m van het rooster.

Met de P.M.S. zijn 16 metingen verricht. De monsters voor deze waarnemingen werden op verschillende hoogten uit de stroming genomen. Van de gemeten verdelingen op basis van aantal zijn de waarden van d_{10} , d_{50} en d_{90} bepaald. De temperatuur van de lucht in de tunnel tijdens de metingen bedroeg 29 °C. De totale meettijd per meting met de P.M.S. bedroeg 240 s.

Van de metingen van d_{10} , d_{50} en d_{90} zijn de gemiddelden en de standaard afwijkingen bepaald. De resultaten van deze berekeningen staan in tabel 5.1.

Tabel 5.1 De gemiddelden en standaard afwijkingen van d_{10} , d_{50} en d_{90} van de glycerol druppeltjes

Parameter	d_{10} [μm]	d_{50} [μm]	d_{90} [μm]
Gemiddelde	0.096	0.151	0.318
Standaard afwijking	0.001	0.005	0.034

De dichtheid van glycerol is volgens [13] gelijk aan 1261.3 kg/m³. Nu de grootte en de dichtheid van de druppels bekend zijn kan de relaxatietijd en de uiteindelijke valsnelheid van hen berekend worden. Bij de metingen in de testsectie bedroeg de temperatuur van de lucht ongeveer 30 °C. Voor deze situatie zijn beide grootheden berekend.

De resultaten van de berekeningen van de relaxatietijden en de definitieve valsnelheden staan in tabel 5.2.

Tabel 5.2 De waarden van de relaxatietijd en de valsnelheid
bij de glycerol druppeltjes

Diameter [μm]	Temp. [$^{\circ}\text{C}$]	τ_p [s]	$v_{p,\infty}$ [m/s]
$d_{10} = 0.096$	30	$3.471 \cdot 10^{-8}$	$3.400 \cdot 10^{-7}$
$d_{50} = 0.151$	30	$8.464 \cdot 10^{-8}$	$8.292 \cdot 10^{-7}$
$d_{90} = 0.318$	30	$3.778 \cdot 10^{-7}$	$3.700 \cdot 10^{-6}$

5.3. De alumina deeltjes

5.3.1. Alumina fractie nummer 1

Deze fractie werd gebruikt bij het onderzoek aan de verspreiding van deeltjes door turbulentie. De deeltjes-grootte-verdelingen zijn gemeten met de "Coulter counter" en de laser-diffractie apparatuur.

Bij de metingen met de "Coulter counter" werd met een buis met een opening van 50 μm gebruikt. De deeltjes werden gesuspenderd in water, dat 0.9 gewichtsprocenten NaCl bevatte. Het monster werd daarna gedurende één minuut getrild in een ultra-son bad om de eventueel aanwezige agglomeraten uiteen te doen vallen. Bij eerdere metingen is gebleken dat deze tijdsduur bij de toegepaste apparatuur voldoende is om het merendeel van de agglomeraten te doen opbreken. Voor de deeltjes-grootte-verdeling op grond van volume zijn de parameters d_{10} , d_{50} en d_{90} bepaald. Deze parameters staan in tabel 5.3 vermeld.

De bij de metingen met de laser-diffractie apparatuur toegepaste lens bezat een brandpuntsafstand van 63 mm. De deeltjes werden gesuspenderd in water met 1 gram natrium-difosfaat per liter. De waarde van de brekingsindex van alumina bedraagt $1.77 - 2 \cdot 10^{-7}i$ [12]. Deze waarde is nodig bij de gegevensverwerking met het programma, dat van de onverkorte Lorenz-Mie theorie uitgaat. De drie beschikbare methoden voor de gegevensverwerking bij deze apparatuur werden toegepast.

In tabel 5.3 staan de resultaten van de uitwerking van de metingen met de "Coulter counter" en de laser-diffractie-apparatuur. In de kolom met het opschrift "juist" staan de resultaten van het programma, dat van de onverkorte Lorenz-Mie theorie uitgaat.

Tabel 5.3 Kenmerkende grootheden verdeling alumina-1

Methode →	laser "droog"	laser "nat"	laser "juist"	Coulter counter
Parameter	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]
d_{10}	3.2	6.2	5.0	5.23
d_{50}	8.4	8.6	8.6	6.87
d_{90}	12.7	12.3	11.2	8.77

De resultaten van het door de fabrikant van de diffractie-apparatuur geleverde programma, waarbij verondersteld wordt dat de deeltjes doorzichtig zijn en dat wordt aangeduid met de term "nat", komen in dit geval het best overeen met de resultaten van het programma, dat gebaseerd is op de Lorenz-Mie theorie. De "Coulter counter" en de laser-diffractie-apparatuur maken van verschillende natuurkundige verschijnselen gebruik om de grootte-verdeling van de deeltjes te bepalen. Dit verschil heeft tot gevolg dat er tevens tussen beide methoden een verschil bestaat in de relatie tussen de afmetingen van een deeltje en de bepaalde grootte. Derhalve kan er een discrepantie bestaan tussen de resultaten van de "Coulter counter" en de laser-diffractie-apparatuur.

Stel dat het poeder uit louter bolletjes bestaat, dan is er bij beide instrumenten tussen de enige afmeting van een deeltje en het door de detector in een meetinstrument afgegeven signaal een eenduidig verband. In de "Coulter counter" wordt dit signaal direkt verwerkt. Bij de laser-diffractie-apparatuur worden de interferentiepatronen, die horen bij de passages van een groot aantal deeltjes bij elkaar opgeteld. Het verband tussen de deeltjes-grootte-verdeling en deze som wordt beschreven door een Fredholm integraalvergelijking van de eerste soort. Bij de verwerking moet deze vergelijking opgelost worden en dit vormt een extra handicap.

Omdat er bij de "Coulter counter" een direktere relatie tussen de afmetingen van de deeltjes en de desbetreffende gemeten grootte-verdeling bestaat dan bij de andere methode, zullen de resultaten van het eerstgenoemde instrument bij de verdere gegevensverwerking toegepast worden.

Met behulp van een autopycnometer is een aantal malen de dichtheid van deze fractie van het γ -alumina poeder bepaald. De uitkomsten staan in tabel 5.4.

Tabel 5.4 Dichtheidsmetingen van alumina-1

Meting	Dichtheid [kg/m ³]
1	3876.0
2	3871.0
3	3878.0

In tabel 5.5 wordt het gemiddelde van de metingen vergeleken met de waarde uit de literatuur [13].

Tabel 5.5 Vergelijking van dichtheden bij alumina-1

Metingen (gemiddelde) :	3875 kg/m ³
Literatuur :	3500 - 3900 kg/m ³

Over deze metingen vallen gezien tabel 5.5 geen bijzonderheden te vermelden.

Nu de grootte en de dichtheid van de deeltjes bekend zijn, kunnen de relaxatietijd en de uiteindelijke valsnelheid bepaald worden. Bij de metingen in de testsectie bedroeg de temperatuur van de lucht ongeveer 30 °C. Voor deze situatie zijn beide grootheden berekend.

De resultaten van de berekeningen van de relaxatietijden en de definitieve valsnelheden staan in tabel 5.6.

Tabel 5.6 De waarden van de relaxatietijd en de valsnelheid bij alumina-1

Diameter [μm]	Temp. [$^{\circ}\text{C}$]	τ_p [s]	$v_{p,\infty}$ [m/s]
$d_{10} = 5.23$	30	$3.139 \cdot 10^{-4}$	$3.078 \cdot 10^{-3}$
$d_{50} = 6.87$	30	$5.417 \cdot 10^{-4}$	$5.312 \cdot 10^{-3}$
$d_{90} = 8.77$	30	$8.828 \cdot 10^{-4}$	$8.656 \cdot 10^{-3}$

5.3.2. Alumina fractie nummer 2

Deze fractie werd ook gebruikt bij het onderzoek aan de verspreiding van deeltjes door turbulentie. De deeltjes-grootte-verdelingen zijn gemeten met de "Coulter counter" en de laser-diffractie apparatuur. De indeling van deze paragraaf is gelijk aan die van de vorige paragraaf.

Bij de metingen met de "Coulter counter" werd een buis met een opening van 50 μm gebruikt. De deeltjes werden gesuspenderd in een waterige oplossing, die 0.9 gewichtsprocenten NaCl bevatte. De monsters werden voor de metingen gedurende 1 minuut in een ultrasoon bad getrild.

De bij de metingen met de laser-diffractie-apparatuur toegepaste lens bezat een brandpuntsafstand van 63 mm. De deeltjes werden gesuspenderd in water met 1 gram natrium-difosfaat per liter. De waarde van de brekingsindex van γ alumina bedraagt $1.77 - 2 \cdot 10^{-7}i$ [12]. De drie beschreven vormen van gegevensverwerking bij laser-diffractie-apparatuur werden toegepast.

In tabel 5.7 zijn drie kenmerkende grootheden voor de vier manieren van analyse weergegeven.

Tabel 5.7 Kenmerkende grootheden verdeling alumina-2

Methode →	laser "droog"	laser "nat"	laser "juist"	Coulter counter
Parameter	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]
d_{10}	0.5	0.6	0.9	1.35
d_{50}	1.0	2.3	2.3	2.02
d_{90}	3.3	3.4	4.8	2.96

De parameters in tabel 5.7 hebben betrekking op de grootte-verdeling op basis van volume. De conclusies, die in de vorige paragraaf ten aanzien van de metingen van de grootte van deeltjes getrokken werden, zijn ook van toepassing op metingen in deze paragraaf. De resultaten van de "Coulter counter" zullen bij de verdere gegevensverwerking toegepast worden.

Met een autopycnometer werd de dichtheid van deze fractie van het alumina poeder bepaald. De resultaten staan in tabel 5.8.

Tabel 5.8 Dichtheidsmetingen van alumina-2

Meting	Dichtheid [kg/m ³]
1	3862.0
2	3859.0
3	3867.0

De vergelijking tussen de waarden uit de literatuur [13] en de metingen staat in tabel 5.9.

Tabel 5.9 Vergelijking van dichtheden bij alumina-2

Metingen (gemiddelde) :	3863 kg/m ³
Literatuur :	3500 - 3900 kg/m ³

Over deze metingen vallen gezien tabel 5.9 geen bijzonderheden te melden.

De relaxatietijden en de valsnelheden kunnen, nu de grootte en de dichtheid van de deeltjes bekend zijn, berekend worden. Bij de metingen in de testsectie bedroeg de temperatuur van de lucht ongeveer 30 °C. Voor deze situatie zijn beide grootheden berekend.

De resultaten van de berekeningen van de relaxatietijden en de definitieve valsnelheden staan in tabel 5.10.

Tabel 5.10 De waarden van de relaxatietijd en de valsnelheid bij alumina-2

Diameter [μm]	Temp. [$^{\circ}\text{C}$]	τ_p [s]	$v_{p,\infty}$ [m/s]
$d_{10} = 1.35$	30	$2.083 \cdot 10^{-5}$	$2.045 \cdot 10^{-4}$
$d_{50} = 2.02$	30	$4.669 \cdot 10^{-5}$	$4.578 \cdot 10^{-4}$
$d_{90} = 2.96$	30	$1.003 \cdot 10^{-4}$	$9.830 \cdot 10^{-4}$

5.3.3. Alumina fractie nummer 3

Deze fractie werd gebruikt bij de testen van de aerosol-generator voor deeltjes uit een vaste stof. De deeltjes-grootte-verdelingen zijn gemeten met de "Coulter counter" en de laser-diffractie apparatuur.

Bij de metingen met de "Coulter counter" werd een buis met een opening van 50 μm gebruikt. De deeltjes werden gedispergeerd in een oplossing van 0.9 gewichts-% natrium-chloride. Het monster werd daarna gedurende één minuut getrild in een ultra-son bad om de eventueel aanwezige agglomeraten uiteen te doen vallen.

Bij de metingen met de laser-diffractie-apparatuur werd gebruik gemaakt van een lens met een brandpuntsafstand van 63 mm. De deeltjes werden gedispergeerd in een waterige oplossing van natrium-difosfaat (1 gram per liter). In dit geval werden alleen de twee methoden uit het programma van de fabrikant gebruikt om de deeltjes-grootte-verdeling te bepalen.

In tabel 5.11 zijn de resultaten van de metingen met de verschillende analysemethoden weergegeven.

Tabel 5.11 Kenmerkende grootheden verdeling alumina-3

Methode →	laser "droog"	laser "nat"	Coulter counter
Parameter	[μm]	[μm]	[μm]
d ₁₀	1.1	2.3	2.35
d ₅₀	3.7	4.2	3.66
d ₉₀	6.7	7.0	5.10

Ten behoeve van de verdere verwerking van de gegevens bij de test van de aerosolgenerator vond er data reductie plaats. In dit geval werd een cumulatieve normale verdeling gefit aan de metingen van de deeltjes-grootte-verdelingen. Er is aangenomen dat de verdeling normaal is en er is gekozen voor een cumulatieve verdeling omdat dit het beste aansluit bij de wijze, waarop de impactor een verzameling deeltjes classificeert. Men maakt een fout als men veronderstelt dat de deeltjes-grootte-verdeling van het poeder

door een normale verdeling beschreven zou worden. Het zal echter blijken dat dit model redelijk goed overeenstemt met de resultaten van de metingen. Er geldt voor een cumulatieve normale verdeling :

$$P(d \leq x) = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\xi - \mu)^2}{2\sigma^2}} d\xi \quad (5.3)$$

waarbij $P(d \leq x)$ de kans is dat de diameter van een deeltje kleiner dan of gelijk is aan x , μ het gemiddelde en σ de standaard afwijking is. Bij de bepaling van de waarden van de parameters μ en σ werd gebruik gemaakt van de kleinste kwadraten methode. Het programma, dat de waarden van de parameters μ en σ bepaalde, berekende ook de 95% betrouwbaarheids-intervallen van deze parameters.

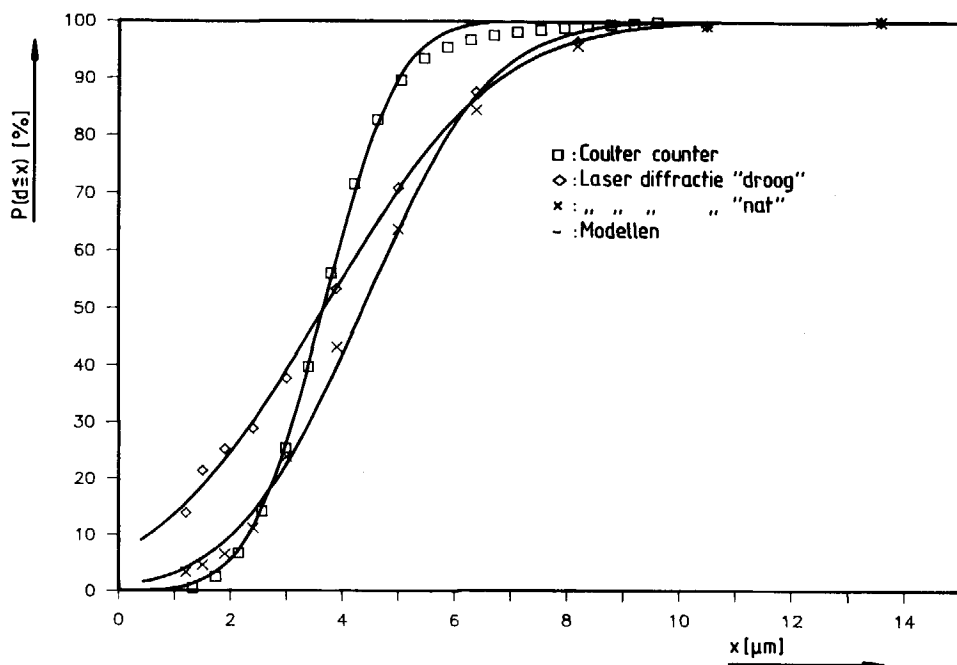
De uitkomsten van de berekeningen staan in tabel 5.12.

Tabel 5.12 Parameters voor een cumulatieve normale verdeling bij alumina-3

meetmethode	μ [μm]	σ [μm]
Coulter counter	3.67 ± 0.04	1.06 ± 0.06
laser-diffractie "droog"	3.68 ± 0.07	2.46 ± 0.12
laser-diffractie "nat"	4.37 ± 0.10	1.82 ± 0.13

De resultaten staan van de fit staan in figuur 5.5

Van een andere fractie (alumina-1), die op dezelfde wijze uit hetzelfde alumina-poeder werd verkregen, werd de dichtheid bepaald met een Micromeritics AutoPycnometer. De dichtheid van deze fractie bedraagt 3875 kg/m^3 . Er wordt verondersteld dat de dichtheid van de deeltjes bij de testen van de aerosolgenerator dezelfde waarde bezat.



Figuur 5.5 Een cumulatieve normale verdeling bij alumina-3

Op grond van de bovengenoemde metingen werd de relaxatietijd en de uiteindelijke valsnelheid van de deeltjes bepaald. Er wordt gebruik gemaakt van de grootte-verdeling, die met de "Coulter counter" werd bepaald omdat zowel bij de impactor als bij de "Coulter counter" er een vrij duidelijke relatie bestaat tussen de afmetingen van het deeltje en de bepaalde grootte.

Omdat de metingen ten behoeve van de test bij verschillende temperaturen plaatsvonden en de verschillende fysische eigenschappen een functie van de temperatuur zijn, zijn de waarden van de relaxatietijd en de valsnelheid bij een aantal temperaturen berekend. De dichtheid en de dynamische viscositeit van lucht bij verschillende temperaturen zijn ontleend aan tabel 2 uit aanhangsel D12 van Dubbel [6]. Deze waarden gelden voor droge lucht bij een luchtdruk van 1013,2 mbar. De waarden van de grootheden staan in tabel 5.13. In tabel 5.14 staan de resultaten van de berekeningen van de relaxatietijden en de uiteindelijke valsnelheden.

Tabel 5.13 Fysische eigenschappen van de lucht en de deeltjes

temp. [°C]	ρ_p [kg/m ³]	ρ_g [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ [Pa·s]
10	3875	1.25	9.81	$17.73 \cdot 10^{-6}$
20		1.21		$18.27 \cdot 10^{-6}$
30		1.17		$18.76 \cdot 10^{-6}$
40		1.13		$19.19 \cdot 10^{-6}$

Tabel 5.14 Relaxatietijd en valsnelheid als functie van de temperatuur bij alumina-3

Diameter [μm]	Temp. [°C]	τ_p [s]	$v_{p,\infty}$ [m/s]
$d_{10} = 2.35$	10	$6.707 \cdot 10^{-5}$	$6.576 \cdot 10^{-4}$
	20	$6.508 \cdot 10^{-5}$	$6.381 \cdot 10^{-4}$
	30	$6.338 \cdot 10^{-5}$	$6.215 \cdot 10^{-4}$
	40	$6.196 \cdot 10^{-5}$	$6.076 \cdot 10^{-4}$
$d_{50} = 3.66$	10	$1.627 \cdot 10^{-4}$	$1.595 \cdot 10^{-3}$
	20	$1.579 \cdot 10^{-4}$	$1.548 \cdot 10^{-3}$
	30	$1.537 \cdot 10^{-4}$	$1.508 \cdot 10^{-3}$
	40	$1.503 \cdot 10^{-4}$	$1.474 \cdot 10^{-3}$
$d_{90} = 5.10$	10	$3.159 \cdot 10^{-4}$	$3.097 \cdot 10^{-3}$
	20	$3.065 \cdot 10^{-4}$	$3.006 \cdot 10^{-3}$
	30	$2.985 \cdot 10^{-4}$	$2.927 \cdot 10^{-3}$
	40	$2.918 \cdot 10^{-4}$	$2.918 \cdot 10^{-3}$

5.4. De koolstof deeltjes

5.4.1. Koolstof fractie nummer 1

Beide fractie's werden gebruikt bij het onderzoek aan de verspreiding van deeltjes door turbulentie. De deeltjes-grootte-verdelingen zijn gemeten met de "Coulter counter" en de laser-diffractie apparatuur.

Bij deeltjes uit een electriciteit geleidend materiaal kunnen, als men de deeltjes-grootte-verdeling met een "Coulter counter" meet, problemen verwacht worden. Door van der Plaats et al [11] worden deze problemen aan de hand van metingen aan roetdeeltjes behandeld. Als de spanningsval over een te meten deeltje een bepaalde waarde overschrijdt, dan kan aan het oppervlak van dat deeltje electrolyse plaats vinden. Dit verschijnsel kan de metingen aanzienlijk verstoren omdat de electronen in het deeltje nu naast de ionen in de electrolyt voor het transport van lading zorgen. Door de stroom door de meetcel te verlagen en de geleidbaarheid van de electrolyt te vergroten zijn de gevolgen van dit verschijnsel te verkleinen. De spanningsval over het deeltje wordt immers door deze maatregelen verlaagd.

In dit geval werden de actieve koolstof deeltjes in een oplossing, die 10 gewichtsprocenten NaCl bevatte gesuspenderd. De waarde van de stroomsterkte was 1.6 mA. De grootte van de gebruikte opening was 50 μm . De monsters werden gedurende 1 minuut in een ultrasoon bad getrild.

De lens, die bij de metingen met de laser-diffractie-apparatuur werd toegepast, bezat een brandpuntsafstand van 63 mm. De koolstof deeltjes werden gesuspenderd in water, dat 1 gram natrium-difosfaat per liter bevatte. Bij de verwerking van de gegevens werden alleen de twee methoden uit programma van de fabrikant gebruikt.

De resultaten van de verschillende wijzen, waarop de deeltjes-grootte-verdeling op basis van volume bepaald werd, staan in tabel 5.15.

Tabel 5.15 Kenmerkende grootheden verdeling van koolstof-1

Methode →	laser "droog"	laser "nat"	Coulter counter
Parameter	[μm]	[μm]	[μm]
d_{10}	3.8	4.1	3.8
d_{50}	7.0	7.2	6.3
d_{90}	11.5	10.7	9.0

De conclusies, die eerder getrokken werden ten aanzien van de metingen van de deeltjes-grootte-verdelingen, gelden ook voor de metingen bij deze fractie. De resultaten van de metingen met de "Coulter counter" zullen bij de verdere gegevensverwerking toegepast worden.

Met behulp van een autopycnometer werd de dichtheid van deze fractie van het actieve koolstof poeder bepaald. De resultaten staan in tabel 5.16.

Tabel 5.16 Dichtheidsmetingen bij koolstof-1

Meting	Dichtheid [kg/m^3]
1	2162.0
2	2164.0

In tabel 5.17 worden de metingen vergeleken met de gegevens uit de literatuur [13].

Tabel 5.17 Vergelijking van de dichtheden bij koolstof-1

Metingen (gemiddelde)	:	2163 kg/m ³
Literatuur (grafiet)	:	2250 kg/m ³
Literatuur (amorfe koolstof)	:	1800 - 2100 kg/m ³

Volgens [4] is actieve koolstof opgebouwd uit kleine kristallen, die een grafietstructuur hebben. Zo'n kristal bestaat uit 3 of 4 lagen van beeenringen. Elke laag bevat 20 tot 30 van dergelijke ringen. Tussen deze kleine kristallen bevindt zich amorfe koolstof. Derhalve is het niet verwonderlijk dat de dichtheid van actieve koolstof groter is dan de dichtheid van amorfe koolstof en kleiner is dan de dichtheid van grafiet.

De grootte en de dichtheid van de deeltjes zijn bekend en derhalve kunnen de relaxatietijd en de definitieve valsnelheid berekend worden. Bij de metingen in de testsectie bedroeg de temperatuur van de lucht ongeveer 30 °C. Voor deze situatie zijn beide grootheden berekend.

De resultaten van de berekeningen van de relaxatietijden en de definitieve valsnelheden staan in tabel 5.18.

Tabel 5.18 De waarden van de relaxatietijd en de valsnelheid bij koolstof-1

Diameter [μm]	Temp. [°C]	τ_p [s]	$v_{p,\infty}$ [m/s]
$d_{10} = 3.80$	30	$9.252 \cdot 10^{-5}$	$9.069 \cdot 10^{-4}$
$d_{50} = 6.30$	30	$2.543 \cdot 10^{-4}$	$2.493 \cdot 10^{-3}$
$d_{90} = 9.0$	30	$5.190 \cdot 10^{-4}$	$5.087 \cdot 10^{-3}$

5.4.2. Koolstof fractie nummer 2

Deze fractie werd gebruikt bij het onderzoek aan de verspreiding van deeltjes door turbulentie. De deeltjes-grootte-verdelingen zijn gemeten met de "Coulter counter" en de laser-diffractie apparatuur.

De omstandigheden, waaronder deze metingen met de "Coulter counter" werden verricht, zijn beschreven in de vorige paragraaf.

De lens bij de metingen met de laser-diffractie-apparatuur bezat een brandpuntsafstand van 63 mm. De deeltjes werden in water met 1 gram natrium-difosfaat per liter gesuspenderd. Bij de verwerking van de gegevens werden alleen de twee methoden uit het programma van de fabrikant gebruikt.

De resultaten van de verschillende metingen van de deeltjes-grootte-verdeling op basis van volume worden in tabel 5.19 vermeld.

Tabel 5.19 Kenmerkende grootheden verdeling van koolstof-2

Methode →	laser "droog"	laser "nat"	Coulter counter
Parameter	[μm]	[μm]	[μm]
d ₁₀	2.8	3.3	2.8
d ₅₀	4.8	4.8	4.4
d ₉₀	7.5	7.3	6.3

Voorzover zij van toepassing zijn, gelden de eerder getrokken conclusies over de metingen van de grootte van deeltjes, ook voor de metingen uit deze paragraaf. De resultaten van de metingen met de "Coulter counter" zullen bij de verdere gegevensverwerking toegepast worden.

Met een autopycnometer werd ook de dichtheid van het poeder uit deze paragraaf gemeten. De resultaten staan in tabel 5.20.

Tabel 5.20 Dichtheidsmetingen bij koolstof-2

Meting	Dichtheid [kg/m ³]
1	2171.0
2	2174.0

In tabel 5.21 worden de metingen vergeleken met waarden uit de literatuur [13].

Tabel 5.21 Vergelijking van de dichtheden bij koolstof-2

Metingen (gemiddelde)	:	2173 kg/m ³
Literatuur (grafiet)	:	2250 kg/m ³
Literatuur (amorfe koolstof)	:	1800 - 2100 kg/m ³

Ook hier ligt de waarde van de gemeten dichtheid tussen de waarde voor grafiet en de waarde voor amorfe koolstof.

Omdat de grootte en de dichtheid van de deeltjes bekend zijn, is men in staat om de relaxatietijd en de definitieve valsnelheid van de deeltjes te berekenen. Bij de metingen in de testsectie bedroeg de temperatuur van de lucht ongeveer 30 °C. Voor deze situatie zijn beide grootheden berekend.

De resultaten van de berekeningen van de relaxatietijden en de definitieve valsnelheden staan in tabel 5.22.

Tabel 5.22 De waarden van de relaxatietijd en de valsnelheid
bij koolstof-2

Diameter [μm]	Temp. [$^{\circ}\text{C}$]	τ_p [s]	$v_{p,\infty}$ [m/s]
$d_{10} = 2.80$	30	$5.047 \cdot 10^{-5}$	$4.947 \cdot 10^{-4}$
$d_{50} = 4.40$	30	$1.246 \cdot 10^{-4}$	$1.222 \cdot 10^{-3}$
$d_{90} = 6.30$	30	$2.555 \cdot 10^{-4}$	$2.504 \cdot 10^{-3}$

5.5. Slotopmerkingen

In hoofdstuk 2 zijn de waarden van de karakteristieke lengte en de karakteristieke tijd van de kleinste structuren van de stroming in de testsectie geschat. De waarden van de Kolmogorov lengteschaal liggen tussen $362.8 \mu\text{m}$ en $695.7 \mu\text{m}$. Bij de Kolmogorov tijdschaal zijn de grenzen 8.21 milli seconde en 30.20 milli seconde.

Het maximum van de grootte van de deeltjes, die gebruikt werden bij het onderzoek aan de verspreiding door turbulentie, bedraagt bij benadering $9.0 \mu\text{m}$. De deeltjes zijn derhalve kleiner dan de kleinste structuren van de stroming.

Het maximum van de relaxatietijd van de deeltjes, die gebruikt werden bij het onderzoek aan de verspreiding door turbulentie, bedraagt bij benadering 0.88 milli seconde. Omdat de relaxatietijd in alle gevallen kleiner is dan de Kolmogorov tijdschaal, zullen de deeltjes de stroming goed kunnen volgen.

Gezien het bovenstaande is de concentratie van de deeltjes op te vatten als een passieve scalaire grootte. Een veronderstelling in deze zin werd in hoofdstuk 2 gemaakt bij de afleiding van het model voor de verspreiding van deeltjes door een turbulente stroming. Deze veronderstelling is dus geoorloofd. Er moet echter wel opgemerkt worden dat nu van schattingen van de tijd- en de lengteschaal wordt uit gegaan. Pas na de metingen van de stroming in de testsectie, kan definitief uitsluitel over de juistheid van de veronderstelling worden gegeven.

De verblijftijd van de deeltjes in de testsectie, die 4 m lang is en waarin de snelheid van de lucht ongeveer 7 m/s bedraagt, is ongeveer 0.57 s. Gezien de verblijftijd van de deeltjes in testsectie en de waarden van de definitieve valsnelheden, is de afstand, die de deeltjes in verticale richting ten gevolge van de zwaartekracht afleggen bijzonder klein.

De kleinste waarde van de schattingen van de standaard afwijking van de snelheid is veel groter dan de grootste waarde van de schattingen van de definitieve valsnelheid. De invloed van de zwaartekracht op de verspreiding van de deeltjes is dan hoogstwaarschijnlijk verwaarloosbaar. Bij de bouw van de modellen voor de verspreiding werd van deze verwaarlozing gebruik gemaakt.

5.6. Literatuur

- [1] T. Allen
Particle Size Measurement
Chapman and Hall, London and New York, 1981
- [2] H.G. Barth (Ed.)
Modern Methods of Particle Size Analysis
J. Wiley & Sons, New York, 1984
- [3] A. Boxman and B. Scarlett
"Laser for Particle Size Measurement - Hardware and Software"
Paper presented at :
International Conference on Laser Technologies in Industries
6 - 8 June 1988, Porto Portugal,
O.D.D. Soares et al (Eds.)
- [4] H. Buchholz-Meisenheimer, D. Moegling und R. Pfefferkorn
Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie
Herausgegeben von E. Bartholomé et al
Verlag Chemie, Weinheim New York NY, 1977
- [5] R. Davies
"Particle Size Measurement: Experimental Techniques"
Chapter 2 in : Handbook of Powder Science and Technology
M.E. Fayed and L. Otten (Eds.)
Van Nostrand Reinhold Company, New York NY, 1984
- [6] H. Dubbel
Taschenbuch für den Maschinenbau
15. , korrigierte und ergänzte Auflage
Herausgegeben von W. Beitz und K.-H. Küttner
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1983
- [7] D.M. Garvey and R.G. Pinnick
"Response Characteristics of the Particle Measuring Systems
Active Scattering Aerosol Spectrometer Probe (ASASP-X)"
Aerosol Science and Technology 2 : 477 - 488 (1983)
- [8] M. Heuer and K. Leschonski
"Results Obtained with a New Instrument for the Measurement of
Particle Size Distributions from Diffraction Patterns"
Part. Charact. 2 (1985) pp. 7 - 13
- [9] W.C. Hinds
Aersol Technology
John Wiley & Sons, New York NY, 1982
- [10] R.G. Pinnick and H.J. Auvermann
"Response characteristics of Knollenberg light-scattering
aerosol counters"
J. Aerosol Sci. Vol 10, pp. 55 - 74

- [11] G. van der Plaats, H. Herps and L. Willems
"Size determination of conductive particles with a Coulter counter"
Proceedings of the Particle Technology Workshop
Noordwijkerhout, The Netherlands, 1980
- [12] O.B. Toon, J.B. Pollack and B.N. Khare
"The Optical Constants of Several Atmospheric Aerosol Species :
Ammonium Sulfate, Aluminum Oxide, and Sodium Chloride"
Journal of Geophysical Research Vol. 81, No. 33.
November 20, 1976. pp. 5733 - 5748
- [13] R.C. Weast, M.J. Astle and W.H. Beyer
CRC Handbook of Chemistry and Physics
66th edition 1985 - 1986
CRC Press, Inc. Boca Raton FL
- [14] B.B. Weiner
"Particle and droplet sizing using Fraunhofer diffraction"
Chapter 5 in : Modern Methods of Particle Size Analysis
H.G. Barth (Ed.)
J. Wiley & Sons, New York NY, 1984

6 Test van een aerosolgenerator

6.1. Inleiding

De testen van de aerosolgenerator voor deeltjes uit een vaste stof komen hier aan de orde. De beschrijving van dit apparaat staat in hoofdstuk 3.

De stroming, die deze inrichting verlaat, moet een constante concentratie deeltjes bevatten. Dit is gecontroleerd door een aantal malen achter elkaar metingen in hetzelfde punt van de windtunnel te verrichten met de in hoofdstuk 3 beschreven laser Doppler anemometer. Telkens werd op grond van een meting de waarde van de parameter a_1 uit hoofdstuk 4 bepaald. Deze parameter is evenredig met de concentratie van deeltjes in het meetvolume. De resultaten van deze metingen staan vermeld in het verslag van van der Wel [3]. Nadat een evenwichtstoestand was bereikt, bleek de waarde van de parameter a_1 redelijk constant te zijn. De variaties in a_1 bedroegen ongeveer 5 %.

In de stroming, die het voedingapparaat verlaat, mogen zich ook geen agglomeraten bevinden. Daarom zijn met een impactor metingen verricht aan een aerosol, dat met generator gemaakt werd. Met een impactor meet men de deeltjes-grootte-verdeling van een aerosol. De toegepaste impactor is in hoofdstuk 3 beschreven. Bij de testen werden voor de productie van het aerosol deeltjes uit alumina fractie nummer 3 gebruikt. In hoofdstuk 5 is deze alumina fractie beschreven. Op twee plaatsen werden metingen verricht. Er is direkt aan de uitgang van de generator en in de testsectie van de windtunnel gemeten. Er zal een vergelijking plaats vinden tussen de metingen van de deeltjes-grootte-verdeling van het poeder, dat de generator ingaat en de deeltjes in het aerosol. Op basis van deze vergelijking kan een uitspraak over het al dan niet voorkomen van agglomeraten worden gedaan.

6.2. Metingen met de impactor na het voedingsapparaat

6.2.1. Metingen van de deeltjes-grootte-verdeling

Met de impactor zijn direkt aan de uitgang van het fluide bed van het voedingsapparaat metingen verricht. De meetopstellingen zijn in hoofdstuk 3 beschreven. Er zijn twee soorten metingen verricht. In de eerste plaats wordt met behulp van de impactor en een massabalans de grootte-verdeling op grond van massa bepaald en in de tweede plaats worden de neergeslagen deeltje met behulp van een microscoop geanalyseerd. De metingen met de eerste methode komen in deze paragraaf aan bod. De metingen met de andere methode worden in de volgende paragraaf beschreven.

Er zijn twee metingen ter bepaling van de grootte-verdeling verricht. De impactor was bij de metingen direkt op de uitgang van het voedingsapparaat aangesloten. De deeltjes in het aerosol waren afkomstig uit alumina fractie nummer 3 (zie hoofdstuk 5). De belangrijkste gegevens over de situatie bij de metingen staan in tabel 6.1. Vanwege de grootte en de dichtheid van de te meten deeltjes, is in dit geval gemeten bij een debiet van ongeveer 7 dm³/min. De waarden van de "cut sizes" van de verschillende trappen bij verschillende gasdebieten staan in de handleiding van de impactor [1]. De "cut size" is de diameter van de deeltjes, die een kans van 0.5 hebben om een trap van een impactor te passeren. De in de handleiding gegeven waarden gelden voor lucht bij een temperatuur van 25 °C en een druk van 760 mm Hg en een dichtheid van de deeltjes van 1000 kg/m³. Ook de gegevens over de situatie in de handleiding staan in tabel 6.1.

Tabel 6.1 Gegevens over de ijking en de metingen

grootheid	situatie		
	handleiding	eerste meting	tweede meting
P	760 mm Hg	754 mm Hg	768 mm Hg
T	25 °C	19 °C	19.5 °C
ρ_p	1000 kg/m ³	3875 kg/m ³	3875 kg/m ³
ρ_g	1.19 kg/m ³	1.20 kg/m ³	1.22 kg/m ³
Φ	7 dm ³ /min	7.02 dm ³ /min	7.46 dm ³ /min
μ	18.52 μ Pa s	18.22 μ Pa s	18.24 μ Pa s

De dichtheden van lucht bij de genoemde temperaturen en drukken werden met de ideale gaswet bepaald op grond van de gegevens van Dubbel [2]. De dynamische viscositeit van de lucht bij de verschillende temperaturen werd bepaald met lineaire interpolatie op grond van de gegevens van Dubbel [2].

Er is een methode ontwikkeld om de "cut size" van een trap van de imtor voor een willekeurige situatie op basis van een bekende situatie te berekenen. Deze methode wordt in hoofdstuk 3 beschreven. De waarden van de "cut sizes" uit de handleiding voor een gasdebiet van 7 dm³/min staan in tabel 6.2. De overige gegevens voor de berekeningen staan in tabel 6.1. Bij de toepassing van vergelijking (3.12) werd verondersteld dat overal in de impactor dezelfde druk heerst. Gezien het feit, dat de dichtheid van het gas slechts een onderschikte rol speelt en de dynamische viscositeit nauwelijks van de druk afhangt, heeft deze veronderstelling een te verwaarlozen invloed op de resultaten. De resultaten van de berekeningen staan ook in tabel 6.2.

Tabel 6.2 De waarden van de "cut sizes"

trap	"cut size"		
	handleiding [μm]	eerste meting [μm]	tweede meting [μm]
1	18	9.02	8.75
2	11	5.50	5.33
3	4.4	2.18	2.11
4	2.65	1.30	1.26
5	1.7	0.82	0.79
6	0.95	0.44	0.43

De resultaten van de metingen van de deeltjes-grootte-verdeling op basis van massa staan in tabel 6.3. In de eerste kolom staat de plaats in de impactor van het plaatje, waarop een bepaalde fractie werd opgevangen.

Tabel 6.3 Resultaten van de metingen met de impactor

plaats	eerste meting		tweede meting	
	cut size [μm]	gewicht [mg]	cut size [μm]	gewicht [mg]
in trap 1	9.02	0.23	8.75	0.28
in trap 2	5.50	0.97	5.33	0.86
in trap 3	2.18	5.51	2.11	5.51
in trap 4	1.30	2.37	1.26	2.48
in trap 5	0.82	0.30	0.79	0.65
in trap 6	0.44	0.22	0.43	0.04
filter ¹	0.00	0.18	0.00	0.17

¹ absoluut filter

De cumulatieve deeltjes-grootte-verdelingen op grond van massa staan vermeld in tabel 6.4.

Tabel 6.4 Cumulatieve verdeling bij de metingen met de impactor

eerste meting		tweede meting	
diameter [μm]	cumulatieve massa [%]	diameter [μm]	cumulatieve massa [%]
0.44	1.84	0.43	1.70
0.82	4.09	0.79	2.10
1.30	7.16	1.26	8.61
2.18	31.39	2.11	33.43
5.50	87.73	5.33	88.59
9.02	97.65	8.75	97.20

Ten behoeve van de verdere verwerking van de gegevens vond er data reductie plaats. Een cumulatieve normale verdeling werd aan de metingen gefit. Er wordt aangenomen dat de verdeling normaal is en er is gekozen voor een cumulatieve verdeling omdat dit het beste aansluit bij de wijze, waarop de impactor een verzameling deeltjes classificeert. Hetzelfde gebeurde reeds in hoofdstuk 5 bij de metingen met de andere instrumenten. De vergelijking tussen de parameters van de cumulatieve normale verdeling bij de verschillende metingen levert informatie over het al dan niet voorkomen van agglomeraten in het aerosol. Voor een cumulatieve normale verdeling geldt :

$$P(d \leq x) = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\xi - \mu)^2}{2 \sigma^2}} d\xi \tag{6.1}$$

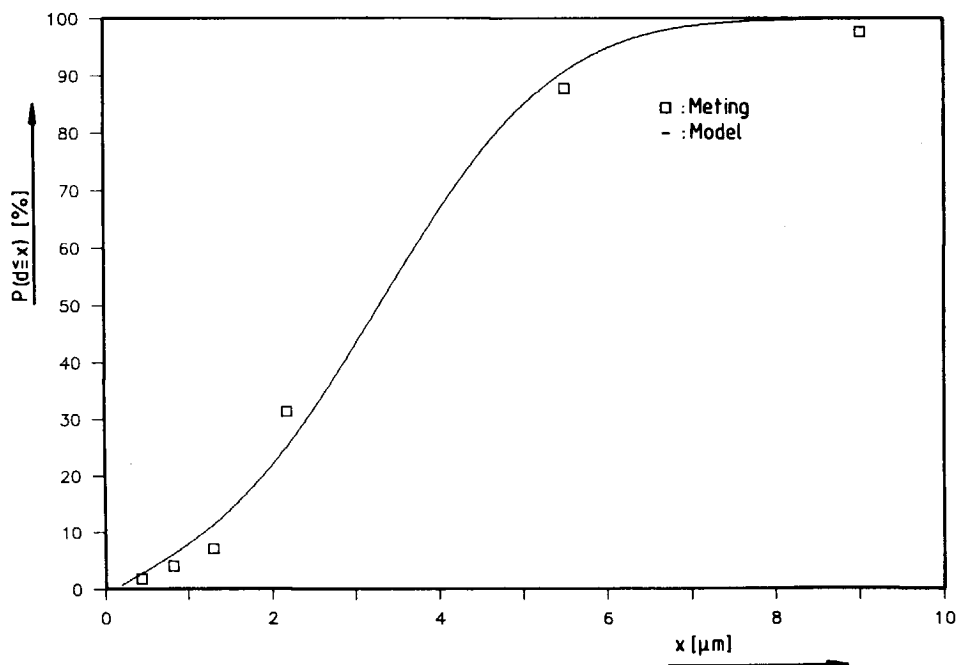
waarbij $P(d \leq x)$ de kans is dat de diameter van een deeltje kleiner dan of gelijk is aan x , μ het gemiddelde en σ de standaard afwijking is. Bij de bepaling van de waarden van de parameters μ en σ werd gebruik gemaakt van de kleinste kwadraten methode. Het programma, dat de waarden van de parameters

μ en σ bepaalde, berekende ook de 95% betrouwbaarheids-intervallen van deze parameters.

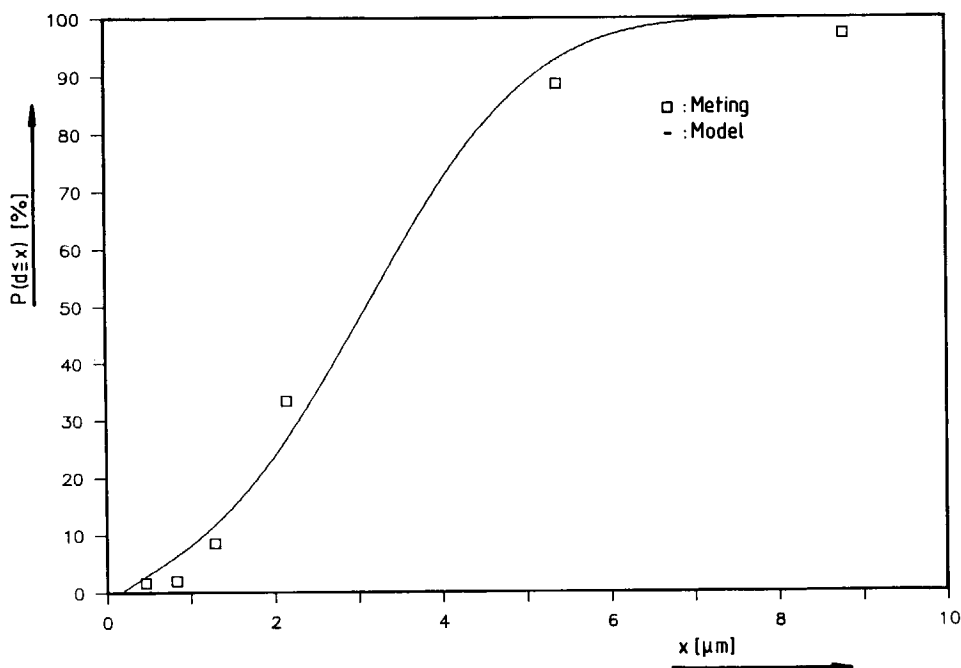
De resultaten van de berekeningen staan in tabel 6.5.

Tabel 6.5 Uitkomsten fit cumulatieve verdeling

meting	μ [μm]	σ [μm]
impactor eerste meting	3.29 ± 0.67	1.67 ± 0.61
impactor tweede meting	3.07 ± 0.84	1.54 ± 0.79
Coulter counter	3.67 ± 0.04	1.06 ± 0.06
laser-diffractie "droog"	3.68 ± 0.07	2.46 ± 0.12
laser-diffractie "nat"	4.37 ± 0.10	1.82 ± 0.13



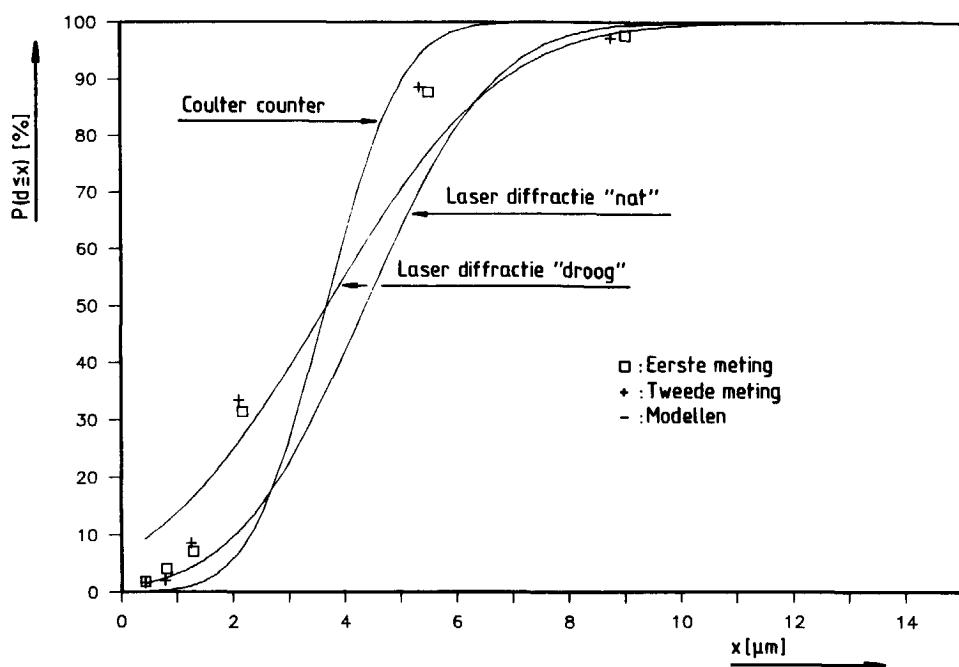
Figuur 6.1 Fit cumulatieve verdeling bij eerste meting impactor



Figuur 6.2 Fit cumulatieve verdeling bij tweede meting impactor

In de figuren 6.1 en 6.2 zijn de metingen met de impactor en de daaraan gefitte cumulatieve verdelingen getekend. In figuur 6.3 zijn de metingen met de impactor en de cumulatieve normale verdelingen, die horen bij de metingen met de "Coulter counter" en de laser-diffractie apparatuur, getekend. Deze figuur maakt een vergelijking tussen de resultaten van de verschillende meetmethoden mogelijk.

Zoals te verwachten, leverden de toegepaste methoden voor de bepaling van de deeltjes-grootte-verdeling niet hetzelfde antwoord op. Er wordt bij de bepaling van deze verdeling immers van verschillende natuurkundige principe's gebruik gemaakt. Bovendien bestaat de mogelijkheid dat het aerosol agglomeraten bevat. Er kan echter wel gesteld worden dat de deeltjes-grootte-verdelingen wat orde van grootte betreft aan elkaar gelijk zijn.



Figuur 6.3 De vergelijking van de metingen met de impactor met de andere metingen

Stel dat de deeltjes bolvormig zijn en er geen agglomeraten in het te meten poeder voorkomen. De verdelingen, die met de verschillende meetinstrumenten bepaald zouden worden, zijn dan in principe aan elkaar gelijk. Als er agglomeraten voorkomen bestaan zij uit twee of meer afzonderlijke deeltjes, die aan elkaar gehecht zijn. Het aantal deeltjes, waaruit een agglomeraat bestaat is niet constant. In het geval, dat er agglomeraten in het aerosol aanwezig zouden zijn, zal de curve, waarmee de cumulatieve verdeling daarvan beschreven wordt, ten opzichte van de verdeling van de oorspronkelijke deeltjes naar rechts verschuiven en minder steil gaan verlopen. Alhoewel de deeltjes niet bolvormig zijn, zijn beide effecten bij de onderhavige metingen niet op een duidelijk wijze opgetreden.

Aangezien de deeltjes-grootte-verdelingen, die met de verschillende apparaten gemeten zijn, qua orde van grootte aan elkaar gelijk zijn, lijkt vooralsnog de conclusie gerechtvaardigd, dat er zich weinig agglomeraten in het door het voedingsapparaat geproduceerde aerosol bevinden.

Verschillen tussen de verdeling van de deeltjes, die het voedingsapparaat ingaan en de verdeling van de deeltjes, die dit apparaat verlaten, zijn vanwege het feit, dat met verschillende methoden gemeten werd, lastig vast te stellen. Alhoewel bij de metingen met de impactor er een redelijk direct verband tussen de afmetingen van de deeltjes en de deeltjes-grootte-verdeling bestaat, zijn de klassen, waarin de impactor de deeltjes opdeelt te groot om gedetailleerde metingen te verrichten. Temeer daar onbekend is hoe scherp de desbetreffende trappen van de impactor scheiden. Derhalve is de kwaliteit van de uitkomst van de fitprocedure ook matig. Bij de metingen met de laser-diffractie apparatuur heeft men beschikking over voldoende meetpunten, maar bestaat er een indirecte relatie tussen de afmetingen van de deeltjes en de verdeling. Slechts bij de "Coulter counter" beschikt men over voldoende gegevens en bestaat er een betrekkelijk directe relatie tussen de afmetingen en de verdeling. Over de deeltjes, die het apparaat in gaan is redelijk veel informatie beschikbaar, maar over deeltjes, die het apparaat verlaten is veel minder bekend. Alleen door de toepassing van een instrument, dat in staat is om de deeltjes uit een aerosol in een groot aantal klassen te verdelen, kan men langs de hierboven beschreven wijze vaststellen of het aerosol, dat het voedingsapparaat produceert agglomeraten bevat.

Door met een microscoop de op een plaatje van de impactor neergeslagen deeltjes te inspecteren kan waarschijnlijk alle twijfel over het voorkomen van agglomeraten worden weggenomen. Dergelijke metingen zijn ook uitgevoerd en in de volgende paragraaf worden zij besproken.

6.2.2. De inspectie met de microscoop

Bij de testen van het voedingsapparaat, waarbij de impactor direct op het apparaat aangesloten was, zijn er twee metingen verricht waarbij de op de plaatjes neergeslagen deeltjes met een microscoop werden geanalyseerd. Het doel van deze metingen is te onderzoeken of er zich agglomeraten bevinden onder de neergeslagen deeltjes. De metingen, die in de vorige paragraaf beschreven zijn, konden daarover niet volledig uitsluitel geven.

Een relatief langere meting (ongeveer 19 sec.) werd uitgevoerd om op de plaatjes na de trappen 1, 2, 5 en 6 voldoende deeltjes te krijgen. Er werd ook een relatief korte meting (ongeveer 6 sec.) uitgevoerd om voldoende deeltjes op de plaatjes na de trappen 3 en 4 te krijgen. De meetopstelling bleef bij deze proeven ongewijzigd.

De omstandigheden bij de metingen staan vermeld in tabel 6.6.

Tabel 6.6 Gegevens over de ijking en de metingen

grootheid	situatie		
	handleiding	eerste meting (ca. 19 sec.)	tweede meting (ca. 6 sec.)
P	760 mm Hg	767.5 mm Hg	761.5 mm Hg
T	25 °C	20 °C	20 °C
ρ_p	1000 kg/m ³	3875 kg/m ³	3875 kg/m ³
ρ_g	1.19 kg/m ³	1.22 kg/m ³	1.21 kg/m ³
Φ	7 dm ³ /min	7 dm ³ /min	7 dm ³ /min
μ	18.52 μ Pa s	18.27 μ Pa s	18.27 μ Pa s

Gezien de omstandigheden zullen de waarden van "cut sizes" van de trappen van de impactor bij deze metingen bij benadering gelijk zijn aan die uit de vorige paragraaf.

Op de plaatjes na de trappen 1 en 2 blijken zich bij beide metingen een beperkt aantal agglomeraten te bevinden. Uit de metingen uit de vorige paragraaf blijkt dat zich ongeveer 10 % van de door de impactor afgevangen massa door de eerste en de tweede trap afgescheiden wordt. Het aantal

agglomeraten op de plaatjes na de eerste twee trappen bedraagt ongeveer 10 % van het totaal aantal deeltjes, dat door deze trappen werd afgescheiden. Derhalve is de massa van de agglomeraten in het aerosol, dat het voedingsapparaat verlaat, van de orde van grootte van 1% van de totale massa van de deeltjes daarin. De vraag is niet zozeer of er zich geen agglomeraten in het aerosol bevinden, dan wel of hun bijdrage aan het geheel mag worden verwaarloosd. Geen enkel instrument zal immers in staat zijn om alle agglomeraten te laten opbreken. In dit geval is de bijdrage van de agglomeraten dermate klein, dat zij derhalve buiten beschouwing kunnen worden gelaten.

6.3. Metingen met de impactor in de windtunnel

Ten slotte is ook een meting in de windtunnel verricht. Het doel van deze meting was vast te stellen of er zich onder de deeltjes, die via de warmtewisselaar en de inbrenginrichting in de windtunnel belandden, geen agglomeraten bevonden. De gebruikte opstelling is in hoofdstuk 3 getekend. Het fijne rooster werd gebruikt om turbulentie in de tunnel op te wekken. Via een meetsonde bereikten de deeltjes de impactor. De aanzuigopening van de sonde heeft een diameter van 4.6 mm. Deze opening van de meetsonde bevond zich op het hart van een dwarsdoorsnede van de windtunnel. Ongeveer 5 mm voor de opening van de meetsonde werd - ook in het hart van de tunnel - met behulp van de laser Doppler anemometer de snelheid bepaald. Om de kansverdeling van de snelheid te bepalen werd het model uit vergelijking (4.57) aan de bepaalde autocorrelatie functie gefit. In de tunnel was een schrijvende meter geplaatst om de temperatuur en de relatieve vochtigheid te registreren. De omstandigheden bij deze meting waren als volgt :

Tabel 6.7 Gegevens over de ijking en de metingen

grootheid	situatie	
	handleiding	meting
P	760 mm Hg	776.0 mm Hg
T	25 °C	26 °C
ρ_p	1000 kg/m ³	3875 kg/m ³
ρ_g	1.19 kg/m ³	1.21 kg/m ³
Φ	7 dm ³ /min	7.11 dm ³ /min
μ	18.52 μ Pa s	18.56 μ Pa s

De waarden van "cut sizes" van de trappen van de impactor bij de metingen in de windtunnel zullen, gezien de omstandigheden, bij benadering gelijk zijn aan die uit de paragraaf 6.2.1. .

De snelheid voor de meetsonde en het debiet door de impactor werden gemeten. In tabel staan de resultaten van de metingen.

Tabel 6.8 Omstandigheden bij de meting in de windtunnel

Toestand voor de ingang van de meetsonde :

gemiddelde snelheid : $6.79 (\pm 9.26 \cdot 10^{-3})$ m/s

standaard afwijking : $0.16 (\pm 1.08 \cdot 10^{-2})$ m/s

Impactor :

snelheid in de ingang van de meetsonde : 7.11 m/s

debiet : 7.11 dm³/min

meettijd : 120 minuten

Uit tabel 6.8 blijkt dat de snelheid in de opening van de meetsonde groter was dan de snelheid in de tunnel. Daardoor zal er een overmaat aan kleinere deeltjes worden aangezogen.

De op de plaatjes neergeslagen deeltjes zijn met een microscoop bekeken. Op de plaatjes blijken zich niet of nauwelijks agglomeraten te bevinden. Er worden dus tijdens de weg van het aerosol van het voedingsapparaat naar de windtunnel vrijwel geen agglomeraten gevormd.

Het bleek in dit geval niet mogelijk te zijn om een deeltjes-grootte-verdeling op grond van volume te bepalen. Schattingen leerden dat om betrouwbare metingen te verrichten er enkele etmalen achter elkaar gemeten zou moeten worden. Het is onmogelijk om voor een dergelijke lange periode zowel de instelling van het voedingsapparaat als de instelling van de aanzuiginrichting van de impactor constant te houden.

6.4. Conclusies en slotopmerkingen

De aan het einde van paragraaf 6.2.1. geformuleerde voorlopige conclusie dat het door het voedingsapparaat geproduceerde aerosol weinig agglomeraten bevat, wordt bevestigd door de metingen met de optische microscoop uit paragraaf 6.2.2. . Het aerosol met deeltjes uit een vaste stof, dat het ontwikkelde voedingsapparaat produceert, bevat een verwaarloosbare hoeveelheid agglomeraten.

Uit de metingen in paragraaf 6.3. blijkt dat er tijdens de weg van het aerosol van het voedingsapparaat naar de windtunnel geen agglomeraten gevormd worden. Of de deeltjes-grootte-verdeling aan het begin en het eind van de weg aan elkaar gelijk zijn kon niet vast gesteld worden. Het was niet mogelijk om in de windtunnel met de toegepaste apparatuur een deeltjes-grootte-verdeling op grond van volume of massa te bepalen. Wellicht zullen er in de toekomst met een verbeterde versie van het voedingsapparaat metingen uitgevoerd kunnen worden om over de deeltjes-grootte-verdeling van het aerosol in de tunnel klaarheid te verschaffen.

Het principe, dat in het ontwikkelde apparaat toegepast wordt, voldoet goed. Het apparaat en het principe zijn in hoofdstuk 3 beschreven. Het voedingsapparaat, dat bij de metingen tot nu toe gebruikt werd, was slechts een prototype. Het verdient aanbeveling een verbeterde versie van dit toestel te ontwikkelen en te bouwen.

6.5. Literatuur

- [1] Andersen Samplers Inc.
Series 210 Ambient cascade impactors and cyclone preseparator
Bulletin No. 7-79-210M
Andersen Samplers Inc., Atlanta GA
- [2] H. Dubbel
Taschenbuch für den Maschinenbau
15. , korrigierte und ergänzte Auflage
Herausgegeben von W. Beitz und K.-H. Küttner
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1983
- [3] P.G.J. van der Wel
De dispersie van deeltjes in een turbulente stroming
Afstudeerverslag, Vakgroep Chemische Technologie
Technische Universiteit Delft 1986

7 Metingen

7.1. Inleiding

In dit hoofdstuk worden de metingen beschreven, die ten behoeve van het onderzoek naar de verspreiding van deeltjes door een turbulente stroming zijn verricht. Deze metingen zijn uitgevoerd om de meetopstelling, de meetapparatuur en de theorie voor de dispersie van deeltjes door turbulentie te testen. Het uiteindelijke doel van het geheel, waar dit onderzoek deel van uit maakt, is meer duidelijkheid te verschaffen over de natuurkundige verschijnselen, die een rol spelen bij de afvangst van stof in een electrostatisch stoffilter.

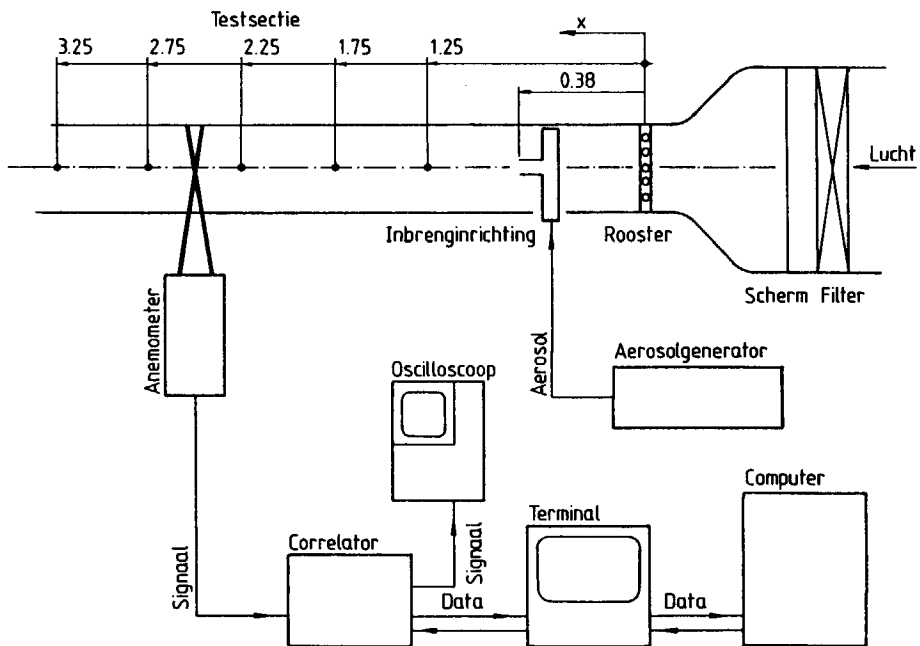
De modellen uit hoofdstuk 2 voor de toename van de gemiddelde snelheid, de afname van de turbulentie intensiteit en de verspreiding van deeltjes in een turbulente stroming worden aan de meetresultaten gefit. In deel twee van dit hoofdstuk wordt aandacht besteed aan de wijze, waarop deze verwerking plaats vond. Dit zal aan de hand van één serie metingen verduidelijkt worden. De keuze's, die gemaakt werden ten aanzien van de wijze van verwerking, zullen toegelicht worden. In deel drie worden de resultaten van alle metingen gepresenteerd. De metingen zullen ingedeeld worden op basis van het soort rooster, waarmee de turbulentie werd opgewekt.

De resultaten van de metingen worden samengevat in deel vier. Op basis van deze samenvattingen zullen conclusies worden getrokken.

7.2. De uitvoering van de metingen

7.2.1. De opstelling en de meetapparatuur

In figuur 7.1 is de opstelling getekend, die gebruikt werd om de verspreiding van deeltjes vanuit een puntbron in een turbulente stroming te bestuderen. Deze figuur toont een bovenaanzicht van de testsectie van de windtunnel en een schematisch overzicht van de hulpinrichtingen. De x-coördinaten van de plaatsen, waar gemeten werd, zijn met zwarte stippen gemarkeerd. Ook de x-coördinaat van de uitstroomopening van de inbrenginrichting is aangegeven.



Figuur 7.1 De meetopstelling

In hoofdstuk 3 is de opbouw van de meetopstelling beschreven. Met behulp van een tweetal aerosolgeneratoren kunnen aerosolen geproduceerd worden. Er werden glycerol druppeltjes, twee verschillende fractie's alumina deeltjes en twee verschillende fractie's koolstof deeltjes bij dit onderzoek toegepast. De resultaten van de karakterisatie van de deeltjes worden in hoofdstuk 5 gepresenteerd. De anemometer voor het meten van snelheden en concentraties is schematisch in figuur 7.1 weergegeven. In hoofdstuk 4 staat een uiteenzetting over de foton correlatie techniek, die in dit geval bij de verwerking van de signalen werd toegepast. De "fringe" afstand bedroeg bij alle metingen ongeveer $10 \mu\text{m}$. De bemonstertijd van de correlator bedroeg bij de metingen in de x-richting $0.4 \mu\text{s}$ en bij de metingen in de andere richtingen $0.5 \mu\text{s}$. De totale meettijd bedroeg in alle gevallen 90 sec.

De metingen vonden plaats in een denkbeeldig verticaal vlak, dat samenvalt met de hartlijn van de testsectie van de windtunnel. Er werden in drie richtingen metingen verricht. In de eerste plaats werd gemeten in de x-richting. Daarnaast werden er metingen onder een hoek van 45° schuin omhoog en onder hoek van 45° schuin omlaag uitgevoerd. De grootheden, die samenhangen met de metingen onder een hoek van 45° schuin omhoog worden aangegeven met het onderschrift $\uparrow 45$ en het onderschrift $\downarrow 45$ wordt gebruikt bij de grootheden van de metingen onder hoek van 45° schuin omlaag.

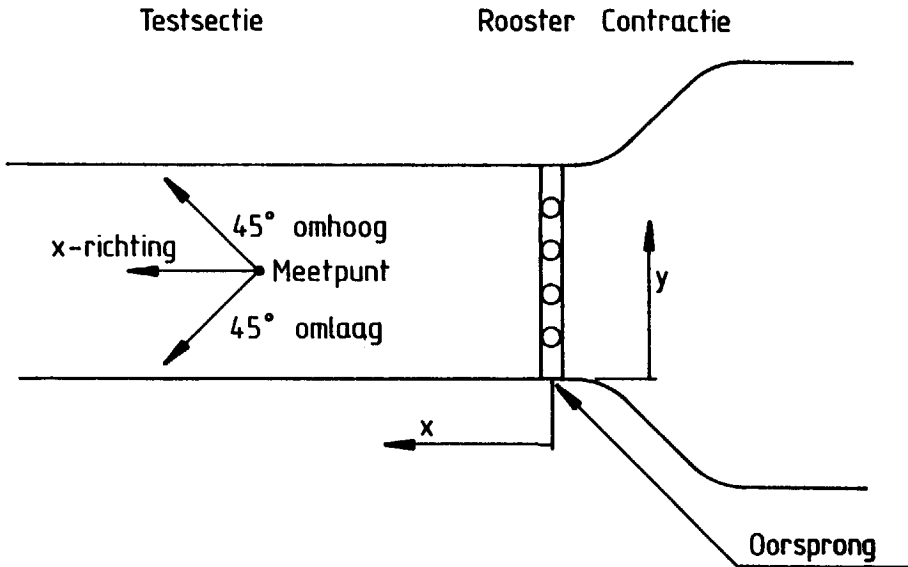
Als de stroming stochastisch stationair is, kan men op grond van deze metingen, de gemiddelde snelheid in y richting - U_y - en de waarde van de standaard afwijking van de snelheid in de y-richting - σ_y - bepalen. De volgende relaties zijn dan van toepassing :

$$U_y = 0.5 \sqrt{2} (U_{\uparrow 45} - U_{\downarrow 45}) \quad (7.1)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\sigma_{\uparrow 45}^2 + \sigma_{\downarrow 45}^2 - \sigma_x^2} \quad (7.2)$$

Vergelijking (7.1) volgt uit de geometrie van de richtingen, waarin gemeten werd. Het feit, dat de hoeveelheid energie, die de turbulentie bevat niet afhangt van de keuze van het assenstelsel, ligt ten grondslag aan vergelijking (7.2). In figuur 7.2 zijn de definities van de coördinaten en de meetrichtingen getekend.

Vooraanzicht



Figuur 7.2 De coördinaten

De metingen vonden plaats bij 5 verschillende x-coördinaten. Deze vijf coördinaten zijn in figuur 7.1 met een zwarte stip aangegeven. Bij elke x-coördinaat werden bij 9 of 10 verschillende y-coördinaten metingen verricht. Bij alle meetpunten werd er in drie richtingen gemeten. Ten behoeve van het onderzoek van het gedrag van één bepaald soort deeltjes in de turbulente stroming opgewekt door één bepaald rooster werden derhalve ongeveer 140 metingen verricht.

De correlator bepaalde de discrete autocorrelatie functie van het laser Doppler signaal in een meetpunt. Tenzij anders wordt vermeld, werd vergelijking (4.57) aan deze discrete autocorrelatie functie gefit. De concentratie van de deeltjes en de kansverdeling van de snelheid werden aldus bepaald. De keuze voor deze wijze van verwerking zal in paragraaf 7.2.2. nader toegelicht worden.

Het programma, dat toegepast werd, bepaalt ook de 95%-betrouwbaarheidsintervallen van de berekende parameters. Deze intervallen zijn een maat voor de fouten ten gevolge van de spreiding in de meting van

een autocorrelatie functie. Daarnaast ontstaan er fouten omdat de werkelijke waarde van de "fringe" afstand altijd slechts bij benadering bekend is en er ten aanzien van de vorm van het meetvolume en de kansverdeling van de snelheid veronderstellingen zijn gedaan. Aan de gevolgen van de veronderstellingen met betrekking tot de kansverdeling van de snelheid zal in paragraaf 7.2.2. aandacht worden besteed.

De modellen uit hoofdstuk 2 voor de toename van de gemiddelde snelheid, de afname van de turbulentie intensiteit en de verspreiding van deeltjes in een turbulente stroming worden aan de meetresultaten gefit. De wijze, waarop dit plaats vond zal toegelicht worden door de verwerking van één serie metingen uitgebreid te beschrijven. De metingen aan de verspreiding van de koolstof deeltjes uit koolstof fractie nummer 2 in de turbulente stroming, die met het rooster met middelfijne mazen werd opgewekt, worden als voorbeeld gebruikt. De karakterisatie van deze deeltjes is te vinden hoofdstuk 5.

De temperatuur van de lucht in de testsectie van de windtunnel bedroeg bij deze metingen 28 °C. De waarde van de kinematische viscositeit is dan gelijk aan $1.585 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (zie [4]).

7.2.2. Vergelijking van een aantal verwerkingsmethoden

In hoofdstuk 4 zijn een aantal methoden voor de verwerking van de uitvoer van de correlator de revue gepasseerd. Er is gekozen voor de fit-methode. De normale verdeling en de Gram-Charlier expansie worden toegepast om de kansverdeling van de snelheid te beschrijven. Het model in vergelijking (4.57) is gebaseerd op een normale verdeling en het model in vergelijking (4.79) op de Gram-Charlier expansie. Voor een vijftal metingen in de x-richting zullen de resultaten met beide verdelingen met elkaar worden vergeleken. De aandacht zal beperkt worden tot drie grootheden. Deze drie grootheden zijn de gemiddelde snelheid, de standaard afwijking van de snelheid en de parameter a_1 , die onder bepaalde voorwaarden evenredig is met de concentratie van de deeltjes in het meetvolume. Bij alle metingen was de waarde van de y-coördinaat gelijk aan 0.5 m. De waarde van de x-coördinaat liep met stappen van 0.5 m op van 1.25 m tot en met 3.25 m.

In tabel 7.1 worden de resultaten voor de gemiddelde snelheden met elkaar vergeleken.

Tabel 7.1 Vergelijking van de waarden van de gemiddelde snelheden bij verschillende berekeningsmethoden

x → [m]	1.25	1.75	2.25	2.75	3.25
Vgl. ¹	U_x [m/s]	U_x [m/s]	U_x [m/s]	U_x [m/s]	U_x [m/s]
(4.57)	6.846	6.866	6.992	7.092	7.119
(4.79) 6 ²	6.845	6.868	6.996	7.096	7.121
(4.79) 8	6.845	6.867	6.996	7.096	7.121
(4.79) 10	6.848	6.868	6.996	7.095	7.121

¹ vergelijking, die aan de autocorrelatie functie wordt gefit

² bovengrens sommatie vergelijking (4.74)

De sommatie uit vergelijking (4.74), waarmee de kansverdeling van de snelheid beschreven wordt, had bij de berekeningen vanzelfsprekend een eindige bovengrens. De grootte van deze bovengrens wordt in tabel 7.1 ook vermeld.

In tabel 7.2 worden de resultaten voor de waarden van de standaard afwijkingen van de snelheid met elkaar vergeleken.

Tabel 7.2 Vergelijking van de waarden van de standaard afwijking van de snelheid bij verschillende berekeningsmethoden

$x \rightarrow$ [m]	1.25	1.75	2.25	2.75	3.25
Vgl. ¹	σ_x [m/s]	σ_x [m/s]	σ_x [m/s]	σ_x [m/s]	σ_x [m/s]
(4.57)	0.261	0.203	0.175	0.162	0.154
(4.79) 6 ²	0.261	0.203	0.173	0.161	0.156
(4.79) 8	0.262	0.202	0.174	0.162	0.154
(4.79) 10	0.261	0.202	0.174	0.161	0.154

¹ vergelijking, die aan de autocorrelatie functie wordt gefit

² bovengrens sommatie vergelijking (4.74)

In tabel 7.3 worden de resultaten voor de parameter a_1 met elkaar vergeleken.

Tabel 7.3 Vergelijking van de waarden van de parameter a_1 bij verschillende berekeningsmethoden

$x \rightarrow$ [m]	1.25	1.75	2.25	2.75	3.25
Vgl. ¹	a_1 [-]	a_1 [-]	a_1 [-]	a_1 [-]	a_1 [-]
(4.57)	24276	13549	9604	7747	5246
(4.79) 6 ²	24013	13316	9431	7676	5172
(4.79) 8	24010	13311	9460	7688	5167
(4.79) 10	24018	13321	9470	7662	5167

¹ vergelijking, die aan de autocorrelatie functie wordt gefit

² bovengrens sommatie vergelijking (4.74)

De verschillen tussen de resultaten van de berekeningsmethoden zijn niet groot. Bij de waarden van de gemiddelde snelheid zijn de relatieve verschillen ten hoogste een promille. De verschillen bedragen bij de waarden van de standaard afwijking van de snelheid en de parameter a_1 ten hoogste 2 procent. De invloed van de veronderstellingen en de verwaarlozingen, die gemaakt werden om vergelijking (4.57) af te kunnen leiden, is derhalve als gering aan te merken.

De verschillen in rekentijd tussen de berekeningsmethoden zijn echter opvallend. In tabel 7.4 worden zij met elkaar vergeleken. De vermelde getallen geven een orde van grootte aan.

Tabel 7.4 Vergelijking van de reketijden bij
de verschillende berekeningsmethoden

Vgl. ¹	Reketijd [min]
(4.57)	1
(4.79) 6 ²	120
(4.79) 8	240
(4.79) 10	720

¹ vergelijking, die aan de autocorrelatie functie wordt gefit

² bovengrens sommatie vergelijking (4.74)

Gezien de grote verschillen in reketijd en de kleine verschillen in de resultaten van de berekende grootheden, is er gekozen voor de toepassing van vergelijking (4.57) bij de verwerking van de discrete autocorrelatie functie's.

Door het derde en het vierde centrale moment van de kansverdeling te bepalen, kan getoetst worden of de veronderstelling, dat $p(u)$ een normale verdeling bezit, terecht werd toegepast. Het derde moment is een maat voor de scheefheid van een kansverdeling. Het derde centrale moment van een normale verdeling is gelijk aan nul. Het vierde centrale moment is een maat voor welving van een kansverdeling. Het vierde centrale moment, dat dimensieloos is gemaakt met de standaard afwijking, is bij een normale verdeling gelijk aan 3.

In de stroming achter een rooster in een windtunnel is in het algemeen sprake van een min of meer normale kansverdeling van de snelheid. Onder andere Batchelor [1] geeft hierover meer informatie. Dit gegeven is een belangrijke motivatie voor de veronderstellingen ten aanzien van de kansverdeling.

Het programma, waarbij de kansverdeling van de snelheid met een Gram-Charlier expansie beschreven wordt, berekent ook het derde en het vierde centrale moment van de kasverdeling. Beide momenten worden met de standaard afwijking dimensieloos gemaakt. De definities van de momenten staan in de vergelijkingen (4.80) en (4.81).

In de tabellen 7.5 en 7.6 staan de uitkomsten voor de dimensieloze centrale momenten M_3 en M_4 .

Tabel 7.5 Vergelijking van de waarden van het derde centrale moment bij verschillende berekeningsmethoden

$x \rightarrow$ [m]	1.25	1.75	2.25	2.75	3.25
Vgl. ¹	M_3 [-]	M_3 [-]	M_3 [-]	M_3 [-]	M_3 [-]
(4.79) 6 ²	-0.031	0.019	0.070	0.087	0.065
(4.79) 8	-0.027	0.006	0.086	0.091	0.023
(4.79) 10	0.062	0.027	0.066	0.083	0.022

¹ vergelijking, die aan de autocorrelatie functie wordt gefit

² bovengrens sommatie vergelijking (4.74)

Tabel 7.6 Vergelijking van de waarden van het vierde centrale moment bij verschillende berekeningsmethoden

$x \rightarrow$ [m]	1.25	1.75	2.25	2.75	3.25
Vgl. ¹	M_4 [-]	M_4 [-]	M_4 [-]	M_4 [-]	M_4 [-]
(4.79) 6 ²	3.016	2.987	3.002	3.023	3.264
(4.79) 8	3.016	2.971	2.998	3.061	3.108
(4.79) 10	3.154	2.989	2.995	3.022	3.104

¹ vergelijking, die aan de autocorrelatie functie gefit wordt

² bovengrens sommatie vergelijking (4.74)

Bij de interpretatie van de resultaten uit de tabellen 7.5 en 7.6 moet met de volgende zaken rekening worden gehouden. Voor een correcte bepaling van de centrale momenten van een kansverdeling is het noodzakelijk dat alle mogelijke waarden, die de snelheid kan bezitten, in voldoende mate voorkomen. Dit ideaal wordt alleen gerealiseerd bij een oneindig lange meettijd. Bij de centrale momenten van een hogere orde spelen de snelheden, die relatief ver van het gemiddelde verwijderd liggen een steeds belangrijker rol. Bij de bepaling van deze momenten ervaart men het sterkst de beperkingen van een begrensde meettijd. Daarnaast zijn de resultaten van de berekeningen van de parameters, waarmee de kansverdeling van de snelheid wordt gekarakteriseerd, slechts benaderingen. De centrale momenten worden langs numerieke weg op grond van deze resultaten berekend en diensgevolge worden nogmaals fouten geïntroduceerd. Om de effecten, die het gevolg zouden kunnen zijn van het beperkte aantal termen uit de som uit vergelijking (4.74), zoveel mogelijk uit te schakelen, zullen alleen de resultaten bij een bovengrens van 10 bij het trekken van conclusies in beschouwing worden genomen.

De waarde van het vierde centrale moment wijkt ten hoogste 5 procent af van de waarde bij een normale verdeling. Bij het derde centrale moment is het iets lastiger om over relatieve fouten te spreken. Nochtans zijn de waarden van deze grootte voldoende klein.

Onverminderd de beperkingen, die eerder aangegeven zijn, kan gesteld worden dat de kansverdeling van de snelheid in dit geval alleszins met een normale verdeling kan worden beschreven. Eén van de veronderstellingen, die aan vergelijking (4.57) ten grondslag liggen is zo op een andere wijze getest en in orde bevonden.

Tot slot kan worden gesteld dat de in paragraaf 4.5.2. beschreven methode voor de verwerking van autocorrelatie functie's, waarbij vergelijking (4.57) aan de gemeten discrete functie wordt gefit, een methode is, die binnen een korte tijd een goed resultaat oplevert.

7.2.3. De presentatie van de resultaten voor de gemiddelde snelheid bij een serie metingen

Deze paragraaf bevat de presentatie van de resultaten voor de gemiddelde snelheid bij de metingen, die als voorbeeld van de verwerking dienen. In paragraaf 7.2.1. zijn de omstandigheden beschreven. In tabel 7.7 staan de meetresultaten.

Tabel 7.7 De gemiddelde snelheden

x [m]	y [m]	U_x [m/s]	ΔU_x [%]	U_y [m/s]	ΔU_y [%]
1.25	0.56	6.957	0.2	0.304	7.5
	0.545	6.913	0.1	0.235	5.6
	0.53	6.868	0.1	0.157	8.1
	0.515	6.855	0.1	0.082	12.6
	0.5	6.846	0.1	-0.005	-
	0.485	6.818	0.1	-0.087	11.7
	0.47	6.823	0.1	-0.181	6.4
	0.455	6.847	0.1	-0.247	5.6
	0.44	6.885	0.2	-0.329	5.5
1.75	0.58	6.926	0.4	0.285	7.2
	0.56	6.927	0.2	0.200	6.2
	0.54	6.913	0.2	0.138	7.5
	0.52	6.888	0.1	0.078	10.8
	0.5	6.866	0.1	0.012	74.1
	0.48	6.874	0.1	-0.053	15.6
	0.46	6.870	0.1	-0.114	7.7
	0.44	6.877	0.2	-0.180	6.1
	0.42	6.884	0.3	-0.263	7.0
2.25	0.58	7.035	0.1	0.245	5.1
	0.56	7.012	0.1	0.168	5.2
	0.54	7.009	0.1	0.138	6.1
	0.52	7.011	0.1	0.088	9.6
	0.5	6.992	0.1	0.034	19.8
	0.48	7.011	0.1	-0.004	-
	0.46	7.033	0.1	-0.055	13.7
	0.44	7.005	0.1	-0.115	7.3
	0.42	7.003	0.2	-0.141	8.6
	0.40	7.019	0.2	-0.170	9.9

(wordt vervolgd)

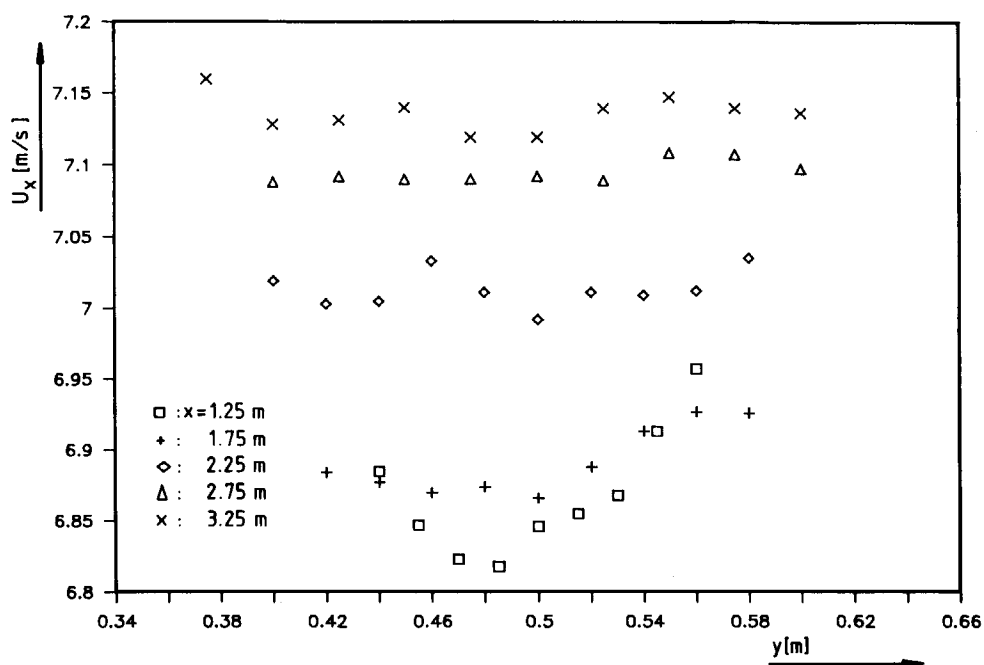
Tabel 7.7 De gemiddelde snelheden

(vervolg)

x [m]	y [m]	U_x [m/s]	ΔU_x [%]	U_y [m/s]	ΔU_y [%]
2.75	0.60	7.097	0.1	0.236	4.6
	0.575	7.107	0.1	0.198	5.6
	0.55	7.108	0.1	0.151	5.4
	0.525	7.089	0.1	0.087	7.2
	0.5	7.092	0.1	0.052	12.2
	0.475	7.091	0.1	0.002	-
	0.45	7.090	0.1	-0.046	16.1
	0.425	7.092	0.1	-0.098	10.3
	0.40	7.088	0.2	-0.125	10.6
3.25	0.60	7.136	0.2	0.207	6.1
	0.575	7.139	0.1	0.163	5.1
	0.55	7.147	0.1	0.145	5.0
	0.525	7.139	0.1	0.100	6.9
	0.5	7.119	0.1	0.060	11.4
	0.475	7.119	0.1	0.023	26.6
	0.45	7.140	0.1	-0.006	-
	0.425	7.131	0.1	-0.052	20.0
	0.40	7.128	0.1	-0.081	13.2
	0.375	7.160	0.1	-0.130	36.0

In figuur 7.3 zijn de profielen van U_x getekend.

Het gemiddelde en de standaard afwijking van de metingen van de gemiddelde snelheid in de x-richting in een bepaalde dwarsdoorsnede van de testsectie staan in tabel 7.8. In de kolom met het opschrift $U_0(x)$ staan onder de kop metingen op elke regel twee getallen. Het eerste getal is het gemiddelde en het tweede is de standaard afwijking.

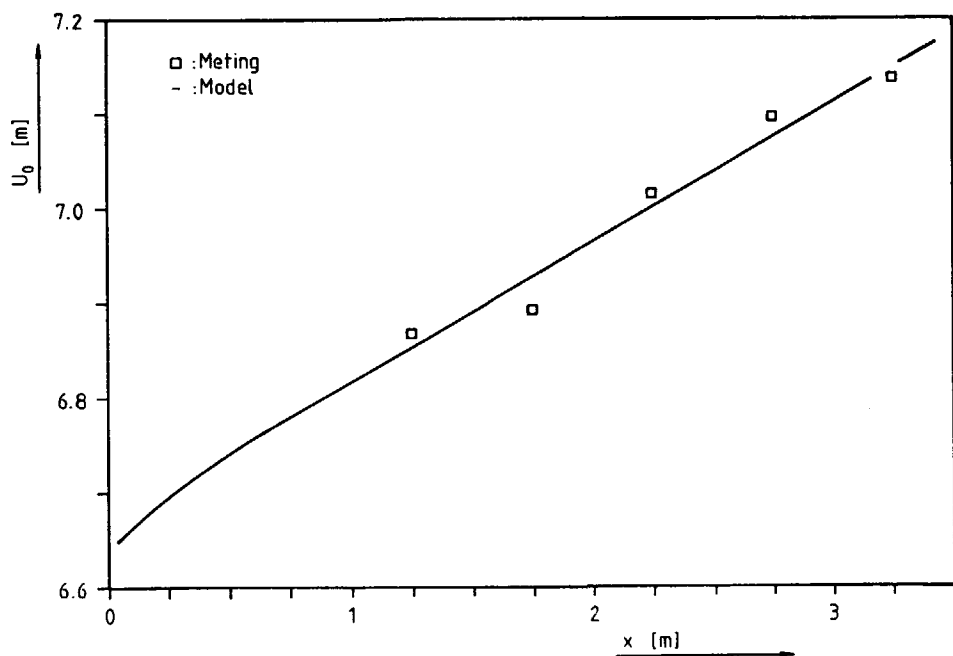


Figuur 7.3 Profielen van de gemiddelde snelheid in de x-richting

Tabel 7.8 De resultaten voor de gemiddelde snelheid in de x-richting

x [m]	$U_0(x)$		$\delta(x)$ [mm]
	meting [m/s]	model [m/s]	
1.25	6.868 ± 0.045	6.853	31.77
1.75	6.892 ± 0.024	6.927	41.08
2.25	7.013 ± 0.013	7.000	49.74
2.75	7.095 ± 0.008	7.074	57.92
3.25	7.136 ± 0.012	7.149	65.72

In hoofdstuk 2 is een eenvoudig model afgeleid voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting. Dit model, de vergelijkingen (2.38) en (2.46), wordt aan de ensemble gemiddelden van de gemiddelde snelheid in de x-richting gefit. De resultaten voor de parameters van het model staan in tabel 7.9. De toleranties van de parameters wordt met het 95%-betrouwbaarheidsinterval aangegeven. In tabel 7.8 worden de uitkomsten van het model vergeleken met de metingen. In deze tabel zijn ook de schattingen van de dikte van de grenslaag - $\delta(x)$ - opgenomen. In figuur 7.4 vindt de vergelijking tussen model en metingen op grafische wijze plaats.

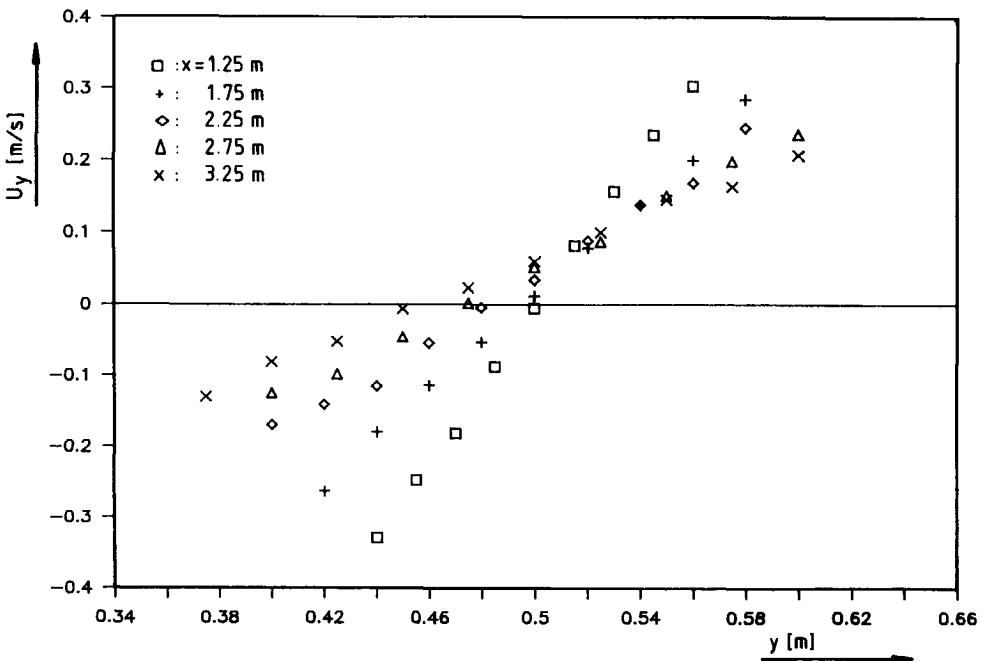


Figuur 7.4 De toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting

Tabel 7.9 Parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting

$U_0(0)$ [m/s]	b [-]	n [-]
6.639 ± 0.182	0.524 ± 0.227	0.175 ± 0.159

In figuur 7.5 zijn de profielen voor de gemiddelde snelheid in de y-richting getekend.



Figuur 7.5 Profielen van de gemiddelde snelheid in de y-richting

Om het aantal gegevens te reduceren is er een rechte lijn aan de metingen gefit. Dit is een model voor dit geval en aan dit model liggen geen theoretische overwegingen ten grondslag. De rechte lijn heeft het volgende voorschrift :

$$U_y = a_y y + b_y \quad (7.3)$$

De uitkomsten van de berekeningen staan in tabel 7.10. De toleranties van de parameters wordt aangegeven met de grootte van de 95%-betrouwbaarheidsintervallen. Ook de y-coördinaat, waarbij U_y gelijk aan nul is, staat vermeld in deze tabel.

Tabel 7.10 Parameters voor het model voor de gemiddelde snelheid in de y-richting

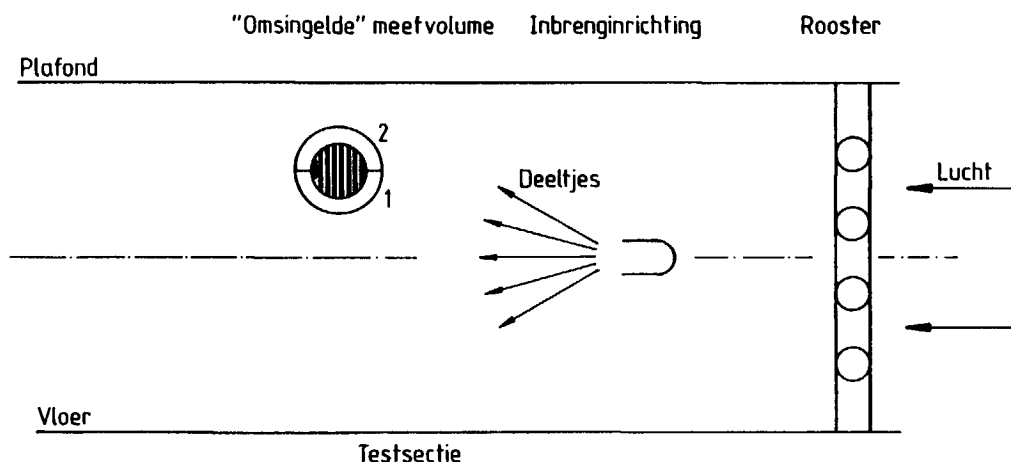
x	a_y	b_y	$y_{U_y=0}$
[m]	[1/s]	[m/s]	[m]
1.25	5.359 ± 0.148	-2.687 ± 0.074	0.5014
1.75	3.306 ± 0.116	-1.641 ± 0.059	0.4964
2.25	2.312 ± 0.161	-1.114 ± 0.079	0.4818
2.75	1.874 ± 0.095	-0.886 ± 0.048	0.4729
3.25	1.474 ± 0.063	-0.676 ± 0.031	0.4584

De profielen van U_x zijn bij $x = 2.25$ m, $x = 2.75$ m en $x = 3.25$ m nagenoeg vlak. Bij $x = 1.25$ m en $x = 1.75$ m is de invloed van de inbrenginrichting nog merkbaar. In het zog treedt snelheidsverlies op. De toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting blijkt ook duidelijk uit deze profielen.

De profielen van U_y vertonen allen een helling. Omdat U_y in principe gelijk aan nul behoort te zijn, is er een verstoring aanwezig. Gezien de afname van de steilheid van de helling als x toeneemt, moet de oorzaak van de verstoring zich aan het begin van de testsectie bevinden. Bij $x = 1.25$ m en $x = 1.75$ m zou dit fenomeen toegeschreven kunnen worden aan het opheffen van het snelheidsverlies in het zog van de inbrenginrichting. De helling van

de profielen zou dan echter tegengesteld moeten zijn. Er moet dan lucht naar het hart van de stroming bewegen. De helling zou ook te wijten kunnen zijn aan het niet isokinetisch inbrengen van de deeltjes. Als de snelheid in de uittree-opening van de inbrenginrichting groter is dan de lokale snelheid in de tunnel, zal er lucht van de hartlijn (de uittree-opening bevindt zich op deze lijn) naar buiten bewegen. In de profielen van U_x zijn echter voor dit verschijnsel geen aanwijzingen te vinden. Tijdens de opbouw van de grenslaag langs de wand van de testsectie zal er lucht naar het hart van de stroming bewegen. Daarom is ook dit verschijnsel niet de oorzaak van de waargenomen helling in de profielen van U_y .

Het vermoeden rijst dat de toename van U_y verband houdt met de verspreiding van de deeltjes. Stel dat het meetvolume zich op een bepaalde afstand van de hartlijn van de testsectie bevindt. Beschouw twee volume-elementen, die aan het meetvolume grenzen. In figuur 7.6 is de situatie getekend. Het eerste element - in de tekening aangeduid met het cijfer 1 - ligt tussen de hartlijn van de tunnel en het meetvolume. Het tweede element - aangegeven met het cijfer 2 - ligt aan de andere zijde van het meetvolume.



Figuur 7.6 Het meetvolume en twee volume-elementen

Zowel het meetvolume als de twee volume-elementen bewegen niet met de stroming mee en staan dus op een vaste plaats. Het eerste element bevat per volume-eenheid meer deeltjes dan het tweede volume-element. De deeltjes verspreiden zich immers van de hartlijn van de tunnel in de richting van de wand. De bewegingen van de deeltjes zijn volkomen willekeurig. Daarom zullen er per tijdseenheid meer deeltjes van het eerste volume-element naar het meetvolume reizen dan deeltjes uit het tweede volume-element. De deeltjes, die van de hartlijn af bewegen zijn derhalve oververtegenwoordigd. Daarom zal er een systematische fout optreden als men deze deeltjes gebruikt om een snelheid loodrecht op de hartlijn te bepalen. De gemiddelde stroming verzorgt in hoofdzaak het transport van deeltjes in de x-richting. De bijdrage van de turbulentie aan dit transport is verwaarloosbaar. Daarom is de systematische fout ten gevolge van het hierboven beschreven verschijnsel op de metingen van de snelheden in de x-richting uiterst gering.

Met het bovenstaande kan de gradiënt in U_y kwalitatief verklaard worden. Nadat de metingen van de concentratie-profielen verwerkt zijn, zal in paragraaf 7.2.6. op dit verschijnsel teruggekomen worden.

7.2.4. De presentatie van de resultaten voor de standaard
afwijking van de snelheid bij een serie metingen

De resultaten voor de standaard afwijkingen van de snelheid bij de metingen, die als voorbeeld voor de verwerking dienen, worden in deze paragraaf gepresenteerd. In paragraaf 7.2.1. zijn de omstandigheden beschreven. In tabel 7.11 staan de meetresultaten.

Tabel 7.11 De standaard afwijkingen van de snelheid

x [m]	y [m]	σ_x [m/s]	$\Delta\sigma_x$ [%]	σ_y [m/s]	$\Delta\sigma_y$ [%]
1.25	0.56	0.276	5.4	0.208	29.1
	0.545	0.271	4.0	0.210	17.8
	0.53	0.266	3.7	0.220	15.2
	0.515	0.269	3.7	0.176	20.4
	0.5	0.261	3.5	0.181	17.8
	0.485	0.253	3.6	0.200	14.8
	0.47	0.274	3.8	0.172	23.3
	0.455	0.263	3.7	0.205	18.4
	0.44	0.274	4.8	0.203	26.1
1.75	0.58	0.213	16.0	0.185	39.8
	0.56	0.213	8.6	0.181	23.4
	0.54	0.219	5.3	0.144	27.1
	0.52	0.201	4.1	0.181	12.8
	0.5	0.203	4.4	0.167	15.6
	0.48	0.202	4.0	0.168	14.5
	0.46	0.209	4.4	0.167	16.4
	0.44	0.213	6.9	0.147	29.6
	0.42	0.244	10.5	0.178	39.7
2.25	0.58	0.197	6.0	0.107	49.0
	0.56	0.184	4.4	0.140	19.7
	0.54	0.183	4.2	0.149	16.7
	0.52	0.178	4.0	0.156	14.6
	0.5	0.175	3.7	0.147	13.6
	0.48	0.174	4.1	0.150	14.8
	0.46	0.172	4.5	0.155	14.0
	0.44	0.183	4.5	0.139	19.6
	0.42	0.193	6.8	0.144	28.7
	0.40	0.192	10.2	0.139	42.8

(wordt vervolgd)

Tabel 7.11 De standaard afwijkingen van de snelheid

(vervolg)

x [m]	y [m]	σ_x [m/s]	$\Delta\sigma_x$ [%]	σ_y [m/s]	$\Delta\sigma_y$ [%]
2.75	0.60	0.171	6.4	0.089	53.8
	0.575	0.161	5.5	0.170	15.5
	0.55	0.163	4.1	0.137	16.6
	0.525	0.157	4.6	0.135	14.7
	0.5	0.162	3.6	0.128	15.3
	0.475	0.163	4.1	0.133	16.1
	0.45	0.167	4.1	0.130	18.2
	0.425	0.176	6.0	0.131	26.3
	0.40	0.170	8.2	0.133	33.0
3.25	0.60	0.156	9.6	0.106	46.2
	0.575	0.141	7.1	0.145	16.3
	0.55	0.149	4.3	0.127	16.9
	0.525	0.154	4.8	0.121	19.3
	0.5	0.154	4.5	0.120	19.0
	0.475	0.152	4.3	0.117	18.0
	0.45	0.148	4.5	0.132	16.2
	0.425	0.164	6.1	0.135	24.2
	0.40	0.160	8.0	0.129	28.5
	0.375	0.171	4.8	0.186	36.7

Het gemiddelde en de standaard afwijking van de metingen van de standaard afwijking van de snelheden in de x-richting in een bepaalde dwarsdoorsnede van de testsectie staan in tabel 7.12. In de desbetreffende kolom staan op elke regel twee getallen. Het eerste is het ensemble gemiddelde en het tweede is de standaard afwijking van het ensemble.

Tabel 7.12 De resultaten voor de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting

x [m]	σ_x [m/s]	U_x^2 / σ_x^2		τ_k [ms] ¹	η [μm]
		meting [-]	model [-]		
1.25	0.267 ± 0.007	661.6	685.6	10.21	402.3
1.75	0.213 ± 0.013	1047.0	1055.2	14.29	476.0
2.25	0.183 ± 0.009	1468.6	1424.7	18.38	539.7
2.75	0.166 ± 0.006	1826.8	1794.3	22.46	596.7
3.25	0.155 ± 0.009	2119.6	2163.8	26.55	648.6

¹ milli seconde

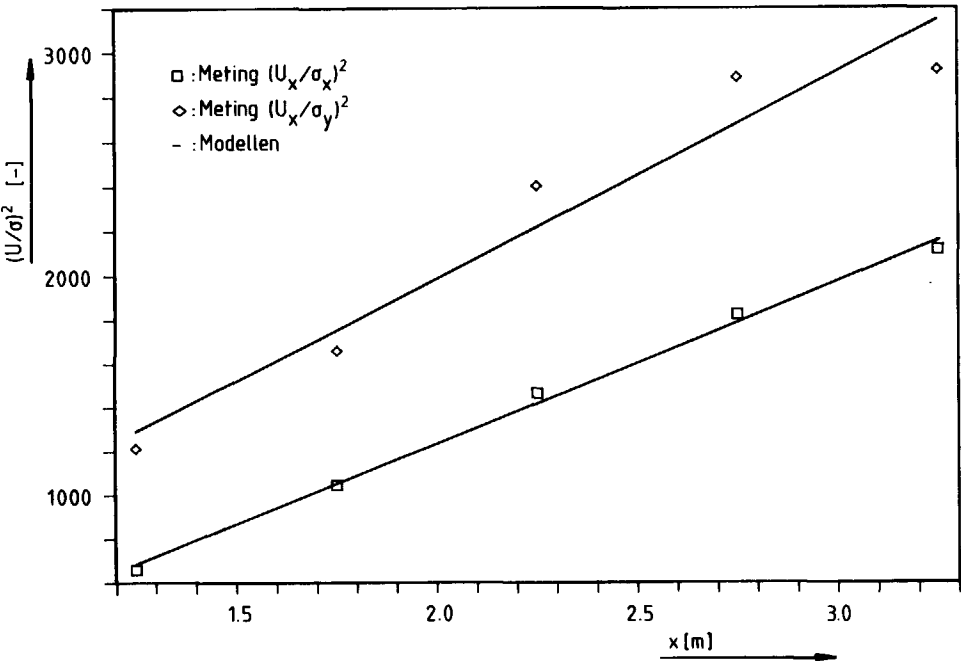
Het model van Batchelor [1] voor de afname van de energie van de turbulentie is in hoofdstuk 2 beschreven. Dit model, vergelijking (2.49) zal aan de metingen van de gemiddelde snelheid en de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting gefit worden. De steek van de staven van het rooster is gelijk aan 0.075 m. De resultaten van de procedure staan in tabel 7.13.

Tabel 7.13 Parameters voor het model voor de afname van de energierijke wervels (x-richting)

a_x [-]	$x_{0,u,x}$ [m]
55.43 ± 6.51	0.3224 ± 0.3149

In tabel 7.12 en in figuur 7.7 worden de metingen met de uitkomsten van het model vergeleken. Tabel 7.12 bevat ook de schattingen van de groottes van de Kolmogorov schaal. De grootte van de tijdschaal, τ_k , werd berekend

met vergelijking (2.53) en de grootte van de lengteschaal, η , met vergelijking (2.51).



Figuur 7.7 Vergelijking tussen metingen van en model voor de afname van de turbulentie intensiteit

Het gemiddelde en de standaard afwijking van de metingen van de standaard afwijking van de snelheden in de y-richting in een bepaalde dwarsdoorsnede van de testsectie staan in tabel 7.14.

Tabel 7.14 De resultaten voor de standaard afwijking van de snelheid in de y-richting

x [m]	σ_y [m/s]	U_x^2 / σ_y^2		τ_k [ms] ¹	η [μm]
		meting [-]	model [-]		
1.25	0.197 ± 0.017	1215.4	1291.0	10.21	402.3
1.75	0.169 ± 0.015	1663.1	1755.0	14.29	476.0
2.25	0.143 ± 0.014	2405.1	2219.0	18.38	539.7
2.75	0.132 ± 0.020	2889.1	2683.1	22.46	596.7
3.25	0.132 ± 0.022	2922.5	3147.1	26.55	648.6

¹ milli seconde

Ook de metingen van $(U_x/\sigma_y)^2$ zullen aan het model van Batchelor [1] gefit worden. De uitkomsten staan in tabel 7.15.

Tabel 7.15 Parameters voor het model voor de afname van de energierijke wervels (y-richting)

a_y [-]	$x_{0,u,y}$ [m]
69.60 ± 34.16	-0.141 ± 1.232

De vergelijking op grafische wijze is te vinden in figuur 7.7. In deze figuur zijn ook de metingen van $(U_x/\sigma_x)^2$ en de desbetreffende uitkomsten van het model opgenomen. De grote spreiding in de metingen van σ_y is verantwoordelijk voor de grote betrouwbaarheidsintervallen in tabel 7.15.

Aan het einde van de vorige paragraaf is uiteengezet waarom de verspreiding van de deeltjes verantwoordelijk is voor de gradiënt van U_y . Dit fenomeen levert ook hier problemen op. De verspreiding heeft immers een invloed op de kansverdeling van de snelheid van de deeltjes. Daarom is het lastig om een uitspraak te doen over het optreden van isotropie. Alhoewel er aanzienlijke verschillen tussen $(U_x/\sigma_x)^2$ en $(U_x/\sigma_y)^2$ bestaan.

7.2.5. De presentatie van de resultaten voor de concentratie bij een serie metingen

De metingen bij één bepaalde x-coördinaat leverden voor de drie richtingen, waarin gemeten werd telkens een verdeling van de concentratie van de deeltjes op. In paragraaf 7.2.1. zijn de omstandigheden van de metingen beschreven. In tabel 7.16 staan de resultaten van de metingen.

Tabel 7.16 De concentratie verdelingen

x [m]	y [m]	$a_{1,x}$ [-]	$\Delta a_{1,x}$ [%]	$a_{1,\downarrow}$ [-]	$\Delta a_{1,\downarrow}$ [%]	$a_{1,\uparrow}$ [-]	$\Delta a_{1,\uparrow}$ [%]
1.25	0.56	1492	5.0	1692	2.3	1397	1.6
	0.545	5689	3.9	5932	1.2	4134	1.1
	0.53	11541	3.5	13608	1.3	10546	1.0
	0.515	18417	3.7	24692	1.2	18978	0.8
	0.5	24256	3.4	32530	1.0	26836	0.9
	0.485	21195	3.7	31026	1.0	21068	0.9
	0.47	13608	3.6	18001	1.1	13615	1.1
	0.455	6512	3.7	8527	1.3	8626	1.1
	0.44	1915	4.3	2676	1.2	1900	1.6
1.75	0.58	916	13.2	915	2.2	637	2.0
	0.56	2692	9.6	2512	1.3	2388	1.5
	0.54	5776	5.4	7385	1.5	5537	1.1
	0.52	11373	4.1	14344	1.1	11448	0.9
	0.5	13549	4.5	17754	1.2	15098	0.9
	0.48	12412	4.0	16592	1.0	13013	0.9
	0.46	7960	4.3	11178	1.0	8981	1.0
	0.44	3572	7.1	5079	1.3	3847	1.2
	0.42	1191	12.7	1675	1.7	1258	1.7
2.25	0.58	1406	5.9	1776	1.6	1115	1.5
	0.56	3421	4.1	3441	1.5	2688	1.1
	0.54	4982	4.0	8558	1.2	4998	1.1
	0.52	7647	3.5	12491	1.2	6789	1.0
	0.5	9604	3.7	13321	1.0	9148	0.9
	0.48	8324	3.9	14000	1.0	9630	1.0
	0.46	6978	4.5	11165	1.1	6960	1.0
	0.44	4065	4.2	7310	1.1	4134	1.0
	0.42	2551	5.8	3259	1.4	2007	1.4
	0.40	729	10.3	1466	1.9	672	1.6

(wordt vervolgd)

Tabel 7.16 De concentratie-verdelingen

(vervolg)

x [m]	y [m]	$a_{1,x}$ [-]	$\Delta a_{1,x}$ [%]	$a_{1,\downarrow}$ [-]	$\Delta a_{1,\downarrow}$ [%]	$a_{1,\uparrow}$ [-]	$\Delta a_{1,\uparrow}$ [%]
2.75	0.60	827	6.5	1299	1.1	639	2.0
	0.575	2124	4.8	2972	1.4	1329	1.4
	0.55	3656	3.9	6094	1.1	3291	1.1
	0.525	5837	3.9	9036	1.0	5068	0.8
	0.5	7747	3.1	11082	0.9	6376	0.9
	0.475	7904	3.5	10289	1.0	6447	1.0
	0.45	4275	3.6	8019	1.0	4160	1.0
	0.425	2670	5.7	5805	1.1	2297	1.3
	0.40	1155	9.3	1774	1.3	827	1.8
3.25	0.60	1121	8.0	1424	1.3	890	2.1
	0.575	2052	4.9	2893	1.1	1868	1.3
	0.55	4158	4.0	5477	1.0	3315	1.1
	0.525	4939	4.0	6555	0.9	4687	0.9
	0.5	5246	3.9	6345	1.0	5822	0.9
	0.475	5434	3.7	7828	0.9	5060	0.9
	0.45	4118	3.8	5621	0.9	6610	0.9
	0.425	2805	5.3	3408	1.0	4858	1.1
	0.40	1196	7.2	1552	1.4	2520	1.2
	0.375	486	12.4	708	2.1	373	2.8

Het onderschrift x geeft aan dat in de x-richting werd gemeten. De onderschriften \uparrow en \downarrow geven aan dat onder 45° schuin omhoog respectievelijk 45° schuin omlaag werd gemeten.

Zoals reeds eerder is opgemerkt, wordt de concentratie niet direkt gemeten. Bij de metingen wordt de grootheid a_1 bepaald. Deze grootheid is evenredig met het aantal deeltjes dat gedurende een experiment het meetvolume passeert. Omdat voor een serie metingen in een bepaalde richting de meettijd en het meetvolume gelijk zijn, is a_1 evenredig met de concentratie van de deeltjes.

De modellen uit hoofdstuk 2 zullen aan de metingen gefit worden. Aanvullend zullen nog enkele andere zaken aan de orde worden gesteld.

In hoofdstuk 2 is afgeleid dat een concentratie-verdeling met een normale verdeling beschreven kan worden. Daarom wordt zo'n verdeling aan de metingen van de concentratie-verdelingen gefit. De standaard afwijking van deze

verdeling is een maat voor de breedte van de concentratie-verdeling. Voor de concentratie-verdeling geldt :

$$a_1(y) = C_c \frac{1}{\sigma_c \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left\{ \frac{y - \mu_c}{\sigma_c} \right\}^2} \quad (7.4)$$

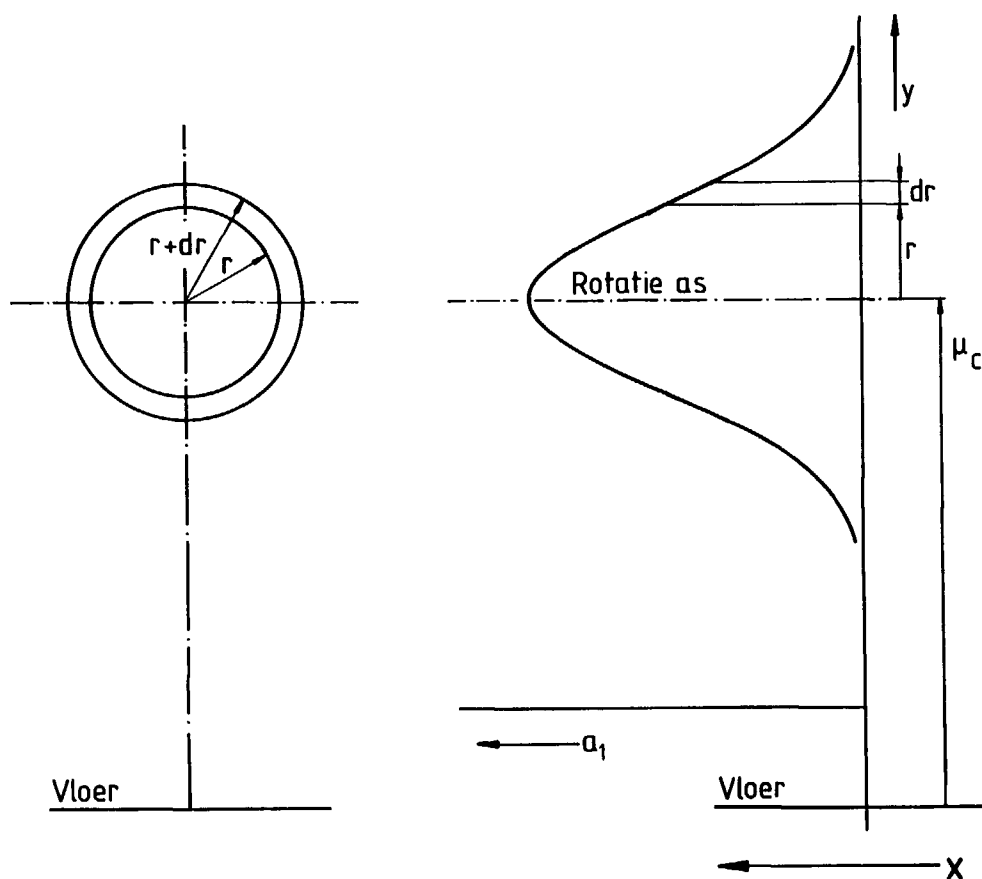
waarbij μ_c het gemiddelde, σ_c de standaard afwijking en C_c het oppervlak onder de curve is.

Het fitten van het model voor de concentratie verdelingen geschiedde met een simplex routine voor het zoeken naar het minimum van de som van de kwadraten van de residuen. Ook in dit geval werden de 95%-betrouwbaarheidsintervallen van de parameters berekend.

Daarnaast werd een maat voor het debiet van de deeltjes door een bepaalde dwarsdoorsnede berekend. Bij de berekening daarvan wordt verondersteld dat de concentratie-verdeling rotatie-symmetrisch is. De rotatie-as ligt in het verticale vlak, waarin gemeten wordt en deze as is evenwijdig met de hartlijn van de testsectie. De afstand van de rotatie-as tot de vloer van de testsectie is gelijk aan μ_c . Voor het debiet, Φ_{deeltjes} , geldt dat :

$$\Phi_{\text{deeltjes}} = \int_0^{\infty} 2 \pi r a_1(r + \mu_{a_1}) U_x dr \quad (7.5)$$

waarbij r de afstand tot de rotatie-as en U_x de gemiddelde snelheid in de x -richting is. In figuur 7.8 zijn de concentratie-verdeling, de rotatie-as en de gebruikte coördinaten getekend.



Figuur 7.8 De concentratie-verdeling

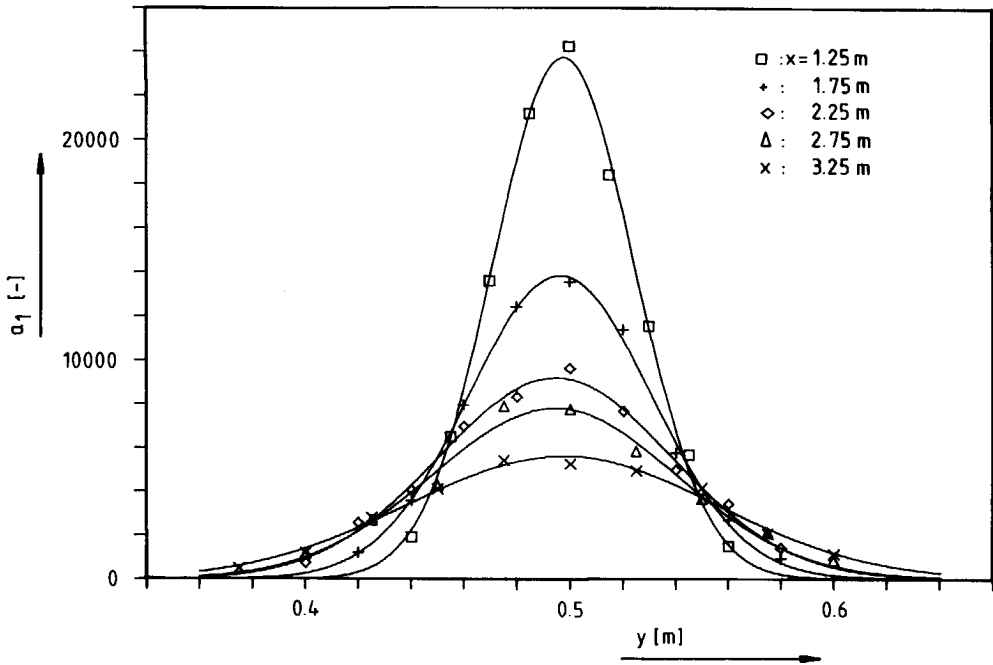
Voor de snelheid U_x in de dwarsdoorsnede werd bij de berekeningen het desbetreffende ensemble gemiddelde van de gemiddelde snelheid gebruikt. De integratie vond langs numerieke weg plaats. De bovengrens bij de integratie was niet gelijk aan oneindig maar aan 30 maal σ_c .

Ten gevolge van de zwaartekracht zal de waarde van μ_c af nemen als de waarde van x toeneemt. De relaxatietijd van de toegepaste deeltjes is ongeveer gelijk aan 0.12 ms (zie tabel 5.22 in hoofdstuk 5) en de gemiddelde verblijftijd van de deeltjes is ongeveer 0.5 s. Aangezien de verblijftijd veel groter is dan de relaxatietijd kan worden de aangenomen dat gemiddeld genomen de deeltjes met een constante verticale snelheid bewegen. Er geldt dan :

$$\mu_c(t) = \mu_c(0) + v_y t \quad (7.6)$$

waarbij $\mu_c(t)$ de waarde van μ_c op het tijdstip t , $\mu_c(0)$ is de waarde van μ_c op het tijdstip $t = 0$ en v_y de gemiddelde verticale snelheid van de deeltjes is. Dit model zal aan de metingen gefit worden.

De metingen in de x-richting van a_1 bij de vijf waarden van x en de desbetreffende uitkomsten van het model zijn in figuur 7.9 getekend.



Figuur 7.9 De vijf concentratie-verdelingen

Op grond van figuur 7.9 kan gesteld worden dat de concentratie verdelingen goed met een normale verdeling beschreven kunnen worden.

De gegevens over alle bepalingen van σ_c en μ_c bij dit experiment staan in tabel 7.17 respectievelijk tabel 7.24. De toleranties bij metingen worden aangegeven met de 95%-betrouwbaarheidsintervallen.

Tabel 7.17 De metingen en de resultaten met de modellen
voor de breedte van de concentratie verdeling

x [m]	σ_c				
	meting			model	
	x-richting [mm]	45° omlaag [mm]	45° omhoog [mm]	S. ¹ [mm]	U. ² [mm]
1.25	26.63 ± 1.22	25.11 ± 1.20	25.63 ± 2.90	23.15	24.61
1.75	34.45 ± 1.43	34.13 ± 1.16	33.32 ± 1.61	34.90	35.45
2.25	44.18 ± 3.17	43.38 ± 3.22	41.23 ± 3.00	43.59	43.61
2.75	46.41 ± 6.09	52.61 ± 4.10	46.63 ± 2.76	50.81	50.39
3.25	58.17 ± 4.90	58.21 ± 7.97	60.32 ± 12.30	57.13	56.31

¹ simpel model

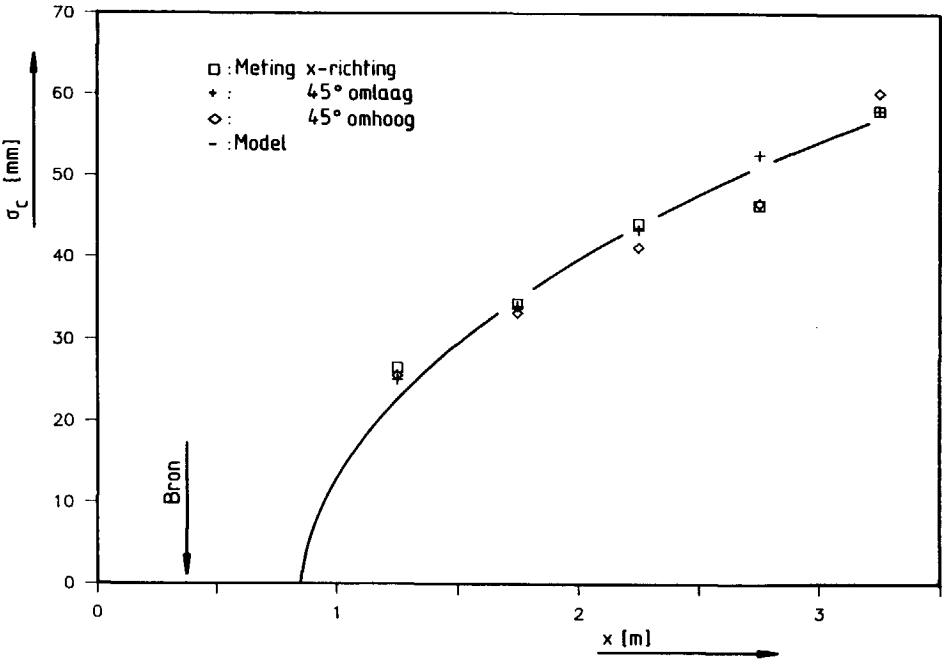
² uitgebreid model

De resultaten van het fitten van het eenvoudige model, vergelijking (2.63), voor de toename van de breedte van de concentratie verdeling staan vermeld in tabel 7.18. De vermelde toleranties zijn de 95%-betrouwbaarheidsintervallen van de parameters. De snelheid in de gehele testsectie is verondersteld gelijk te zijn aan $U_0(0)$. De waarde van deze parameter staat in tabel 7.9. Ook de resultaten van het fitten van het uitgebreide model, vergelijking (2.64), voor de toename van de breedte van de concentratie verdeling staan in tabel 7.18. Bij dit model wordt met de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting rekening gehouden. De parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid staan in tabel 7.9. In tabel 7.17 worden de uitkomsten van beide modellen met de metingen vergeleken.

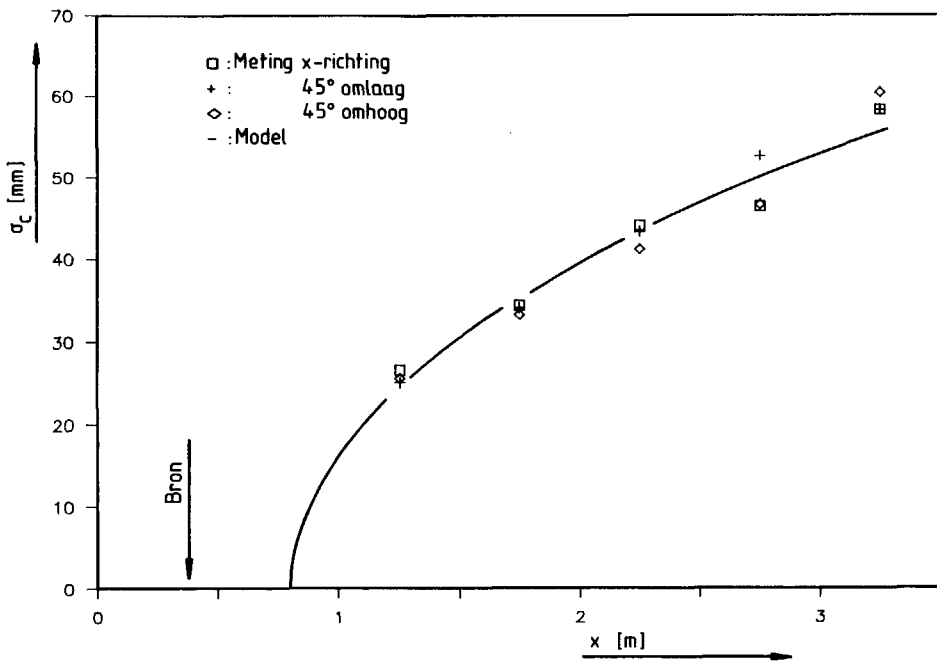
Tabel 7.18 Parameters voor de modellen voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling

Model	D^* [m ² /s]	$x_{0,c}$ [m]
Simpel	$4.528 \cdot 10^{-3} \pm 5.940 \cdot 10^{-4}$	0.857 ± 0.422
Uitgebreid	$4.488 \cdot 10^{-3} \pm 5.226 \cdot 10^{-4}$	0.790 ± 0.141

Ten aanzien van $x_{0,c}$ kan opgemerkt worden dat een schijnbare verplaatsing van de bron van de deeltjes is opgetreden. Dit effect is in hoofdstuk 2 aan de orde geweest.



Figuur 7.10 De breedten van de concentratie verdelingen volgens het simpele model



Figuur 7.11 De breedten van de concentratie verdelingen volgens het uitgebreide model

In de figuren 7.10 en 7.11 worden de gemeten breedten met de waarden volgens de modellen vergeleken. De positie van de bron van de deeltjes is in beide tekeningen aangegeven.

De grootte van de Taylor microschaal kan op basis van de metingen van de gemiddelde snelheid en de standaard afwijking van de snelheid geschat worden. De bepalingen van de dispersie coëfficiënt, D^* , maken het mogelijk om de grootte van de constante, c_{disp} , uit de relatie tussen de Taylor microschaal en de Lagrange integrale tijdschaal vast te stellen. Het verband tussen de betrekkelijke gemeten grootheden en c_{disp} wordt gegeven door vergelijking (2.76).

Gezien de povere resultaten bij de bepaling van σ_y en de invloed van de verspreiding van de deeltjes op σ_y , zal bij de bepaling van de Taylor microschaal, λ , en de verdere berekeningen verondersteld worden dat er sprake is van isotropie en gebruik worden gemaakt van de metingen van σ_x .

Zowel de uitkomsten van het simpele als het uitgebreide model voor de bepaling van de dispersie coëfficiënt zijn gebruikt. De uitkomsten op basis van het simpele model staan in tabel 7.19. Bij de berekeningen ten behoeve van tabel 7.19 is verondersteld dat de gemiddelde snelheid in de gehele testsectie gelijk te zijn aan de snelheid ter plaatse van het rooster. De resultaten met de uitkomsten van het uitgebreide model staan in tabel 7.20. Bij de berekeningen van λ^2 met vergelijking (2.75) voor deze tabel is gebruik gemaakt van de ensemble gemiddelden van de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de verschillende dwarsdoorsneden. Een samenvatting van de resultaten in de tabellen 7.19 en 7.20 is te vinden in tabel 7.21.

Tabel 7.19 De bepaling van de constante uit het dispersie model op basis van de resultaten met het simpele model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling

x [m]	$x_{0,u}$ [m]	$U_0(0)$ [m/s]	λ [mm]	σ_x [m/s]	D^* [m ² /s]	c_{disp} [-]
1.25	0.322	6.639	4.707	0.267	$4.582 \cdot 10^{-3}$	21.75
1.75			5.839	0.213		21.30
2.25			6.784	0.183		21.23
2.75			7.614	0.166		21.99
3.25			8.361	0.155		23.12

Tabel 7.20 De bepaling van de constante uit het dispersie model op basis van de resultaten met het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling

x [m]	$x_{0,u}$ [m]	$U_0(x)$ [m/s]	λ [mm]	σ_x [m/s]	D^* [m ² /s]	c_{disp} [-]
1.25	0.322	6.868	4.628	0.267	$4.488 \cdot 10^{-3}$	21.46
1.75		6.892	5.731	0.213		20.95
2.25		7.013	6.601	0.183		20.51
2.75		7.095	7.365	0.166		21.01
3.25		7.136	8.064	0.155		21.96

Tabel 7.21 De gemiddelden en de standaard afwijkingen van de waarden van de constante uit het dispersie model bij de metingen

Model	c_{disp}	
	gemiddelde	standaard afwijking
Simpel	21.88	0.69
Uitgebreid	21.18	0.49

Pas nadat de metingen met alle soorten deeltjes uitgewerkt zijn, zullen er ten aanzien van de toename van de breedte van de concentratie-verdeling conclusies getrokken worden. Omdat met het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling de parameter $x_{0,c}$ nauwkeuriger bepaald kan worden, zal alleen dit model bij de verwerking van de andere metingen toegepast worden.

De breedte van de concentratie-verdeling neemt toe als x toeneemt. Het aantal deeltjes dat per tijdseenheid door een dwarsdoorsnede stroomt moet echter constant zijn. Een maat voor dit debiet is in vergelijking (7.5) gedefinieerd. In tabel 7.22 worden de waarden van deze grootte bij verschillende waarden van x opgesomd.

Tabel 7.22 Het debiet van deeltjes

x [m]	Φ deeltjes		
	x-richting [1/s]	45° omlaag [1/s]	45° omhoog [1/s]
1.25	726.88	901.02	711.33
1.75	707.20	922.30	719.64
2.25	789.72	1200.90	706.60
2.75	749.62	1368.90	639.70
3.25	853.36	1131.90	1019.60

De gemiddelden en de standaard afwijkingen van de waarnemingen uit tabel 7.22 staan in tabel 7.23

Tabel 7.23 Gemiddelden en standaard afwijkingen van het debiet

Parameter	Φ deeltjes		
	x-richting [1/s]	45° omlaag [1/s]	45° omhoog [1/s]
Gemiddelde	765.36	1105.00	759.37
Standaard afwijking	57.98	196.56	148.92

Het berekende debiet is allerm minst constant. Alhoewel de productie van de aerosolgenerator schommelingen zal vertonen, vormen de fouten, die het

gevolg zijn van de veronderstellingen voor de berekening van het debiet, ook een oorzaak voor de grote verschillen in tabel 7.22.

In tabel 7.24 staan de waarden van μ_c . Het model uit vergelijking (7.6) zal aan de metingen gefit worden. Indien de waarde van v_y bij benadering gelijk is aan de uiteindelijke valsnelheid van de deeltjes, is de afname van μ_{a1} toe te schrijven aan het "uitzakken" van de deeltjes.

Tabel 7.24 De gemiddelden van de concentratie-verdelingen

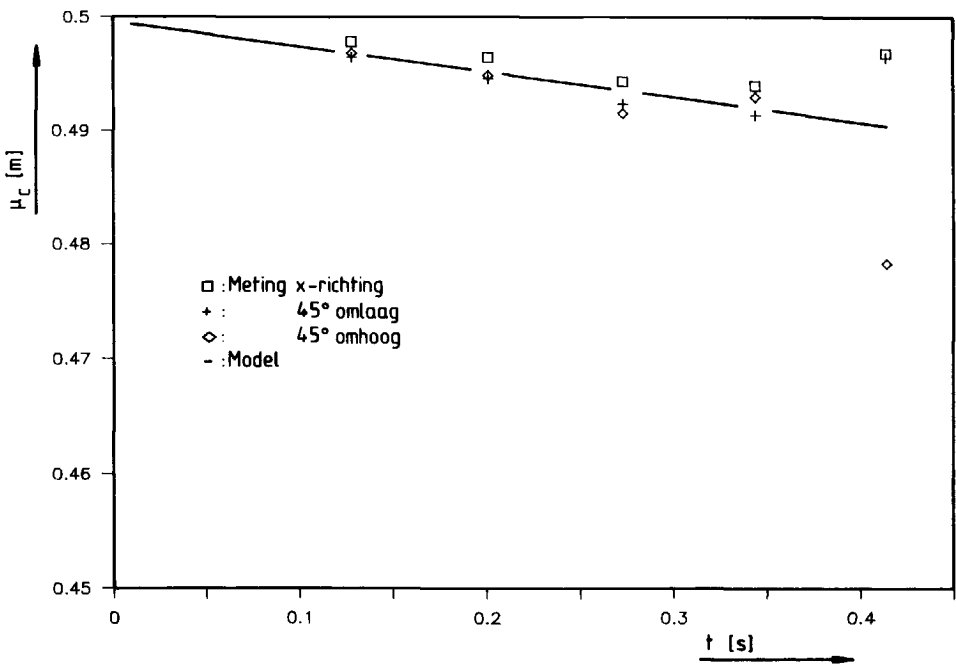
x	t	μ_c			
		meting			model
		x-richting	45° omlaag	45° omhoog	
[m]	[s]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
0.38	0.0				499.6
1.25	0.128	497.8 ± 1.2	496.4 ± 1.2	496.8 ± 2.8	496.8
1.75	0.201	496.4 ± 1.4	494.5 ± 1.2	494.8 ± 1.6	495.2
2.25	0.273	494.3 ± 3.0	492.3 ± 3.2	491.5 ± 2.9	493.7
2.75	0.344	493.9 ± 5.6	491.3 ± 3.9	492.9 ± 2.7	492.1
3.25	0.414	496.8 ± 4.8	496.4 ± 7.8	478.3 ± 12.1	490.6

Het verband tussen de x coördinaat en de tijd wordt als volgt benaderd. Op het tijdstip $t = 0$ verlaten de deeltjes de uitstroomopening van de inbrenginrichting. Er wordt verondersteld dat zij de afstand naar het eerste meetpunt af leggen met een snelheid, die het gemiddelde is van de snelheid bij de uitstroomopening en de snelheid bij het eerste meetpunt. Voor de berekening van de snelheid in deze punten wordt het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting gebruikt. De afstand tussen het eerste en het tweede meetpunt leggen zij af met het gemiddelde van de snelheden in deze twee punten. Op analoge wijze zijn de andere tijdstippen berekend. De resultaten van het fitten van vergelijking (7.6) staan in tabel 7.25.

Tabel 7.25 De parameters voor vergelijking (7.6)

v_y [m/s]	$\mu_c(0)$ [m]
$-2.180 \cdot 10^{-2} \pm 2.357 \cdot 10^{-2}$	$0.4996 \pm 6.834 \cdot 10^{-3}$

De vergelijking tussen de uitkomsten van het model en de metingen staat in tabel 7.24. In figuur 7.12 is het verloop van de positie van het gemiddelde van de concentratie-verdeling getekend.



Figuur 7.12 Het verloop van het gemiddelde van de concentratie-verdeling

De uiteindelijke valsnelheid van de toegepaste deeltjes is ongeveer gelijk aan $1.2 \cdot 10^{-3}$ m/s (zie tabel 5.22 in hoofdstuk 5). De grootte van de tolerantie van V_y is voornamelijk te wijten aan de spreiding in de metingen bij $x = 3.25$ m. Omdat twee waarden van μ_c bij deze waarde van x een groot betrouwbaarheidsinterval bezitten, is hun betekenis bij het bepalen van V_y met de kleinste kwadraten methode overgewaardeerd. De facto is het betrouwbaarheidsinterval van V_y kleiner.

Aangezien v_y groter is dan de uiteindelijke valsnelheid van de toegepaste deeltjes, is de geconstateerde afname van μ_{a1} niet toe te schrijven aan het "uitzakken" van de deeltjes. De oorzaken van de eerdergenoemde afname zijn hoogstwaarschijnlijk gelegen in de stroming, de uitlijning van de inbrenginrichting, of de uitlijning van de testsectie en de meetapparatuur. Temeer omdat figuur 7.12 het vermoeden doet rijzen dat een lineair model niet geschikt is om de meetresultaten te verklaren.

7.2.6. De invloed van de verspreiding op de snelheidsmetingen

In het voorafgaande is bij de verwerking van de metingen van U_y geconstateerd dat de verspreiding van de deeltjes een invloed op de meting van deze snelheid heeft. Nu ook de metingen van de concentratie-verdelingen verwerkt zijn, kan dit verschijnsel nader bestudeerd worden. Aan twee aspecten zal aandacht worden besteed. Dat zijn de snelheid, waarmee de verbreding van de concentratie-profielen plaats vindt en de positie van de symmetrie-as van deze profielen.

Een maat voor de breedte van een concentratie-verdeling is de grootte σ_c . De toename van deze breedte per tijdseenheid is een maat voor de snelheid van de verspreiding. Deze snelheid wordt V_c genoemd. Deze snelheid moet bij benadering gelijk zijn aan de absolute waarde van de snelheid U_y in de punten, waarvoor geldt dat $y = \mu_c + \sigma_c$ of dat $y = \mu_c - \sigma_c$.

De toename van de breedte, σ_c , in een bepaalde dwarsdoorsnede wordt in dit geval berekend door het verschil te nemen tussen de breedte bij deze dwarsdoorsnede en de breedte bij de dwarsdoorsnede, die stroomopwaarts ligt. De waarden van de breedte van de concentratie-verdeling worden benaderd met de uitkomsten van het uitgebreide model voor de verspreiding (zie tabel 7.17). De wijze, waarop de reistijd tussen de twee doorsneden wordt berekend, is in de vorige paragraaf beschreven. De snelheid V_c wordt benaderd met het quotiënt van de toename van de breedte en de reistijd. Voor de berekening van de verticale snelheid op basis van de snelheidsmetingen wordt gebruik gemaakt van vergelijking (7.3) en de gegevens in tabel 7.10. De verticale snelheid wordt in dit geval benaderd met het gemiddelde van de absolute waarden van deze snelheid in de punten, waarvoor geldt dat $y = \mu_c + \sigma_c$ en $y = \mu_c - \sigma_c$. Dit om de invloed van verticale bewegingen van het gehele concentratie profiel uit te sluiten. Dit gemiddelde wordt $U_{y,gem}$ genoemd. In tabel 7.26 worden V_c en $U_{y,gem}$ met elkaar vergeleken.

Tabel 7.26 De snelheid van de verspreiding

x [m]	U_0 [m/s]	t [s]	σ_c [mm]	V_c [m/s]	$U_{y,gem}$ [m/s]
0.38	6.718	0.0	0.0	--	--
1.25	6.853	0.128	24.61	0.192	0.132
1.75	6.927	0.201	35.45	0.149	0.117
2.25	7.000	0.273	43.61	0.114	0.101
2.75	7.074	0.344	50.39	0.095	0.094
3.25	7.149	0.414	56.31	0.084	0.083

Bij $x = 2.25$ m, $x = 2.75$ m en $x = 3.25$ m stemmen de waarden van V_c en $U_{y,gem}$ redelijk goed overeen. Het feit, dat bij $x = 1.25$ m en $x = 1.75$ m de waarde van $U_{y,gem}$ kleiner is dan de waarde van V_c is het gevolg van de stroming in het zog van de inbrenginrichting. Het bovenstaande ondersteunt de bewering, dat de gradiënt in U_y te wijten is aan de dispersie van de deeltjes.

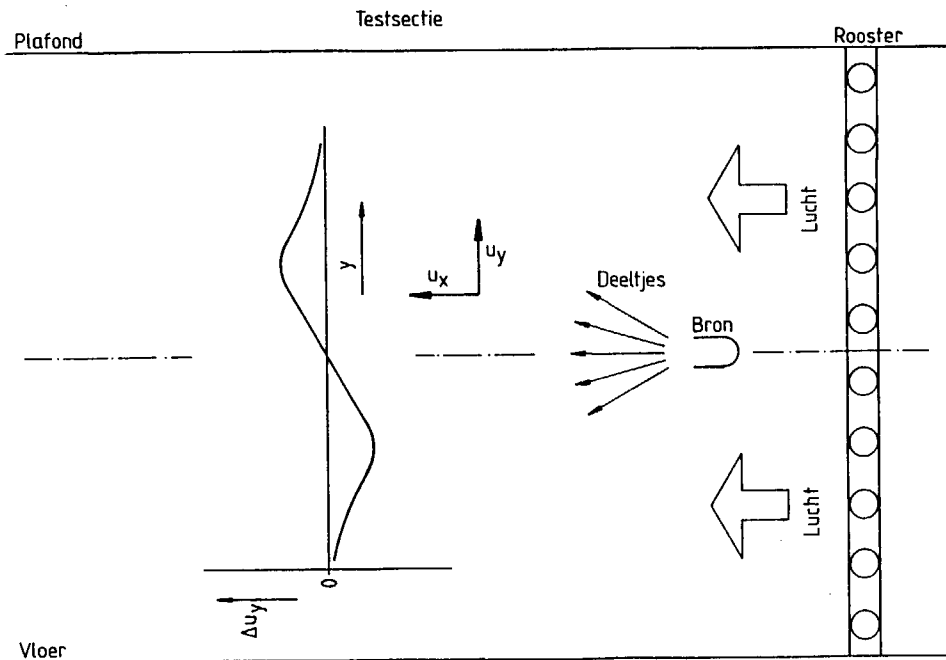
De concentratie-verdelingen zijn symmetrisch om de lijn $y = \mu_c$. Omdat de concentraties aan weerszijde van deze lijn aan elkaar gelijk zijn, is er op deze plaats geen beïnvloeding van de snelheidsmeting. Als de werkelijke waarde van U_y in de testsectie van de tunnel gelijk aan nul is, zal de symmetrie-as van de concentratie-verdeling samenvallen met de lijn, waarop U_y gelijk aan nul is. De vergelijking tussen beide grootheden staat in tabel 7.27. Voor de waarden van μ_c is gebruik gemaakt van de uitkomsten van het model voor deze grootheid. Deze uitkomsten staan in tabel 7.24. Ook de verticale snelheid bij $y = \mu_c$ staat in tabel 7.27. Deze snelheden zijn berekend met vergelijking (7.3) en de gegevens in tabel 7.10.

Tabel 7.27 De vergelijking tussen de plaats van de symmetrie-as van de concentratie-verdeling en de plaats met een verticale snelheid gelijk aan nul

x [m]	$y_{U_y=0}$ [m]	μ_c [m]	$U_y(y = \mu_c)$ [m/s]
1.25	0.5014	0.4968	-0.02465
1.75	0.4964	0.4952	-0.00387
2.25	0.4818	0.4937	0.02743
2.75	0.4729	0.4921	0.03620
3.25	0.4584	0.4906	0.04714

De waarden van μ_c en de y -coördinaat, waarbij U_y gelijk aan nul is, zijn bij alle waarden van x van dezelfde orde van grootte. Beiden nemen af als x toeneemt. De afname van de waarde van y , waarbij U_y gelijk aan nul is, is echter groter.

Gezien de resultaten is het uiterst waarschijnlijk dat de gradiënt van U_y in belangrijke mate toe te schrijven is aan de verspreiding van de deeltjes. In dat geval zal de invloed van de verspreiding op de snelheidsmeting het volgende verloop hebben. De schijnbare toename van de snelheid $U_y - \Delta U_y$ is evenredig met het verschil in concentratie over het meetvolume. Aangezien de diameter van het meetvolume in verhouding tot de afmetingen van het concentratie-profiel verwaarloosbaar klein is, is dit verschil evenredig met de afgeleide van de concentratie-verdeling naar y . Op de symmetrie-as is er geen schijnbare toename van U_y . Naar mate de afstand tot deze lijn toe neemt zal de invloed van de verspreiding groter worden. Als de afstand tot de symmetrie-as zo groot geworden is dat er zich niet of nauwelijks nog deeltjes in de stroming bevinden, zal de invloed weer afnemen. De invloed zal asymptotisch naar nul naderen. Het vermoedelijke verloop van de invloed in figuur 7.13 geschetst.



Figuur 7.13 De invloed van de verspreiding op de snelheidsmeting

De rechte lijn, die in paragraaf 7.2.3. gebruikt werd bij de verwerking van de metingen van U_y kan beschouwd worden als een grove benadering van de curve uit figuur 7.13 in de omgeving van de symmetrie-as. Als de breedte van de concentratie-verdeling toeneemt, zal de helling van de curve kleiner worden. Zo is de geconstateerde afname van de helling van de profielen van U_y te verklaren.

Met aan zekerheid grenzende waarschijnlijkheid kan gesteld worden dat de gradiënt van U_y verband houdt met de verspreiding van de deeltjes, die bij de snelheidsmetingen gebruikt worden. Desalniettemin, is nader onderzoek gewenst. Dit om de invloed van secundaire stromingen in de testsectie en de wijze van verwerking van de autocorrelatie functie te achterhalen.

7.2.7. Slotopmerkingen

Om begrijpelijke redenen zal de presentatie van alle metingen aan de verspreiding van deeltjes minder uitgebreid zijn dan in het voorafgaande. De volgende metingen en berekeningen zullen worden gepresenteerd :

- a. de ensemble gemiddelden van de gemiddelde snelheid in de x-richting en de uitkomsten van het model voor de toename van de gemiddelde snelheid ,
- b. de op basis van de ensemble gemiddelden bepaalde grootheid $(U_x/\sigma_x)^2$ en de uitkomsten van het model van Batchelor [1] voor de toename van deze grootheid ,
- c. de breedten van de concentratie-verdeling bij de drie meetrichtingen en de uitkomsten van het uitgebreide model voor de dispersie van deeltjes door turbulentie en
- d. de bepalingen van de constante c_{disp} uit het model voor de dispersie.

Eerst zullen de metingen bij het fijne rooster worden gepresenteerd, daarna komen de metingen bij het middelfijne rooster aan de orde en tot slot zullen de metingen bij het grove rooster worden behandeld. Bij de presentatie van de metingen bij een bepaald rooster zullen achtereenvolgens de metingen met de glycerol druppeltjes, de alumina deeltjes en de koolstof deeltjes worden beschreven.

7.3. Meetresultaten

7.3.1. De resultaten bij het rooster met fijne mazen

De omstandigheden van de metingen staan vermeld in tabel 7.28.

Tabel 7.28 De omstandigheden bij de metingen
met het rooster met de fijne mazen

Soort deeltje	T [°C]	ν [m ² /s]
Glycerol	30	$1.603 \cdot 10^{-5}$
Alumina-1	30	$1.603 \cdot 10^{-5}$
Alumina-2	28	$1.585 \cdot 10^{-5}$
Koolstof-1	27	$1.576 \cdot 10^{-5}$
Koolstof-2	28	$1.585 \cdot 10^{-5}$

De waarden van de kinematische viscositeit zijn ontleend aan Dubbel [4].

In tabel 7.29 staan de resultaten van het fitten van het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting. De aangegeven toleranties zijn de 95%-betrouwbaarheidsintervallen van de parameters.

Tabel 7.29 Parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort deeltje	$U_0(0)$ [m/s]	b [-]	n [-]
Glycerol	6.414 ± 0.202	2.735 ± 1.373	0.385 ± 0.068
Alumina-1	6.428 ± 0.258	0.997 ± 0.553	0.224 ± 0.040
Alumina-2	6.314 ± 0.407	3.638 ± 2.883	0.427 ± 0.116
Koolstof-1	6.343 ± 0.235	2.924 ± 1.895	0.380 ± 0.119
Koolstof-2	6.334 ± 0.245	3.336 ± 1.512	0.410 ± 0.058

De resultaten van de metingen en de uitkomsten van het model voor de toename van de gemiddelde snelheid staan vermeld in tabel 7.30. In de kolom, waarin de gemeten waarden van de gemiddelde snelheid in de x-richting weergegeven worden, staan op elke regel twee getallen. Het eerste getal is het ensemble gemiddelde van deze grootheid in een dwarsdoorsnede. Het tweede getal is de standaard afwijking. De waarden van de dikte van de grenslaag worden vermeld in de kolom met opschrift $\delta(x)$.

Tabel 7.30 De resultaten voor de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort deeltje	x [m]	$U_0(x)$		$\delta(x)$ [mm]
		meting [m/s]	model [m/s]	
Glycerol	1.25	6.778 ± 0.044	6.769	30.94
	1.75	6.834 ± 0.055	6.860	38.22
	2.25	6.959 ± 0.021	6.944	44.73
	2.75	7.032 ± 0.016	7.023	50.69
	3.25	7.091 ± 0.011	7.099	56.22
Alumina-1	1.25	6.736 ± 0.053	6.718	36.37
	1.75	6.767 ± 0.023	6.810	46.35
	2.25	6.913 ± 0.023	6.900	55.52
	2.75	7.019 ± 0.027	6.989	64.07
	3.25	7.060 ± 0.018	7.078	72.16
Alumina-2	1.25	6.729 ± 0.057	6.712	32.75
	1.75	6.763 ± 0.037	6.811	40.20
	2.25	6.934 ± 0.044	6.902	46.81
	2.75	6.998 ± 0.018	6.987	52.83
	3.25	7.055 ± 0.030	7.066	58.40
Koolstof-1	1.25	6.738 ± 0.048	6.726	33.83
	1.75	6.797 ± 0.042	6.826	41.81
	2.25	6.927 ± 0.021	6.918	48.94
	2.75	7.026 ± 0.022	7.005	55.45
	3.25	7.075 ± 0.011	7.088	61.50
Koolstof-2	1.25	6.735 ± 0.046	6.722	32.67
	1.75	6.787 ± 0.036	6.820	40.20
	2.25	6.923 ± 0.029	6.910	46.90
	2.75	7.015 ± 0.019	6.994	53.00
	3.25	7.061 ± 0.023	7.075	58.66

De resultaten van het fitten van het model voor de afname van de energie van de turbulentie staan in tabel 7.31. Bij deze berekeningen is uitgegaan van σ_x . De 95%-betrouwbaarheids-intervallen worden toegepast om de toleranties aan te geven.

Tabel 7.31 Parameters voor het model voor de afname van de energierijke wervels (x-richting) bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort deeltje	a_x [-]	$x_{0,u,x}$ [m]
Glycerol	51.31 ± 11.20	0.322 ± 0.585
Alumina-1	51.71 ± 13.28	0.296 ± 0.682
Alumina-2	48.39 ± 26.67	0.074 ± 1.332
Koolstof-1	47.67 ± 5.87	0.158 ± 0.310
Koolstof-2	46.13 ± 10.87	0.112 ± 0.581

De resultaten van de metingen en de uitkomsten van het model voor de afname van de energie van de turbulentie staan vermeld in tabel 7.32. In de kolom, waarin de gemeten waarden van de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting weergegeven worden, staan op elke regel twee getallen. Het eerste getal is het ensemble gemiddelde van deze grootte in een dwarsdoorsnede. Het tweede getal is de standaard afwijking. In de kolommen ter rechter zijde staan de schattingen van de schalen van Kolmogorov. Deze schattingen zijn berekend met de vergelijkingen (2.51) en (2.53).

Tabel 7.32 De resultaten voor de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort deeltje	x [m]	σ_x [m/s]	U_x^2 / σ_x^2		τ_k [ms] ¹	η [μm]
			meting [-]	model [-]		
Gl.	1.25	0.211 ± 0.008	1031.9	952.3	13.24	460.7
	1.75	0.179 ± 0.008	1457.6	1465.5	18.54	545.1
	2.25	0.161 ± 0.012	1868.3	1978.7	23.83	618.1
	2.75	0.143 ± 0.011	2418.2	2491.9	29.13	683.4
	3.25	0.127 ± 0.011	3117.5	3005.0	34.43	742.9
A.-1	1.25	0.212 ± 0.006	1009.6	986.9	13.20	460.0
	1.75	0.171 ± 0.007	1566.0	1504.0	18.48	544.3
	2.25	0.156 ± 0.009	1963.7	2021.0	23.76	617.1
	2.75	0.144 ± 0.014	2375.9	2538.1	29.04	682.3
	3.25	0.125 ± 0.016	3190.0	3055.2	34.32	741.7
A.-2	1.25	0.206 ± 0.020	1067.0	1137.6	13.48	462.3
	1.75	0.179 ± 0.017	1427.5	1621.5	18.88	547.0
	2.25	0.139 ± 0.024	2488.5	2105.3	24.27	620.2
	2.75	0.135 ± 0.023	2687.1	2589.2	29.66	685.7
	3.25	0.132 ± 0.021	2856.6	3073.1	35.05	745.4
K.-1	1.25	0.207 ± 0.008	1059.6	1040.9	13.35	458.7
	1.75	0.173 ± 0.005	1543.6	1517.6	18.69	542.7
	2.25	0.157 ± 0.008	1946.7	1994.4	24.03	615.4
	2.75	0.143 ± 0.008	2414.0	2471.1	29.37	680.3
	3.25	0.129 ± 0.007	3008.0	2947.0	34.71	739.6
K.-2	1.25	0.211 ± 0.016	1018.9	1049.8	13.42	461.2
	1.75	0.176 ± 0.004	1487.1	1511.0	18.78	545.7
	2.25	0.155 ± 0.007	1994.9	1972.3	24.15	618.7
	2.75	0.138 ± 0.007	2584.0	2433.6	29.52	684.0
	3.25	0.134 ± 0.009	2776.7	2894.8	34.89	743.6

¹ milli seconde

De resultaten van het fitten van het uitgebreide model, vergelijking (2.64), voor de toename van de breedte van de concentratie verdeling staan vermeld in tabel 7.33. De parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid staan in tabel 7.29. De vermelde toleranties zijn de 95%-betrouwbaarheids-intervallen van de parameters.

Tabel 7.33 Parameters voor het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort deeltje	D^* [m ² /s]	$x_{0,c}$ [m]
Glycerol	$2.890 \cdot 10^{-3} \pm 2.382 \cdot 10^{-4}$	0.796 ± 0.099
Alumina-1	$2.418 \cdot 10^{-3} \pm 3.740 \cdot 10^{-4}$	0.634 ± 0.210
Alumina-2	$3.449 \cdot 10^{-3} \pm 3.695 \cdot 10^{-4}$	0.906 ± 0.113
Koolstof-1	$2.918 \cdot 10^{-3} \pm 2.496 \cdot 10^{-4}$	0.846 ± 0.097
Koolstof-2	$2.586 \cdot 10^{-3} \pm 5.005 \cdot 10^{-4}$	0.766 ± 0.238

In tabel 7.34 worden de uitkomsten van het uitgebreide model met de metingen vergeleken. Omdat de bepaling van de breedte van de concentratie-verdeling eveneens met een fitprocedure plaats vond, zijn de aangegeven toleranties in dit geval 95%-betrouwbaarheidsintervallen.

Tabel 7.34 De metingen en de resultaten met het uitgebreide model voor de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort	x [m]	σ_c				
		meting			model [mm]	
		x-richting [mm]	45° omlaag [mm]	45° omhoog [mm]		
Gl.	1.25	20.45 ± 1.62	19.55 ± 0.66	20.21 ± 1.35	19.77	
	1.75	30.70 ± 4.08	27.52 ± 1.21	27.92 ± 5.32	28.54	
	2.25	32.74 ± 1.53	34.71 ± 1.93	33.86 ± 1.66	35.12	
	2.75	41.79 ± 5.34	40.49 ± 2.22	39.07 ± 3.14	40.59	
	3.25	46.73 ± 2.95	44.60 ± 6.52	47.51 ± 2.09	45.35	
A.-1	1.25	19.78 ± 1.13	22.44 ± 5.99	18.24 ± 5.27	21.15	
	1.75	27.37 ± 2.54	30.37 ± 3.30	31.56 ± 13.84	28.37	
	2.25	34.70 ± 6.80	34.10 ± 2.89	37.01 ± 6.79	34.02	
	2.75	38.35 ± 5.22	35.57 ± 9.65	* ± *	38.80	
	3.25	44.44 ± 12.05	41.32 ± 4.02	42.29 ± 4.89	43.00	
A.-2	1.25	18.45 ± 1.88	20.39 ± 1.80	19.79 ± 2.47	18.87	
	1.75	29.70 ± 9.03	29.40 ± 4.23	25.03 ± 5.78	29.43	
	2.25	38.25 ± 5.34	34.16 ± 5.02	38.03 ± 6.32	37.00	
	2.75	44.07 ± 12.87	45.89 ± 8.79	40.41 ± 10.12	43.19	
	3.25	46.66 ± 14.06	50.18 ± 5.31	50.22 ± 7.83	48.54	
K.-1	1.25	20.42 ± 2.90	18.61 ± 2.88	18.29 ± 1.50	18.78	
	1.75	27.47 ± 1.61	27.90 ± 2.72	27.43 ± 6.49	27.99	
	2.25	33.43 ± 4.05	34.64 ± 4.15	34.49 ± 5.35	34.76	
	2.75	40.54 ± 7.88	37.38 ± 7.16	43.54 ± 7.05	40.34	
	3.25	43.95 ± 4.98	46.32 ± 15.04	46.51 ± 13.06	45.18	
K.-2	1.25	21.00 ± 1.79	22.17 ± 4.52	18.28 ± 1.76	19.37	
	1.75	26.38 ± 1.37	29.14 ± 3.68	25.70 ± 2.22	27.52	
	2.25	33.48 ± 1.86	27.20 ± 4.18	33.20 ± 9.84	33.67	
	2.75	37.67 ± 4.35	37.67 ± 7.53	36.04 ± 2.58	38.80	
	3.25	49.71 ± 6.44	45.99 ± 5.92	43.55 ± 4.12	43.28	

Een ster in tabel 7.34 geeft aan dat het niet mogelijk was om de breedte van de verdeling te bepalen.

De grootte van de Taylor microschaal kan op basis van de metingen van de gemiddelde snelheid en de standaard afwijking van de snelheid geschat worden. De bepalingen van de dispersie coëfficiënt, D^* , maken het mogelijk de grootte van de constante, c_{disp} , uit de relatie tussen de Taylor microschaal en de Lagrange integrale tijdschaal vast te stellen. Het verband tussen de gemeten grootheden en c_{disp} wordt gegeven door vergelijking (2.76). Er wordt verondersteld dat er sprake is van isotropie. Daarom kan bij de bepaling van de Taylor microschaal, λ , en de verdere berekeningen gebruik worden gemaakt van de metingen van σ_x .

De uitkomsten staan in tabel 7.36. Bij de berekeningen voor deze tabel is gebruik gemaakt van de ensemble gemiddelden bij de verschillende dwarsdoorsneden. Een samenvatting van de resultaten in de tabel 7.36 is te vinden in tabel 7.35.

Tabel 7.35 De waarde van de constante uit het dispersie model bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort deeltje	c_{disp}	
	gemiddelde	standaard afwijking
Glycerol	23.32	1.31
Alumina-1	27.56	1.48
Alumina-2	21.01	1.99
Koolstof-1	24.82	0.80
Koolstof-2	29.04	1.03

Tabel 7.36 De bepaling van de constante uit het dispersie model op basis van de resultaten met het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de fijne mazen

Soort	x [m]	$x_{0,u}$ [m]	$U_0(x)$ [m/s]	λ [mm]	σ_x [m/s]	D^* [m ² /s]	c_{disp} [-]
G1.	1.25	0.322	6.778	4.685	0.211	$2.890 \cdot 10^{-3}$	21.09
	1.75		6.834	5.788	0.179		23.17
	2.25		6.959	6.664	0.161		24.85
	2.75		7.032	7.440	0.143		24.43
	3.25		7.091	8.136	0.127		23.05
A.-1	1.25	0.296	6.736	4.765	0.212	$2.418 \cdot 10^{-3}$	26.32
	1.75		6.767	5.869	0.171		25.98
	2.25		6.913	6.731	0.156		28.45
	2.75		7.019	7.486	0.144		29.98
	3.25		7.060	8.190	0.125		27.04
A.-2	1.25	0.074	6.729	5.263	0.206	$3.449 \cdot 10^{-3}$	21.50
	1.75		6.763	6.267	0.179		23.02
	2.25		6.934	7.053	0.139		17.58
	2.75		6.998	7.785	0.135		20.21
	3.25		7.055	8.447	0.132		22.74
K.-1	1.25	0.158	6.738	5.054	0.207	$2.918 \cdot 10^{-3}$	23.80
	1.75		6.797	6.076	0.173		24.02
	2.25		6.927	6.899	0.157		25.51
	2.75		7.026	7.625	0.143		25.85
	3.25		7.075	8.299	0.129		24.92
K.-2	1.25	0.112	6.735	5.175	0.211	$2.586 \cdot 10^{-3}$	29.09
	1.75		6.787	6.185	0.176		28.91
	2.25		6.923	6.996	0.155		28.69
	2.75		7.015	7.720	0.138		27.69
	3.25		7.061	8.393	0.134		30.85

7.3.2. De resultaten bij het rooster met middelfijne mazen

De omstandigheden van de metingen staan vermeld in tabel 7.37.

Tabel 7.37 De omstandigheden bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort deeltje	T [°C]	ν [m ² /s]
Glycerol	30	$1.603 \cdot 10^{-5}$
Alumina-1	30	$1.603 \cdot 10^{-5}$
Alumina-2	28	$1.585 \cdot 10^{-5}$
Koolstof-1	27	$1.576 \cdot 10^{-5}$
Koolstof-2	28	$1.585 \cdot 10^{-5}$

De waarden van de kinematische viscositeit zijn ontleend aan Dubbel [4].

In tabel 7.38 staan de resultaten van het fitten van het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting. De aangegeven toleranties zijn de 95%-betrouwbaarheidsintervallen van de parameters.

Tabel 7.38 Parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort deeltje	$U_0(0)$ [m/s]	b [-]	n [-]
Glycerol	6.440 ± 0.284	7.298 ± 4.074	0.674 ± 0.121
Alumina-1	6.562 ± 0.272	1.057 ± 0.742	0.237 ± 0.052
Alumina-2	6.421 ± 0.429	4.867 ± 4.083	0.512 ± 0.114
Koolstof-1	6.608 ± 0.296	1.064 ± 6.000	0.251 ± 0.786
Koolstof-2	6.639 ± 0.182	0.524 ± 0.227	0.175 ± 0.159

De resultaten van de metingen en de uitkomsten van het model voor de toename van de gemiddelde snelheid staan vermeld in tabel 7.39. In de kolom, waarin de gemeten waarden van de gemiddelde snelheid in de x-richting weergegeven worden, staan op elke regel twee getallen. Het eerste getal is het ensemble gemiddelde van deze grootheid in een dwarsdoorsnede. Het tweede getal is de standaard afwijking. De kolom met het opschrift $\delta(x)$ bevat de waarden van de dikte van de grenslaag.

Tabel 7.39 De resultaten voor de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort deeltje	x [m]	$U_0(x)$		$\delta(x)$ [mm]
		meting [m/s]	model [m/s]	
Glycerol	1.25	6.868 ± 0.026	6.856	25.43
	1.75	6.912 ± 0.012	6.944	30.47
	2.25	7.039 ± 0.012	7.022	34.84
	2.75	7.108 ± 0.010	7.093	38.77
	3.25	7.146 ± 0.009	7.158	42.35
Alumina-1	1.25	6.868 ± 0.022	6.850	34.26
	1.75	6.895 ± 0.021	6.939	43.54
	2.25	7.042 ± 0.029	7.025	52.04
	2.75	7.136 ± 0.025	7.110	59.97
	3.25	7.177 ± 0.023	7.194	67.44
Alumina-2	1.25	6.851 ± 0.034	6.830	29.50
	1.75	6.870 ± 0.031	6.925	35.85
	2.25	7.036 ± 0.030	7.011	41.44
	2.75	7.121 ± 0.038	7.090	46.49
	3.25	7.142 ± 0.033	7.164	51.15
Koolstof-1	1.25	6.886 ± 0.039	6.871	30.26
	1.75	6.915 ± 0.016	6.951	38.34
	2.25	7.042 ± 0.020	7.026	45.73
	2.75	7.118 ± 0.008	7.100	52.62
	3.25	7.159 ± 0.009	7.172	59.11
Koolstof-2	1.25	6.868 ± 0.045	6.853	31.77
	1.75	6.892 ± 0.024	6.927	41.08
	2.25	7.013 ± 0.013	7.000	49.74
	2.75	7.095 ± 0.008	7.074	57.92
	3.25	7.136 ± 0.012	7.149	65.72

De resultaten van het fitten van het model voor de afname van de energie van de turbulentie staan in tabel 7.40. Bij deze berekeningen is uitgegaan van σ_x . De 95%-betrouwbaarheids-intervallen worden toegepast om de toleranties aan te geven.

Tabel 7.40 Parameters voor het model voor de afname van de energierijke wervels (x-richting) bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort deeltje	a_x [-]	$x_{0,u,x}$ [m]
Glycerol	63.43 ± 7.34	0.437 ± 0.324
Alumina-1	63.95 ± 10.22	0.494 ± 0.456
Alumina-2	78.67 ± 45.82	0.678 ± 1.773
Koolstof-1	61.45 ± 4.00	0.430 ± 0.181
Koolstof-2	55.43 ± 6.52	0.322 ± 0.315

De resultaten van de metingen en de uitkomsten van het model voor de afname van de energie van de turbulentie staan vermeld in tabel 7.41. In de kolom, waarin de gemeten waarden van de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting weergegeven worden, staan op elke regel twee getallen. Het eerste getal is het ensemble gemiddelde van deze grootte in een dwarsdoorsnede. Het tweede getal is de standaard afwijking. In de kolommen ter rechter zijde staan de schattingen van de schalen van Kolmogorov. Deze schattingen zijn berekend met de vergelijkingen (2.51) en (2.53).

Tabel 7.41 De resultaten voor de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort deeltje	x [m]	σ_x [m/s]	U_x^2 / σ_x^2		τ_k [ms] ¹	η [μm]
			meting [-]	model [-]		
Gl.	1.25	0.264 ± 0.007	676.8	687.4	10.75	415.0
	1.75	0.208 ± 0.005	1104.3	1110.2	15.04	491.1
	2.25	0.180 ± 0.006	1529.2	1533.1	19.34	556.8
	2.75	0.158 ± 0.004	2023.9	1956.0	23.64	615.6
	3.25	0.148 ± 0.006	2331.3	2378.8	27.94	669.2
A.-1	1.25	0.267 ± 0.023	661.6	644.7	10.45	409.2
	1.75	0.215 ± 0.021	1028.5	1071.0	14.63	484.2
	2.25	0.178 ± 0.025	1565.1	1497.4	18.81	549.1
	2.75	0.166 ± 0.013	1848.0	1923.7	22.99	607.0
	3.25	0.147 ± 0.015	2383.7	2350.1	27.16	659.9
A.-2	1.25	0.259 ± 0.022	699.7	599.5	10.73	412.4
	1.75	0.201 ± 0.018	1168.2	1123.9	15.03	488.0
	2.25	0.177 ± 0.034	1580.2	1648.4	19.32	553.3
	2.75	0.169 ± 0.029	1775.5	2172.8	23.61	611.7
	3.25	0.130 ± 0.024	3018.2	2697.2	27.90	665.0
K.-1	1.25	0.266 ± 0.010	670.1	672.1	10.25	401.9
	1.75	0.212 ± 0.008	1063.9	1081.7	14.35	475.6
	2.25	0.180 ± 0.009	1530.5	1491.4	18.45	539.3
	2.75	0.164 ± 0.008	1883.8	1901.0	22.55	596.2
	3.25	0.149 ± 0.009	2308.5	2310.7	26.65	648.1
K.-2	1.25	0.267 ± 0.007	661.6	685.6	10.21	402.3
	1.75	0.213 ± 0.013	1047.0	1055.2	14.29	476.0
	2.25	0.183 ± 0.009	1468.6	1424.7	18.38	539.7
	2.75	0.166 ± 0.006	1826.8	1794.3	22.46	596.7
	3.25	0.155 ± 0.009	2119.6	2163.8	26.55	648.6

¹ milli seconde

De resultaten van het fitten van het uitgebreide model, vergelijking (2.64), voor de toename van de breedte van de concentratie verdeling staan vermeld in tabel 7.42. De parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid staan in tabel 7.38. De vermelde toleranties zijn de 95%-betrouwbaarheids-intervallen van de parameters.

Tabel 7.42 Parameters voor het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort deeltje	D^* [m ² /s]	$x_{0,c}$ [m]
Glycerol	$4.465 \cdot 10^{-3} \pm 2.375 \cdot 10^{-4}$	0.750 ± 0.067
Alumina-1	$3.861 \cdot 10^{-3} \pm 7.258 \cdot 10^{-4}$	0.693 ± 0.247
Alumina-2	$3.954 \cdot 10^{-3} \pm 1.269 \cdot 10^{-3}$	0.620 ± 0.449
Koolstof-1	$4.138 \cdot 10^{-3} \pm 3.971 \cdot 10^{-4}$	0.703 ± 0.126
Koolstof-2	$4.488 \cdot 10^{-3} \pm 5.226 \cdot 10^{-4}$	0.790 ± 0.141

In tabel 7.43 worden de uitkomsten van het uitgebreide model met de metingen vergeleken. Omdat de bepaling van de breedte van de concentratie-verdeling eveneens met een fitprocedure plaats vond, zijn de aangegeven toleranties in dit geval 95%-betrouwbaarheidsintervallen.

Tabel 7.43 De metingen en de resultaten met het uitgebreide model voor de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort	x [m]	σ_c			
		meting			model [mm]
		x-richting [mm]	45° omlaag [mm]	45° omhoog [mm]	
Gl.	1.25	27.15 ± 2.90	26.29 ± 1.70	24.94 ± 3.39	25.61
	1.75	34.57 ± 3.98	36.47 ± 2.66	35.42 ± 7.22	36.09
	2.25	44.41 ± 2.66	43.16 ± 2.98	42.29 ± 1.49	44.07
	2.75	51.67 ± 7.62	49.48 ± 4.00	51.61 ± 4.26	50.74
	3.25	57.86 ± 5.49	56.75 ± 4.01	56.91 ± 4.72	56.58
A.-1	1.25	28.06 ± 8.29	24.82 ± 2.16	27.25 ± 5.19	25.15
	1.75	28.51 ± 3.26	34.84 ± 14.36	32.75 ± 7.65	34.53
	2.25	42.27 ± 9.09	42.35 ± 7.14	37.02 ± 7.98	41.78
	2.75	55.38 ± 15.15	46.35 ± 17.18	45.75 ± 22.22	47.87
	3.25	50.85 ± 12.58	57.55 ± 28.88	53.32 ± 19.28	53.21
A.-2	1.25	27.99 ± 2.21	28.06 ± 3.06	27.59 ± 5.64	27.14
	1.75	33.50 ± 9.00	34.72 ± 4.73	38.15 ± 8.89	36.21
	2.25	40.04 ± 7.82	45.74 ± 9.23	40.98 ± 9.41	43.34
	2.75	42.58 ± 12.62	53.25 ± 12.67	52.60 ± 10.04	49.39
	3.25	43.79 ± 11.87	53.85 ± 9.12	69.24 ± 20.69	54.72
K.-1	1.25	26.47 ± 2.13	26.47 ± 2.90	27.68 ± 4.03	25.75
	1.75	35.51 ± 4.80	30.38 ± 8.93	35.41 ± 2.27	35.52
	2.25	40.85 ± 4.89	43.79 ± 3.98	43.13 ± 5.91	43.06
	2.75	49.24 ± 5.92	49.87 ± 5.86	48.27 ± 2.66	49.39
	3.25	55.65 ± 3.55	55.60 ± 4.12	57.25 ± 11.66	54.95
K.-2	1.25	26.63 ± 1.22	25.11 ± 1.20	25.63 ± 2.90	24.61
	1.75	34.45 ± 1.43	34.13 ± 1.16	33.32 ± 1.61	35.45
	2.25	44.18 ± 3.17	43.38 ± 3.22	41.23 ± 3.00	43.61
	2.75	46.41 ± 6.09	52.61 ± 4.10	46.63 ± 2.76	50.39
	3.25	58.17 ± 4.90	58.21 ± 7.97	60.32 ± 12.29	56.31

De uitkomsten van het uitgebreide model voor de bepaling van de dispersie coëfficiënt zijn gebruikt om de grootte van de constante, c_{disp} , uit de relatie tussen de Taylor microschaal en de Lagrange integrale tijdschaal vast te stellen. Het verband tussen c_{disp} en de gemeten grootheden wordt gegeven door vergelijking (2.76). De uitkomsten staan in tabel 7.45. Bij de berekeningen voor deze tabel is gebruik gemaakt van de ensemble gemiddelden bij de verschillende dwarsdoorsneden. Een samenvatting van de resultaten in tabel 7.45 is te vinden in tabel 7.44.

Tabel 7.44 De waarde van de constante uit het dispersie model bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort deeltje	c_{disp}	
	gemiddelde	standaard afwijking
Glycerol	18.62	0.38
Alumina-1	21.33	0.84
Alumina-2	16.84	2.38
Koolstof-1	20.73	0.39
Koolstof-2	21.18	0.49

Tabel 7.45 De bepaling van de constante uit het dispersie model op basis van de resultaten met het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de middelfijne mazen

Soort	x [m]	$x_{0,u}$ [m]	$U_0(x)$ [m/s]	λ [mm]	σ_x [m/s]	D^* [m ² /s]	c_{disp} [-]
G1.	1.25	0.437	6.868	4.356	0.264	$4.465 \cdot 10^{-3}$	18.48
	1.75		6.912	5.518	0.208		18.42
	2.25		7.039	6.426	0.180		18.69
	2.75		7.108	7.222	0.158		18.19
	3.25		7.146	7.944	0.148		19.31
A.-1	1.25	0.494	6.868	4.201	0.267	$3.861 \cdot 10^{-3}$	20.32
	1.75		6.895	5.404	0.215		21.80
	2.25		7.042	6.322	0.178		20.46
	2.75		7.136	7.119	0.166		22.56
	3.25		7.177	7.846	0.147		21.49
A.-2	1.25	0.678	6.851	3.638	0.259	$3.954 \cdot 10^{-3}$	14.16
	1.75		6.870	4.973	0.201		15.94
	2.25		7.036	5.951	0.177		17.70
	2.75		7.121	6.791	0.169		21.02
	3.25		7.142	7.555	0.130		15.39
K.-1	1.25	0.430	6.886	4.332	0.266	$4.138 \cdot 10^{-3}$	20.36
	1.75		6.915	5.485	0.212		20.73
	2.25		7.042	6.382	0.180		20.24
	2.75		7.118	7.167	0.164		21.18
	3.25		7.159	7.879	0.149		21.13
K.-2	1.25	0.322	6.868	4.628	0.267	$4.488 \cdot 10^{-3}$	21.46
	1.75		6.892	5.731	0.213		20.95
	2.25		7.013	6.601	0.183		20.51
	2.75		7.095	7.365	0.166		21.01
	3.25		7.136	8.064	0.155		21.96

7.3.3. De resultaten bij het rooster met grove mazen

De omstandigheden van de metingen staan vermeld in tabel 7.46.

Tabel 7.46 De omstandigheden bij de metingen
met het rooster met de grove mazen

Soort deeltje	T [°C]	ν [m ² /s]
Glycerol	30	$1.603 \cdot 10^{-5}$
Alumina-1	29	$1.596 \cdot 10^{-5}$
Alumina-2	28	$1.585 \cdot 10^{-5}$
Koolstof-1	27	$1.576 \cdot 10^{-5}$
Koolstof-2	28	$1.585 \cdot 10^{-5}$

De waarden van de kinematische viscositeit zijn ontleend aan Dubbel [4].

In tabel 7.47 staan de resultaten van het fitten van het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting. De aangegeven toleranties zijn de 95%-betrouwbaarheidsintervallen van de parameters.

Tabel 7.47 Parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort deeltje	$U_0(0)$ [m/s]	b [-]	n [-]
Glycerol	6.571 ± 0.306	12.610 ± 6.577	1.002 ± 0.117
Alumina-1	6.776 ± 0.206	0.609 ± 0.405	0.190 ± 0.048
Alumina-2	6.805 ± 0.304	0.889 ± 0.979	0.249 ± 0.088
Koolstof-1	6.820 ± 0.239	0.835 ± 0.602	0.247 ± 0.039
Koolstof-2	6.833 ± 0.180	0.335 ± 0.228	0.141 ± 0.044

De resultaten van de metingen en de uitkomsten van het model voor de toename van de gemiddelde snelheid staan vermeld in tabel 7.48. In de kolom, waarin de gemeten waarden van de gemiddelde snelheid in de x-richting weergegeven worden, staan op elke regel twee getallen. Het eerste getal is het ensemble gemiddelde van deze grootte in een dwarsdoorsnede. Het tweede getal is de standaard afwijking. In de kolom met het opschrift $\delta(x)$ wordt de dikte van de grenslaag vermeld.

Tabel 7.48 De resultaten voor de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort deeltje	x [m]	$U_0(x)$		$\delta(x)$ [mm]
		meting [m/s]	model [m/s]	
Glycerol	1.25	7.020 ± 0.031	7.010	21.26
	1.75	7.065 ± 0.025	7.092	25.01
	2.25	7.173 ± 0.024	7.163	28.22
	2.75	7.246 ± 0.030	7.226	31.06
	3.25	7.271 ± 0.029	7.284	33.63
Alumina-1	1.25	7.014 ± 0.054	7.003	31.02
	1.75	7.056 ± 0.042	7.078	39.92
	2.25	7.147 ± 0.022	7.152	48.18
	2.75	7.258 ± 0.035	7.226	55.95
	3.25	7.285 ± 0.014	7.301	63.34
Alumina-2	1.25	7.048 ± 0.051	7.030	25.66
	1.75	7.049 ± 0.029	7.097	32.55
	2.25	7.191 ± 0.036	7.161	38.86
	2.75	7.234 ± 0.029	7.222	44.74
	3.25	7.270 ± 0.021	7.282	50.30
Koolstof-1	1.25	7.047 ± 0.006	7.033	24.42
	1.75	7.062 ± 0.025	7.096	31.00
	2.25	7.169 ± 0.025	7.156	37.02
	2.75	7.235 ± 0.037	7.214	42.64
	3.25	7.257 ± 0.016	7.271	47.96
Koolstof-2	1.25	7.027 ± 0.046	7.013	30.44
	1.75	7.048 ± 0.033	7.080	39.80
	2.25	7.158 ± 0.036	7.147	48.59
	2.75	7.236 ± 0.020	7.217	56.97
	3.25	7.276 ± 0.015	7.288	65.00

De resultaten van het fitten van het model voor de afname van de energie van de turbulentie staan in tabel 7.49. Bij deze berekeningen is uitgegaan van σ_x . De 95%-betrouwbaarheids-intervallen worden toegepast om de toleranties aan te geven.

Tabel 7.49 Parameters voor het model voor de afname van de energierijke wervels (x-richting) bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort deeltje	a_x [-]	$x_{0,u,x}$ [m]
Glycerol	78.87 ± 30.71	0.664 ± 1.178
Alumina-1	72.03 ± 5.20	0.443 ± 0.202
Alumina-2	93.92 ± 19.74	0.786 ± 0.662
Koolstof-1	71.25 ± 7.91	0.564 ± 0.325
Koolstof-2	65.84 ± 5.24	0.533 ± 0.230

De resultaten van de metingen en de uitkomsten van het model voor de afname van de energie van de turbulentie staan vermeld in tabel 7.50. In de kolom, waarin de gemeten waarden van de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting weergegeven worden, staan op elke regel twee getallen. Het eerste getal is het ensemble gemiddelde van deze grootte in een dwarsdoorsnede. Het tweede getal is de standaard afwijking. In de kolommen ter rechter zijde staan de schattingen van de schalen van Kolmogorov. Deze schattingen zijn berekend met de vergelijkingen (2.51) en (2.53).

Tabel 7.50 De resultaten voor de standaard afwijking van de snelheid in de x-richting bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort deeltje	x [m]	σ_x [m/s]	U_x^2 / σ_x^2		τ_k [ms] ¹	η [μm]
			meting [-]	model [-]		
G1.	1.25	0.303 ± 0.008	536.8	462.2	9.03	380.5
	1.75	0.244 ± 0.014	838.4	856.5	12.64	450.2
	2.25	0.205 ± 0.009	1224.3	1250.9	16.25	510.4
	2.75	0.190 ± 0.010	1454.4	1645.2	19.86	564.3
	3.25	0.155 ± 0.019	2200.5	2039.6	23.48	613.5
A.-1	1.25	0.289 ± 0.028	589.0	581.0	8.60	370.6
	1.75	0.230 ± 0.040	941.2	941.1	12.05	438.5
	2.25	0.198 ± 0.023	1302.9	1301.3	15.49	497.2
	2.75	0.180 ± 0.012	1625.9	1661.4	18.93	549.6
	3.25	0.161 ± 0.022	2047.4	2021.6	22.37	597.5
A.-2	1.25	0.328 ± 0.031	461.7	436.1	8.52	367.5
	1.75	0.250 ± 0.023	795.0	905.7	11.93	434.8
	2.25	0.188 ± 0.028	1463.1	1375.3	15.34	493.0
	2.75	0.166 ± 0.030	1899.1	1845.0	18.74	545.1
	3.25	0.153 ± 0.024	2257.8	2314.6	22.15	592.5
K.-1	1.25	0.311 ± 0.018	513.4	489.0	8.47	365.3
	1.75	0.245 ± 0.011	830.9	845.3	11.85	432.2
	2.25	0.211 ± 0.008	1154.4	1201.5	15.24	490.1
	2.75	0.181 ± 0.008	1597.8	1557.8	18.63	541.8
	3.25	0.166 ± 0.006	1911.2	1914.0	22.02	589.0
K.-2	1.25	0.316 ± 0.017	494.5	472.4	8.47	366.3
	1.75	0.255 ± 0.015	763.9	801.6	11.85	433.4
	2.25	0.212 ± 0.011	1140.0	1130.7	15.24	491.5
	2.75	0.189 ± 0.016	1465.8	1459.9	18.63	543.4
	3.25	0.172 ± 0.016	1789.5	1789.1	22.01	590.7

¹ milli seconde

De resultaten van het fitten van het uitgebreide model, vergelijking (2.64), voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling staan vermeld in tabel 7.51. De parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid staan in tabel 7.47. De vermelde toleranties zijn de 95%-betrouwbaarheids-intervallen van de parameters.

Tabel 7.51 Parameters voor het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort deeltje	D^* [m ² /s]	$x_{0,c}$ [m]
Glycerol	$4.253 \cdot 10^{-3} \pm 4.829 \cdot 10^{-4}$	0.450 ± 0.182
Alumina-1	$3.725 \cdot 10^{-3} \pm 7.549 \cdot 10^{-4}$	0.354 ± 0.339
Alumina-2	$4.168 \cdot 10^{-3} \pm 9.533 \cdot 10^{-4}$	0.457 ± 0.364
Koolstof-1	$4.530 \cdot 10^{-3} \pm 5.353 \cdot 10^{-4}$	0.556 ± 0.177
Koolstof-2	$4.137 \cdot 10^{-3} \pm 7.597 \cdot 10^{-4}$	0.442 ± 0.297

In tabel 7.52 worden de uitkomsten van het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling met de metingen vergeleken. Omdat de bepaling van de breedte van de concentratie-verdeling eveneens met een fitprocedure plaats vond, zijn de aangegeven toleranties in dit geval 95%-betrouwbaarheidsintervallen.

Tabel 7.52 De metingen en de resultaten met het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort	x [m]	σ_c			
		meting			model [mm]
		x-richting [mm]	45° omlaag [mm]	45° omhoog [mm]	
G1.	1.25	30.84 ± 3.56	31.71 ± 2.44	29.38 ± 4.10	31.34
	1.75	39.89 ± 3.47	39.05 ± 2.57	41.67 ± 4.89	39.81
	2.25	49.52 ± 2.87	47.03 ± 1.50	46.02 ± 2.62	46.71
	2.75	55.65 ± 4.34	55.25 ± 1.37	51.00 ± 2.94	52.66
	3.25	55.73 ± 6.70	55.94 ± 2.34	56.99 ± 4.21	57.96
A.-1	1.25	32.60 ± 5.49	32.88 ± 14.80	30.89 ± 9.06	31.03
	1.75	40.74 ± 7.40	38.56 ± 9.19	36.65 ± 7.74	38.63
	2.25	46.70 ± 9.64	38.12 ± 15.00	42.78 ± 24.98	44.89
	2.75	49.19 ± 22.26	44.31 ± 13.26	51.56 ± 14.24	50.33
	3.25	57.48 ± 12.67	61.68 ± 29.03	55.70 ± 12.53	55.19
A.-2	1.25	30.63 ± 3.05	31.29 ± 2.87	32.89 ± 3.37	30.80
	1.75	39.29 ± 8.63	40.37 ± 9.91	39.80 ± 7.40	39.23
	2.25	43.06 ± 6.61	39.68 ± 10.23	46.01 ± 8.44	46.08
	2.75	48.55 ± 6.79	51.78 ± 10.91	53.55 ± 16.94	51.99
	3.25	53.30 ± 6.27	68.14 ± 18.67	57.34 ± 18.93	57.25
K.-1	1.25	29.85 ± 4.69	33.13 ± 4.73	29.20 ± 3.72	30.00
	1.75	41.22 ± 3.01	39.37 ± 5.14	36.54 ± 6.43	39.26
	2.25	47.24 ± 5.54	44.02 ± 6.56	42.61 ± 3.23	46.66
	2.75	55.37 ± 6.91	51.87 ± 5.93	52.57 ± 17.48	52.98
	3.25	60.20 ± 8.86	60.62 ± 5.56	58.33 ± 12.98	58.59
K.-2	1.25	30.68 ± 1.20	33.48 ± 2.82	32.01 ± 5.36	31.00
	1.75	39.46 ± 4.86	39.29 ± 5.95	36.71 ± 2.65	39.34
	2.25	45.39 ± 2.21	46.64 ± 4.24	42.98 ± 7.12	46.14
	2.75	51.13 ± 5.44	48.70 ± 2.49	52.54 ± 17.17	52.01
	3.25	55.05 ± 4.95	56.42 ± 5.21	66.36 ± 12.41	57.23

De uitkomsten van het uitgebreide model voor de dispersie coëfficiënt zijn gebruikt om de grootte van de constante, c_{disp} , uit de relatie tussen de Taylor microschaal en de Lagrange integrale tijdschaal vast te stellen. Vergelijking (2.76) geeft het verband tussen c_{disp} en de gemeten grootheden aan. De resultaten met de uitkomsten van het uitgebreide model staan in tabel 7.54. Bij de berekeningen voor deze tabel is gebruik gemaakt van de ensemble gemiddelden van de metingen van de gemiddelde snelheid in de x-richting bij de verschillende dwarsdoorsneden. Een samenvatting van de resultaten in tabel 7.54 is te vinden in tabel 7.53.

Tabel 7.53 De waarde van de constante uit het dispersie model bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort deeltje	c_{disp}	
	Gemiddelde	Standaard afwijking
Glycerol	21.18	2.11
Alumina-1	26.63	0.61
Alumina-2	18.35	1.29
Koolstof-1	22.11	0.77
Koolstof-2	26.21	0.86

Tabel 7.54 De bepaling van de constante uit het dispersie model op basis van de resultaten met het uitgebreide model voor de toename van de breedte van de concentratie-verdeling bij de metingen met het rooster met de grove mazen

Soort	x [m]	$x_{0,u}$ [m]	$U_0(x)$ [m/s]	λ [mm]	σ_x [m/s]	D^* [m ² /s]	c_{disp} [-]
Gl.	1.25	0.664	7.020	3.658	0.303	$4.253 \cdot 10^{-3}$	18.02
	1.75		7.065	4.964	0.244		21.52
	2.25		7.173	5.953	0.205		21.85
	2.75		7.246	6.793	0.190		24.43
	3.25		7.271	7.551	0.155		20.09
A. -1	1.25	0.443	7.014	4.284	0.289	$3.725 \cdot 10^{-3}$	25.79
	1.75		7.056	5.436	0.230		26.30
	2.25		7.147	6.352	0.198		26.61
	2.75		7.258	7.122	0.180		27.65
	3.25		7.285	7.841	0.161		26.81
A. -2	1.25	0.786	7.048	3.231	0.328	$4.168 \cdot 10^{-3}$	17.00
	1.75		7.049	4.656	0.250		20.51
	2.25		7.191	5.681	0.188		17.27
	2.75		7.234	6.560	0.166		17.95
	3.25		7.270	7.330	0.153		19.04
K. -1	1.25	0.564	7.047	3.918	0.311	$4.530 \cdot 10^{-3}$	20.80
	1.75		7.062	5.146	0.245		22.26
	2.25		7.169	6.089	0.211		23.12
	2.75		7.235	6.901	0.181		21.85
	3.25		7.257	7.638	0.166		22.52
K. -2	1.25	0.533	7.027	4.023	0.316	$4.137 \cdot 10^{-3}$	24.65
	1.75		7.048	5.233	0.255		27.15
	2.25		7.158	6.167	0.212		26.07
	2.75		7.236	6.969	0.189		26.46
	3.25		7.276	7.694	0.172		26.71

7.4. Conclusies en slotopmerkingen

7.4.1. Inleiding

De resultaten van de gegevensverwerking uit de vorige paragrafen worden samengevat. Op basis van deze samenvattingen worden conclusies getrokken ten aanzien van de modellen voor de toename van de gemiddelde snelheid, de afname van de turbulentie-intensiteit en de dispersie van de deeltjes.

De karakteristieke grootte voor de turbulente stroming in de testsectie is het kental van Reynolds gebaseerd op de steek tussen de staven van het rooster. De desbetreffende snelheid is de snelheid bij het rooster. Met het model voor de toename van de gemiddelde snelheid wordt deze snelheid bepaald. In tabel 7.55 staan de waarden van dit kental, Re_M , voor de onderzochte gevallen.

Tabel 7.55 De grootte van het kental van Reynolds

Rooster	Soort deeltje	$U_0(0)$ [m/s]	M [m]	$10^6 \nu$ [m ² /s]	Re_M [-]
Fijn	Glycerol	6.414 ± 0.202	0.050	16.03	20006
	Alumina-1	6.428 ± 0.258		16.03	20050
	Alumina-2	6.314 ± 0.407		15.85	19918
	Koolstof-1	6.343 ± 0.235		15.76	20124
	Koolstof-2	6.334 ± 0.245		15.85	19981
Middelfijn	Glycerol	6.440 ± 0.284	0.075	16.03	30131
	Alumina-1	6.562 ± 0.272		16.03	30702
	Alumina-2	6.421 ± 0.429		15.85	30383
	Koolstof-1	6.608 ± 0.296		15.76	31447
	Koolstof-2	6.639 ± 0.182		15.85	31415
Grof	Glycerol	6.571 ± 0.306	0.100	16.03	40992
	Alumina-1	6.776 ± 0.206		15.96	42455
	Alumina-2	6.805 ± 0.304		15.85	42932
	Koolstof-1	6.820 ± 0.239		15.76	43273
	Koolstof-2	6.833 ± 0.180		15.85	43112

7.4.2. De toename van de gemiddelde snelheid

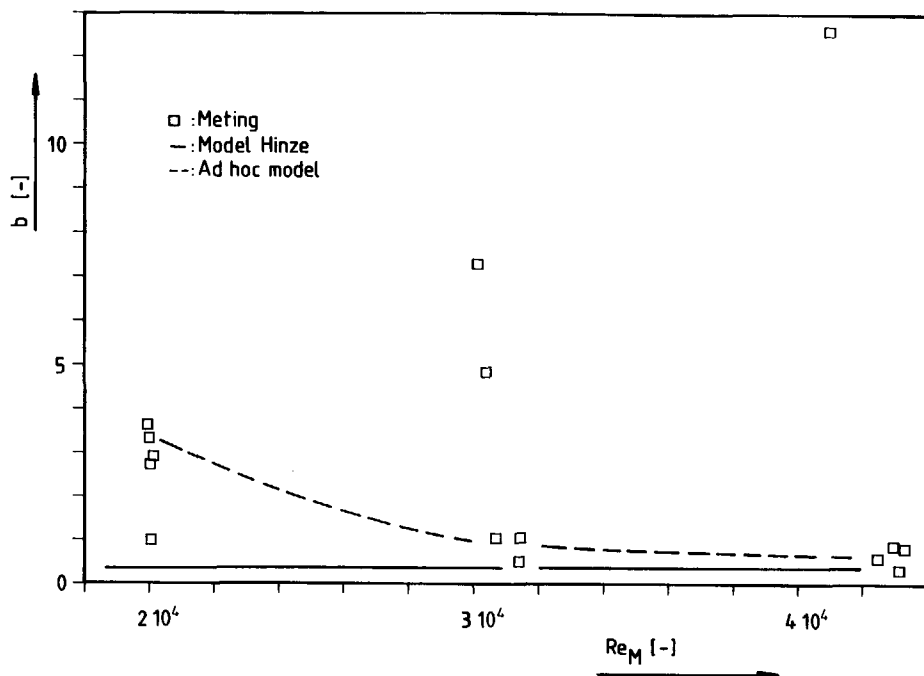
In tabel 7.56 staan de waarden van de parameters b en n uit het model voor de toename van de gemiddelde snelheid.

Tabel 7.56 De parameters voor het model voor de toename van de gemiddelde snelheid in de x-richting

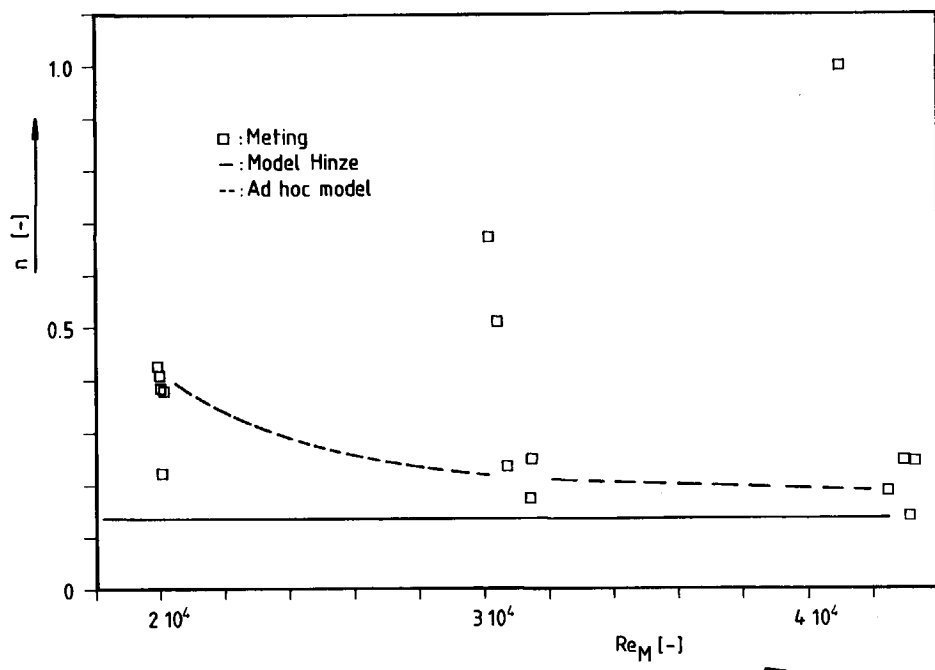
Rooster	Soort	Re_M [-]	b [-]	n [-]
Fijn	Glycerol	20006	2.735 ± 1.373	0.385 ± 0.068
	Alumina-1	20050	0.997 ± 0.553	0.224 ± 0.040
	Alumina-2	19918	3.638 ± 2.883	0.427 ± 0.116
	Koolstof-1	20124	2.924 ± 1.895	0.380 ± 0.119
	Koolstof-2	19981	3.336 ± 1.512	0.410 ± 0.058
Middelfijn	Glycerol	30131	7.298 ± 4.074	0.674 ± 0.121
	Alumina-1	30702	1.057 ± 0.742	0.237 ± 0.052
	Alumina-2	30383	4.867 ± 4.083	0.512 ± 0.114
	Koolstof-1	31447	1.064 ± 6.000	0.251 ± 0.786
	Koolstof-2	31415	0.524 ± 0.227	0.175 ± 0.159
Grof	Glycerol	40992	12.610 ± 6.577	1.002 ± 0.117
	Alumina-1	42455	0.609 ± 0.405	0.190 ± 0.048
	Alumina-2	42932	0.889 ± 0.979	0.249 ± 0.088
	Koolstof-1	43273	0.835 ± 0.602	0.247 ± 0.039
	Koolstof-2	43112	0.335 ± 0.228	0.141 ± 0.044

Zowel de spreiding in de metingen als de omvang van de betrouwbaarheidsintervallen zijn groot. Dit is te wijten aan drie zaken. Ten eerste het feit, dat een bepaald effect indirect wordt gemeten. De toename van de snelheid is het gevolg van het dikker worden van de grenslaag. Niet het dikker worden van de grenslaag, maar het effect daarvan op de hoofdstroming wordt gemeten. Ten tweede verstoort het zog van de inbrenginrichting de bepaling van de gemiddelde snelheid in een dwarsdoorsnede. Dit is met name het geval bij $x = 1.25$ m en $x = 1.75$ m. Ten derde worden drie parameters op basis van slechts vijf metingen bepaald.

In figuur 7.14 is de parameter b tegen het kental van Reynolds uitgezet. De parameter n is in figuur 7.15 tegen het kental van Reynolds uitgezet. In beide grafieken zijn de waarden opgenomen, die Hinze [5] opgeeft voor b (0.382) en n ($\frac{1}{7}$).



Figuur 7.14 De parameter b tegen het kental van Reynolds



Figuur 7.15 De parameter n tegen het kental van Reynolds

Zoals reeds eerder is opgemerkt, zijn de spreiding in de metingen en de omvang van de betrouwbaarheidsintervallen groot. Nochtans blijkt uit de meerderheid van de metingen dat als de waarde Re_M toeneemt, zowel de waarde van b als de waarde van n de waarde volgens de literatuur (Hinze [5]) nadert. In de figuren 7.14 en 7.15 is met een onderbroken lijn de veronderstelde wijze van naderen geschetst. Aan deze lijnen ligt geen model ten grondslag. Twee effecten zijn voor het naderen van beide parameters van hun waarde uit de literatuur verantwoordelijk. Deze effecten zijn de verkleining van de lengte, waarover de grenslaag laminair is en het onderdrukken van de "draaikolken" na de contractie. Over de afzonderlijke bijdrage van een effect kan gezien het feit, dat slechts aan een afgeleid fenomeen metingen zijn verricht, geen uitsluitel worden gegeven.

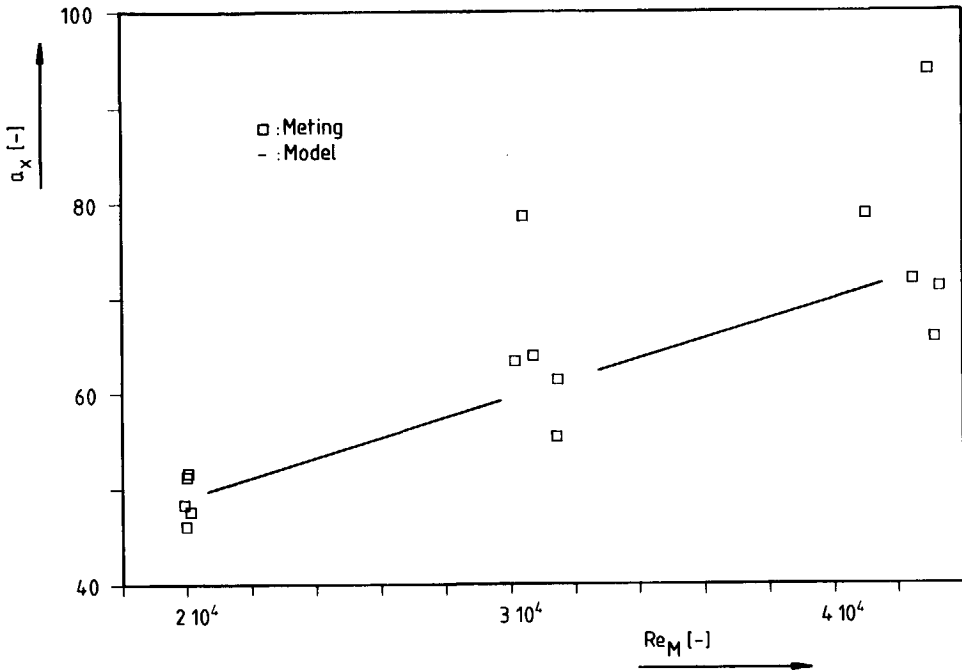
7.4.3. De afname van de turbulentie intensiteit

De waarden van de parameter a_x uit het model voor de afname van de turbulentie intensiteit staat in tabel 7.57.

Tabel 7.57 De parameter a voor het model voor de afname van de turbulentie intensiteit

Rooster	Soort	Re_M [-]	a_x [-]
Fijn	Glycerol	20006	51.31 ± 11.20
	Alumina-1	20050	51.71 ± 13.28
	Alumina-2	19918	48.39 ± 26.67
	Koolstof-1	20124	47.67 ± 5.87
	Koolstof-2	19981	46.13 ± 10.87
Middelfijn	Glycerol	30131	63.43 ± 7.34
	Alumina-1	30702	63.95 ± 10.22
	Alumina-2	30383	78.67 ± 45.82
	Koolstof-1	31447	61.45 ± 4.00
	Koolstof-2	31415	55.43 ± 6.52
Grof	Glycerol	40992	78.87 ± 30.71
	Alumina-1	42455	72.03 ± 5.20
	Alumina-2	42932	93.92 ± 19.74
	Koolstof-1	43273	71.25 ± 7.91
	Koolstof-2	43112	65.84 ± 5.24

In figuur 7.16 is de parameter a_x tegen Re_M uit gezet. Voor de duidelijkheid zijn de groepen meetpunten met elkaar verbonden door middel van een curve.



Figuur 7.16 De parameter a tegen het kental van Reynolds

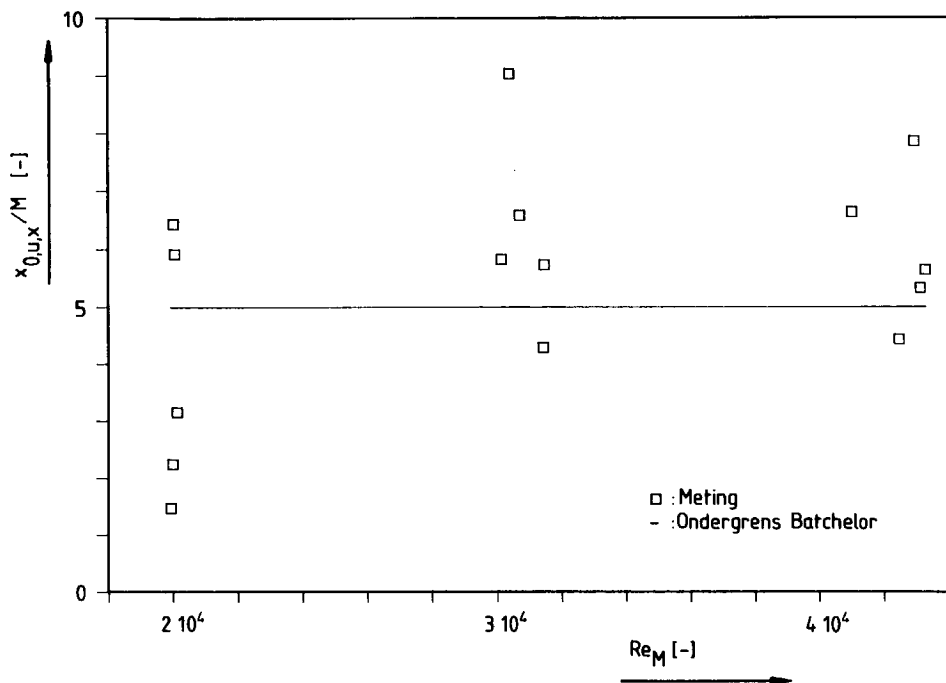
De parameter a_x is een functie van het kental van Reynolds. Dit is in overeenstemming met hetgeen Batchelor [1] ten aanzien van deze parameter stelt. De curve uit figuur 7.16 is op te vatten als een benadering van deze functie. Volgens Batchelor is de waarde van a_x ongeveer gelijk aan 134 in het geval van een rooster met vierkante mazen. De waarde van deze parameter is bij de metingen weliswaar niet gelijk aan 134 maar is wel van dezelfde orde van grootte.

In tabel 7.58 zijn de waarden van $x_{0,u,x}$ en het quotiënt van deze grootte en de steek M opgenomen.

Tabel 7.58 De parameter x_0 voor het model voor de afname van de turbulentie intensiteit

Rooster	Soort	Re_M [-]	$x_{0,u,x}$ [m]	$x_{0,u,x}/M$ [-]
Fijn	Glycerol	20006	0.322 ± 0.585	6.44
	Alumina-1	20050	0.296 ± 0.682	5.92
	Alumina-2	19918	0.074 ± 1.332	1.48
	Koolstof-1	20124	0.158 ± 0.310	3.16
	Koolstof-2	19981	0.112 ± 0.581	2.24
Middelfijn	Glycerol	30131	0.437 ± 0.324	5.83
	Alumina-1	30702	0.494 ± 0.456	6.59
	Alumina-2	30383	0.678 ± 1.773	9.04
	Koolstof-1	31447	0.430 ± 0.181	5.73
	Koolstof-2	31415	0.322 ± 0.315	4.29
Grof	Glycerol	40992	0.664 ± 1.178	6.64
	Alumina-1	42455	0.443 ± 0.202	4.43
	Alumina-2	42932	0.786 ± 0.662	7.86
	Koolstof-1	43273	0.564 ± 0.325	5.64
	Koolstof-2	43112	0.533 ± 0.230	5.33

Figuur 7.17 toont het quotiënt van $x_{0,u,x}$ en M als functie van x . De getrokken lijn is de ondergrens van het quotiënt volgens Batchelor [1]. De waarde van het quotiënt van $x_{0,u,x}$ en M behoort volgens Batchelor [1] tussen de 5 en de 15 te liggen. Gezien het feit, dat de bovengrens niet overschreden wordt is in figuur 7.17 slechts de ondergrens getekend.



Figuur 7.17 De waarde van het quotiënt van x_0 en M tegen het kental van Reynolds

De waarde van het quotiënt ligt in een aantal gevallen beneden de ondergrens. Hoe scherp deze grens is, is niet bekend. Wellicht is het juister om te eisen dat de waarde van het quotiënt van $x_{0,u,x}$ en M van de orde van 10 moet zijn.

In de directe omgeving van de denkbeeldige oorsprong van de turbulentie, $x_{0,u,x}$, zijn geen metingen verricht. Daarom is deze grootte in feite door "extrapolatie" bepaald en derhalve zijn de spreiding in de metingen en de spreiding in de desbetreffende betrouwbaarheidsintervallen tamelijk groot.

De uitkomsten van het fitten van het model van Batchelor aan de metingen komen voor wat de parameter a betreft overeen met gegevens uit de literatuur. Bij de parameter $x_{0,u,x}$ is dit minder het geval.

7.4.4. De verspreiding van de deeltjes

In tabel 7.59 staat de samenvatting van de uitkomsten van het uitgebreide model voor de verspreiding van deeltjes door turbulentie.

Tabel 7.59 De parameters voor het uitgebreide model voor de verspreiding door turbulentie

Rooster	Soort	Re_M [-]	$10^3 D^*$ [m ² /s]	$x_{0,c}$ [m]
Fijn	Glycerol	20006	2.890 ± 0.2382	0.796 ± 0.099
	Alumina-1	20050	2.418 ± 0.3740	0.634 ± 0.210
	Alumina-2	19918	3.449 ± 0.3695	0.906 ± 0.113
	Koolstof-1	20124	2.918 ± 0.2496	0.846 ± 0.097
	Koolstof-2	19981	2.586 ± 0.5005	0.766 ± 0.238
Middelfijn	Glycerol	30131	4.465 ± 0.2375	0.750 ± 0.067
	Alumina-1	30702	3.861 ± 0.7258	0.693 ± 0.247
	Alumina-2	30383	3.954 ± 0.1269	0.620 ± 0.449
	Koolstof-1	31447	4.138 ± 0.3971	0.703 ± 0.126
	Koolstof-2	31415	4.488 ± 0.5226	0.790 ± 0.141
Grof	Glycerol	40992	4.253 ± 0.4829	0.450 ± 0.182
	Alumina-1	42455	3.725 ± 0.7549	0.354 ± 0.339
	Alumina-2	42932	4.168 ± 0.9533	0.457 ± 0.364
	Koolstof-1	43273	4.530 ± 0.5353	0.556 ± 0.177
	Koolstof-2	43112	4.137 ± 0.7597	0.442 ± 0.297

In hoofdstuk 2 zijn voorspellingen gedaan voor de waarde van de dispersie coëfficiënt op basis van gegevens uit de literatuur en een schatting van de snelheid en de temperatuur van de lucht in de testsectie. In tabel 7.60 worden deze voorspellingen vergeleken van de gemiddelden van de gemeten dispersie coëfficiënten bij de roosters. In de kolomen met de resultaten van de modellen staan twee getallen. Het eerste is het gemiddelde en het tweede is de standaard afwijking van de gemeten dispersie coëfficiënten.

Tabel 7.60 De grootte van de dispersie coëfficiënt

Rooster	D^*	
	Voorspelling [m ² /s]	Meting [m ² /s]
Fijn	$1.088 \cdot 10^{-3}$	$2.852 \cdot 10^{-3} \pm 0.394 \cdot 10^{-3}$
Middelfijn	$1.632 \cdot 10^{-3}$	$4.181 \cdot 10^{-3} \pm 0.288 \cdot 10^{-3}$
Grof	$2.177 \cdot 10^{-3}$	$4.163 \cdot 10^{-3} \pm 0.290 \cdot 10^{-3}$

De voorspellingen zijn van dezelfde orde van grootte als de resultaten van de metingen. Bij het doen van de voorspellingen waren de waarden van de parameters voor de toegepaste modellen slechts bij benadering bekend. Gezien deze onzekerheden is dit een mooi resultaat.

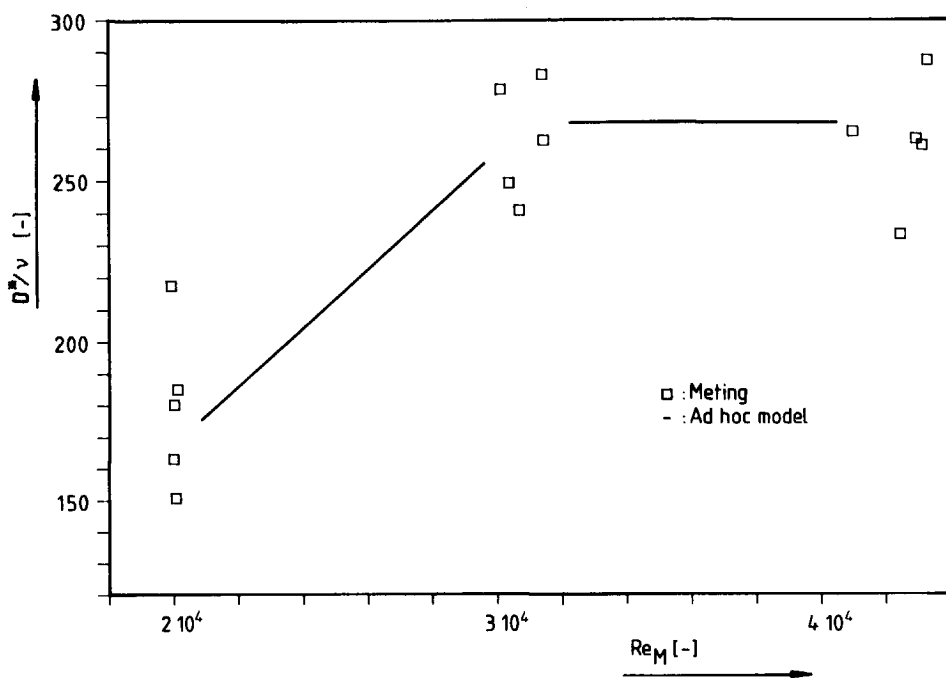
De dispersie coëfficiënt is een maat voor de snelheid, waarmee een scalaire grootheid door de wervels in een turbulente stroming wordt verspreid. De dispersie is groter dan de verspreiding ten gevolge van de bewegingen van de molekulen in het gas; diffusie. Om de relatieve toename te onderzoeken moet de dispersie coëfficiënt dimensieloos gemaakt worden met de diffusie coëfficiënt. Daar de deeltjes afgezien van de bewegingen ten gevolge van de wervels nauwelijks willekeurige bewegingen uitvoeren, is de diffusie coëfficiënt van de deeltjes in lucht, D , in feite een begrip zonder betekenis.

De coëfficiënten D en ν zijn in het algemeen op te vatten als de diffusie coëfficiënten van onderscheidenlijk massa en impuls. Zij hebben beiden dezelfde dimensie. Bij gassen (zie Chesters [3]) zijn beide grootheden ook van dezelfde orde van grootte. Om op basis van metingen aan de verspreiding van deeltjes uitspraken te kunnen doen over de verspreiding van een scalaire grootheid in een turbulente gasstroming in het algemeen, wordt de dispersie coëfficiënt derhalve dimensieloos gemaakt met de kinematische viscositeit. Deze dimensieloze grootheid staat in tabel 7.61. Dit getal is op te vatten als de reciproque van een kental van Schmidt voor een turbulente stroming.

Tabel 7.61 De dimensieloze dispersie coëfficiënt uit de resultaten met het uitgebreide model voor de verspreiding door turbulentie

Rooster	Soort	Re_M [-]	D^*/ν [-]
Fijn	Glycerol	20006	180.3
	Alumina-1	20050	150.8
	Alumina-2	19918	217.6
	Koolstof-1	20124	185.2
	Koolstof-2	19981	163.2
Middelfijn	Glycerol	30131	278.5
	Alumina-1	30702	240.9
	Alumina-2	30383	249.5
	Koolstof-1	31447	262.6
	Koolstof-2	31415	283.2
Grof	Glycerol	40992	265.3
	Alumina-1	42455	233.4
	Alumina-2	42932	263.0
	Koolstof-1	43273	287.4
	Koolstof-2	43112	261.0

In figuur 7.18 is de dimensieloze dispersie coëfficiënt tegen het kental van Reynolds uitgezet. Ten behoeve van de duidelijkheid zijn de verschillende groepen meetpunten in figuur 7.18 door middel van een curve met elkaar verbonden. Aan deze curve ligt geen model ten grondslag.



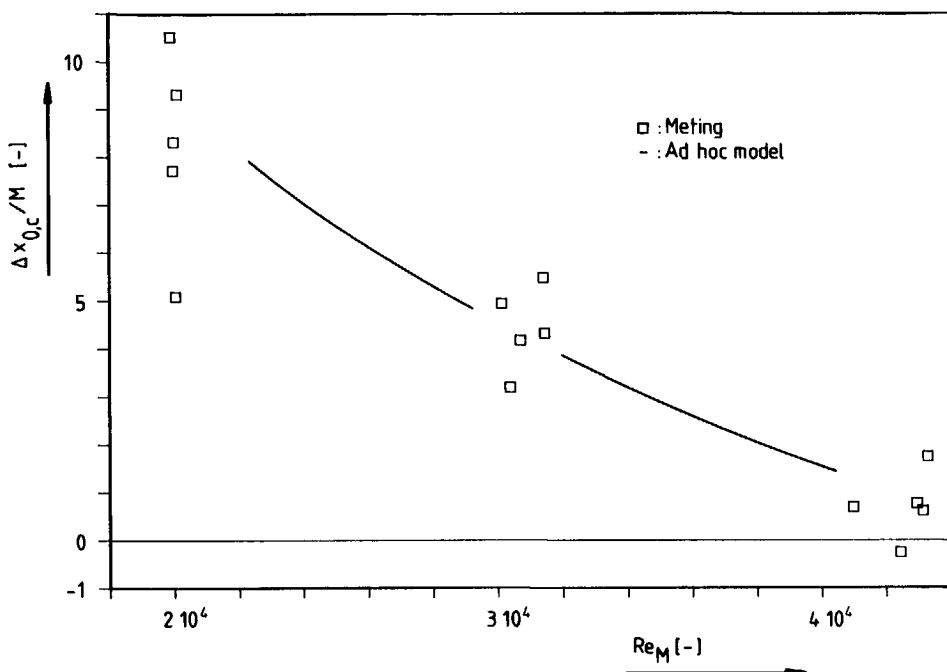
Figuur 7.18 Dimensieloze dispersie coefficient tegen het kental van Reynolds bij het uitgebreide model

De schijnbare verplaatsing van de bron in de richting van de stroming wordt dimensieloos gemaakt met de steek van de staven van het rooster, M . De steek van de staven van het rooster is immers de karakteristieke lengtemaat van de stroming in de testsectie. In tabel 7.62 staan de waarden de dimensieloze schijnbare verplaatsing van de bron.

Tabel 7.62 De dimensieloze afstand tussen de werkelijke en de virtuele positie van de bron van de deeltjes

Rooster	Soort	Re_M [-]	$(x_{0,c,virt.} - x_{0,c,werk.}) / M$ [-]
Fijn	Glycerol	20006	8.320
	Alumina-1	20050	5.080
	Alumina-2	19918	10.520
	Koolstof-1	20124	9.320
	Koolstof-2	19981	7.720
Middelfijn	Glycerol	30131	4.933
	Alumina-1	30702	4.173
	Alumina-2	30383	3.200
	Koolstof-1	31447	4.307
	Koolstof-2	31415	4.467
Grof	Glycerol	40992	0.700
	Alumina-1	42455	-0.260
	Alumina-2	42932	0.770
	Koolstof-1	43273	1.760
	Koolstof-2	43112	0.620

Figuur 7.19 toont dezelfde grootheid als functie van het kental van Reynolds. Ook in figuur 7.19 zijn de groepen meetpunten ten behoeve van de duidelijkheid met elkaar verbonden door middel van een curve. Het enige dat over deze curve bekend is, is dat de grootte van de schijnbare verplaatsing afneemt als Re_M toeneemt. Op dit verband wordt teruggekommen.



Figuur 7.19 Dimensieloze schijnbare verplaatsing van de bron tegen het kental van Reynolds bij het uitgebreide model

De waarde van de dimensieloze dispersie coëfficiënt neemt aanvankelijk toe als Re_M toeneemt. Tussen de waarde van deze grootte bij het middelfijne en het grove rooster bestaat echter nauwelijks verschil. Volgens vergelijking (2.73) is D^* evenredig met het kwadraat van het product van de standaard afwijking van de kansverdeling van de snelheid en de Taylor microschaal. Kennelijk wordt de toename van de standaard afwijking gecompenseerd door de afname van de grootte van de Taylor microschaal.

De dimensieloze schijnbare verplaatsing van de bron neemt af als Re_M toeneemt.

Bij het opstellen van de modellen voor de verspreiding door turbulentie is een vereenvoudigde oplossing van de partiële differentiaal vergelijking (2.60) toegepast. De omstandigheden, waaronder deze benadering toegepast mag worden hangen af van de parameters, die het gedrag van de partiële differentiaal vergelijking bepalen. Omdat de geometrie in alle gevallen hetzelfde is, bepalen de snelheid en de dispersie coëfficiënt het gedrag van

deze vergelijking. Zowel de snelheid als de dispersie coëfficiënt bezitten bij het middelfijne en het grove rooster bij benadering dezelfde waarde. De fout, die gemaakt wordt door de benaderingsoplossing toe te passen, moet dan in beide gevallen gelijk zijn. Dit betekent dat de schijnbare verplaatsing van de bron gelijk behoort te zijn. De schijnbare verplaatsing van de bron van de deeltjes is bij het grove rooster echter kleiner dan bij het middelfijne rooster. Kennelijk beschrijft de partiële differentiaal vergelijking de verspreiding maar in beperkte mate. Bij de toepassing van deze vergelijking is verondersteld dat de dispersie coëfficiënt constant is. Gezien het voorafgaande is dat niet juist.

Bij de toepassing van de theorie van Taylor [7] is een integraal van de Lagrange autocorrelatie functie van de snelheid van de deeltjes benaderd met de Lagrange integrale tijdschaal. Deze benadering werd gebruikt omdat na een bepaalde tijd de fluctuaties in de snelheid ongecorrleerd worden. Vlak bij de bron is de fout ten gevolge deze benadering het grootst. De grootte van de fout in een bepaald punt is omgekeerd evenredig met de afstand tot de bron. De waarde van de dispersie coëfficiënt, die men schat door de bovengenoemde benadering van een integraal toe te passen, zal groter zijn dan de werkelijke waarde van deze grootheid. Vlak bij de bron is het tempo van de verspreiding kleiner dan verderop in de stroming. Als men dan een model met een constante dispersie coëfficiënt aan de metingen fit zal er een schijnbare verplaatsing van de bron in de stromingsrichting op treden. De grootte van de schijnbare verplaatsing is evenredig met de fout ten gevolge van de benadering van de integraal. De schijnbare verplaatsing van de bron van de deeltjes trad bij de metingen ook op.

Bij het grove rooster is de turbulentie intensiteit groter dan bij het middelfijne rooster. De fluctuaties in de snelheid zullen daarom bij het grove rooster eerder ongecorrleerd zijn. De fout, die veroorzaakt wordt door de benadering van de integraal, zal dan ook bij het grove rooster sneller afnemen. In dat geval zal de dispersie coëfficiënt tevens eerder zijn uiteindelijke waarde bereiken. Dientengevolge zal, als men een model met een constante dispersie coëfficiënt aan de metingen bij beide roosters fit en het resultaat is in beide gevallen bij benadering hetzelfde, de schijnbare verplaatsing van de bron bij het grove rooster kleiner zijn. Op deze wijze is het verschil tussen de schijnbare verplaatsing bij het grove en het middelfijne rooster te verklaren.

Er zijn dus twee oorzaken voor de schijnbare verplaatsing van de bron. De eerste oorzaak is het gebruik van een benadering van de oplossing van de

partiële differentiaal vergelijking (2.60). De tweede oorzaak is de benadering van de integraal in vergelijking (2.66) van de Lagrange autocorrelatie functie van de snelheid van de deeltjes met de Lagrange integrale tijdschaal.

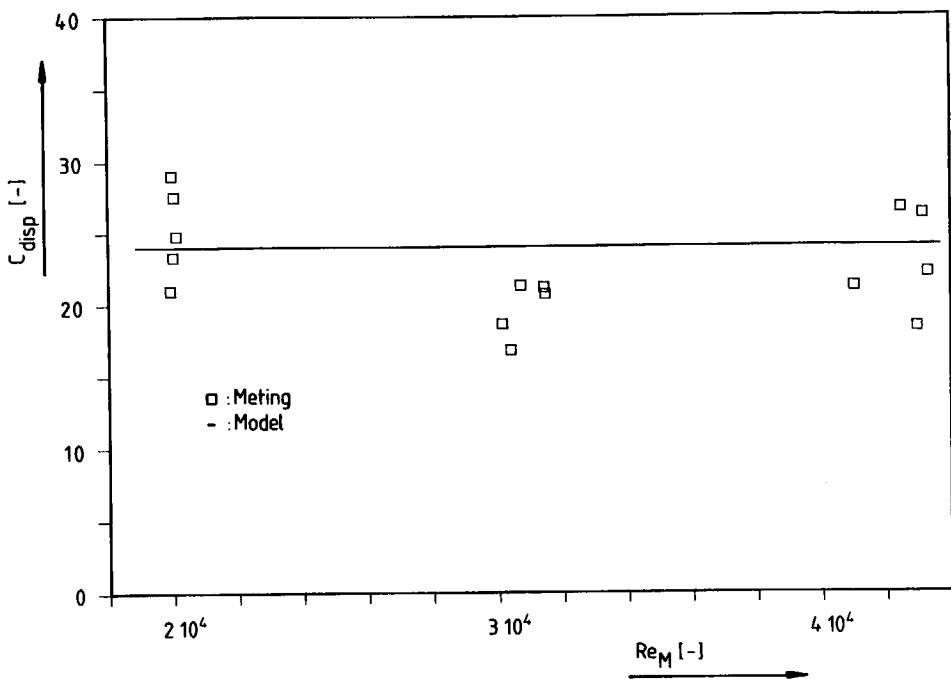
7.4.5. De constante uit het dispersie model

De grootte van de constante, c_{disp} , uit de relatie tussen de Taylor microschaal, de Lagrange integrale tijdschaal en de kinematische viscositeit werd op basis van de metingen vastgesteld. De samenvatting van de bepalingen van deze constante staat in tabel 7.63. De uitkomsten van het uitgebreide model voor de berekening van de dispersie coëfficiënt zijn gebruikt bij de bepaling van deze constante.

Tabel 7.63 De constante uit het dispersie model

Rooster	Soort	Re_M [-]	c_{disp}	
			Gemiddelde [-]	Standaard afwijking [-]
Fijn	Glycerol	20006	23.32	1.31
	Alumina-1	20050	27.56	1.48
	Alumina-2	19918	21.01	1.99
	Koolstof-1	20124	24.82	0.80
	Koolstof-2	19981	29.04	1.03
Middelfijn	Glycerol	30131	18.62	0.38
	Alumina-1	30702	21.33	0.84
	Alumina-2	30383	16.84	2.38
	Koolstof-1	31447	20.73	0.39
	Koolstof-2	31415	21.18	0.49
Grof	Glycerol	40992	21.18	2.11
	Alumina-1	42455	26.63	0.61
	Alumina-2	42932	18.35	1.29
	Koolstof-1	43273	22.11	0.77
	Koolstof-2	43112	26.21	0.86

In figuur 7.20 is deze constante tegen het kental van Reynolds uitgezet. De waarde van deze constante is volgens Calabrese en Middleman [2] en Taylor en Middleman [6] gelijk aan 24. In de grafieken is deze waarde getekend.



Figuur 7.20 Constante uit het dispersie model tegen het kental van Reynolds bij het uitgebreide model

De metingen bevestigen de in de literatuur vermelde grootte van de constante uit de relatie tussen de Taylor microschaal, de Lagrange integrale tijdschaal en de kinematische viscositeit.

7.4.6. Conclusies

Op basis van enkele eenvoudige veronderstellingen over de grenslaag is een model voor de toename van de gemiddelde snelheid opgesteld. Dit model werd aan de desbetreffende metingen gefit met de kleinste kwadraten methode. De snelheid bij het rooster is met een nauwkeurigheid van enkele procenten te schatten. De nauwkeurigheid van de andere twee parameters is echter beduidend slechter. Als Re_M toeneemt naderen de waarden van deze parameters de waarden uit de literatuur.

Het model van Batchelor [1] voor de afname van de turbulentie intensiteit werd met de kleinste kwadraten methode aan de metingen gefit. De nauwkeurigheid van de uitkomsten wisselt nogal. De parameter a_x is een functie van Re_M en de waarde van deze parameter ligt tussen de 45 en de 95. Dit komt, voor wat de orde van grootte betreft, overeen met de gegevens uit de literatuur. De waarde van de parameter $x_{0,u,x}$ is in een aantal gevallen te laag.

De kleinste waarde van Kolmogorov tijdschaal, die op basis van de metingen werd berekend, is 8 milli seconde. Deze waarde werd bereikt met het grove rooster en bij een x-coördinaat van 1.25 m. De grootste waarde van de berekende relaxatietijden is 0.88 milli seconde. Deze waarde hoort bij de deeltjes uit alumina fractie nummer 1, waarvan de diameter gelijk is aan d_{90} van de desbetreffende deeltjes-grootte-verdeling. De relaxatietijden zijn dus veel kleiner dan de Kolmogorov tijdschalen van de stromingen. Het minimum van de berekende Kolmogorov lengteschalen is gelijk aan $360 \mu m$. Dit minimum werd bereikt met het grove rooster en bij $x = 1.25$ m. Het maximum van d_{90} van de grootte-verdelingen van de toegepaste deeltjes is gelijk aan $9.0 \mu m$. Deze waarde hoort bij de verdeling van koolstof fractie nummer 1. In alle gevallen dus zijn de deeltjes veel kleiner dan de Kolmogorov lengteschaal. Gezien het bovenstaande, is de concentratie van de deeltjes te beschouwen als een passieve scalaire grootheid. De veronderstelling, die daarover in hoofdstuk 2 werd gedaan, is derhalve juist.

In hoofdstuk 2 zijn twee aan elkaar verwante modellen voor de verspreiding van afzonderlijke deeltjes door een turbulente stroming opgesteld. Het uitgebreide model, vergelijking (2.64), is aan de metingen gefit. De waarden van de gemeten dispersie coëfficiënten zijn van dezelfde orde van grootte als de waarden van deze grootheid bij de voorspellingen. Er is een duidelijk verband geconstateerd tussen de schijnbare verplaatsing van

de bron van de deeltjes en het kental van Reynolds Re_M . De grootte van deze verplaatsing neemt af als Re_M toeneemt.

Bij de ontwikkeling van de modellen voor de verspreiding is verondersteld dat de luchtstroming zich tot in het oneindige uitstrekt. De stroming bij de metingen is daarentegen opgesloten tussen vier wanden. Bovendien bouwt zich langs een wand een grenslaag op. Daardoor zullen ontegenzeggelijk wandeffecten bij de verspreiding optreden. Zowel de grootste dikte van de grenslaag als de grootste breedte van het concentratie-profiel treden op bij $x = 3.25$. De invloed van de wandeffecten zal daar dus het grootst zijn. De kleinste afmeting van de ruimte, die de twee-fasen-stroming tot zijn beschikking heeft, is gelijk aan de halve breedte van de testsectie verminderd met de dikte van de grenslaag. Bij het fijnmazige rooster is bij $x = 3.25$ m deze afmeting ongeveer 3.5 maal groter dan de breedte van het concentratie-profiel. Bij het middelfijne rooster is dit 2.6 maal en bij het grove rooster 2.7 maal. Daarom zal de invloed van de wand niet of nauwelijks merkbaar zijn.

De grootte van de Taylor microschaal kon geschat worden. De groottes van de kinematische viscositeit, de dispersie coëfficiënt en de standaard afwijking van de snelheid zijn bekend. De waarde van de constante uit de relatie tussen deze grootheden - vergelijking (2.76) - kan dan bepaald worden. De waarde van de berekende constante wijkt bij het uitgebreide model ten hoogste 30 procent af van de waarde uit de literatuur. De hypothese, dat deze constante gelijk aan 24 is, wordt door de metingen bevestigd.

Afsluitend kan gesteld worden dat de in hoofdstuk 2 ontwikkelde en de uit de literatuur afkomstige modellen bruikbaar zijn in het geval van de verspreiding van afzonderlijke deeltjes in een turbulente stroming. Nader onderzoek is echter gewenst om de relatie tussen de schijnbare verplaatsing van de bron van de deeltjes en de eigenschappen van de stroming te verduidelijken. De grootte van deze verplaatsing was immers de belangrijkste onbekende bij het doen van de voorspellingen in hoofdstuk 2. Het gaat dan om de fenomenen, die verantwoordelijk zijn voor het ontstaan van de schijnbare verplaatsing. Deze fenomenen hangen bovendien nauw samen met het turbulente karakter van de stroming. In paragraaf 7.4.4. is reeds een aanzet voor de verduidelijking gegeven.

7.5. Literatuur

- [1] G.K. Batchelor
The theory of homogeneous turbulence
Cambridge University Press, Cambridge, 1953 (1986)
- [2] R.V. Calabrese and S. Middleman
"The Dispersion of Discrete Particles in a Turbulent Fluid Field"
AIChE Journal (Vol. 25, No. 6)
November, 1979, pp. 1025 - 1035
- [3] A.K. Chesters
Collegedictaat Stroming en Warmteoverdracht III
Vakgroep Stromingsleer, Afdeling der Werktuigbouwkunde,
Technische Hogeschool Delft, 1976
- [4] H. Dubbel
Taschenbuch für den Maschinenbau
15. , korrigierte und ergänzte Auflage
Herausgegeben von W. Beitz und K.-H. Küttner
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1983
- [5] J.O. Hinze
Collegedictaat Stroming en Warmteoverdracht
Laboratorium voor aero- en hydrodynamica
Technische Hogeschool Delft, 1964
- [6] A.R. Taylor and S. Middleman
"Turbulent Dispersion in Drag Reducing Fluids"
AIChE Journal (Vol. 20, No. 3)
May, 1974, pp. 454 - 461
- [7] G.I. Taylor
"Diffusion by continuous movements"
Proceedings of the London Mathematical Society, Series 2,
Volume 20, pp. 196 - 212, (1921)

8 Conclusies

In een groot aantal apparaten voor de procesindustrie speelt de verspreiding van een scalaire grootheid, zoals temperatuur of concentratie, een belangrijke rol. Daarom wordt aan dit verschijnsel veel onderzoek verricht. Ter wille van de eenvoud vindt zo'n onderzoek meestal plaats in een modelsituatie. Ook in dit geval werd een dergelijke situatie onderzocht. Deze studie handelt over de verspreiding van deeltjes vanuit een puntbron in een turbulente stroming, die met een rooster in een windtunnel wordt opgewekt.

In deze situatie treden naast de verspreiding nog twee verschijnselen op. Dat zijn de toename van de gemiddelde snelheid en de afname van de turbulente intensiteit. Voor de drie verschijnselen zijn theorieën ontwikkeld.

Ten behoeve van het onderzoek is een meetopstelling gebouwd. De opstelling bestaat uit drie grote onderdelen. Het eerste onderdeel is de windtunnel met het rooster en de inbrenginrichting. De aerosolgeneratoren vormen het tweede onderdeel. Deze inrichtingen suspenderen de deeltjes in een luchtstroming. De laser Doppler anemometer en de apparatuur voor de signaalverwerking zijn het derde onderdeel. Met dit onderdeel worden de snelheden en de concentraties van de deeltjes gemeten. De verschillende onderdelen van de meetopstelling zijn getest en in orde bevonden. Dit geldt in het bijzonder voor de aerosolgenerator voor deeltjes uit een vaste stof. Deze generator is speciaal voor dit onderzoek ontwikkeld.

Voor de verwerking van de gegevens van de foton correlatie laser Doppler anemometer is een computer programma ontwikkeld. Dit programma is in staat om zelf beginwaarden voor de verschillende iteratieve berekeningen te bepalen; het is "zelfaantalopend". Het programma is uitgebreid getest en het blijkt in de praktijk goed te voldoen.

Aan de eerdergenoemde verschijnselen zijn onder een aantal omstandigheden metingen verricht. De modellen voor de drie verschijnselen zijn aan de desbetreffende metingen gefit. Deze modellen blijken een redelijk goede beschrijving van de werkelijkheid te geven.

Uit de verschillende metingen is duidelijk geworden dat als de deeltjes de rol van "seeding" vervullen bij metingen met de laser Doppler methode en er een gradiënt in de concentratie van deze deeltjes bestaat, er een

systematische fout bij de snelheidsmetingen optreedt. Deze fout is aanzienlijk in de richtingen loodrecht op de stroming.

De parameters uit het model voor de toename van de snelheid naderen de waarden uit de literatuur als het kental van Reynolds, gebaseerd op de steek van de staven van het rooster, toeneemt. Voor de verklaring van dit gedrag zijn twee hypothesen opgesteld.

De waarden van de parameters uit het model voor de afname van de turbulentie intensiteit zijn van dezelfde orde van grootte als de waarden voor deze parameters uit de literatuur.

De relaxatietijden van de deeltjes zijn veel kleiner dan de Kolmogorov tijdschalen van de stromingen. In alle onderzochte gevallen zijn de deeltjes veel kleiner dan de Kolmogorov lengteschalen. Daarom is de concentratie van de deeltjes te beschouwen als een passieve scalaire grootheid. De veronderstelling bij de ontwikkeling van het model voor de verspreiding met deze strekking is derhalve juist.

De orde van grootte van de dispersie coëfficiënt kon redelijk goed voorspeld worden. De in de literatuur voorspelde schijnbare verplaatsing van de bron van de deeltjes treedt op. Uit de metingen blijkt dat deze verplaatsing kleiner wordt als het kental van Reynolds, gebaseerd op de steek van de staven van het rooster, toeneemt. Bovendien komt uit de metingen naar voren dat de verplaatsing ook samenhangt met het turbulente karakter van de stroming.

Uit de resultaten van de modellen en de metingen wordt duidelijk dat de waarde van de constante uit de relatie tussen Taylor microschaal, de kinematische viscositeit en de integrale Lagrange tijdschaal bij benadering gelijk is aan 24. Deze waarde wordt ook in de literatuur vermeld.

Omdat de fenomenen, die mede de schijnbare verplaatsing van de bron van de deeltjes veroorzaken, samenhangen met verschijnsel turbulentie, is het gewenst hen nader te onderzoeken. De daaruit voortvloeiende kennis zal bijdragen aan een beter begrip van de verspreiding van een scalaire grootheid in een turbulente stroming. Ten behoeve van zo'n onderzoek dient men de snelheid als functie van de tijd te kennen. Om dit mogelijk te maken, zullen er wijzigingen in de apparatuur voor het meten van snelheden aangebracht moeten worden.

Vanuit twee invalshoeken kan men naar de resultaten van dit onderzoek kijken. De eerste invalshoek is de belangstelling voor de verspreiding van

een passieve scalaire grootheid door turbulentie. De belangstelling voor het gedrag van deeltjes in een turbulente stroming is de tweede invalshoek.

In dit geval was de concentratie van de deeltjes een passieve scalaire grootheid. De resultaten kunnen gebruikt worden bij het opstellen van modellen voor de verspreiding van andere scalaire grootheden. Er is beschreven hoe de dispersie coëfficiënt geschat kan worden. Mocht de belangstelling bovendien uitgaan naar de verspreiding vanuit een puntbron, dan kan ook een schatting van de virtuele verplaatsing van de bron in de stromingsrichting worden gemaakt.

Twee eigenschappen van een deeltje zijn belangrijk voor zijn gedrag in een turbulente stroming. Deze eigenschappen zijn de grootte en de relaxatietijd. Een turbulente stroming bevat een groot aantal tijd- en lengteschalen. De kleinste schaal wordt de Kolmogorov schaal genoemd. De verhoudingen tussen de tijd- en lengteschalen van de stroming en het deeltje bepalen het gedrag van het deeltje in een turbulente stroming. In dit geval was zowel de relaxatietijd als de grootte van het deeltje veel kleiner dan de desbetreffende Kolmogorov schaal. Dat houdt in dat een limietgeval werd onderzocht. Wat er gebeurt als de grootte en de relaxatietijd van een deeltje toeneemt, is in hoofdstuk 2 beschreven. Er moet een snelheidsverschil tussen een deeltje en het omringende gas zijn om het deeltje de stroming te laten volgen. Alleen op deze wijze kunnen de daartoe benodigde krachten worden opgewekt. Daarom zal een deeltje nooit in staat zijn om de bewegingen van het gas exact te volgen. Er zal hoogstens een grote correlatie tussen de snelheid van het deeltje en de snelheid van het gas bestaan. Als de relaxatietijd van het deeltje toeneemt zal deze correlatie afnemen. De traagheid van het deeltje zal zich meer en meer verzetten tegen veranderingen. Het deeltje zal zijn eigen eenzame weg gaan volgen. Dan zal ook de mate, waarin het door een turbulente stroming wordt verspreid, afnemen. De waarde van de dispersie coëfficiënt neemt dus af als de waarde van de relaxatietijd toeneemt.

De beschrijving van het gedrag van een deeltje in een turbulente stroming is van belang voor het onderzoek aan een electrostatisch stoffilter. De invloed van de turbulente stroming in zo'n inrichting op de bewegingen van de deeltjes is immers één van de verschijnselen die bij de afvangst van stof een rol spelen.

Dankbetuiging

Tot slot wil ik iedereen, die een bijdrage aan het onderzoek of het tot stand komen van dit proefschrift heeft geleverd, hartelijk bedanken.

In het bijzonder wil ik de volgende Delftse deeltjes-technologen vermelden. Prof. Brian Scarlett wil ik bedanken omdat hij mij kennis heeft laten maken met de deeltjes-technologie. Peter van der Wel voor zijn hulp bij de bouw en het testen van de proefopstelling en voor het verrichten van de eerste metingen. Jan Marijnissen voor zijn hulp bij de metingen met de impactor. En "last but not least" Erik Hobbel voor het testen van software en zijn kameraadschap.

