

MASTER

De invloed van de deeltjesgrootte op de stofoverdracht en de gasverdeling in een fluidbed

Schoonderbeek, J.N.

Award date:
1990

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

Take down policy

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

Technische Universiteit Eindhoven
Faculteit der Scheikundige Technologie
Vakgroep Chemische Proceskunde
Laboratorium voor Fysische Technologie

DE INVLOED VAN DE DEELTJESGROOTTE
OP DE STOFOVERDRACHT EN DE GASVERDELING
IN EEN FLUIDBED

afstudeerverslag, maart 1990

afstudeerder: J.N. Schoonderbeek

afstudeercoach: ir. C.E.J. van Lare

afstudeerhoogleraar: prof. dr. ir. D. Thoenes

SAMENVATTING

De stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase en de gasverdeling over deze twee fasen in een fluïdbed zijn van grote invloed op de reactieconversie. Deze stofoverdracht en gasverdeling werden in een fluïdbed van 25 cm doorsnede bepaald voor poeders met een gemiddelde deeltjesdiameter van 165 μm , 230 μm en 587 μm .

De stofoverdracht in het bed werd bepaald uit de verblijftijdspreiding van het gas in het bed, die werd gemeten met behulp van een vlam-ionisatie-detector. Het aantal stofoverdrachtstrappen werd berekend met behulp van een stofoverdrachtsmodel waarin een extra gasstroom in de dichte fase, ten opzichte van de twee fasen theorie voor fluïdizatie, mogelijk was. De berekeningen werden uitgevoerd met behulp van de ontkoppelingsmethode voor stijve differentiaalvergelijkingen.

De gasverdeling in het fluïdbed werd bepaald uit de frequentie, de stijgsnelheid en de grootte van de bellen in het bed. Deze werden gemeten met behulp van puntvormige capaciteitsprobes. Voor het bepalen van de stijgsnelheid en de grootte van de bellen werd een, zelf ontwikkelde, statische analyse van het signaal van de capaciteitsprobes toegepast.

De stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase was voor het poeder van 165 μm beter dan voor het poeder van 230 μm . Bij het poeder van 587 μm kon alleen met relatief lage gassnelheden worden gewerkt waardoor de hoeveelheid gas in de bellenfase te laag was om de stofoverdracht te kunnen bepalen. De doorstromingsfactor voor de dichte fase die uit de verblijftijdspreiding van het gas in het bed werd bepaald was gelijk aan één en op basis van deze meetmethode kon de gasverdeling in het bed met de twee fasen theorie voor fluïdizatie worden beschreven.

De doorstromingsfactor voor de dichte fase die met behulp van de metingen met de capaciteitsprobes werd bepaald was groter dan één. De capaciteitsprobes konden namelijk geen kleine holtes in de dichte fasen registreren. De aldus bepaalde doorstromingsfactor voor de dichte fase neemt lineair af met de hoogte en de gassnelheid in het bed. Uit deze afname kan de hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter werd bereikt afgeschat worden. Deze was evenredig met de deeltjesdiameter van het poeder en onafhankelijk van de gassnelheid in het bed.

Inhoudsopgave

Samenvatting	
Inleiding	1
1 Theorie	
1.1 Fluïdizatie	3
1.2 Gas-poeder systeem	4
1.2.1 Deeltjestypen	4
1.2.2 Minimale fluïdizatiesnelheid	6
1.3 Twee fasen theorie voor fluïdizatie	6
1.4 Bellenfase in een fluïdbed	7
1.5 Modelleren van een fluïdbed	10
2 Literatuuronderzoek	
2.1 Doorstromingsfactor voor de dichte fase	15
3 Apparatuur	
3.1 Fluïdizatiekolom	19
3.2 Fluïdizatiepoeders	21
4 Experimenten	
4.1 Ondersteunende metingen	23
4.1.1 Minimale fluïdizatiesnelheid	23
4.1.2 Bedexpansie	24
4.2 Stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase	24
4.2.1 Meetapparatuur	24
4.2.2 Metingen	26
4.2.3 Gegevensverwerking	28
4.3 Poederhydrodynamica	33
4.3.1 Meetapparatuur	33
4.3.2 Metingen	35
4.3.3 Gegevensverwerking	38
4.3.3.1 Inleiding	38
4.3.3.2 Statistische analyse van het signaal	40
4.3.3.3 Bepalen van de lokale fluïdizatietoestand	48
5 Resultaten en discussie	
5.1 Stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase	51
5.2 Poederhydrodynamica	55
6 Conclusies en aanbevelingen	
6.1 Conclusies	73
6.2 Aanbevelingen	74
Literatuur	75
Symbolenlijst	77
Bijlagen	81

INLEIDING

Gas/vaste stof fluïdizatie wordt op grote schaal in de chemische industrie toegepast, bijvoorbeeld bij het uitvoeren van katalytische kraakreacties. Er is in de meeste gevallen sprake van heterogene fluïdizatie waarbij het gas zich verdeelt over een dichte fase, waarin vaste stof aanwezig is, en een bellenfase, zonder vaste stof.

De goede warmteoverdracht en temperatuurbeheersing in heterogeen gefluïdiseerde bedden bieden grote voordelen ten opzichte van gepakte bedden. De conversie in een dergelijke fluïdbedreactor is echter altijd lager dan die in een gepakt bed. Het gas dat zich in de bellen bevindt komt namelijk niet in contact met de vaste stof (de katalysator) en verlaat het bed zonder dat er reactie op heeft kunnen treden.

De deeltjesdiameter van de vaste stof bepaald voor een groot gedeelte de maximale productiecapaciteit van de reactor. Bij grovere poeders kan een groter gasdebiet toegepast worden, maar is het specifieke oppervlak van de poederdeeltjes lager en zijn de poriën in de deeltjes dieper zodat ze minder effectief benut kunnen worden. Bovendien zijn de verdeling van het gas over en de stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase van grote invloed op de conversie.

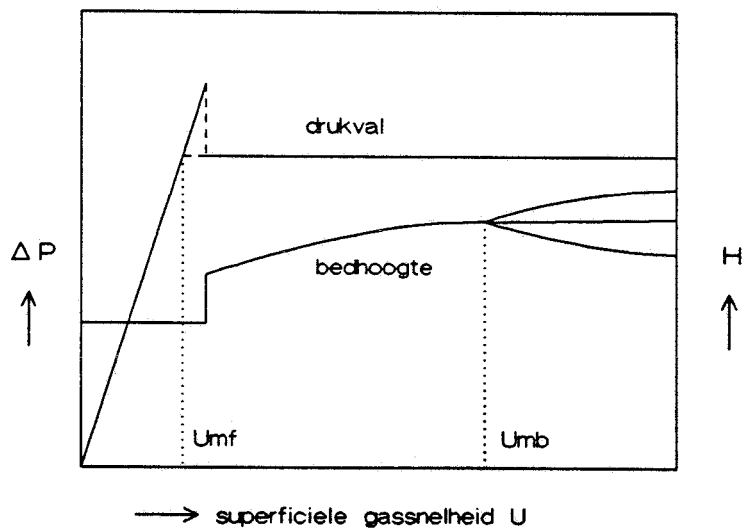
Over de gasverdeling en de stofoverdracht in gefluïdiseerde bedden met poeders groter dan circa $150 \mu\text{m}$ is nog erg weinig bekend en het onderzoek werd derhalve hier op gericht. De verwachting is dat de stofoverdracht bij een deeltjesdiameter van circa $200 \mu\text{m}$ minimaal is.

1 THEORIE

1.1 Fluidizatie

Het principe van gas-vaste stof fluïdizatie is gas in opwaartse richting door een kolom, met daarin vaste deeltjes, te laten stromen. Vanuit een gepakte, betrekkelijk starre, toestand wordt het poeder enigszins geëxpandeerd en goed beweeglijk; het is alsof het poeder een fluïde toestand aanneemt.

Een fluïdizatiekolom bestaat uit een verticaal, meestal cilindrisch, vat met aan de onderkant de bodemplaat. Deze kan in constructie variëren van een poreuze plaat, een geperforeerde plaat of een plaat met gasinjectiontuiten of blaaspijpen, tot een grof rooster van horizontale staven. Bij een niet-poreuze plaat moet de gassnelheid in de vrije doorsnede van de plaat steeds zo hoog zijn dat de gefluïdiseerde deeltjes niet door de bodemplaat kunnen zakken.



figuur 1: drukval en bedhoogte in een fluidbed

Afhankelijk van de gassnelheid kunnen verschillende verschijnselen worden waargenomen (zie figuur 1). Zolang de gassnelheid nog te klein is om de gefluïdiseerde toestand te bereiken zal de drukval over het poederbed toenemen met de gassnelheid, terwijl de bedhoogte constant blijft.

Bij verder opvoeren van de gassnelheid worden de deeltjes steeds verder "opgetild" en er zal een toestand ontstaan waarbij de deeltjes elkaar nog net raken. De kritische gassnelheid waarbij dit gebeurt wordt de minimale fluïdisatiesnelheid (U_{mf}) genoemd. Indien de gassnelheid verder wordt

opgevoerd zal het poeder gaan expanderen en neemt de bedhoogte toe. De drukval over het bed blijft nu in principe constant en gelijk aan het quotiënt van het gewicht van het totale poederbed W en de dwarsdoorsnede van het bed A . In werkelijkheid zal de drukval iets boven de waarde W/A stijgen voordat het poederbed in beweging komt. Dit wordt veroorzaakt door wandwrijving en cohesie tussen de poederdeeltjes.

Bij nog verder opvoeren van de gassnelheid zal er een tweede kritische gassnelheid bereikt worden, hierbij wordt het geëxpandeerde bed instabiel. Het fluïdbed gaat zich ontmengen in een dichte fase, bestaande uit geëxpandeerd poeder, en een bellenfase, bestaande uit nagenoeg poedervrije holtes in de dichte fase. Deze holtes stijgen op in het bed en hebben het karakter van gasbellen die opstijgen in een vloeistof (zie § 1.4). Deze kritische snelheid wordt de bellenpuntsnelheid (U_{mb}) genoemd. De beide kritische snelheden zijn afhankelijk van de eigenschappen van het gas-poeder systeem in het fluïdbed (zie § 1.2).

Voor gassnelheden tussen de twee kritische gassnelheden in is er sprake van homogene fluïdizatie. Bij gassnelheden boven de bellenpuntsnelheid is er sprake van heterogene fluïdizatie. De drukval over het bed blijft dan gelijk aan W/A . De bedhoogte varieert door het uitbarsten van bellen aan het bedoppervlak.

Voor praktische toepassingen is de fluïdizatietoestand altijd heterogeen. De opstijgende bellen veroorzaken dan een sterke menging van de dichte fase die de warmteoverdracht bevordert, zodat de temperatuurbeheersing van het fluïdbed goed is. Door de bellen stroomt een gedeelte van het gas door het bed omhoog. Door deze "kortsluiting" van het gas is de reactieconversie in een fluïdbed-reactor kleiner dan in een fixedbed-reactor.

1.2 Gas-poeder systeem

1.2.1 Deeltjestypen

Het fluïdizatiegedrag van poeders is afhankelijk van grootte en dichtheid van de deeltjes en fluïdumeigenschappen. Geldart heeft een indeling in vier groepen gemaakt^[12] (zie figuur 2).

De poeders worden ingedeeld in de klassen:

type A: (Aeratable, Aanvankelijk homogene fluïdizatie, $50 \mu\text{m} < d_p < 150 \mu\text{m}$)

Deze poeders zijn goed fluïdiseerbaar. Bij relatief lage gassnelheden treedt homogene fluïdizatie op, bij hogere snelheden ontstaan bellen.

type B: (Bubbling from the beginning, Belvormend, $150 \mu\text{m} < d_p < 600 \mu\text{m}$)

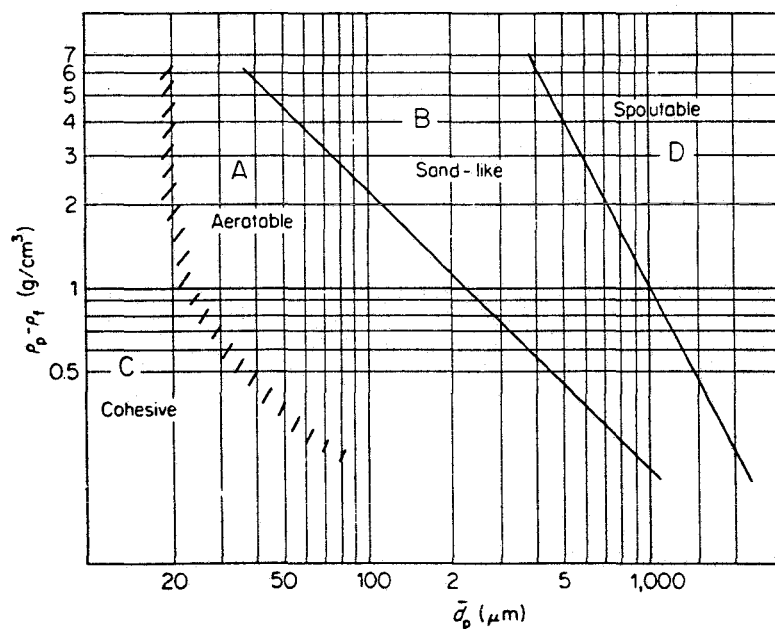
Deze poeders zijn, net als die van type A, gemakkelijk te fluidiseren. Bellen treden direct bij de minimale fluidizatiesnelheid op. De stijgsnelheid van de bellen is groter dan de lineaire gassnelheid in de dichte fase. De deeltjes zijn in het algemeen groter en hebben een hogere soortelijke dichtheid dan die van type A.

type C: (Cohesive, Cohesief, $d_p < 50 \mu\text{m}$)

De deeltjes zijn in het algemeen kleiner dan die van type A, ze zijn cohesief en daardoor moeilijk te fluidiseren. Er ontstaan voorkeurskanalen waardoor veel gas uit het bed ontsnapt ("channeling"). De drukval is kleiner dan W/A en de bedexpansie is laag.

type D: (Dense powders, Dikke knikkers, $d_p > 600 \mu\text{m}$)

Deze poeders zijn zeer grof en er is geen normale fluidizatie mogelijk. Er is sprake van verticale kanalen waardoor veel poeder uit het bed wordt geblazen ("spouting"). Eventuele bellen ontstaan direct bij de minimale fluidizatiesnelheid en bewegen zich, in tegenstelling tot een type B poeder, langzamer dan de lineaire gassnelheid in de dichte fase door het bed.



figuur 2: indeling van poeders bij fluidizatie in lucht, volgens Geldart^[8]

In de praktijk worden meestal type A en type B poeders gebruikt, omdat deze de beste fluidizatie-eigenschappen hebben.

1.2.2 Minimale fluidizatiesnelheid

Er zijn diverse correlaties opgesteld om uit de eigenschappen van de deeltjes en het fluïdum de minimale fluïdizatiesnelheid te kunnen berekenen. Voor deeltjes groter dan 100 μm kan het best gebruikt gemaakt worden van de relatie van Wen en Yu (zie [8]):

$$U_{mf} = \frac{\mu}{\rho_f \cdot d_p} \cdot \{(1.135,7 + 0,0408 \text{ Ar})^{0,5} - 33,7\} \quad (1)$$

met: μ = dynamische viscositeit fluïdum

ρ_f = fluïdumdichtheid

$$\text{Ar} = \frac{\rho_f \cdot d_p^3 \cdot (\rho_p - \rho_f) \cdot g}{\mu^2} \quad (\text{getal van Archimedes}) \quad (2)$$

ρ_p = deeltjesdichtheid

Er zijn ook empirische relaties voor de bellenpuntsnelheid opgesteld (zie [8]). Deze zijn voor dit onderzoek niet van belang omdat er alleen met type B en type D poeders is gewerkt.

1.3 Twee fasen theorie voor fluidizatie

In de twee fasen theorie voor fluïdizatie^[25] wordt er van uit gegaan dat de gassnelheid in de dichte fase gelijk is aan de minimale fluïdizatiesnelheid. Al het overige gas bevindt zich in de bellenfase en er is geen doorstroming van de bellen. De n-type twee fasen theorie veronderstelt een doorstroming van de bellen met een snelheid van $3 \cdot U_{mf}$ ($2 \cdot U_{mf}$ voor 2-dimensionale bedden). Beide twee fasen theorieën kunnen worden beschreven met^[16]:

$$\frac{Q_b}{A} = U - U_{mf} \cdot (1 + n \cdot \delta) \quad (3)$$

met: δ = bellenholdup

$n = 0$ voor de theorie van Toomey en Johnstone^[25]

$n = 1$ voor 2-dimensionale bedden in de theorie van Davidson en Harrison^[4]

$n = 2$ voor 3-dimensionale bedden in de theorie van Davidson en Harrison^[4]

Experimenteel zijn waarden voor n gevonden die veel groter zijn dan de door de theorie voorspelde [13,14,16].

De twee fasen theorie wordt soms beschreven met [9, 27]:

$$\frac{Q_b}{A} = Y \cdot (U - U_{mf}) \quad (4)$$

De waarde van Y , in deze Y -type twee fasen theorie, is kleiner dan één, en neemt af met toenemende deeltjesgrootte [9,27]. Hieruit volgt een waarde voor n in de n -type twee fasen theorie die groter is dan één. Vergelijken van de verschillende twee fasen theorieën leidt niet tot eenduidige conclusies over de juistheid van één van deze theorieën [15]. In dit onderzoek werd de twee fasen theorie beschreven met:

$$\frac{Q_b}{A} = \frac{Q_t - Q_d}{A} = \frac{U \cdot A - (1-\delta) \cdot \varepsilon_d \cdot u_d \cdot A}{A} = U - \varphi \cdot U_{mf} \quad (5)$$

met: Q_t = totale gasstroom door fluïdbed

Q_d = gastroom door dichte fase

ε_d = dichte fase porositeit

u_d = gassnelheid in de dichte fase

φ = doorstromingsfactor

$$= \frac{u_d \cdot (1-\delta) \cdot \varepsilon_d}{U_{mf}}$$

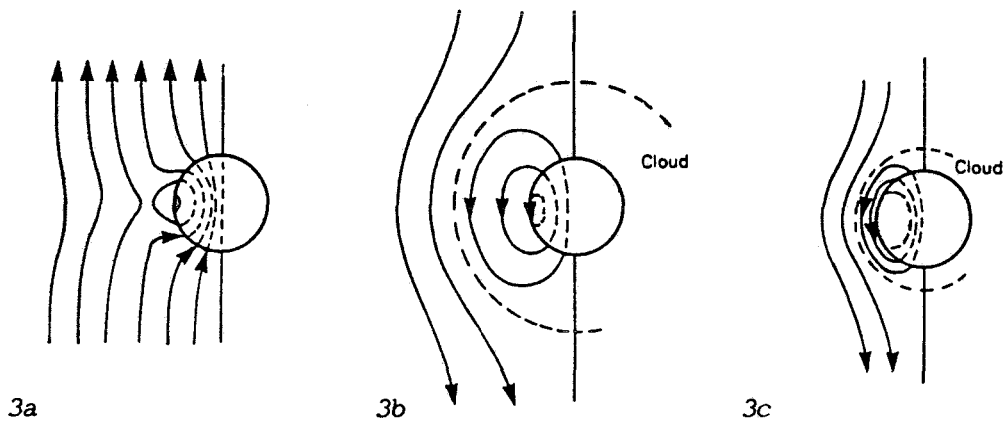
1.4 Bellenfase in een fluïdbed

De bellenfase in een fluïdbed bestaat uit nagenoeg lege holtes die opstijgen in de dichte fase. Aan de bovenkant zijn de bellen rond van vorm, de onderkant is als het ware ingedeukt. Hier bevindt zich de 'wake', een poreuze zone waarin poeder met de bellen mee opstijgt in het bed.

Zogenaamde 'fast bubbles', die een grotere stijgsnelheid dan de dichte fase gassnelheid hebben, hebben een 'cloud' om zich heen (zie figuur 3). Ze komen voor in bedden met kleinere deeltjes. In deze poreuze zone rond de bel beweegt gas met de bel door het bed. Er heerst een circulatiestroom door de bel en de cloud en er is nauwelijks uitwisseling van deze gasstroom met het gas in de dichte fase. De cloud is derhalve een sterke weerstand tegen stof-overdracht tussen gas in de bellenfase en in de dichte fase. De grootte van

de wake neemt af met de grootte en snelheid van de bellen. De grootte van de cloud is afhankelijk van de verhouding tussen de stijgsnelheid van de bellen (u_b) en de gassnelheid in de dichte fase.

'Slow bubbles', met een kleinere stijgsnelheid dan de dichte fase gassnelheid, hebben een kleine wake en geen cloud om zich heen. Gas uit de dichte fase stroomt door de bellen heen en wordt zo 'kortgesloten' (zie figuur 3). Ze ontstaan in bedden met grotere deeltjes. De overgang tussen fast en slow bubbles ligt bij een deeltjesgrootte van 250 tot 350 μm [22].



figuur 3: stroomlijnen rond opstijgende bellen in een fluidbed (Davidson model) [30]

3a: slow bubble, $u_b/u_d \approx 0,6$

3b: fast bubble, $u_b/u_d \approx 1,1$

3c: fast bubble, $u_b/u_d \approx 7$

De bellen ontstaan in een fluidbed het eerst aan de bodemplaaf in de buurt van de wand. De grotere porositeit van de dichte fase en de veranderde wrijving tussen de deeltjes door de aanwezigheid van de wand zijn hiervan de oorzaak [26]. Als er eenmaal bellen ontstaan zal de drukval over het bed aan de wand afnemen waardoor de gasstroom langs de wand groter wordt. De belvorming zal hierdoor toenemen.

Door snelheidsverschillen tussen de bellen kunnen ze elkaar naderen waardoor ze coalesceren. De bellen worden hierdoor groter en krijgen een hogere snelheid. Het aantal bellen neemt door coalescentie af met de hoogte in het bed. De bellen groeien ook doordat ze gas uit de dichte fase naar zich toezuigen. Volgens Hassett [17] wordt dit veroorzaakt door een dichtere pakking van de deeltjes boven de bel waardoor gas aan de bovenkant

moeijker de bel uitstroomt dan dat het gas er aan de onderkant instroomt.

Bellen coalesceren niet alleen in verticale maar ook in diagonale richting. Doordat bellen aan de kolomwand slechts in de richting van het centrum van het bed kunnen coalesceren zullen de bellen zich op grotere hoogte steeds dichterbij het centrum van het bed bevinden^[19]. Het groter worden van de bellen, waardoor het centrum van de bellen zich verder van de wand bevindt, speelt hierbij ook een rol^[26].

Vanaf een hoogte van twee maal de beddiameter ontstaat er een bellenstroom die door het centrum van het bed opstijgt^[26]. Doordat in de wake van de bellen poeder met de bellen mee beweegt ontstaat er een overallpoederstroom door het bed. Het poeder stijgt in het centrum van het bed op en daalt in een zone langs de wand.

Voor de bellengrootte zijn diverse correlaties opgesteld^[8]. De meeste daarvan zijn empirisch bepaald. Alleen de vergelijking van Darton is gebaseerd op een fysisch verschijnsel, namelijk de coalescentie van bellen in het fluïdbed. Volgens Darton geldt:

$$d_{eq} = 0,54 \cdot (U - U_{mf})^{0,4} \cdot (h + 4 \cdot \sqrt{A_0})^{0,8} \cdot g^{-0,2} \quad (6)$$

= diameter van ronde bel met equivalent volume

met: A_0 = oppervlakte per instroomopening in bodemplaat
= 0 voor poreuze bodemplaat

Deze correlatie geldt alleen voor bellen die nog niet de maximale stabiele belgrootte hebben bereikt en voor bellen die nog geen 'slugs' zijn ($d < 0,6 \cdot D$).

Voor de stijgsnelheid van een bellenzwerm in een zogenaamd freely bubbling bed wordt aangenomen^[4]:

$$u_b = (U - U_{mf}) + u_{b,\infty} \quad (7)$$

$u_{b,\infty}$ = stijgsnelheid van een enkele bel

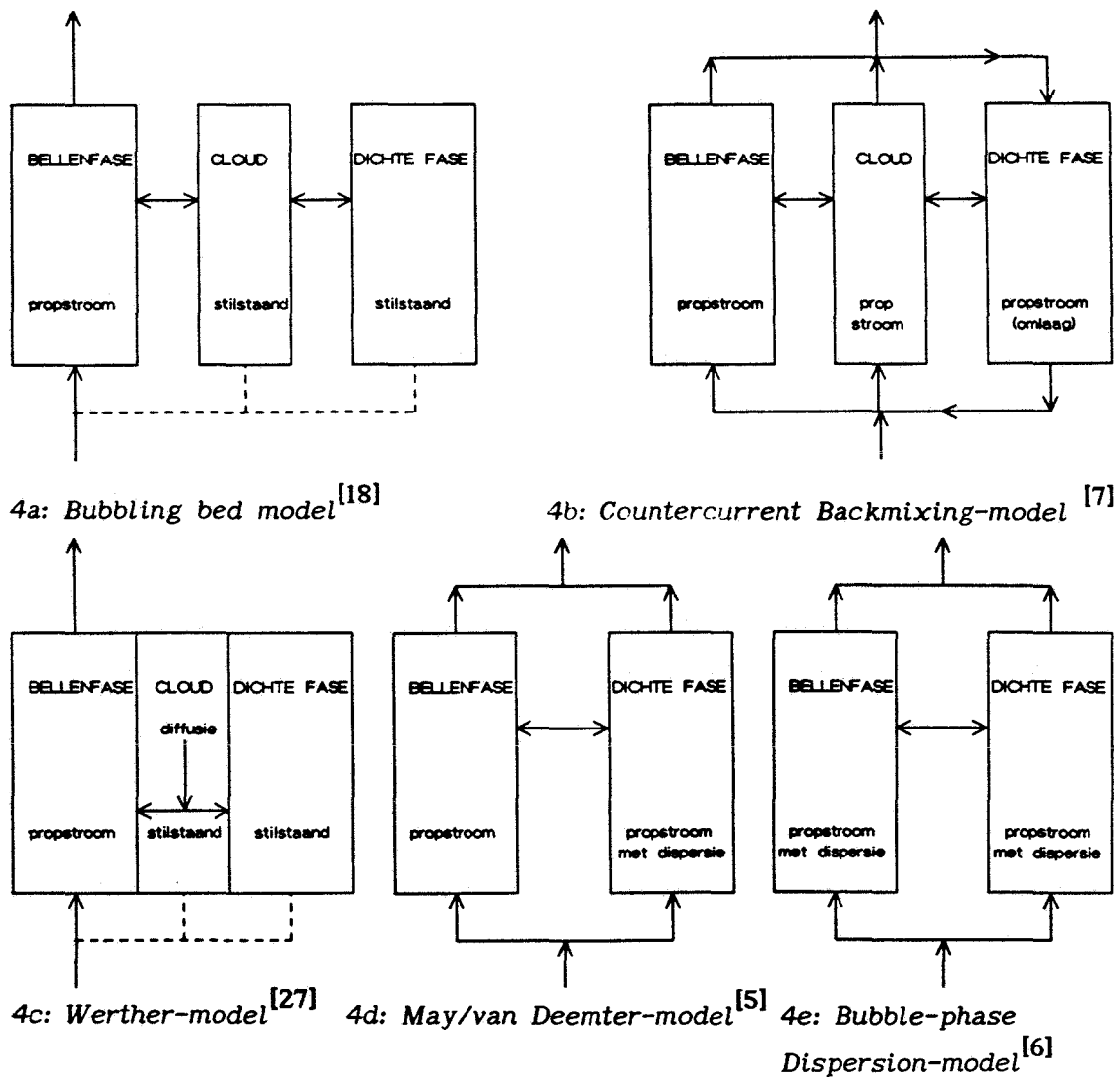
$$= 0,71 \cdot (g \cdot d_b)^{0,5} \quad (8)$$

De grootte en de stijgsnelheid van de bellen nemen toe met de hoogte in het fluïdbed, terwijl het aantal bellen afneemt. Als gevolg hiervan neemt de bellenholdup toe en neemt de doorstromingsfactor voor de dichte fase af met

de hoogte in het bed. Naast coalescentie treedt er ook opsplitsing van de bellen op. Op een bepaalde hoogte in het bed zullen deze verschijnselen elkaar in evenwicht houden. De bellen hebben hier hun maximale stabiele beldiameter bereikt^[8]. De bellenholdup en doorstromingsfactor zijn boven deze hoogte constant.

1.5 Modelling van een fluidbed [20]

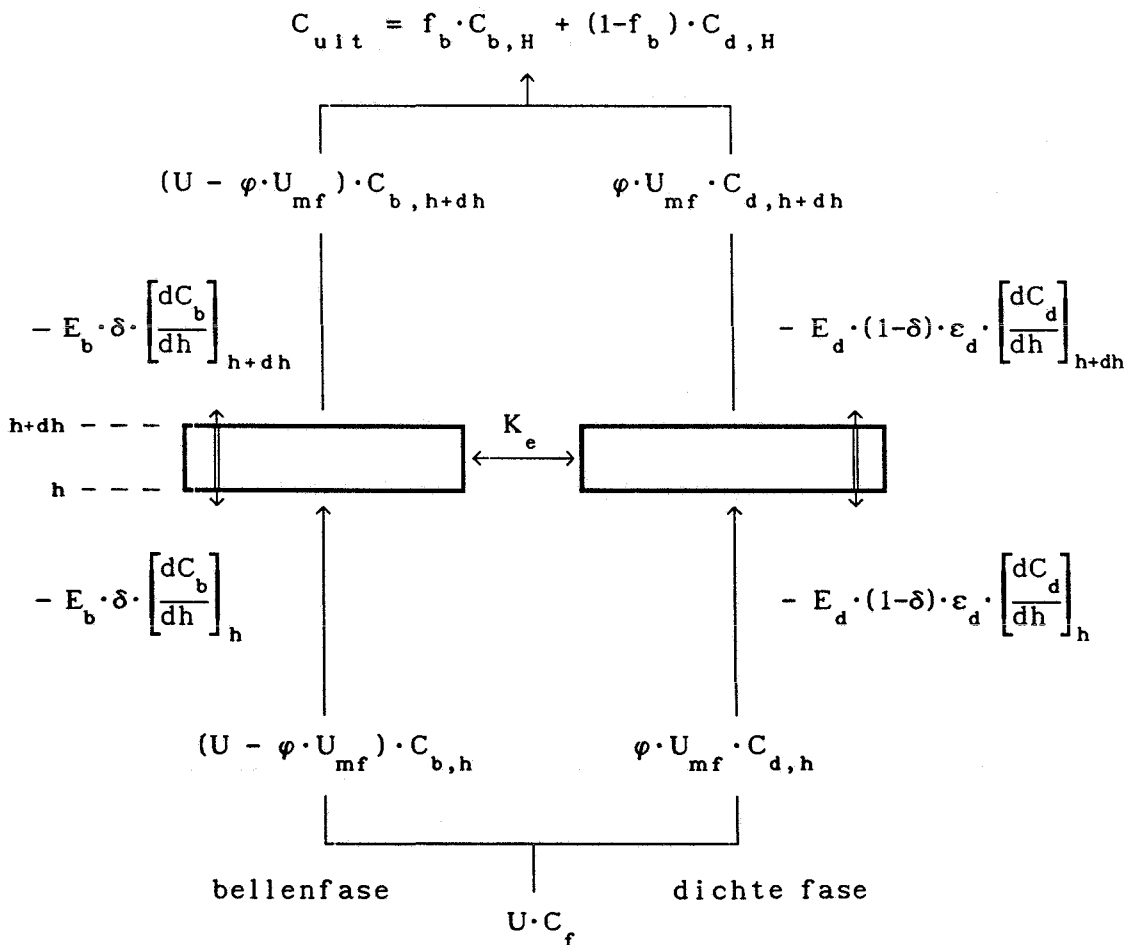
Er zijn diverse modellen opgesteld om fluidbedden te beschrijven. Deze modellen verschillen voornamelijk in de aannames die zijn gemaakt voor de bellenfase en de dichte fase. Ze gaan nagenoeg allemaal uit van stofoverdracht tussen de bellen en de dichte fase door convectie en diffusie. Figuur 4 geeft een overzicht van enkele van deze modellen.



figuur 4: stofoverdrachtsmodellen voor een fluidbed

In het May/van Deemter- en Bubble-phase Dispersion-model wordt het fluïdbed als een black-box beschouwd en met deze modellen kan een goed inzicht in stofoverdracht en menging in het fluïdbed verkregen worden. Ze worden meestal gebruikt voor het beschrijven van het gedrag van type A en type B poeders en gaan uit van de twee fasen theorie voor fluïdizatie [25].

Gezien het doel van het onderzoek is het nodig een model op te stellen dat geldig is voor alle poeders, onder alle omstandigheden [20] (zie figuur 5). De gewoonlijke aanname van de twee fasen theorie wordt niet gebruikt, maar het gasdebiet in de dichte fase wordt gelijk gesteld aan $\varphi \cdot U_{mf} \cdot A$ (zie vergelijking (5)). De doorstromingsfactor φ geeft hier de extra gasstroom door de dichte fase ten opzichte van de twee fasen theorie aan (zie § 1.3). Vooral voor type D poeders zijn φ -waarden groter dan één belangrijk door de relatief lage $U/(\varphi \cdot U_{mf})$ -waarden die bij fluïdizatie van deze poeders toegepast worden. Voor type A poeders worden grotere $U/(\varphi \cdot U_{mf})$ -waarden verwacht en is de φ -waarde van minder belang.



figuur 5: toegepast stofoverdrachtsmodel voor een fluïdbed

De gasstroom in de bellenfase en in de dichte fase wordt beschreven door propstroom met dispersie. De stofoverdracht wordt gegeven door een stofoverdrachtscoëfficiënt K_e , die kan worden opgevat als $k_g \cdot a$, en de dispersie wordt gegeven door Eddy-dispersiecoëfficiënten in de bellenfase (E_b) en de dichte fase (E_d). De parameters δ , ε_d , φ , K_e , E_b en E_d worden onafhankelijk van de hoogte in het bed h genomen. Een massabalans over een hoogte dh geeft:

$$\delta \cdot \frac{\partial C_b}{\partial t} = (U - \varphi \cdot U_{mf}) \cdot \frac{\partial C_b}{\partial h} - K_e \cdot (C_b - C_d) - E_b \cdot \delta \cdot \frac{\partial^2 C_b}{\partial h^2} \quad (9)$$

$$(1-\delta) \cdot \varepsilon_d \cdot \frac{\partial C_d}{\partial t} = \varphi \cdot U_{mf} \cdot \frac{\partial C_d}{\partial h} - K_e \cdot (C_d - C_b) - E_d \cdot (1-\delta) \cdot \varepsilon_d \cdot \frac{\partial^2 C_d}{\partial h^2} \quad (10)$$

De gemiddelde verblijftijd τ wordt gebaseerd op de totale hoeveelheid gas in de reactor en niet alleen op de hoeveelheid gas in de bellenfase. Het verschil is voor type A en type B poeders klein, maar voor type D poeders is het essentieel om het gas in de dichte fase wel mee te rekenen. De gemiddelde verblijftijd wordt berekend door gebruik te maken van een gemiddelde verblijftijd voor de bellenfase (τ_b) en de dichte fase (τ_d) (zie ook § 4.2.3).

$$\tau_b = \frac{H}{u_b} = \frac{H \cdot \delta}{U - \varphi \cdot U_{mf}} \quad (11)$$

$$\tau_d = \frac{H}{u_d} = \frac{H \cdot (1-\delta) \cdot \varepsilon_d}{\varphi \cdot U_{mf}} \quad (12)$$

$$\tau = f_b \cdot \tau_b + (1-f_b) \cdot \tau_d = \frac{H \cdot \xi}{U} \quad (13)$$

met: $\xi = \delta + (1-\delta) \cdot \varepsilon_d =$ totale gasfractie in het fluidbed

$f_b = (U - \varphi \cdot U_{mf})/U =$ gasfractie in de bellenfase

Invoeren van dimensieloze variabelen voor de hoogte (σ), de diffusie (Pe) en de stofoverdracht (N_k) in vergelijking (9) en (10) geeft:

$$\frac{\partial C_b}{\partial t} + \frac{1}{\tau_b} \cdot \frac{\partial C_b}{\partial \sigma} + N_k \cdot \beta \cdot (C_b - C_d) - \frac{1}{Pe_b} \cdot \beta \cdot \frac{\partial^2 C_b}{\partial \sigma^2} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial C_d}{\partial t} + \frac{1}{\tau_d} \cdot \frac{\partial C_d}{\partial \sigma} + N_k \cdot \gamma \cdot (C_d - C_b) - \frac{1}{Pe_d} \cdot \gamma \cdot \frac{\partial^2 C_d}{\partial \sigma^2} = 0 \quad (15)$$

Er wordt geen dimensieloze tijd ingevoerd omdat dit bij het verwerken van de meetgegevens eenvoudiger is (zie § 4.2.3). De dimensieloze parameters worden gedefinieerd als:

$$\beta = \frac{U}{\delta \cdot H} \quad (\text{gasparameter voor bellenfase}) \quad (16a)$$

$$\gamma = \frac{U}{(1-\delta) \cdot \varepsilon_d \cdot H} \quad (\text{gasparameter voor dichte fase}) \quad (16b)$$

$$\sigma = \frac{h}{H} \quad (\text{dimensieloze hoogte}) \quad (16c)$$

$$N_k = \frac{K_e \cdot H}{U} \quad (\text{aantal stofoverdrachtstrappen}) \quad (16d)$$

$$Pe_b = \frac{H \cdot U}{\delta \cdot E_b} \quad (\text{Peclet-getal voor bellenfase}) \quad (16e)$$

$$Pe_d = \frac{H \cdot U}{(1-\delta) \cdot \varepsilon_d \cdot E_d} \quad (\text{Peclet-getal voor dichte fase}) \quad (16f)$$

De randvoorwaarden van het model zijn:

-op $t = 0$ is de concentratie in het gehele bed gelijk aan 0

$$C_b(0, \sigma) = 0 \quad (17a)$$

$$C_d(0, \sigma) = 0 \quad (17b)$$

-invoer via de bodemplaat en backmixing vanuit de kolom

$$C_b(t, 0) = C_f(t) + \left. \frac{1}{f_b \cdot Pe_b} \cdot \frac{\partial C_b}{\partial \sigma} \right]_{\sigma=0} \quad (t > 0) \quad (18a)$$

$$C_d(t, 0) = C_f(t) + \left. \frac{1}{(1-f_b) \cdot Pe_d} \cdot \frac{\partial C_d}{\partial \sigma} \right]_{\sigma=0} \quad (t > 0) \quad (18b)$$

-er is geen concentratiegradiënt aan het bedoppervlak

$$\left. \frac{\partial C_b}{\partial \sigma} \right]_{\sigma=0} = 0 \quad (19a)$$

$$\left. \frac{\partial C_d}{\partial \sigma} \right]_{\sigma=0} = 0 \quad (19b)$$

Aannemen van propstroom in de bellenfase ($E_b = 0$) geeft het van Deemter model. De stofoverdracht in het fluïdbed wordt met behulp van het bovenstaande model berekend. Uit berekeningen is gebleken dat vooral het aantal stofoverdrachtstrappen en de doorstromingsfactor de verblijftijdspreiding van het gas in het bed beïnvloeden [20].

2 LITERATUURONDERZOEK

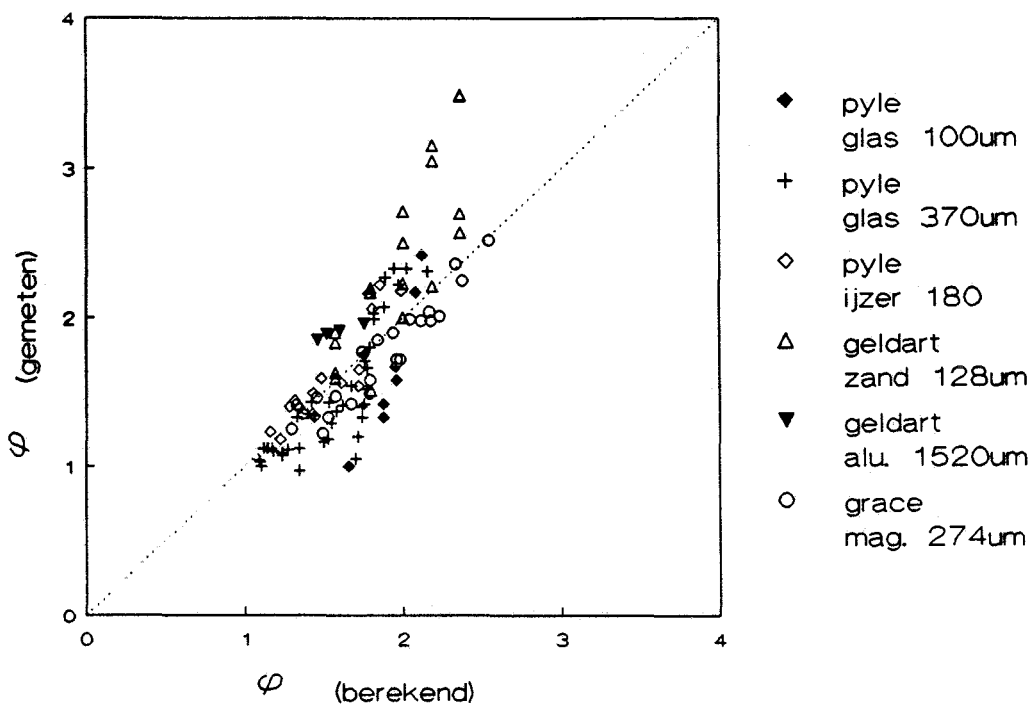
2.1 Doorstromingsfactor voor de dichte fase

In het kader van dit onderzoek is er een literatuurstudie naar de resultaten van enkele onderzoeken aan de bellenfase in fluïdbedden verricht. Het doel van deze literatuurstudie was het vaststellen van de relatie tussen de doorstromingsfactor φ en enkele parameters zoals de deeltjesgrootte en de superficiële gassnelheid. Tabel 1 geeft een overzicht van de gebruikte meetmethodes, fluïdizatiekolommen en poeders. Er werd steeds met lucht gefluïdiseerd. De gemeten doorstromingsfactoren werden met behulp van het statistische programma SAS op een VAX/VMS-computer gecorreleerd met de parameters deeltjesgrootte (d_p), minimale fluïdizatiesnelheid (U_{mf}), superficiële gassnelheid (U), beddiameter (D), bedhoogte (H) en meethoogte in het fluïdbed (h). De onderzochte fluïdbedden werden onderverdeeld in 2- en 3-dimensionale bedden.

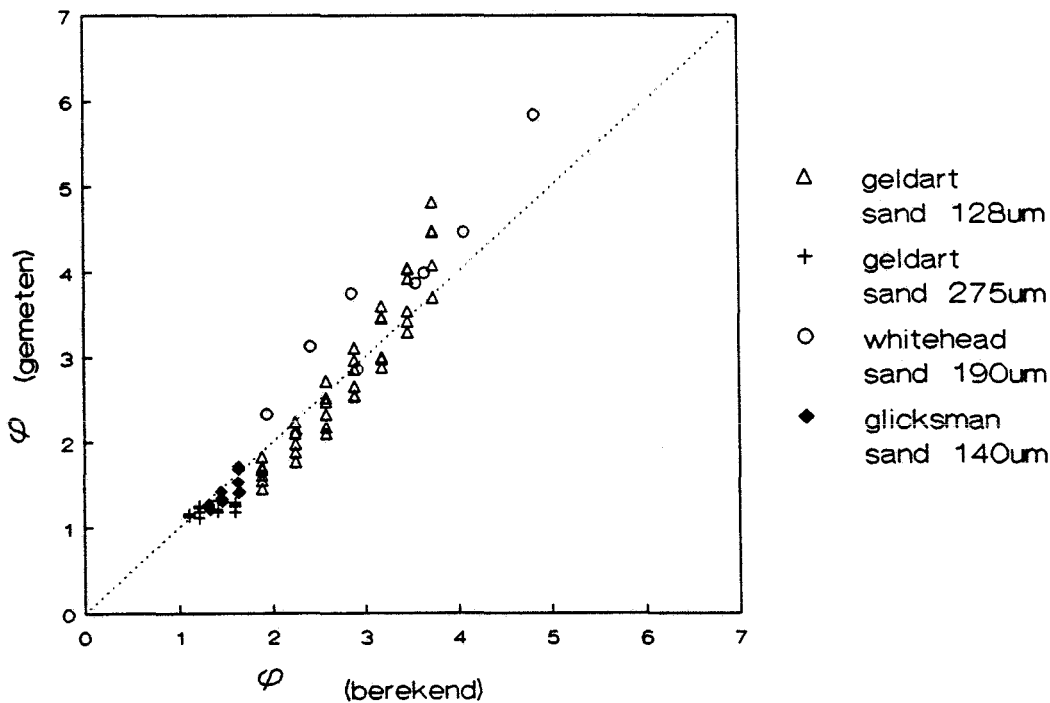
tabel 1: gegevens literatuuronderzoek

auteur bedafmetingen	materiaal	d_p	meetmethode bodemplaat
2-dimensionale bedden			
Pyle & Harrison [23] 1 × 24,2 cm	glas glas ijzer	100 μm 370 μm 180 μm	fotografie geperforeerde plaat
Grace & Harrison [15] 1,9 × 45,7 cm	magnesiet	274 μm	fotografie geperforeerde plaat
Geldart [10] 1,27 × 68 cm	zand	128 μm	fotografie geperforeerde plaat
Geldart & Cranfield [12] 2 × 61 cm	alumina	1520 μm	fotografie geperforeerde plaat
3-dimensionale bedden			
Whitehead & Young [27] 122 × 122 cm	zand	190 μm	lichtprobe tuyeres
Geldart [9] ø 30,8 cm	zand	275 μm	fotografie geperforeerde plaat
Geldart [10] ø 30,8 cm	zand	128 μm	fotografie geperforeerde plaat
Glicksman & McAndrews [13] 7,6-122 × 122 cm	zand	1040 μm	lichtprobe geperforeerde plaat

De waarnemingen van Werther^[26] en Baumgarten & Pigford^[1], die gelijksoortige metingen hebben uitgevoerd, konden niet gebruikt worden omdat zij niet alle significante gegevens vermeld hebben.



2-dimensionale bedden



3-dimensionale bedden

figuur 6: doorstromingsfactor uit literatuur

Voor beide fluïdbedsoorten kon een eenvoudige en gelijkvormige dimensieloze correlatie voor de doorstromingsfactor φ worden opgesteld. De doorstromingsfactor φ kon worden beschreven met de relaties:

2-dimensionale bedden ($D < 3$ cm)

$$\varphi = \left(\frac{U}{U_{mf}} \right)^{0,533} \cdot \left(\frac{H}{h} \right)^{0,133} \quad (U/U_{mf} < 5) \quad (20)$$

3-dimensionale bedden ($D > 7$ cm)

$$\varphi = \left(\frac{U}{U_{mf}} \right)^{0,646} \cdot \left(\frac{H}{h} \right)^{0,235} \quad (21)$$

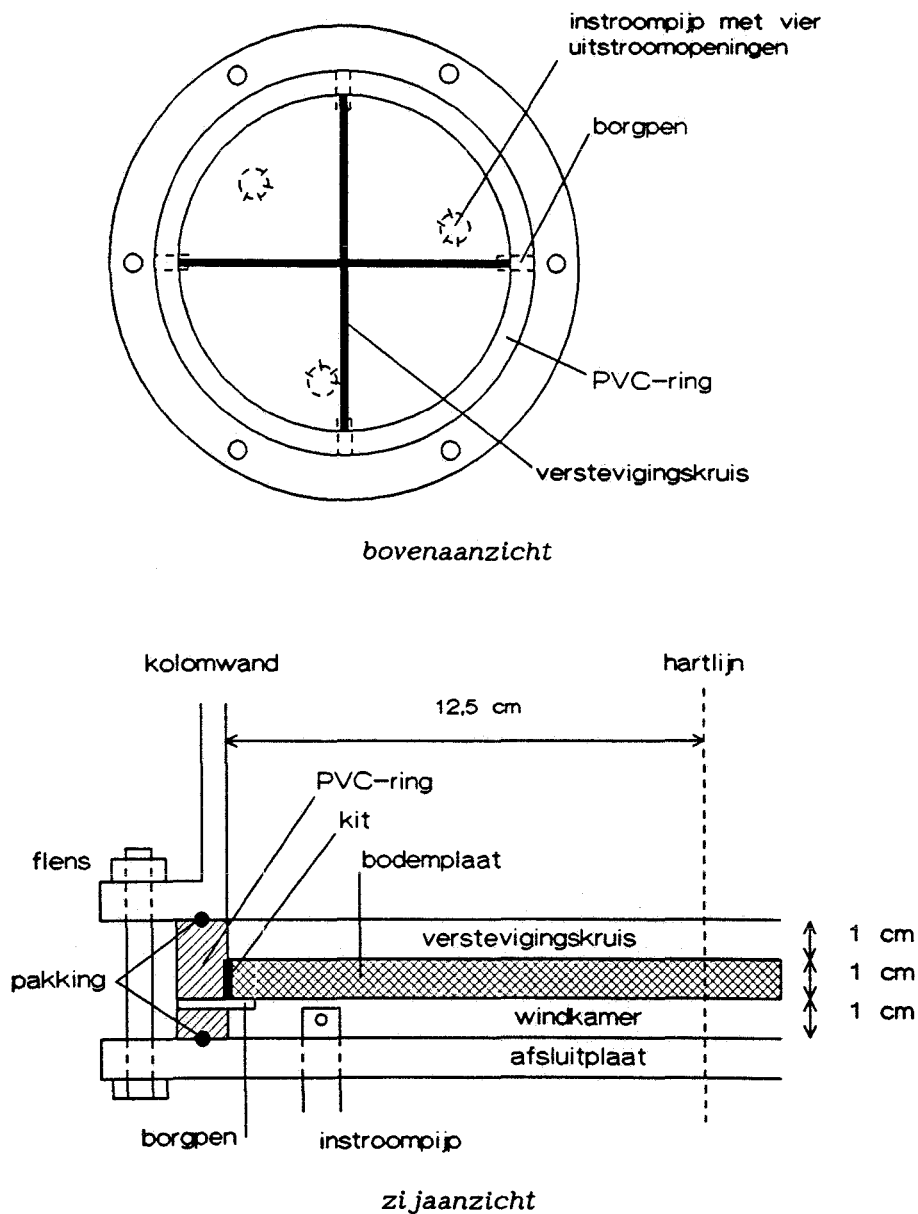
De resultaten zijn afgebeeld in figuur 6. De correlatiecoëfficiënten zijn respectievelijk 0,95 en 0,97. Voor de 2-dimensionale bedden ontstonden grote afwijkingen voor metingen met een U/U_{mf} -verhouding groter dan 5. De invloed van de wand van het bed wordt bij deze snelheden waarschijnlijk te groot. Vergelijking (20) geldt daarom voor $U/U_{mf} < 5$. In alle fluïdbedden, op één na, werd een geperforeerde bodemplaat gebruikt en de relaties voldoen derhalve mogelijk niet voor fluïdbedden met andere bodemplaten.

3 APPARATUUR

3.1 Fluidizatiekolom

De experimenten zijn uitgevoerd in een cilindrische fluïdizatiekolom, met een diameter van 25 cm en een hoogte van 160 cm, die werd doorstroomd met lucht uit een 7 atm persluchtmet. De roestvrijstalen cilinder is aan de onder- en bovenzijde voorzien van flenzen.

Aan de onderkant zijn een bodemplaat van 10 mm dik poreus polyethyleen (Flexolith H) en een windkamer bevestigd (zie figuur 7). De windkamer heeft een diameter van 25 cm en een hoogte van 1 cm. De lucht stroomt door drie pijpen met elk vier uitstroomopeningen in de windkamer.



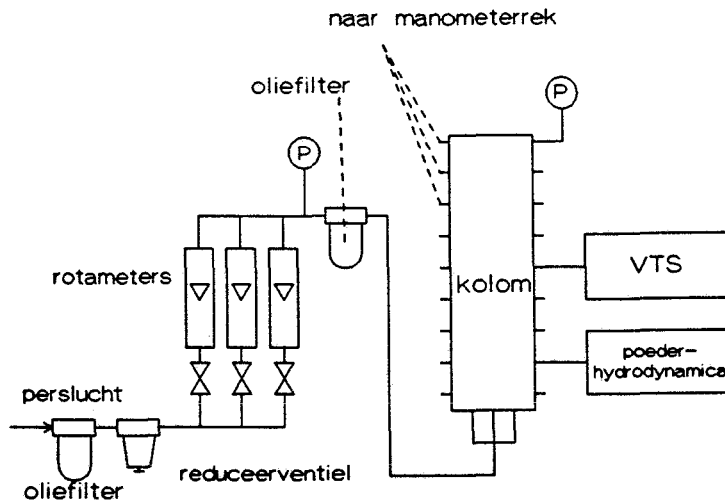
figuur 7: constructie van de bodemplaat en de windkamer

De instroompijpen en uitstroomopeningen zijn zo geplaatst dat de luchtstroom uit elke opening een gelijk volume van de windkamer beslaat. Deze constructie zorgt voor een uniforme gastoevoer aan het fluïdbed. De bodemplaat is met twee-componentenlijm in een PVC-ring gekit. Om te voorkomen dat de bodemplaat tijdens fluïdizatie uit de ring wordt geblazen is er een kruis van twee roestvrijstalen strips van 10 mm hoogte en 2 mm dikte boven aangebracht. Dit verstevigingskruis verstoort weliswaar de gasstroom in de onderste centimeters van het fluïdbed enigszins, maar is noodzakelijk om de bodemplaat recht en op zijn plaats te houden. Tevens zijn in de bodemplaat vier borgpennen bevestigd die de bodemplaat ondersteunen en voorkomen dat de bodemplaat, als er niet gefluïdiseerd wordt, onder het gewicht van het poeder bezwijkt. Enkele andere bodemplaatconstructies die toegepast zijn, maar niet voldeden, worden beschreven in bijlage 1.

Aan de bovenzijde wordt de kolom afgesloten met een stoffilter, zodat met de gasafvoer geen poeder uit het bed wordt meegenomen. Hoewel het stoffilter een kleine drukval veroorzaakt werden de experimenten bij vrijwel atmosferische druk uitgevoerd.

In de wand van de fluïdizatiekolom zijn, tegenover elkaar en over de gehele hoogte, twee rijen met afsluitbare openingen, op een onderlinge afstand van 10 cm, aangebracht (zie figuur 8). Eén rij openingen is op een, met water gevuld, manometerrek aangesloten, waarmee de drukval over het bed gemeten kon worden. Bovenaan de kolom is een drukmeter bevestigd om de luchtdruk in de kolom te bepalen. De andere rij openingen werd gebruikt om de meetprobes, voor het bepalen van de poederhydrodynamica en de verblijftijdspreiding van het gas in het fluïdbed, op verschillende hoogtes in de kolom aan te brengen. De bodemplaat is zo geplaatst dat de positie van de openingen voor de probe en het capillair tussen de bevestigingspunten van het verstevigingskruis valt. De metingen werden zodoende zo min mogelijk door het verstevigingskruis beïnvloed.

De lucht uit het persluchtnet stroomt eerst door een oliefilter en een reduceerventiel alvorens ze door een aantal parallel geschakelde rotameters, met verschillende maximale debieten, wordt geleid. Het maximaal instelbare debiet geeft een superficiële gassnelheid in het bed van 65 cm/s. Achter de rotameters zijn een drukmeter en een tweede oliefilter aangebracht. Daarna wordt de luchtstroom over de drie instroompijpen van de windkamer verdeeld.



figuur 8: fluidizatiekolom en randapparatuur

3.2 Fluidizatiepoeders

Bij alle experimenten bestond het gefluïdiseerde poeder uit kwartzand met een smalle korrelgrootteverdeling. Tabel 2 geeft een overzicht van de gebruikte poeders.

tabel 2: poedergegevens

d_p (μm)	ρ_p (kg/m^3)	ρ_b (kg/m^3)	ϵ_o	U_{mf} (meting) (cm/s)	U_{mf} (vgl. 1) (cm/s)
165	2650	1400	0,472	2,3	2,4
230	2650	1500	0,434	5,1	4,6
587	2650	1520	0,426	21,3	25,8

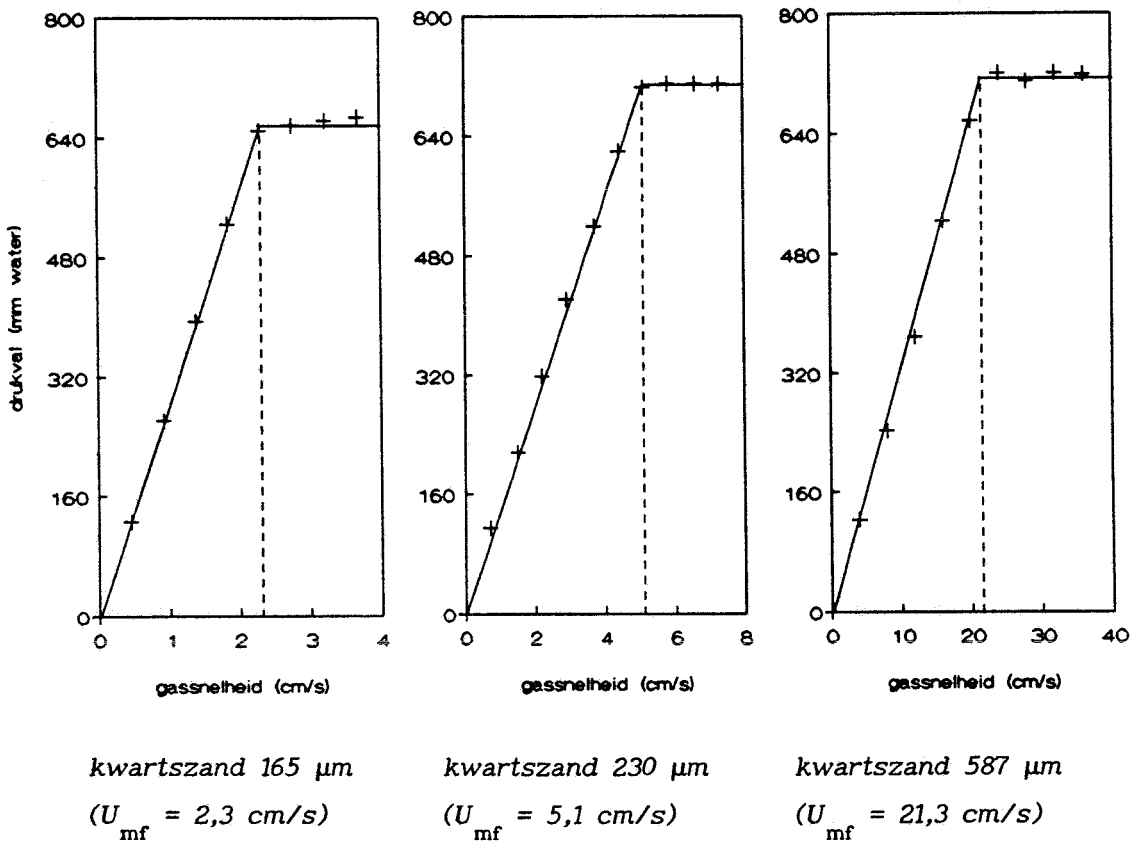
De porositeit van het gepakte bed wordt berekend met: $\epsilon_o = 1 - \rho_b / \rho_p$
 Meer gegevens over de gebruikte poeders staan in bijlage 2.

4 EXPERIMENTEN

4.1 Ondersteunende metingen

4.1.1 Minimale fluidizatiesnelheid

De minimale fluïdizatiesnelheid werd met behulp van de totale drukval over het bed bepaald. Deze werd afgelezen op het manometerrek. Door de totale drukval uit te zetten tegen de superficiële gassnelheid kon de minimale fluïdizatiesnelheid bepaald worden (zie figuur 9).



figuur 9: bepaling van de minimale fluidizatiesnelheid

Tabel 2 (zie § 3.2) geeft een overzicht van de gemeten en de met vergelijking (1) (zie § 1.2.2) berekende minimale fluïdizatiesnelheden. Het gemiddelde verschil tussen beide waarden is circa 10 %. Bij de berekeningen is uitgegaan van de gemeten minimale fluidizatiesnelheid.

4.1.2 Bedexpansie

De bedexpansie (E_{bed}) werd uit de gepakte en gefluidiseerde bedhoogte (H_0 en H) bepaald. De bedhoogte werd uit de drukval over het bed berekend door aan te nemen dat de drukval lineair is. De bedexpansie wordt gegeven door:

$$E_{bed} = \frac{H - H_0}{H} \quad (22)$$

De op deze wijze bepaalde bedexpansie werd veroorzaakt door de bellenholdup en de expansie van de dichte fase tijdens fluidiseren. De porositeit van de dichte fase (ϵ_d) is bij type B en type D poeders nagenoeg gelijk aan de porositeit van het gepakte bed (ϵ_0)^[3], omdat de U/U_{mf} -verhouding bij deze poeders altijd laag is. De bedexpansie werd derhalve gelijk gesteld aan de bellenholdup. Door de fluctuerende bedhoogte en drukval tijdens fluidizatie werd een maximale afwijking in de bepaalde bedexpansie veroorzaakt van $\pm 15 \%$.

4.2 Stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase

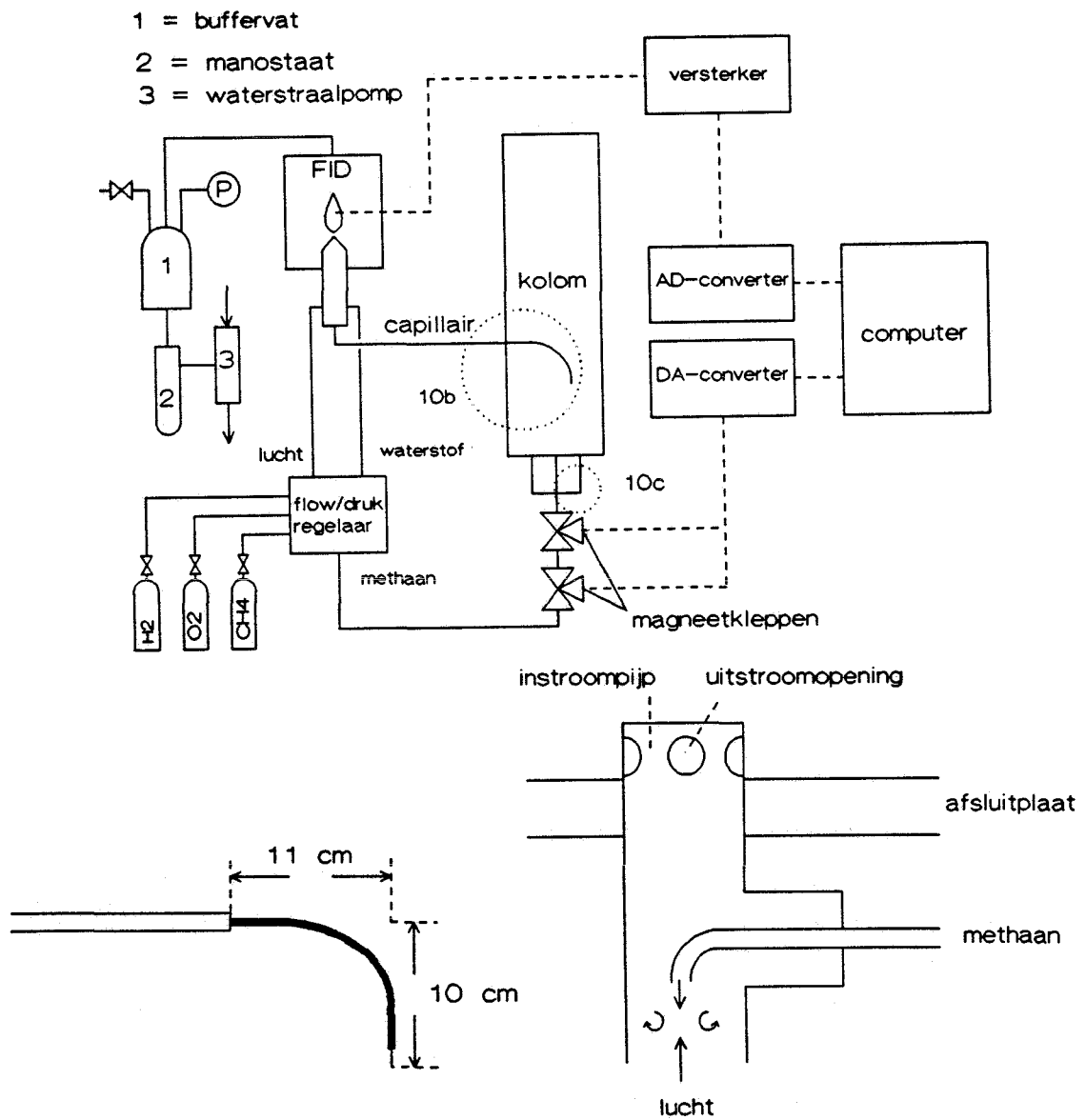
4.2.1 Meetapparatuur

De stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase werd bepaald uit de verblijftijdspreiding van het gas in het fluïdbed. De metingen van de verblijftijdspreiding werden uitgevoerd met behulp van een vlam-ionisatiedetector (FID) die de concentratie van een brandbaar tracergas, in dit geval methaan, registreerde. Het methaan werd met de luchtstroom door het bed vermengd. Aangezien het tracergas volledig mengbaar is met lucht en er geen adsorptie van lucht en methaan aan de poederdeeltjes plaats vond was de verblijftijdspreiding van de tracer gelijk aan die van het gas in het fluïdbed.

Via een capillair werd boven het poederbed een gasstroom afgezogen die in de vlam van de FID werd gebracht. De aanzuiging van de gasstroom boven het bed geschiedde door de luchtdruk in de FID te verlagen met behulp van een buffervat dat via een waterstraalpompe werd afgezogen en door middel van een manostaat op een constante druk werd gehouden. Water, dat bij de verbranding in de FID werd gevormd, condenseerde in de FID en de aanzuigleiding tussen de FID en het buffervat. Omdat water dat al in de FID condenseerde de meting stoorde werden de FID en het eerste stuk van de

aanzuigleiding verwarmd met een IR-lamp. De elektrische stroom die in de FID werd opgewekt werd versterkt en via een AD-converter naar een computer gestuurd, die de signalen verwerkte.

Het tracergas werd voor de windkamer, via twee door de computer gestuurde magneetkleppen, aan de lucht toegevoerd. Door het tegen de stroomrichting van de luchtstroom in te injecteren werd het snel opgemengd (zie figuur 10c). In de windkamer vond verdere menging met de luchtstroom plaats en ontstond een uniforme verdeling over de bodemplaat. Om de verblijftijdspreading van de ingangspuls in de windkamer zo klein mogelijk te houden werd het volume hiervan zo klein mogelijk gehouden.



10b: capillair voor FID

10c: tracertoevoer

figuur 10: apparatuur voor verblijftijdspreadingmetingen

4.2.2 Metingen

De metingen van de verblijftijdspreiding van het gas in het fluïdbed zijn met verschillende poeders en bij diverse bedhoogtes en superficiële gassnelheden uitgevoerd. De druk in het bed was, door de drukval over het stoffilter, afhankelijk van de gassnelheid. De maximale druk tijdens de experimenten was 1,35 atmosfeer. Tabel 3 geeft een overzicht van de meetcondities.

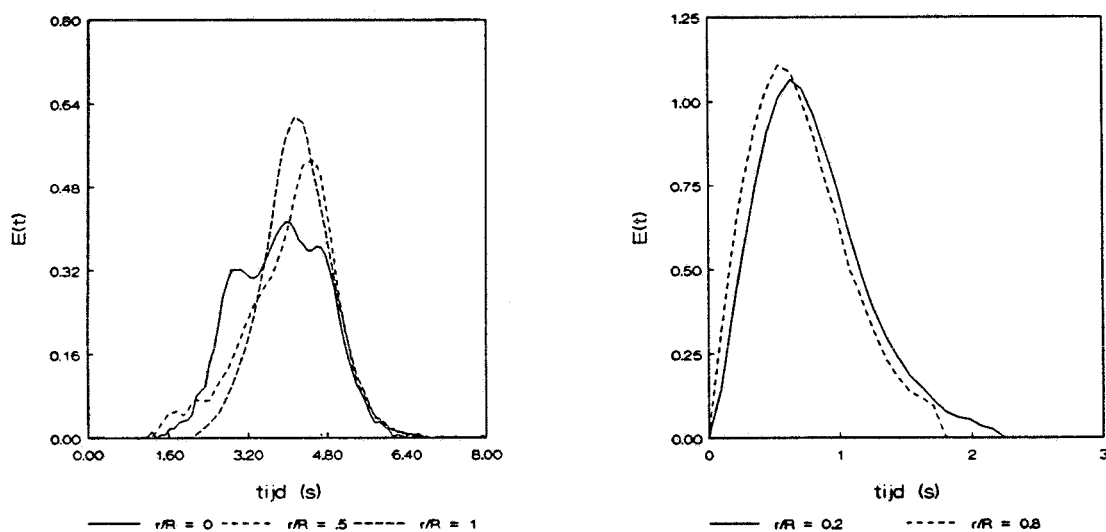
tabel 3: meetcondities tijdens verblijftijdspreidingsmetingen

$d_p = 165 \mu\text{m}$			$d_p = 230 \mu\text{m}$			$d_p = 587 \mu\text{m}$			
H (cm)	U (cm/s)	U/U_{mf}	H (cm)	U (cm/s)	U/U_{mf}	H (cm)	U (cm/s)	U/U_{mf}	
55	4,7	2	55	7,5	1,5	95	25,2	1,2	
	9,3	4		11,0	2,2		55	22,9	1,1
	14,0	6,1		14,1	2,8			26,1	1,2
25	4,9	2,1	25	7,8	1,5	55	29,0	1,4	
	9,8	4,3		11,2	2,2				
	14,6	6,3		14,6	2,9				
	19,4	8,4							
	24,3	10,6							

De minimale gassnelheid waarbij gemeten werd was altijd groter dan de minimale fluïdizatiesnelheid. De maximale gassnelheid was steeds ongeveer gelijk aan de snelheid waarbij de diameter van uitbarstende bellen ongeveer de halve kolomdiameter was. Boven deze gassnelheden beïnvloedde de wand het stromingsgedrag van de bellen en kon er "slugging" optreden.

Aanvankelijk was er een menger in de kolom boven het bed geplaatst om de verschillen in methaanconcentratie tussen de wand en het centrum van het bed op te mengen en zodoende met een enkele meting de verblijftijdspreiding over het bed te bepalen. Een menger mengt echter ook verschillen in de methaanconcentratie op die veroorzaakt worden door verschillen in stofoverdracht. Uit berekeningen volgde dat de nauwkeurigheid van de meting te klein was om met een menger boven het bed deze verschillen in stofoverdracht te kunnen bepalen. Daarom werd de menger boven het bed niet gebruikt tijdens de verblijftijdspreidingsmetingen.

Tijdens de metingen werd het capillair, waardoor gas uit de kolom naar de FID werd gezogen, zo dicht mogelijk bij het oppervlak van het fluïdbed geplaatst. De reden hiervoor was dat er boven het bed door uitbarstende bellen een turbulente gasstroming ontstond. Deze turbulentie veroorzaakte een oncontroleerbare menging boven het bed die de totale verblijftijd-spreiding kan beïnvloeden. Door het capillair vlak boven het bed te plaatsen is de invloed van deze menging zo klein mogelijk gehouden. Deze plaatsing van het capillair boven het bedoppervlak hield in dat er slechts bij bepaalde gefluïdiseerde bedhoogtes gemeten kon worden. Het capillair kon namelijk maar om de 10 cm in de kolom geplaatst worden. Doordat de bedhoogte bij heterogene fluïdizatie varieert zal het capillair zich soms enkele centimeters boven of onder het bedoppervlak bevinden. Uit metingen bleek echter dat de gemeten verblijftijdspreiding hierdoor vrijwel niet beïnvloed werd.



11a: uitgangspuls
 (kz 230 μm , $U = 11 \text{ cm/s}$, $H = 55 \text{ cm}$)

11b: ingangspuls
 ($U = 15 \text{ cm/s}$)

figuur 11: verschillen in de verblijftijdspreiding

De verblijftijdspreiding van gas dat in het centrum van het bed ontsnapt kan verschillen van die van gas dat aan de kolomwand uit het bed ontsnapt. De constructie van het capillair en de kolom liet echter slechts metingen op een aantal plaatsen in het bed toe. Het gas verdeelt zich homogeen over het bed en er werd derhalve vanuit gegaan dat de metingen

symetrisch ten opzichte van het centrum van het bed zijn. Door op meerdere punten, met een onderlinge afstand van 2 cm (zie figuur 12), tussen het centrum van het bed en de kolomwand de verblijftijdspreiding te meten was het mogelijk de gemiddelde verblijftijdspreiding over het gehele bed te bepalen. Zodoende kon de gemiddelde verblijftijdspreiding voor het gehele bed berekend worden. Figuur 11a geeft een indicatie van de verschillen in verblijftijdspreiding die tussen de kolomwand en het centrum van het bed optraden. Er werden telkens drie tot vijf metingen per positie verricht. Door de computer werd elke 0,09 seconde het door de FID afgegeven signaal geregistreerd. De meettijd lag, afhankelijk van de verblijftijd van het gas in de kolom, tussen de 9 en 27 seconden.

Om de stofoverdracht in het fluïdbed te kunnen bepalen moet de ingangspuls van het bed bekend zijn. Deze werd bepaald door bij een leeg bed het capillair zo dicht mogelijk bij de bodemplaat (op 5 cm hoogte) te plaatsen en bij verschillende gassnelheden de verblijftijdspreiding van de ingangspuls te bepalen. Bij deze metingen werd ook weer op meerdere plaatsen tussen de kolomwand en het centrum van het bed gemeten. De verschillen in de verblijftijdspreiding tussen de wand en het centrum zijn aangegeven in figuur 11b. Deze metingen geven tevens aan dat het gas homogeen verdeelt de kolom instroomt.

Bij gassnelheden groter dan 20 cm/s werd de ingangspuls beïnvloed door de drukval over het bed. Deze hoge gassnelheden werden alleen bij de verblijftijdspreidingsmetingen bij het poeder van 587 μm gebruikt. Bij dit poeder werd de ingangspuls gemeten terwijl er poeder in de kolom aanwezig was. Bij de verschillende gassnelheden en bedhoogtes werd de ingangspuls gemeten door het capillair schuin in de onderste opening in de kolom te steken. Zodoende raakte het capillair de bodemplaat en was er geen poeder tussen de bodemplaat en het capillair aanwezig zodat de gemeten ingangspuls niet werd beïnvloed door stofoverdracht.

4.2.3 Gegevensverwerking

De gemiddelde verblijftijdspreiding van het gas in het fluïdbed werd bepaald uit metingen op verschillende posities boven het bedoppervlak. Deze werd samen met de verblijftijdspreidingscurve voor de ingangspuls gebruikt voor het berekenen van de stofoverdracht in het fluïdbed. De berekeningen werden uitgevoerd op een VAX/VMS-computer.

Door normering van de verblijftijdspreidingscurves was het niet nodig om de concentratie van de tracer te weten. Er vond geen reactie plaats in het fluïdbed en de totale geïnjecteerde hoeveelheid tracer (C_o) moet de kolom derhalve ook weer verlaten:

$$C_o = \int_0^{\infty} C_f(t) dt = \int_0^{\infty} C_{uit}(t) dt \quad (23)$$

De dimensieloze concentratie ($E(t)$) wordt gegeven door:

$$E(t) = \frac{C_{uit}(t)}{C_o} \quad (24)$$

De $E(t)$ -curve werd uit de meetwaarden ($M(t)$) berekend volgens:

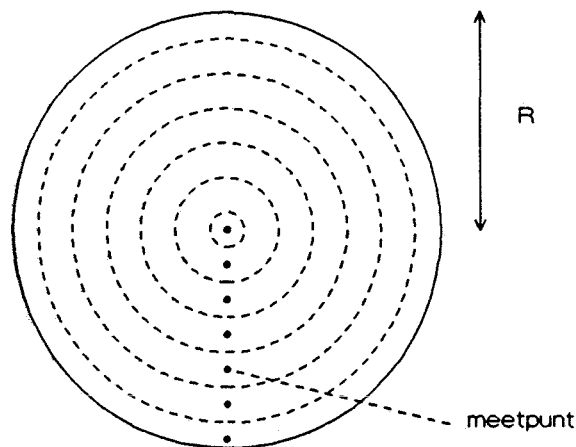
$$E(t) = \frac{M(t)}{\sum_0^{\infty} M(t) \cdot \Delta t} \quad (\Delta t = \text{tijdstep tussen meetwaarden}) \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \text{met: } \sum_0^{\infty} M(t) \cdot \Delta t &= C_o \\ &= \text{oppervlak onder de gemeten curve} \end{aligned}$$

De oppervlakte onder de $E(t)$ -curve is zodoende gelijk aan één.

De gemiddelde verblijftijdspreidingscurve werd berekend door de, op de verschillende posities gemeten, verblijftijdspreidingscurves naar relatieve oppervlakte van het bij het meetpunt horende gedeelte van het bed mee te rekenen (zie figuur 12). Uit cup-mixing volgt:

$$\begin{aligned} \overline{E(t)} &= \frac{\int_0^R r \cdot E(t,r) dr}{\int_0^R r dr} = \frac{2 \cdot \int_0^R r \cdot E(t,r) dr}{R^2} \\ &= \frac{2 \cdot \sum_{i=1}^n r_i \cdot E(t)_i \Delta r}{R^2} \quad (26) \end{aligned}$$



figuur 12: posities van de meetpunten

De gemiddelde verblijftijd van het gas werd uit de $E(t)$ -curve berekend met:

$$\tau = \int_0^{\infty} t \cdot E(t) \cdot dt \quad (27)$$

De ingangspulsen voor het poederbed werden bepaald door de verblijftijdspreiding van de windkamer en de bodemplaat te meten. Uit deze metingen bleek dat het een bepaalde tijd duurde voordat de geïnjecteerde tracer gedetecteerd werd. Deze vertragingstijd werd veroorzaakt door het tracerinjectionstelsel, de windkamer, de bodemplaat en de meting met de FID. Deze vertragingstijd was afhankelijk van de gassnelheid. De oorzaak hiervan was dat het capillair van de FID niet tegen de bodemplaat geplaatst kon worden. Bij elke gassnelheid had het gas een andere tijd nodig om de afstand tussen de bodemplaat en het capillair af te leggen. Vermindering van de gemeten vertragingstijd met de tijd die het gas nodig had om bij het capillair te komen gaf een vertragingstijd die onafhankelijk was van de gassnelheid (zie figuur 13a). Dit betekent dat deze vertragingstijd niet werd veroorzaakt door de verblijftijd van het gas in de windkamer en de bodemplaat maar door het tracerinjectionstelsel en de meting met de FID. De vertragingstijd zal derhalve beïnvloed kunnen worden door de methaandruk en de onderdruk in de FID en deze moesten derhalve constant gehouden worden. De werkelijke vertragingstijd was gelijk aan $1,60 \pm 0,10$ seconden. Alle meettijden van de datapunten van de verblijftijdspreidingscurves werden daarom verminderd met 1,60 seconden, zodat de curve op het werkelijke nulpunt in de tijd begint. De vorm van de verblijftijdspreidingscurve van de ingangspuls was niet

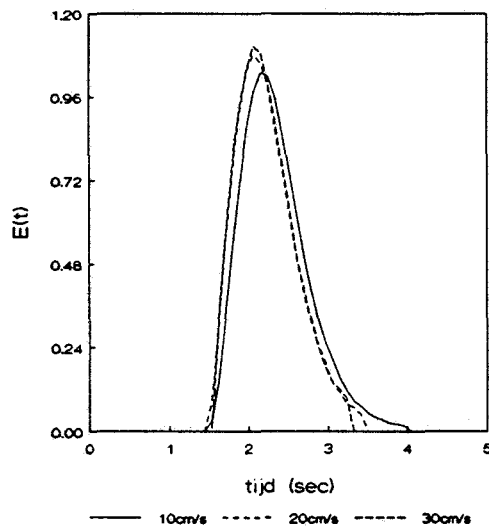
afhankelijk van de gassnelheid (zie figuur 13a). Hierbij werd verondersteld dat er geen menging optrad tussen de bodemplaaf en het capillair. Uit de ingangspulsen bij verschillende gassnelheden werd een gemiddelde ingangspuls bepaald. Deze ingangspuls werd beschreven met een 6^e-graads polynoom:

$$E_f(t) = 0,0119 + 2,072 \cdot t + 5,227 \cdot t^2 - 16,879 \cdot t^3 + \dots$$

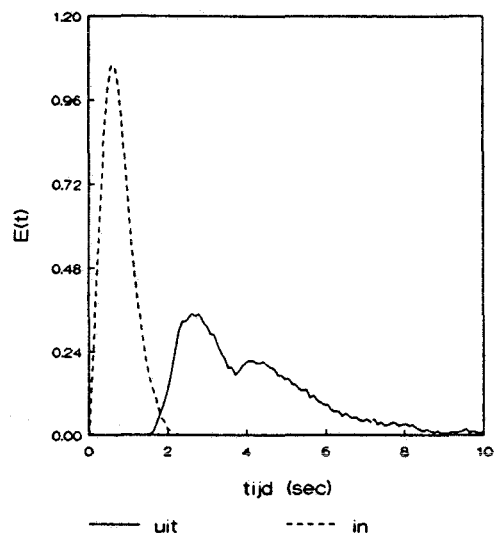
$$\dots + 15,22 \cdot t^4 - 5,809 \cdot t^5 + 0,818 \cdot t^6$$

(0 < t < 2 seconden) (28)

Het belang van een goede beschrijving van de ingangspuls blijkt uit figuur 13b. Hierin wordt de ingangspuls met een willekeurige verblijftijd-spreidingscurve van het gehele bed vergeleken.



13a: ingangspuls bij verschillende gassnelheden



13b: ingangspuls en uitgangspuls
(kz 165 μm, U = 14,6 cm/s, H = 25 cm)

figuur 13: ingangspuls van de fluidizatiekolom

De gemiddelde verblijftijd van de ingangspuls (zie vergelijking (27)) is 0,65 seconden. De gemiddelde verblijftijd van het gas in het bed (τ_{bed}) is gelijk aan:

$$\tau_{bed} = \tau_s + \tau_i \tag{29}$$

met: τ_s = gemiddelde verblijftijd ingangspuls en bed
 τ_i = gemiddelde verblijftijd ingangspuls

Dit geldt alleen als de tracerpuls die in de windkamer werd geïnjecteerd gelijk is aan een Dirac-puls. Het was niet mogelijk om deze puls te meten, maar er werd verondersteld dat deze gelijk was aan een Dirac-puls. De op deze wijze bepaalde gemiddelde verblijftijd is in principe gelijk aan de gemiddelde verblijftijd die uit de gasfractie in het bed werd bepaald (zie vergelijking (13)).

Bij gassnelheden groter dan 20 cm/s werden de vertragingstijd en de gemiddelde verblijftijd van de ingangspuls beïnvloed door de drukval over het bed. Bij het poeder van 587 μm , waarbij deze hoge gassnelheden werden gebruikt, werden de berekeningen uitgevoerd door de direct aan de bodemplaat gemeten ingangspuls, in plaats van het polynoom, te gebruiken.

De differentiaalvergelijkingen waarmee het fluïdbed werd beschreven (vergelijking (14) en (15)) zijn niet analytisch oplosbaar. Bovendien zijn ze aan elkaar gekoppeld. Bij een numerieke oplossing met de veel gebruikte methode van Crank & Nicholson kunnen hierdoor fouten ontstaan en zijn lange rekentijden nodig. Het probleem van deze zogenaamde stijve differentiaalvergelijkingen werd opgelost door de ontkoppelingsmethode voor stijve differentiaalvergelijkingen te gebruiken^[20]. Met behulp van deze methode werden op een VAX/VMS-computer $E(t)$ -curves berekend die met de gemeten $E(t)$ -curves werden vergeleken. Door deze curves te vergelijken en het verschil tussen de curves te minimaliseren met behulp van de kleinste kwadraten methode kon het aantal stofoverdrachtstrappen in het fluïdbed bepaald worden. Er kunnen meerdere parameters gevarieerd worden om te minimaliseren. Naarmate het aantal variabelen wordt vergroot is het eenvoudiger om met een combinatie van waarden voor de parameters een aan de gemeten curve gelijkvormige curve te berekenen. De betrouwbaarheid van de gevonden waarden neemt daardoor af en het is derhalve van belang dat zo min mogelijk parameters tijdens de minimalisatie gebruikt worden.

Bij het vergelijken van de curves was het belangrijk dat de gemiddelde verblijftijd van de berekende en de gemeten curve precies gelijk zijn. Deze gemiddelde verblijftijden werden op verschillende manieren berekend (zie vergelijking (13), (28) en (29)) en zullen, door kleine meetfouten in de parameters waaruit ze werden berekend, derhalve iets verschillen. Om de curves te kunnen vergelijken werd de gemiddelde verblijftijd van de berekende curve gelijk gesteld aan die van de gemeten curve. Dit was eenvoudiger als met $E(t)$ -curves in plaats van met $E(\theta)$ -curves werd gewerkt, vandaar het gebruik van $E(t)$ -curves. De dichte fase porositeit werd gelijk

gesteld aan de dichte fase porositeit van het gepakte bed en de bellenholdup werd gelijk gesteld aan de bedexpansie die uit het manometerrek werd bepaald. De bellenholdup kon ook uit de metingen van de poederhydrodynamica bepaald worden. De probes konden echter niet alle bellen registreren (zie § 4.3.1) en de bellenholdup uit die metingen was derhalve altijd lager. De doorstromingsfactor voor de dichte fase, die ook bij de berekeningen gebruikt werd, werd ook uit de metingen van de poederhydrodynamica bepaald. Deze zal om dezelfde reden lager zijn dan de werkelijke doorstromingsfactor. Bij de berekeningen moest er rekening mee gehouden worden dat het gas op de correcte wijze over de twee fasen in het bed verdeeld werd. De aannames voor de dichte fase porositeit en de bellenholdup houden in dat er meer gas in de bellenfase aanwezig is dan de hoeveelheid die uit de metingen van de poederhydrodynamica was berekend. De waarde van de doorstromingsfactor voor de dichte fase mocht derhalve niet gelijk gesteld worden aan de uit de metingen van de poederhydrodynamica berekende waarde. De waarde van de doorstromingsfactor werd daarom ook bepaald bij het minimaliseren. Uit berekeningen is gebleken dat met de methode van Crank & Nicholson dezelfde uitkomsten worden gevonden, maar dat deze niet in alle gevallen bruikbaar is^[20].

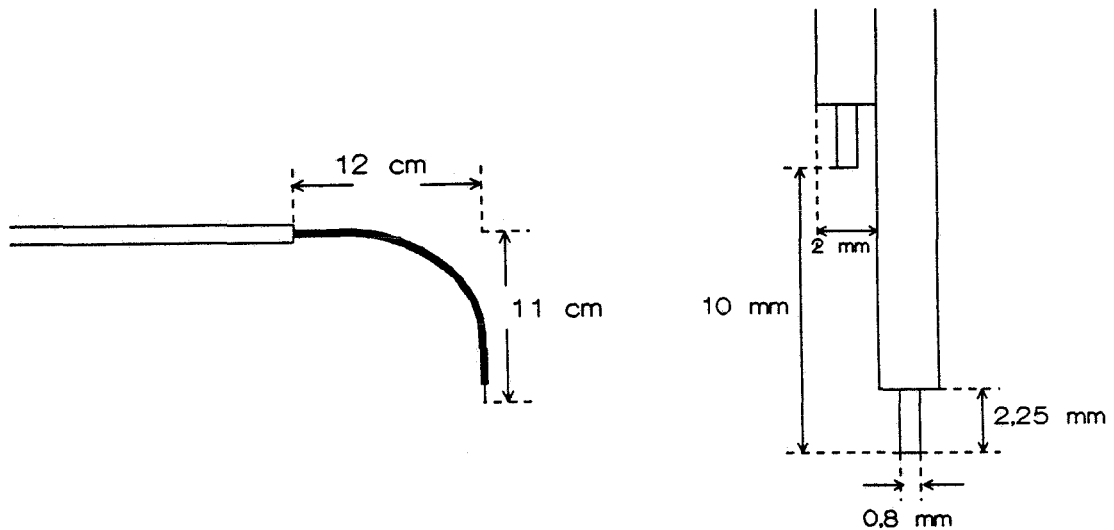
De invloed van het aantal stofoverdrachtstrappen en de doorstromingsfactor op de vorm van de verblijftijdspreidingscurve was groot en deze parameters konden met deze methode derhalve nauwkeurig bepaald worden^[20]. De menging in de dichte fase was van geringe invloed^[20], vooral bij lage stofoverdracht omdat het meeste gas zich dan in de bellenfase bevindt, en de menging in de dichte fase werd daarom verwaarloosd. De menging in de bellenfase was van grotere invloed dan die in de dichte fase, vooral bij lage stofoverdracht, maar deze invloed was nog zo gering dat ook de menging in de bellenfase werd verwaarloosd.

4.3 Poederhydrodynamica

4.3.1 Meetapparatuur

De doorstromingsfactor voor de dichte fase werd berekend uit de hoeveelheid gas die zich in de bellen in het fluïdbed bevond. De bellen werden gedetecteerd met een naaldvormige, gebogen capaciteitsprobe (zie figuur 14). De capaciteitsprobe was dubbel uitgevoerd zodat naast de frequentie van de bellen ook de grootte en de stijgsnelheid van de bellen gemeten kon worden. Elke probe bestaat uit een dunne metaaldraad als ene

pool, met daaromheen een van die draad geïsoleerde en enkele millimeters kortere metalen buis als andere pool. De twee probes liggen een centimeter boven elkaar.



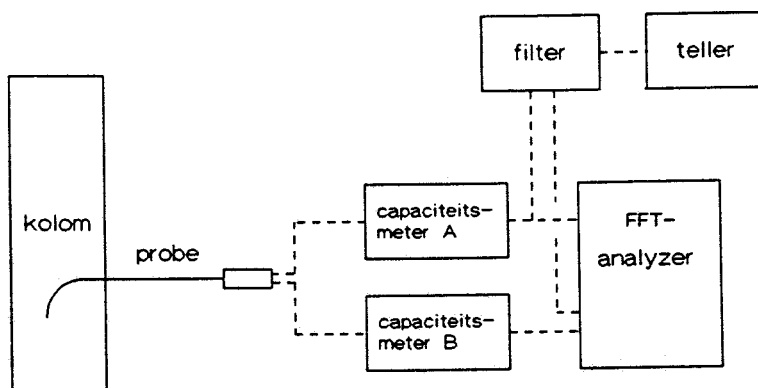
zijaanzicht

vooraanzicht

figuur 14: capaciteitsprobe

Door de kleine afstand tussen de probes is de kans dat bellen tussen de twee probes coaleseren of splitsen zeer klein en er werd derhalve aangenomen dat deze verschijnselen de metingen niet beïnvloeden. De probes kunnen een kleine verstoring van de lokale fluidizatiestoestand veroorzaken. Kleine bellen konden hierdoor niet gemeten worden. De grootte van bellen die niet gemeten konden worden was afhankelijk van de deeltjesgrootte van het poeder en wordt afgeschat op ongeveer 0,5 cm. Deze kleine bellen werden door de lager gelegen probe waarschijnlijk zoveel vervormd dat ze door de hoger gelegen probe niet meer gedetecteerd konden worden. Bij grotere bellen bleken de signalen van de beide probes vrijwel identiek te zijn. De probes hebben dan blijkbaar geen invloed meer op de bellen.

De capaciteit van de probes was afhankelijk van de diëlectrische constante van het medium waarin de probe zich bevond. De diëlectrische constante van lucht (in de bellen) is lager dan die van het lucht-poeder mengsel (in de dichte fase) en de passage van een bel veroorzaakte derhalve een daling van de capaciteit die geregistreerd werd met behulp van een capaciteitsmeter.



figuur 15: apparatuur voor poederhydrodynamicametingen

De door de capaciteitsmeters afgegeven spanningen werden met een FFT- (Fast Fourier Transform) analyzer verwerkt. De grootte en stijgsnelheid van de bellen werd uit deze signalen bepaald. Met een filter werden de pieken, die werden veroorzaakt door porositeitsverschillen in de dichte fase, uit het signaal van één van de probes gehaald. Het aantal pieken in dit gefilterde signaal werd met een elektronische teller bepaald.

4.3.2 Metingen

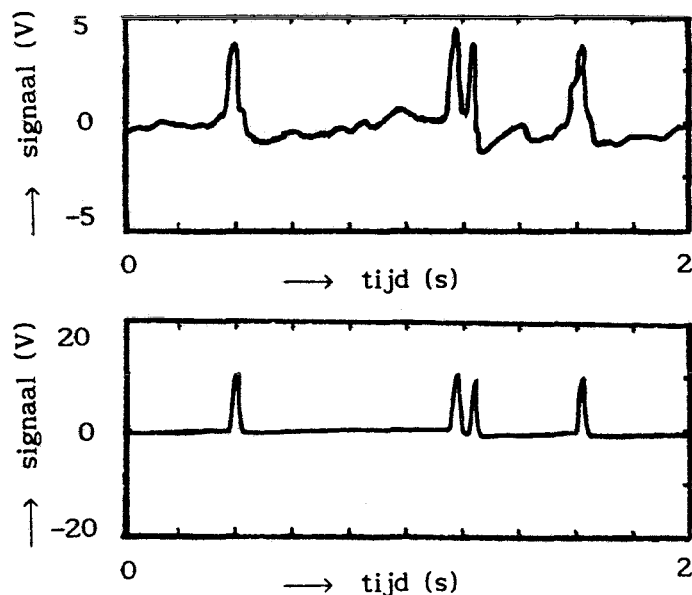
De metingen van de poederhydrodynamica in het fluïdbed werden niet steeds bij dezelfde bedhoogtes en gassnelheden als de metingen van de verblijftijdspreiding verricht. Tabel 4 geeft een overzicht van de meetcondities.

tabel 4: meetcondities tijdens poederhydrodynamicametingen

$d_p = 165 \mu\text{m}$			$d_p = 230 \mu\text{m}$			$d_p = 587 \mu\text{m}$				
H	U	U/U_{mf}	H	U	U/U_{mf}	H	U	U/U_{mf}		
(cm)	(cm/s)		(cm)	(cm/s)		(cm)	(cm/s)			
55	4,7	2	55	7,5	1,5	95	25,2	1,2		
	9,3	4			11,0		2,2	55	22,9	1,1
	14,0	6,1			14,6		2,9			26,1
35	4,9	2,1	35	7,8	1,5		29,0	1,4		
	12,2	5,3			11,2	2,2				
	19,4	8,4			14,1	2,8				

De metingen werden op verschillende hoogtes in het bed uitgevoerd. De capaciteitsprobes, die de bellen registreerden, konden om de 10 cm in het bed gestoken worden. De laagst mogelijke meethoogte was 4 cm. Omdat de probes te groot waren om bellen kleiner dan 0,5 cm te kunnen meten kon echter niet op een hoogte van 4 cm worden gemeten. De bellen hadden daar deze grootte namelijk nog niet bereikt. Tevens kon niet aan het bedoppervlak gemeten worden omdat de probe, door de fluctuerende bedhoogte, regelmatig boven het bedoppervlak uitstak. De meting werd hier zo ernstig door gestoord dat het meten van de bellen onmogelijk was. Hierdoor zou er bij een bedhoogte van 25 cm, zoals gebruikt voor enkele verblijftijdspreidingsmetingen, slechts op een hoogte van 14 cm in het bed gemeten kunnen worden. Het bepalen van de poederhydrodynamica en de doorstromingsfactor φ over het gehele bed uit metingen op één hoogte is onnauwkeurig. Bovendien werd de gemeten doorstromingsfactor niet gebruikt om de stofoverdracht in het bed te berekenen. Daarom werd voor een laagste bedhoogte van 35 cm gekozen.

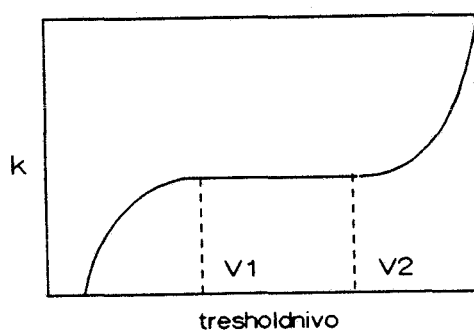
De belfrequentie, -grootte en -stijgsnelheid variëerden niet alleen met de hoogte in het bed, maar ook met de afstand van het centrum van het bed. Deze parameters werden daarom, net als de verblijftijdspreiding, op meerdere punten, met een onderlinge afstand van 2 cm, tussen het centrum van het bed en de kolomwand bepaald.



figuur 16: signaal van capaciteitsprobe voor en na filteren
(kz 165 μm , $U = 14 \text{ cm/s}$, meettijd 2 s)

De frequentie waarmee de bellen de bellen de probes raakten werd bepaald uit het signaal van de onderste probe, dat het sterkst was. Het "thresholdnivo" van het filter werd zo gekozen dat alleen pieken die werden veroorzaakt door bellen werden geteld met een elektronische teller (zie figuur 16). De tijd waarover het aantal bellen werd gemeten werd ook bepaald, zodat de belfrequentie te berekenen was. Het signaal van de capaciteitsmeters was door ruis gestoord. Hierdoor bestaat een piek in feite uit meerdere korte pieken achter elkaar en zouden er te veel bellen geteld worden. Met een zogenaamd RC-filter werd voorkomen dat deze korte pieken ook meegeteld werden. De juiste instelling van het thresholdnivo werd bepaald door bij verschillende nivo's de belfrequentie te meten. Tussen bepaalde waarden van het thresholdnivo (V_1 en V_2) was de belfrequentie onafhankelijk van het thresholdnivo (zie figuur 17). Dit was nu zo ingesteld dat alleen pieken die door bellen werden veroorzaakt geteld werden [26].

Bij elk poeder en elke gassnelheid moest het juiste thresholdnivo opnieuw worden bepaald. Door de, met het poeder en de gassnelheid, wisselende porositeit in de dichte fase was het nivo van de pieken die door de bellen veroorzaakt worden steeds anders. Het aantal bellen waaruit de frequentie werd bepaald lag, bij verschillende meetpunten, tussen de 200 en 2000. Er werd bij elk meetpunt één maal gedurende 5 tot 10 minuten gemeten.



figuur 17: instelling van het thresholdnivo van het filter voor de meting van de belfrequentie

De belgrootte en -stijgsnelheid werden bepaald door de signalen van een aantal bellen met behulp van een FFT-analyzer te middelen. Het bleek dat 128 of 256 bellen voldoende waren. De signalen van beide probes werden door de FFT-analyzer gedurende een bepaalde tijd "gesampeld" als het signaal van de onderste probe een bepaald instelbaar triggernivo overschreed. Er werd op het signaal van de onderste probe getriggerd omdat de bellen hier nog niet

door de aanwezigheid van de probe zijn beïnvloed. De sampletijd is instelbaar en werd steeds iets groter dan de contacttijd van de bellen aan de probe genomen en was telkens 200 of 400 ms (zie figuur 21). Zolang het triggernivo van de FFT-analyzer hoger lag dan het tresholtnivo van het filter, en er derhalve alleen signalen van bellen werden gesampeld, bleek de meting niet door de ligging van het triggernivo beïnvloed te worden.

De FFT-analyzer hield het basisnivo van het signaal op 0 Volt. De automatische correctie van het basisnivo verliep veel trager dan de veranderingen in het signaal en dit werd derhalve niet beïnvloed. Uit het signaal dat door de onderste probe werd afgegeven, werd de contacttijd van de bellen aan de probe bepaald. Een bel bereikte de bovenste probe iets later dan de onderste probe en er ontstond zodoende een klein tijdsverschil tussen de twee signalen. Dit was gelijk aan de tijd die een opstijgende bel nodig had om de afstand tussen de probes af te leggen. Uit de contacttijd van de bellen aan de probe, het tijdsverschil tussen de signalen en de afstand tussen de probes werden de belgrootte en -stijgsnelheid bepaald.

4.3.3 Gegevensverwerking

4.3.3.1 Inleiding

De bellenfase in het fluïdbed werd beschreven door drie grootheden^[26]. Dit waren het aantal bellen dat de probe per seconde raakte (k) en de grootte en de stijgsnelheid van de bellen. De parameter k is niet gelijk aan de lokale belfrequentie (f), die gedefinieerd wordt als het aantal belcentra dat een oppervlak rond de probe passeert^[26]. Uit het aantal bellen dat de probe raakte (n) in een bepaalde tijd (T) werd k berekend met:

$$k = \frac{n}{T} \quad (30)$$

De stijgsnelheid van een bel (u_b) werd gegeven door de afstand tussen de probes (s) en de tijd die een bel nodig had om deze afstand af te leggen, de stijgtijd t_a :

$$u_b = \frac{s}{t_a} \quad (31)$$

De grootte van de bellen werd beschreven met de gemiddelde doorsteeklengte. Dit is de gemiddelde afstand waarover de bellen door de probes doorstoken werden. Deze afstand is niet gelijk aan de gemiddelde beldiameter. De

doorsteeklengte werd gegeven door de tijd dat een bel in contact was met één van de probes, de belcontacttijd t_b (zie § 4.3.3.3).

De bij de metingen gebruikte FFT-analyzer zou in principe de stijgtijd en de belcontacttijd kunnen bepalen. Hiervoor zouden de signalen van een groot aantal bellen opgeslagen en gemiddeld en met de kruiscorrelatie- en autocorrelatiefunctie geanalyseerd moeten worden. Zodoende zouden de gemiddelde stijgtijd en belcontacttijd van de geregistreeerde bellen bepaald kunnen worden. Deze methode is onder andere bij een onderzoek naar de circulatie in een fluïdbed door Leenderste toegepast^[21].

De autocorrelatiefunctie heeft als groot nadeel dat de bepaalde belcontacttijd afhankelijk is van de vorm van het signaal^[26]. Deze tijd is alleen gelijk aan de werkelijke tijd als er met bloksignalen wordt gewerkt. De signalen van de capaciteitsmeters zijn hadden echter een grillige vorm en het gebruik van de autocorrelatiefunctie leidde daardoor tot foutieve waarden. De belcontacttijd zou ook bepaald kunnen worden door met twee tellers de totale belcontacttijd van een aantal bellen en de hoeveelheid bellen te meten^[26]. Deze methode werd vanwege de hierna genoemde reden niet gebruikt.

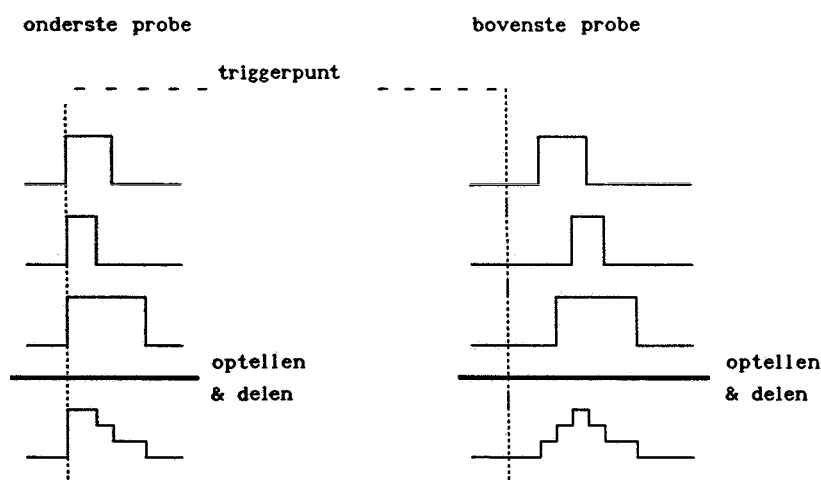
Werther^[26] heeft aangetoond dat met de kruiscorrelatiefunctie alleen onder bepaalde voorwaarden de stijgtijd bepaald kan worden. De stijgtijden van de bellen zijn niet gelijk, maar zijn rond een bepaald gemiddelde verdeeld. De kruiscorrelatiefunctie van twee signalen, die zijn ontstaan door een groot aantal bellen te meten, geeft het maximum van die verdeling. Alleen bij een symmetrische verdeling ligt het maximum bij dezelfde tijd als gemiddelde. De verdeling van de stijgtijden was echter asymmetrisch met een gemiddelde dat bij een grotere tijd dan het maximum ligt. Met de kruiscorrelatiefunctie worden daarom in principe te kleine waarden voor de stijgtijd gevonden. Als de spreiding klein is wordt een asymmetrische verdeling nagenoeg gelijk aan een symmetrische verdeling. Door de afstand tussen de probes (s) zeer klein te maken werd de spreiding van de stijgtijden verlaagd en ontstond er een symmetrische verdeling. Werther koos voor een afstand van 3,6 mm tussen de probes. De gebruikte probes hadden een onderlinge afstand van 10 mm en de gemeten stijgtijden waren daarom asymmetrisch verdeeld. De kruiscorrelatiefunctie kon derhalve niet gebruikt worden om de stijgtijd te bepalen.

Daarom werd door middel van een statistische analyse van de signalen van de twee probes de stijgtijd en belcontacttijd bepaald. Deze methode gaat

uit van een asymmetrische verdeling voor beide tijden en bepaald naast het gemiddelde ook de spreiding van die verdelingen. Het bepalen van de spreiding is het gevolg van de opzet van deze methode en van essentieel belang voor de werking van de methode. De spreiding in de verdelingen van beide tijden is nodig om de gemiddelde tijden te kunnen bepalen. Het is derhalve onmogelijk om de belcontacttijd met de eerder vermelde methode met twee tellers te bepalen, omdat daarmee de spreiding van de belcontacttijd niet gemeten wordt.

4.3.3.2 Statistische analyse van het signaal

De curve van het, door de FFT-analyzer uit meerdere bellen berekende, gemiddelde signaal werd beïnvloed door de waarde van het gemiddelde en de spreiding rond dit gemiddelde. Uit de curve van de gemiddelde signalen van de twee probes konden derhalve de gemiddelden en spreidingen worden bepaald. De FFT-analyzer berekende het gemiddelde signaal door de waarden van de signalen van de geregisteerde bellen op te tellen en deze som van de meetwaarden te delen door het aantal signalen. Dit wordt vereenvoudigd weergegeven in figuur 18. De curve van het signaal van de onderste probe was alleen afhankelijk van het gemiddelde en de spreiding van de belcontacttijden. De signalen van beide probes werden namelijk getriggerd als een bel de onderste probe raakte. De curve van het signaal van de bovenste probe was daarom afhankelijk van het gemiddelde en de spreiding van de stijgtijden en de belcontacttijden.



figuur 18: berekening van het gemiddelde signaal door de FFT-analyzer

Om uit de curves van de gemiddelde signalen de gemiddelde stijgtijd en belcontacttijd te kunnen bepalen moesten er enkele aannames gemaakt worden. Ten eerste werd verondersteld dat beide tijden asymmetrisch verdeeld waren volgens een lognormale verdeling. In het algemeen zijn grootte en snelheid, waaraan deze tijden gerelateerd zijn, lognormaal verdeeld^[23]. Uit de meting van belcontacttijden van individuele bellen, door deze tijden direct uit de signalen van deze bellen af te lezen, bleken deze lognormaal verdeeld te zijn (zie figuur 19). De asymmetrische verdeling van de stijgtijden is door Werther aangetoond^[26]. De kans op een bepaalde waarde ($f(x)$) wordt volgens een lognormale verdeling gegeven door^[23]:

$$f(x) = \frac{1}{(x - \theta) \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left\{-\frac{(\ln(x - \theta) - \mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right\} \quad (32)$$

met: μ = gemiddelde

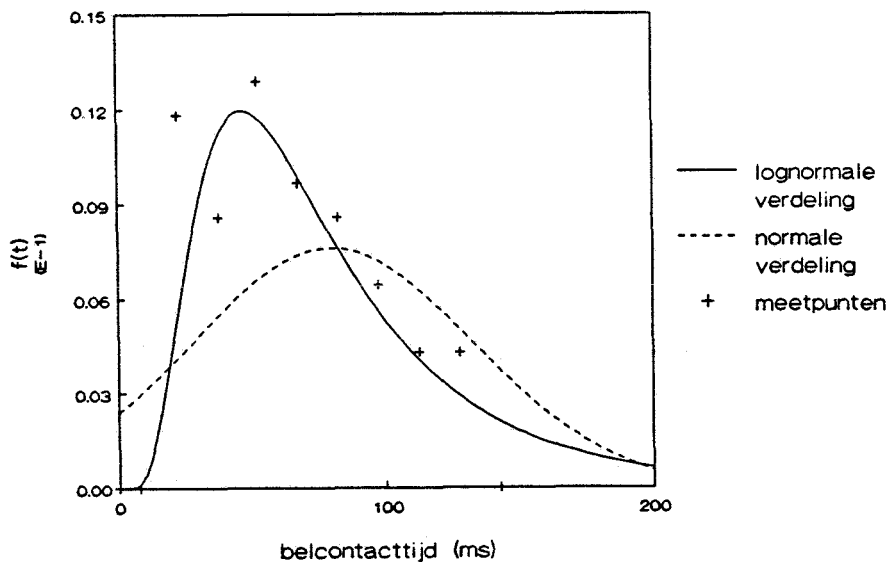
σ = spreiding

θ = startwaarde waarvoor $f(x) > 0$

= 0 (in de meeste gevallen)

In ons geval wordt de lognormale verdeling gegeven door:

$$f(x) = \frac{1}{x \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left\{-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right\} \quad (32a)$$



figuur 19: verdeling van de belcontacttijden

(kz 165 μm , $U = 14 \text{ cm/s}$)

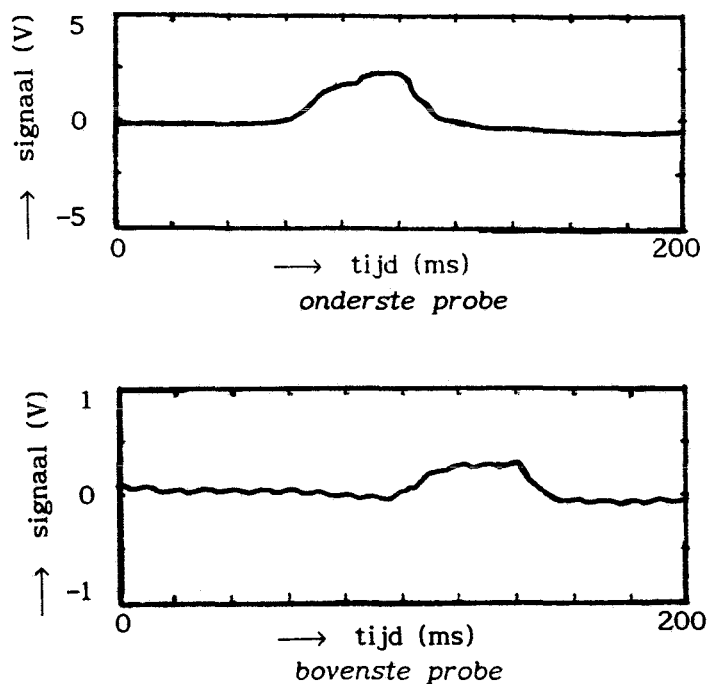
Het gemiddelde en de variantie (σ^2) van een lognormale verdeling zijn niet gelijk aan het werkelijke gemiddelde (T) en de werkelijke variantie (S^2) gegeven door de bijbehorende normale verdeling. Uit het gemiddelde en de spreiding van de lognormale verdeling kunnen het werkelijke gemiddelde en de werkelijke variantie berekend worden met:

$$T = \theta + \exp\left(\mu + \frac{1}{2} \cdot \sigma^2\right) \quad (33)$$

$$= \exp\left(\mu + \frac{1}{2} \cdot \sigma^2\right) \quad (\text{met } \theta = 0) \quad (33a)$$

$$S^2 = \exp(2\mu) \cdot \exp(\sigma^2) \cdot (\exp(\sigma^2) - 1) \quad (34)$$

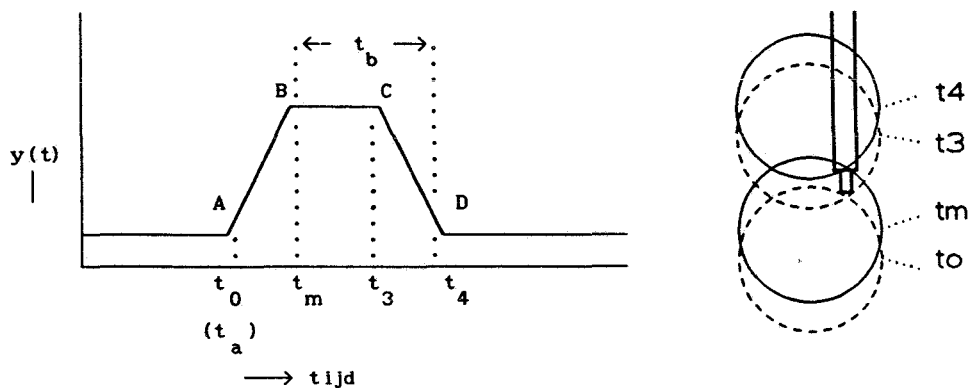
Ten tweede werd er van uitgegaan dat de stijgtijd en belcontacttijd van een individuele bel stochastisch onafhankelijk zijn. De diameter en stijgsnelheid van een bel zijn welliswaar aan elkaar gerelateerd (zie § 1.4), maar omdat een bel op een willekeurige plaats door de probes doorstoken werd was er geen verband tussen de doorsteeklengte van een individuele bel en de stijgsnelheid van die bel. Er was daarom ook geen verband tussen de stijgtijd en de belcontacttijd van een individuele bel.



figuur 20: signaal van een enkele bel
(kz 165 μm , $U = 14 \text{ cm/s}$, meettijd 200 ms)

Ten derde werd er van uitgegaan dat de gemiddelde belcontacttijd aan de onderste en de bovenste probe gelijk was. Voor een individuele bel was dit niet altijd het geval (zie figuur 20) omdat de probes de bel niet op exact dezelfde plaats doorstaken, en de doorsteeklengte per probe verschillend was. Doordat de bellen op willekeurige plaatsen door het bed bewogen werden ze ook op willekeurige plaatsen doorstoken en de gemiddelde doorsteeklengte was dan voor beide probes wel gelijk, wat ook bleek uit metingen. In de buurt van de wand van de kolom konden de bellen niet meer op willekeurige plaatsen opstijgen en kon de belcontacttijd aan de probes verschillen. Doordat de probes ten opzichte van de wand naast elkaar waren geplaatst is dit verschil verwaarloosbaar.

Tenslotte werden de signalen van de individuele bellen voorgesteld door een trapezium (zie figuur 21). De helling van de flanken van het trapezium werd veroorzaakt door de lengte van probe en was daarom voor beide flanken hetzelfde^[26]. Als een bel de probe aan de onderkant raakte trad er een verandering in de capaciteit op (punt A). De tijd waarop deze verandering plaats vond werd t_0 genoemd. De verandering in de capaciteit werd groter naarmate de bel langs de probe opsteeg en de probe verder in de bel door-drong. De capaciteitsverandering was maximaal als de bel de probe geheel raakte (punt B). Het maximum werd bereikt na een tijd t_m . Er werd verondersteld dat de hoogte van het maximum voor alle signalen gelijk was. De capaciteitsverandering begon te verminderen als het poeder in de dichte fase aan de onderkant van de bel de onderkant van de probe raakte (punt C). Als de gehele bel de probe was gepasseerd is er geen capaciteitsverandering meer (punt D). De belcontacttijd was gelijk aan de tijd tussen twee punten waar de verandering in de capaciteit begon of stopte. Werther^[26] maakte ook gebruik van deze benadering van het signaal van een bel.



figuur 21: benadering van een enkele bel met een trapezium

Mathematisch werd het trapezium beschreven met:

$$y(t) = 0 \quad (t < t_0) \quad (35a)$$

$$y(t) = \frac{y_{\max}}{(t_m - t_0)} \cdot (t - t_0) \quad (t_0 \leq t \leq t_m) \quad (35b)$$

$$y(t) = y_{\max} \quad (t_m \leq t \leq t_3) \quad (35c)$$

$$y(t) = \frac{y_{\max}}{(t_3 - t_4)} \cdot (t - t_3) \quad (t_3 \leq t \leq t_4) \quad (35d)$$

$$y(t) = 0 \quad (t > t_4) \quad (35e)$$

Zoals gezegd berekende de FFT-analyzer het gemiddelde signaal door de individuele signalen op te tellen en te delen door het aantal signalen:

$$\overline{y(t)} = \frac{\sum_{i=1}^n y_i(t)}{n} \quad (36)$$

De signalen van de onderste probe werden allemaal op hetzelfde punt getriggerd zodat de helling van de linkerflank van het gemiddelde signaal gelijk was aan de gemiddelde helling van de gemeten signalen. Op de tijd t_m raakten alle bellen aan de probe. In de curve van het gemiddelde signaal lag hier derhalve een maximum, met de waarde y_{\max} . De kans dat een bel op t_m de probe raakte was gelijk aan één. Op tijden groter dan t_m was de waarde van het gemiddelde signaal lager omdat niet alle bellen na een bepaalde tijd de probe nog raakten. De kans dat een bel dan de probe raakte was kleiner dan één. Als de bel met de grootste contacttijd de probe was gepasseerd raakte er geen enkele bel meer aan de probe en was het gemiddelde signaal gelijk aan nul. De kans dat er nu nog een bel de probe raakte was ook gelijk aan nul. De curve van het gemiddelde signaal was voor tijden groter dan t_m daarom gerelateerd aan de cumulatieve kansverdeling van de belcontacttijden. Dit kan als volgt worden bewezen. De cumulatieve kansverdeling wordt gegeven door:

$$\begin{aligned} P(t_b \leq t) &= F(t) = \int_0^t f(t)dt \\ &= \frac{\text{aantal maal dat belcontacttijd} \leq t}{\text{aantal gemeten bellen}} \end{aligned} \quad (37a)$$

$$= \frac{\sum_{i=1}^n y_i(t_b \leq t)}{n} \quad (37b)$$

Als het nulpunt van de tijd op t_m gelegd werd volgt uit het voorgaande voor alle waarden van t groter dan nul:

$$1 - F(t) = \frac{y(t)}{y_{\max}} \quad (38)$$

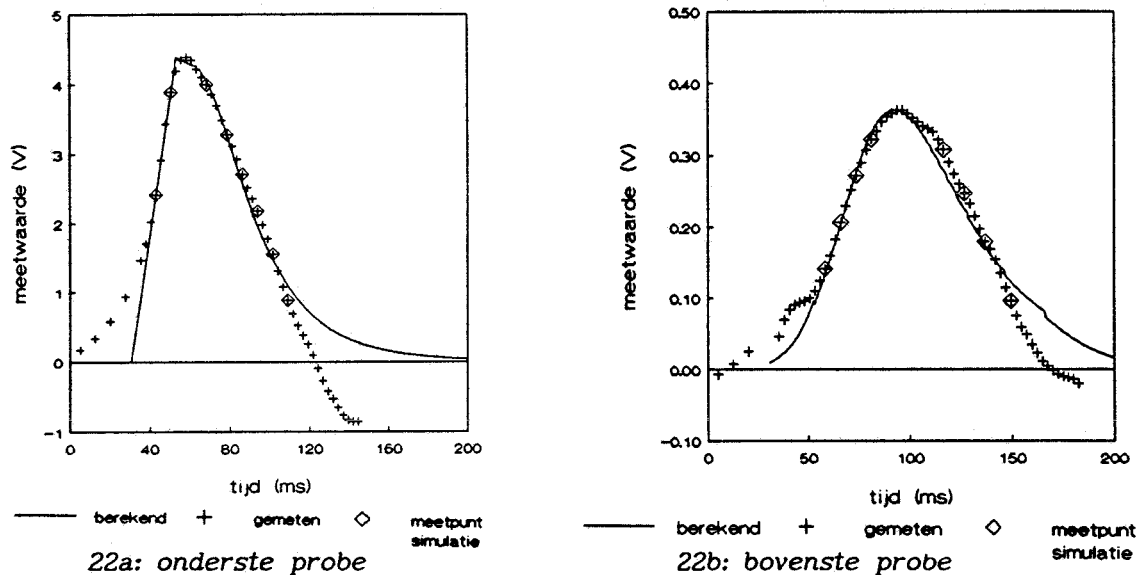
Onder genoemde aannames en na delen van alle waarden door y_{\max} werd de curve van het gemiddelde signaal van de onderste probe na het maximum gegeven door de vergelijking $1 - F(t)$. Het gemiddelde en de spreiding van de belcontact-tijd werden bepaald door $F(t)$ te berekenen door numerieke integratie van $f(t)$ en het "fitten" van de curve door middel van het variëren van het gemiddelde en de spreiding in de lognormale verdeling.

De signalen van de bellen werden door de bovenste probe na de stijgtijd t_a gedetecteerd. Op een tijd t_a na t_0 begon er derhalve een verandering van de capaciteit van de bovenste probe plaats te vinden. Het signaal kon weer met een trapezium worden beschreven waarbij t_0 werd veranderd in t_a . De waarde van y_{\max} die de sterkte van het signaal aangaf was voor het signaal van de bovenste probe lager dan voor de onderste probe. De bovenste probe en de daaraan gekoppelde capaciteitsmeter waren kennelijk minder gevoelig voor de capaciteitsveranderingen. Het maximum in de curve van het gemiddelde signaal van de bovenste probe was niet gelijk aan y_{\max} die in het trapezium de sterkte van het signaal aangaf. Het kwam namelijk veelvuldig voor dat bellen de onderste probe al helemaal gepasseerd waren terwijl andere bellen de bovenste probe, op dezelfde tijd na het raken van de eerste probe, nog niet geraakt hadden. Er was, in tegenstelling tot wat aan de onderste probe plaats vond, geen enkele tijd na t_0 waarop alle geregisteerde bellen aan de bovenste probe raakten. Hierdoor was er geen enkel punt op de curve van het gemiddelde signaal waarop de kans dat een bel de bovenste probe raakte gelijk was aan één. De curve was welliswaar gerelateerd aan de cumulatieve kansverdelingen van de belcontacttijd en de stijgtijd maar kon niet direct uit deze cumulatieve kansverdelingen worden afgeleid.

Dit probleem werd opgelost door op de computer het signaal van de bovenste probe te simuleren. Hierbij werden de bellen die de probe passeren gesimuleerd en er werd op dezelfde wijze als de FFT-analyzer dit doet een

gemiddeld signaal van een aantal bellen die de bovenste probe raken gegenereerd. Hierbij werd de belcontacttijd gegeven door de, uit het signaal van de onderste probe bepaalde, kansverdeling van de belcontacttijd. Door het gemiddelde en de spreiding van de stijgtijd te variëren werden de gemeten en de gesimuleerde curve "gefit" en konden deze waarden bepaald worden.

Deze methode geeft niet alleen betrouwbare waarden voor de belcontacttijd en de stijgtijd, maar heeft door het bepalen van de spreiding van deze tijden nog enkele voordelen. Door het bepalen van de spreiding in deze tijden kan de spreiding in de belgrootte en -stijgsnelheid berekend worden. Zodoende kan meer inzicht verkregen worden in de verdeling van de belgrootte en -stijgsnelheid in het fluïdbed. Deze gegevens kunnen gebruikt worden om een statistisch model van het fluïdbed op te stellen.



figuur 22: gemeten en berekend gemiddelde signaal
(kz 165 μm , $U = 14 \text{ cm/s}$)

De gemeten signalen werden door enkele punten op de curve van de signalen beschreven. Het gemiddelde en de spreiding van de belcontacttijd werd eerst uit het signaal van de onderste probe bepaald. Hiervoor werden ten eerste de punten t_0 en t_m en de helling van de flank van het trapezium bepaald. De curve van het gemiddelde signaal was op het gedeelte voor het maximum over een kleine periode recht. Uit twee punten op deze rechte werd de helling van de flank bepaald (zie figuur 22a). De lijn door deze twee

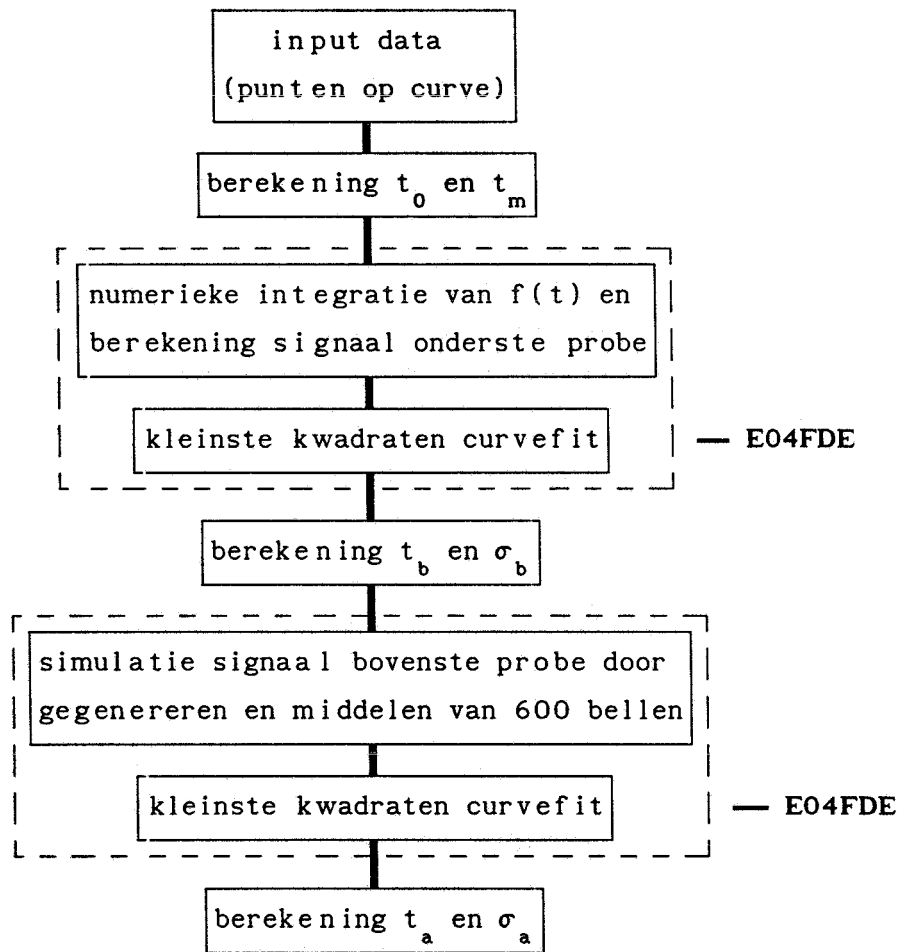
punten werd geëxtrapoleerd naar het nulnivo en naar het nivo van het maximum van de curve, dat ook bepaald werd. Het basisnivo van het signaal is 0 Volt en door de lijn naar dit nivo te extrapoleren werd de tijd t_0 , waarop alle bellen de probe beginnen te raken, bepaald. De curve van het berekende gemiddelde signaal wijkt bij het nulnivo af van het gemeten signaal (zie figuur 22a). Dit werd voornamelijk veroorzaakt doordat het werkelijke signaal niet gelijk was aan het trapezium waarmee het gesimuleerd werd. Door de curve te extrapoleren naar het nivo van het maximum van het signaal werd de tijd t_m , waarop alle bellen de probe helemaal raakten, bepaald.

Vanaf t_m was de curve gelijk aan $1 - F(t)$. Het gedeelte van de curve na het maximum werd door zes punten op deze curve beschreven (zie figuur 22a). De gehele curve werd zodoende door acht punten en het nivo van het maximum voorgesteld. Voor het curvefitten berekende de computer een curve voor het gemiddelde signaal die met de gemeten curve vergeleken werd. Bij de zes meetpunten na het maximum van de gemeten curve werd het verschil tussen de twee curves met behulp van de kleinste kwadraten methode bepaald. In figuur 22a is het verschil tussen een berekende en een gemeten curve te zien.

Bij de simulatie, voor het bepalen van de stijgtijd van de bellen, werden de signalen van de bellen beschreven met het trapezium volgens vergelijking (35). Er werden in totaal 600 bellen door de computer "gegenereerd". Uit deze gegenereerde bellen werd op dezelfde wijze als de FFT-analyzer dit doet een gemiddeld signaal berekend. Het gemeten signaal werd op deze wijze numeriek gesimuleerd. Dit gesimuleerde signaal werd weer door middel van curvefitten met het gemeten signaal vergeleken. Het gemeten signaal werd beschreven met de hoogte van het maximum en acht punten op de curve, waarvan er vier vóór en vier na het maximum liggen (zie figuur 22b).

Bij het simuleren van het gemiddelde signaal en het curvefitten stuitte we op het probleem dat het maximum van de gemeten curve niet gelijk was aan de hoogte van het gemiddelde signaal. Het was daardoor niet bekend welke hoogte de gemeten bellen hadden en welke hoogte de gegenereerde bellen moesten hebben om tot een gesimuleerde curve te komen die gelijk was aan de gemeten curve. Dit probleem werd opgelost door voor de hoogte van de gegenereerde bellen een waarde aan te nemen en op basis hiervan een signaal te simuleren. Door de maxima van de gesimuleerde en de gemeten curve aan elkaar gelijk te stellen konden de curves met elkaar vergeleken worden en kon de curvefit uitgevoerd worden. Het verschil tussen een gesimuleerde en

een gemeten curve is in figuur 22b te zien. Hierbij valt op dat de curves op het laatste gedeelte afwijken. Dit werd wederom veroorzaakt door het feit dat het werkelijke signaal afweek van het trapezium waarmee het gesimuleerd werd. Het gemiddelde en de spreiding van de stijgtijd werden op dezelfde wijze als die voor de belcontacttijd uit de best fittende curve bepaald. De verschillende stappen in het computerprogramma zijn afgebeeld in figuur 23.



figuur 23: overzicht van het computerprogramma

4.3.3.3 Bepalen van de lokale fluidizatiestoestand

Uit de drie meetwaarden (het aantal bellen dat de probe per seconde raakt (k), de belcontacttijd (t_b) en de stijgtijd (t_a)) worden de grootheden berekend die de lokale fluidizatiestoestand op de plaats van de probe beschrijven:

- de gemiddelde doorsteeklengte ($E(l)$)
- de lokale bellenholdup (ϵ_b)
- de lokale bellengasstroom (V_b)

Omdat de doorsteeklengte en de belstijgsnelheid stochastische variabelen zijn (ze zijn voor alle bellen anders maar voldoen aan een bepaalde verdeling), zijn in principe alleen de gemiddelde waarden bruikbaar. Alle variabelen en daaruit berekende grootheden zijn daarom gemiddelde waarden.

De gebruikte vergelijkingen worden uitgebreid beschreven door Werther^[26].

Voor een enkele bel die de probe raakt geldt voor de doorsteeklengte van die bel (l_1):

$$l_1 = u_{bi} \cdot t_{bi} \quad (39)$$

De stijgsnelheid en de belcontacttijd van een bel zijn stochastisch onafhankelijk zodat de gemiddelde doorsteeklengte van meerdere bellen gegeven wordt door:

$$E(l) = u_b \cdot t_b \quad (40)$$

De lokale bellenholdup is gelijk aan het gedeelte van de tijd dat er bellen door de probe geregistreerd worden, en wordt gegeven door:

$$\varepsilon_b = k \cdot t_b \quad (41)$$

De lokale bellengasstroom is gelijk aan de hoeveelheid gas zich per tijd- en oppervlakte-eenheid in de bellen bevindt. Als referentieoppervlak wordt het oppervlak van de probe gebruikt. De lokale bellengasstroom kan dan worden berekend met:

$$V_b = k \cdot t_b \cdot u_b \quad (42)$$

De doorstromingsfactor op een bepaalde hoogte in het bed wordt gegeven door (omwerken van vergelijking (5)):

$$\varphi = \frac{U - V_B}{U_{mf}} \quad (43)$$

met: V_B = over het oppervlak van het bed gemiddelde bellengasstroom

De over het oppervlak gemiddelde bellengasstroom werd uit de lokale bellengasstroom op de verschillende meetpunten op een bepaalde meethoogte berekend. Aangezien de totale gasstroom zich homogeen over het bed verdeelt kon de gemiddelde bellengasstroom op dezelfde wijze als de gemiddelde

verblijftijdsspreidingscurve bepaald worden (zie § 4.2.3). De over het gehele bed gemiddelde doorstromingsfactor werd bepaald door de deze over de hoogte van het bed te middelen.

De andere grootheden die de lokale fluïdizatiestoestand beschrijven werden uiteraard op dezelfde wijze gemiddeld om het gemiddelde op een bepaalde hoogte of over het gehele bed te bepalen.

5 RESULTATEN EN DISCUSSIE

5.1 Stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase

De verblijftijdspreiding van het gas werd, bij de verschillende poeders, gassnelheden en bedhoogtes, in totaal in 18 situaties gemeten. De berekeningen bleken het meest gevoelig te zijn voor variaties in het aantal stofoverdrachtstrappen. De waarde voor de doorstromingsfactor was slechts van invloed bij variaties in deze waarde groter dan circa 20 %. Bij de berekeningen waren de grenswaarden voor het aantal stofoverdrachtstrappen 0,01 en 20. De doorstromingsfactor kon worden gevarieerd tussen 1 en de waarde van U/U_{mf} . De resultaten van het berekenen van het aantal stofoverdrachtstrappen tussen de bellenfase en de dichte fase staan in tabel 5.

tabel 5a: meetresultaten stofoverdracht

kwartzand 165 μm , $U_{mf} = 2,3 \text{ cm/s}$, $\varepsilon_d = 0,472$

H (cm)	U (cm/s)	δ (%)	$\tau_{ber.}$ (s)	$\tau_{met.}$ (s)	$\Delta\tau$ (s)	Δfit	φ	N_k	H_k (cm)	S (cm)
55	4,7	5,3	5,85	5,95	0,10	0,09	1,00	1,65	33,3	53,0
	9,3	9,6	3,09	4,62	1,53	0,35	1,00	1,45	37,9	75,8
	14,0	11,8	2,10	3,43	1,33	0,06	1,00	1,18	46,6	93,4
25	4,9	5,3	2,55	2,25	-0,30	0,03	1,00	4,80	5,2	36,5
	9,8	9,3	1,33	1,09	-0,24	0,39	1,00	2,53	9,9	51,6
	14,0	12,8	0,96	0,91	-0,05	0,21	1,00	1,18	21,2	61,7
	19,4	16,4	0,72	0,64	-0,08	0,02	1,00	0,80	31,3	72,6
	24,3	16,4	0,57	0,64	0,07	1,30	1,00	0,18	138,9	81,3

tabel 5b: meetresultaten stofoverdracht

kwartzand 230 μm , $U_{mf} = 5,1 \text{ cm/s}$, $\varepsilon_d = 0,434$

H (cm)	U (cm/s)	δ (%)	$\tau_{ber.}$ (s)	$\tau_{met.}$ (s)	$\Delta\tau$ (s)	Δfit	φ	N_k	H_k (cm)	S (cm)
55	7,5	5,7	3,42	3,61	0,19	0,01	1,05	1,64	33,5	45,0
	11,0	9,6	2,44	2,84	0,40	0,02	1,00	1,19	46,2	54,5
	14,6	11,3	1,88	1,67	-0,21	0,04	1,00	0,76	72,4	62,7
25	7,8	2,7	1,44	1,29	-0,15	0,11	1,07	1,59	15,7	30,9
	11,2	8,3	1,07	1,29	0,22	0,16	1,00	1,17	21,4	37,0
	14,1	10,9	0,88	0,73	-0,15	0,11	1,00	1,29	19,4	41,6

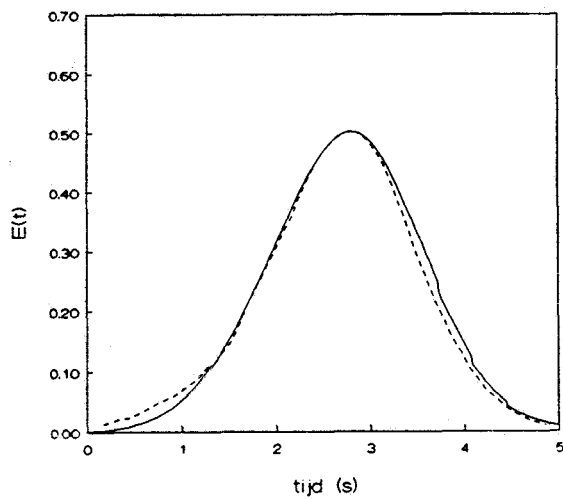
Bij het poeder van 587 μm was de fraktie gas in de bellen fase te klein (15 - 25 %) om de het aantal stofoverdrachtstrappen te kunnen bepalen. De hoeveelheid gas die door stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase werd uitgewisseld was hierdoor zo klein dat geen meetbare verschillen in de verblijftijdspreiding van het gas optraden. Zelfs bij een variatie van het aantal stofoverdrachtstrappen tussen 0,05 en 10 trad geen verschil op in de berekende curve.

Bij het berekenen van het aantal stofoverdrachtstrappen moest de gemiddelde verblijftijd van het gas in het fluïdbed die werd berekend uit de gasfraktie in het bed (vergelijking (13), zie § 1.5) gelijk zijn aan de gemiddelde verblijftijd die uit de gemeten verblijftijdspreidingscurve werd berekend (vergelijking (27), zie § 4.2.3). Deze twee gemiddelde verblijftijden waren in geen enkel geval aan elkaar gelijk ($\Delta\tau$ in tabel 5). Dit werd veroorzaakt door onnauwkeurigheden in de meting van de variabelen die in vergelijking (13) worden gebruikt en de meting van de verblijftijdspreidingscurve. De aanname dat er geen expansie van de dichte fase optrad bij fluïdiseren (zie § 4.1.2) veroorzaakt ook een verschil in de twee verblijftijden. Het verschil in de verblijftijden lag in de meeste gevallen tussen de + 0,5 en - 0,5seconden.

Alleen bij de twee grootste gassnelheden bij de grote bedhoogte bij het poeder van 165 μm is de verschiltijd groter dan 0,5 seconde. Deze grote verschil tijd werd mogelijk veroorzaakt door poeder dat door statische oplading aan het capillair bleef hangen. Hierdoor kwam het door het capillair aangezogen gas later in de FID terecht dan uit de metingen van de vertragingstijd van de ingangspuls werd aangenomen (zie § 4.2.3). Dit verschijnsel trad alleen in deze situatie op omdat bij een grote gassnelheid en bedhoogte het capillair regelmatig in het poeder steekt, aangezien de bedhoogte dan sterk varieerde. Bij grovere deeltjes trad dit verschijnsel niet op omdat deze deeltjes te zwaar zijn om door statische oplading aan het capillair te blijven hangen. Bij een tweede meting enkele weken na de eerste meting werd dezelfde verblijftijd gemeten, zodat een fout tijdens de meting van de verblijftijdspreiding uitgesloten kan worden. Bij de meting van de bellen met de capaciteitsprobes werden ook geen verschillen in de verdeling en de stroming van de bellen door het bed waargenomen. Er is daarom geen reden om een ander stromingspatroon, waardoor een langere verblijftijd verklaard zou kunnen worden, aan te nemen.

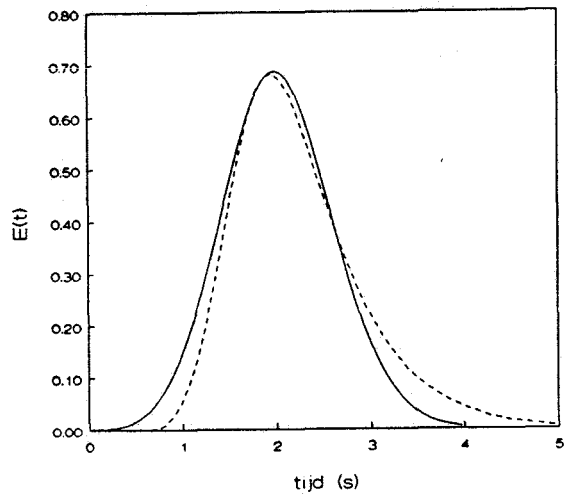
In alle andere situaties was het verschil tussen de gemiddelde

verblijftijden altijd kleiner dan 20 %, en in de meeste gevallen kleiner dan 10 %, van de gemiddelde verblijftijd. Dit lijkt een groot verschil, maar het verschil was zelden groter dan de tijd waarin twee datapunten van de verblijftijdspreidingcurve werden gemeten.



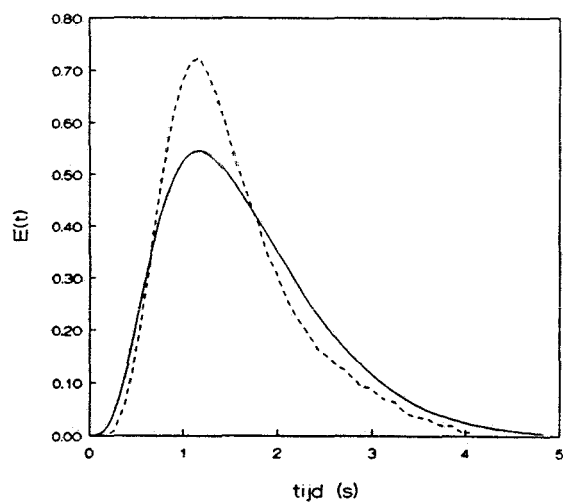
24a: $\Delta fit = 0,01$

(230 μm , $U = 7.5$ cm/s, $H = 55$ cm)



24b: $\Delta fit = 0,11$

(230 μm , $U = 7.8$ cm/s, $H = 25$ cm)

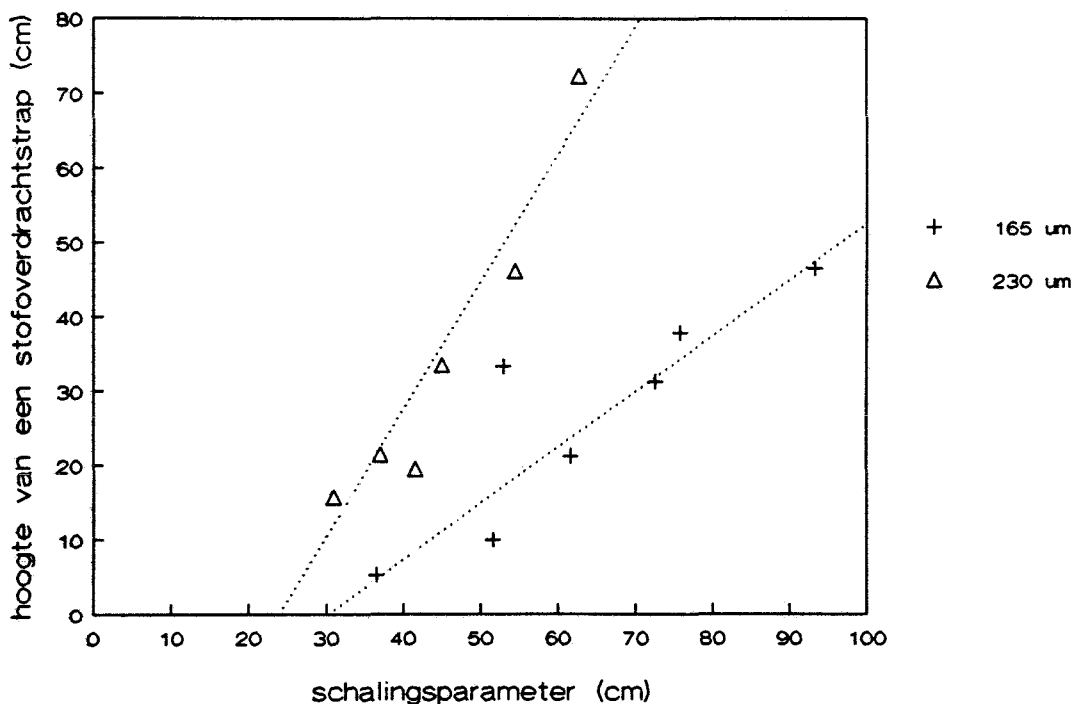


24c: $\Delta fit = 0,21$

(165 μm , $U = 14.6$ cm/s, $H = 25$ cm)

figuur 24: verschil tussen gemeten en berekende curve

Het verschil tussen de gemeten en de berekende curve, dat met behulp van de kleinste kwadraten methode werd bepaald, was in de meeste gevallen kleiner dan, of gelijk aan, 0,11 (zie Δ fit in tabel 5). Dit verschil is zo klein dat de gemeten en de berekende curve nagenoeg aan elkaar gelijk waren (zie figuur 24a en 24b). Bij een groter verschil tussen de gemeten en de berekende curve (zie figuur 24c) weken de curves te veel van elkaar af en is het berekende aantal stofoverdrachtstrappen slechts een ruwe schatting. Deze grotere verschillen tussen de curves traden vaker op bij een kleinere gemiddelde verblijftijd van het gas in het fluïdbed. De gemeten verblijftijdspreidingscurve werd in deze situaties voor een groot gedeelte bepaald door de ingangspuls van het bed. Alleen bij een gemiddelde verblijftijd van enkele seconden was het daarom goed mogelijk om het aantal stofoverdrachtstrappen te bepalen. Omdat bij grovere poeders grote gassnelheden nodig zijn om te kunnen fluïdiseren moet er een grotere bedhoogte gebruikt worden om een langere verblijftijd te krijgen. Bij een grotere bedhoogte in een kolom met een kleine doorsnede wordt de stroming van de bellen in het bed echter door de wand van de kolom beïnvloed. Een kolom met een grotere diameter biedt hier een uitkomst.



figuur 25: hoogte van een stofoverdrachtstrap

De doorstromingsfactor voor de dichte fase die tegelijk met het aantal stofoverdrachtstrappen uit de verblijftijdspreidingscurves werd berekend was in alle gevallen gelijk aan één of slechts iets groter. Hierbij moet rekening gehouden worden dat één de grenswaarde was tijdens de berekeningen. Deze waarde van de doorstromingsfactor kan verklaard worden door het feit dat voor de berekeningen de dichte fase expansie gelijk aan nul werd gesteld.

In het kader van dit onderzoek is er eerder uit de literatuur een schalingsparameter (S) voor de hoogte van een stofoverdrachtstrap (H_k) afgeleid. Deze schalingsparameter bleek evenredig met de hoogte van een stofoverdrachtstrap te zijn en is gelijk aan:

$$S = \sqrt{D \cdot H \cdot (U/U_{mf})} \sim H_k \quad (44)$$

$$\text{met: } H_k = \frac{H}{N_k} \quad (45)$$

De hoogte van een stofoverdrachtstrap werd uitgezet tegen de schalingsparameter (zie figuur 25). Hieruit blijkt dat de hoogte van een stofoverdrachtstrap groter is bij het poeder van 230 μm . Bij grovere deeltjes neemt de stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase derhalve af.

5.2 Poederhydrodynamica

De drie waarden waarmee de bellenfase werd beschreven zijn, bij de verschillende poeders, gassnelheden en bedhoogtes, in totaal in 364 situaties gemeten. Bij de berekening van de stijgtijd van de bellen kwam het in een aantal gevallen voor dat er geen goede fit van de gemeten en de berekende curve mogelijk was. De stijgtijd kon hierdoor in 52 gevallen niet worden berekend.

Bij het poeder van 230 μm kon bij een bedhoogte van 55 cm en de twee laagste gassnelheden van 7,5 en 11 cm/s op een hoogte van 14 cm in het bed geen enkele keer de stijgtijd berekend worden (14 gevallen in totaal). De meest waarschijnlijke oorzaak hiervoor is dat onder deze meetcondities de bellen op die lage hoogte zo klein waren dat ze door de aanwezigheid van de probes verstoord werden. De signalen van de onderste en bovenste probe waren dan niet meer aan elkaar gelijk, zodat het gemiddelde signaal van de onderste probe niet gebruikt mocht worden om het signaal van de bovenste

probe te simuleren. Omdat dit wel werd gedaan was er geen goede fit mogelijk. Onder dezelfde meetcondities, maar bij een bedhoogte van 35 cm, kon de stijgtijd wel berekend worden. De bellen waren in deze situatie in principe even groot, maar bij deze lagere bedhoogte was er minder overall-poederstroming in het bed. Onder in het bed bewogen de bellen door deze poederstroom door elkaar waardoor de meting verstoord kon worden. Deze verstoring beïnvloedde de meting blijkbaar alleen bij de hogere bedhoogte.

De overige 38 gevallen waarin de stijgtijd niet kon worden berekend waren willekeurig verdeeld over de verschillende meetsituaties. Bij het poeder van 165 μm kwamen beduidend minder foutieve berekeningen voor dan bij de andere twee poeders. Bij deze grovere poeders waren ongeveer 1 op de 7 berekeningen niet goed, terwijl voor het fijnere poeder slechts 1 op de 30 berekeningen foutief waren. Bij de grotere deeltjes waren de veranderingen in de dichte fase porositeit groter en zal de overgang tussen een bel en de dichte fase minder scherp zijn. Ook de samenhang tussen de deeltjes was bij deze poeders geringer. Deze verschijnselen droegen er allemaal toe bij dat de bellen eerder verstoord raakten door de probes en de signalen voor beide probes niet gelijk waren.

Doordat de stijgtijd niet in alle gevallen bepaald kon worden moest er in die situaties op een iets andere wijze over het oppervlak worden gemiddeld. De factoren voor het bepalen van het gemiddelde (met behulp van cup-mixing, zie vergelijking (36), § 4.2.3) werden aangepast aan de posities van de meetpunten waarbij de stijgtijd wel bepaald kon worden. In het grootste gedeelte van alle gevallen was het zodoende mogelijk een gemiddelde waarde voor alle parameters die de lokale fluïdizatiestoestand beschrijven te geven. Als op meerdere posities op één hoogte de stijgtijd niet bepaald kon worden, is de gemiddelde waarde uiteraard minder betrouwbaar. Ook als de stijgtijd niet bepaald kon worden op een afstand van 10 of 12 cm van het centrum van het bed is de gemiddelde waarde minder betrouwbaar. De relatieve oppervlakte die door metingen op deze posities werd vertegenwoordigd was groter dan voor posities dicht bij het centrum van het bed. Bovendien werden de bellen op deze posities beïnvloed door de kolomwand waardoor de stijgtijd en belcontacttijd toenamen. De gemiddelde waarden van de meetresultaten en de daaruit berekende parameters staan in tabel 6.

tabel 6a: meetresultaten kwartzand 165 μm , $U_{mf} = 2,3 \text{ cm/s}$

H (cm)	U (cm/s)	$U-U_{mf}$ (cm/s)	U/U_{mf}	h (cm)	k (Hz)	E(1) (cm)	u_b (cm/s)	ε_b (%)	δ (%)	E_{bed} (%)	φ	
55	4,7	2,4	2,04	14	1,28	0,68	0,34	2,81	3,30	5,3	1,71	
				24	1,01	0,53	0,21	2,76			1,83	
				34	0,95	0,82	0,24	3,24			1,69	
				44	1,13	0,86	0,23	4,26			1,56	
	9,3	7,0	4,04	14	2,58	1,03	0,30	8,46	9,33	9,6	2,87	
					24	1,97	1,23	0,27			9,09	2,95
					34	1,49	1,50	0,28			8,20	3,03
					44	1,84	1,94	0,32			11,23	2,42
	14,0	11,7	6,09	14	1,18	1,06	0,28	4,28	8,41	11,8	5,46	
					24	1,46	1,71	0,29			8,76	4,91
					34	1,71	2,23	0,34			11,51	4,30
					44	1,55	3,28	0,44			11,16	3,72
35	4,9	2,6	2,13	14	1,46	0,59	0,19	4,54	4,41	5,3	1,73	
				24	1,25	0,71	0,21	4,25			1,69	
	12,2	9,9	5,30	14	2,19	0,91	0,25	7,94	9,57	11,0	4,42	
					24	2,04	1,53	0,27			11,50	3,90
	19,4	17,1	8,43	14	1,09	1,22	0,26	4,68	7,71	16,4	7,84	
					24	1,73	2,12	0,32			11,32	6,73

tabel 6b: meetresultaten kwartzand 230 μm , $U_{mf} = 5,1 \text{ cm/s}$

H (cm)	U (cm/s)	$U-U_{mf}$ (cm/s)	U/U_{mf}	h (cm)	k (Hz)	E(1) (cm)	u_b (cm/s)	ε_b (%)	δ (%)	E_{bed} (%)	φ	
55	7,5	2,4	1,47	14					3,10	5,7		
				24*	1,03	0,67	0,23	3,49			1,33	
				34	1,00	0,76	0,22	3,04			1,32	
				44	0,76	0,94	0,24	2,97			1,33	
	11,0	5,9	2,16	14						6,86	9,6	
					24	1,85	0,92	0,25	6,96			1,82
					34*	1,61	0,87	0,19	7,44			1,88
					44	1,09	1,42	0,25	6,31			1,83
	14,6	9,5	2,86	14	2,48	1,17	0,28	10,38	7,91	11,3	2,29	
					24	1,49	1,34	0,23			8,47	2,46
					34	1,32	1,49	0,24			8,27	2,48
					44	0,73	1,12	0,19			4,41	2,69
35	7,8	2,7	1,53	14	1,33	0,52	0,19	3,69	3,19	2,7	1,39	
				24	0,87	0,56	0,19	2,59			1,44	
	14,1	9,0	2,76	14	1,69	0,78	0,23	5,85	5,49	8,3	1,94	
					24	1,20	0,94	0,22			5,07	1,98
	14,1	9,0	2,76	14	3,63	1,72	0,26	23,87	20,18	10,9	1,57	
					24	2,44	1,85	0,28			15,79	1,88

* gemiddelde uit minder dan 6 waarden berekend

tabel 6c: meetresultaten kwartszand 587 μm , $U_{mf} = 21,3 \text{ cm/s}$

H (cm)	U (cm/s)	$U - U_{mf}$ (cm/s)	U/U_{mf}	h (cm)	k (Hz)	E(1) (cm)	u_b (cm/s)	ε_b (%)	δ (%)	E_{bed} (%)	φ	
55	22,9	1,6	1,08	14	0,83	1,44	0,24	5,04	4,04	3,1	1,02	
				24	0,65	1,48	0,22	4,36		1,03		
				34	0,47	1,47	0,22	3,32		1,04		
				44	0,41	1,92	0,25	3,09		1,04		
	26,1	4,8	1,23		14	0,79	1,13	0,20	4,71	3,78	6,5	1,18
					24	0,43	1,73	0,25	3,02		1,19	
					34	0,50	1,91	0,26	3,60		1,18	
					44	0,42	2,16	0,28	3,27		1,18	
	29,0	8,7	1,36		14*	1,00	0,83	0,14	5,84	5,37	7,1	1,32
					24*	0,82	2,06	0,30	5,74		1,28	
					34	0,61	1,83	0,23	4,87		1,31	
					44	0,57	2,58	0,30	4,89		1,29	
95	25,2	3,9	1,18	54	0,32	2,18	0,26	2,71	2,77	6,5	1,16	
				64	0,30	2,16	0,25	2,58		1,15		
				74*	0,36	1,60	0,20	2,85		1,15		
				84*	0,30	2,77	0,32	2,92		1,14		

* gemiddelde uit minder dan 6 waarden berekend

In het door de capaciteitsmeters afgegeven signaal waren de door de bellen veroorzaakte pieken bij het poeder van 165 μm duidelijker te onderscheiden dan bij de grovere poeders. Hierdoor waren de resultaten van de metingen aan het fijne poeder in het algemeen beter dan die van de grovere poeders. De stijgtijd kon niet alleen vaker berekend worden, maar de meetwaarden waren ook minder gespreid en bepaalde trends in het verloop van de meetwaarden met de positie en de hoogte in het bed waren duidelijker zichtbaar. Dit kwam door, de eerder genoemde, eigenschappen van het fijnere poeder waardoor de bellen beter gedetecteerd konden worden en door de grotere veranderingen met de positie en de hoogte in het bed van de meetwaarden.

In het algemeen kwamen de gemiddelde waarden van de meetwaarden en de parameters die de lokale fluidizatiestoestand beschrijven overeen met de verwachtingen.

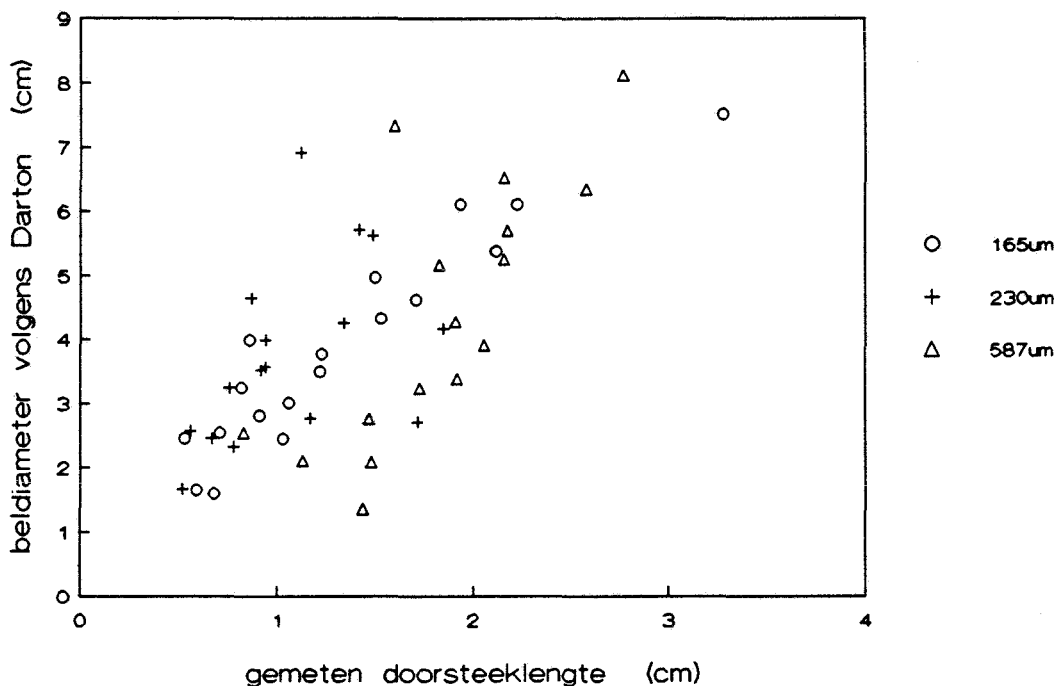
Belfrequentie

De belfrequentie nam in de meeste gevallen af met de hoogte in het bed en nam toe bij een grotere waarde voor $U - U_{mf}$. Bij een gelijke waarde voor $U - U_{mf}$ nam de belfrequentie af bij een toenemende deeltjesgrootte.

Tenslotte bleek dat de belfrequentie sterker afnam bij een hogere belfrequentie omdat de kans op coalescentie hier groter is. De bedhoogte was niet van invloed op de belfrequentie.

Doorsteeklengte

De doorsteeklengte werd niet direct gemeten maar met behulp van de statistische analyse van het signaal van de capaciteitsmeters bepaald en er kwamen hierbij daarom meer afwijkende waarden voor dan bij de meting van de belfrequentie. De veranderingen van de doorsteeklengte waren echter duidelijk waarneembaar. De doorsteeklengte nam toe met de hoogte in het bed en de gassnelheid. De deeltjesgrootte en bedhoogte waren niet van invloed op de doorsteeklengte.



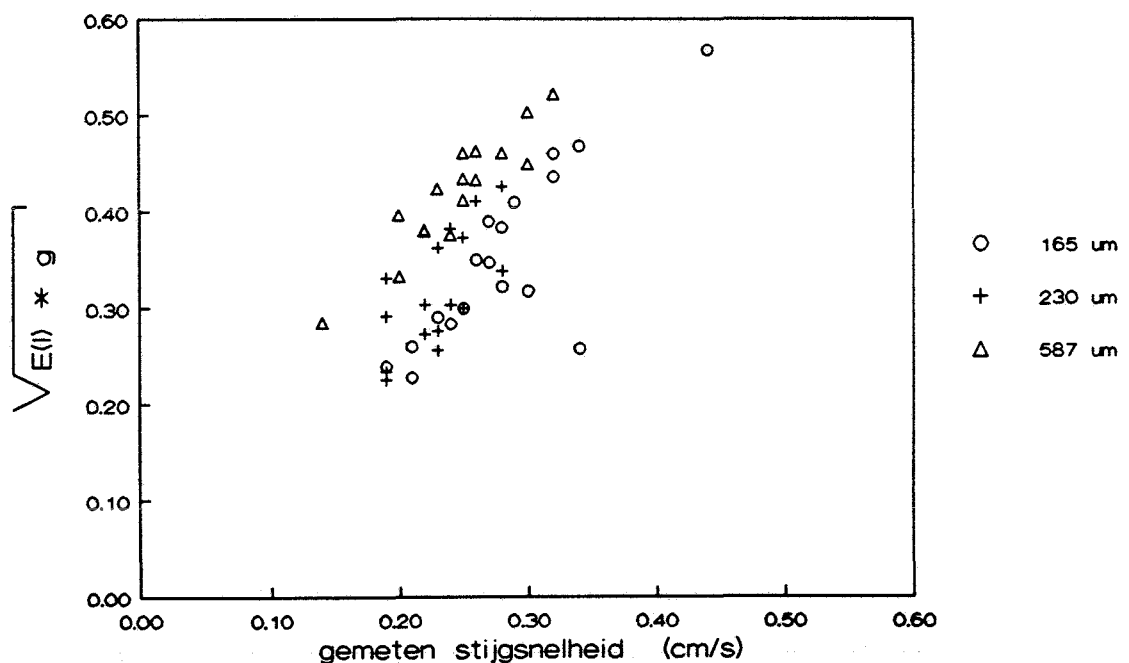
figuur 26: gemeten doorsteeklengte vergeleken met de beldiameter volgens Darton

De vergelijking van Darton (vergelijking (6), § 1.4) geeft dezelfde veranderingen in de beldiameter aan. Aangezien de doorsteeklengte niet gelijk was aan de beldiameter konden deze waarden echter niet direct vergeleken worden. Volgens Darton^[2] is de verhouding tussen de beldiameter van een zogenaamde 'spherical cap bubble' en de maximale doorsteeklengte van een bel circa 1,6. Omdat de bellen op willekeurige plaatsen door de probes doorstoken werden en enigszins uitgerekt waren was de verhouding tussen de

beldiameter en de gemiddelde doorsteeklengte groter dan 1,6. Uit de metingen bleek dat deze verhouding 2 tot 3 was (zie figuur 26). De spreiding in de meetwaarden was bij het poeder van 165 μm duidelijker kleiner dan bij de grovere poeders, hetgeen logisch is omdat de overgang van de bellen en de dichte fase hier scherper is.

Stijgsnelheid

De stijgsnelheid van de bellen in het bed werd ook met behulp van de statistische analyse van het signaal bepaald en er kwamen hierbij daarom soms afwijkende waarden voor. Zoals werd verwacht nam de stijgsnelheid toe met de hoogte in het bed en de gassnelheid, en waren de deeltjes-grootte en de bedhoogte niet van invloed. Het kwam echter soms voor dat de gemeten stijgsnelheid onder in het bed te hoog, en boven in het bed te laag was. Vooral bij de grovere poeders en de hogere gassnelheden was dit het geval. Dit kon worden veroorzaakt doordat de bellenstroom op deze plaatsen beïnvloed werd door de overall-poederstroom in het fluïdbed. Boven en onder in het bed verandert de poederstroom namelijk van richting waardoor de meting verstoord kon worden.



figuur 27: gemeten stijgsnelheid vergeleken met $\sqrt{E(l) \cdot g}$

Als de gemeten stijgsnelheid werd uitgezet tegen $\sqrt{E(l) \cdot g}$ werd een verhouding tussen deze waarde en de gemeten stijgsnelheid van circa 1,5 gevonden (zie figuur 27). Bij een kleinere deeltjesgrootte was de gemeten

stijgsnelheid bij een gelijke waarde van $\sqrt{E(l) \cdot g}$ steeds groter dan de stijgsnelheid bij grovere deeltjes. Bij fijnere deeltjes was de bel-frequentie namelijk hoger en is de kans op coalescentie groter. Door coalescentie wordt de stijgsnelheid van de bellen groter. De stijgsnelheid van de bellen werd gegeven door:

$$u_b \approx 1,5 \cdot \sqrt{E(l) \cdot g} \quad (46)$$

Deze relatie werd vergeleken met de relatie voor de stijgsnelheid van bellen die door Werther werd afgeleid en die gelijk is aan^[28]:

$$\begin{aligned} u_b &= 1,6 \cdot D^{0,4} \cdot \sqrt{d_b \cdot g} && (0,1 \text{ m} < D < 1,0 \text{ m}) \\ &= 0,92 \cdot \sqrt{d_b \cdot g} && (\text{met } D = 0,25 \text{ m}) \end{aligned} \quad (47)$$

De vergelijkingen (46) en (47) kunnen worden samengevoegd tot:

$$u_b \approx 0,92 \cdot \sqrt{2,7 \cdot E(l) \cdot g} \quad (48)$$

De factor voor de doorsteeklengte in deze vergelijking komt goed overeen met de verhouding tussen de beldiameter en de doorsteeklengte die werd gevonden (zie figuur 26).

Bellenholdup

De lokale bellenholdup werd uit alle drie de meetwaarden berekend en de afwijkingen in de gemiddelde waarden waren derhalve groter dan die voor de hiervoor beschreven parameters. Omdat de bellen gas uit de dichte fase aanzuigen zou de bellenholdup moeten toenemen met de hoogte in het bed. Ook bij een toenemende gassnelheid zou de bellenholdup groter moeten zijn. Bij het poeder van 165 μm was dit in de meeste gevallen ook gemeten. Alleen voor de eerder beschreven situaties waarin de frequentie te laag was, nam de bellenholdup niet toe met de gassnelheid.

Bij de andere poeders was er in de meeste gevallen echter sprake van een afname, of een constante waarde, van de bellenholdup met de hoogte in het bed. Dit voldeed niet aan de verwachtingen. Aangezien vrijwel alle waarden van de bellenholdup binnen de meetnauwkeurigheid vielen werden deze waarden toch betrouwbaar geacht. Alleen bij het poeder van 230 μm traden bij

beide bedhoogtes en de hoogste gassnelheid grote afwijkingen op. Hier was bij de lage bedhoogte in ieder geval de belfrequentie te hoog.

De over het gehele bed gemiddelde bellenholdup was in de meeste gevallen kleiner dan de met behulp van het manometerrek bepaalde bedexpansie. Tenslotte is te zien dat bij dezelfde waarde van $U - U_{mf}$ de bellenholdup en de bedexpansie groter waren bij grovere poeders.

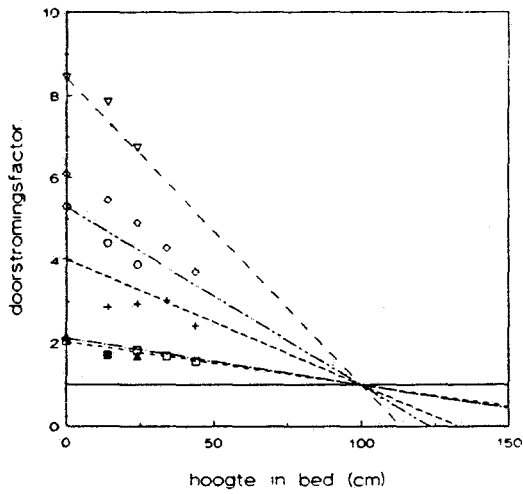
Doorstromingsfactor

Doordat de bellen groeien en meer gas gaan bevatten bij een toenemende hoogte in het bed zou de doorstromingsfactor voor de dichte fase bij een toenemende hoogte in het bed moeten afnemen. Bij een grotere gassnelheid zou de doorstromingsfactor uiteraard moeten toenemen.

De afname van de doorstromingsfactor voor de dichte fase verliep lineair (zie figuur 28). Uit extrapolatie van de lijn door de meetpunten naar een hoogte in het bed van 0 cm (bij de bodemplaat) volgde dat de waarde van de doorstromingsfactor bij de bodemplaat gelijk was aan de waarde van U/U_{mf} (zie figuur 28). Direct boven de poreuze bodemplaat waren er namelijk nog geen bellen gevormd en bevond al het gas zich nog in kleine holtes en 'cracks' in de dichte fase.

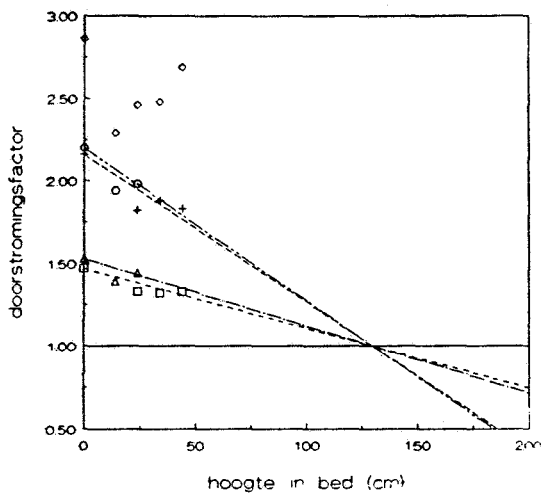
De lijn door de meetpunten en het uit extrapolatie naar $h = 0$ verkregen punt werd ook naar grotere hoogtes in het bed geëxtrapoleerd. Bij verschillende gassnelheden, maar bij dezelfde deeltjesgrootte, sneden deze lijnen de lijn "doorstromingsfactor = 1" in ongeveer hetzelfde punt (zie figuur 28).

Als de doorstromingsfactor gelijk was aan één konden de bellen geen gas uit de dichte fase meer aanzuigen. De gassnelheid in de dichte fase zou anders kleiner dan de minimale fluïdizatiesnelheid worden en de dichte fase zou niet meer gefluïdiseerd zijn. Als de bellen geen gas uit de dichte fase meer kunnen aanzuigen neemt de bellenholdup niet meer toe. Er werd verondersteld dat coalescentie en opsplitsing van de bellen elkaar op dit punt in evenwicht hielden en dat de bellen hier hun maximale stabiele bel-diameter bereikt hadden. Het feit dat de geëxtrapoleerde lijnen de lijn "doorstromingsfactor = 1" ongeveer in hetzelfde punt sneden betekende dat de hoogte waarop de stabiele bel-diameter werd bereikt onafhankelijk was van de gassnelheid in het bed.



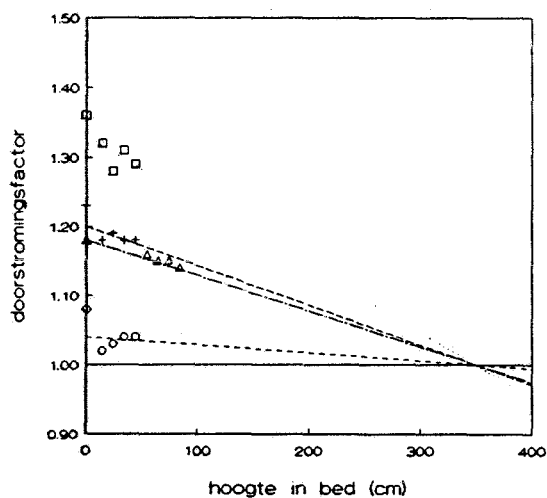
- H = 55 cm
U = 2.0*Umf
- + H = 55 cm
U = 4.0*Umf
- ◇ H = 55 cm
U = 6.1*Umf
- ▲ H = 35 cm
U = 2.1*Umf
- H = 35 cm
U = 5.3*Umf
- ▽ H = 35 cm
U = 8.4*Umf

28a: kwartszand 165 μm



- H = 55 cm
U = 1.5*Umf
- + H = 55 cm
U = 2.2*Umf
- ◇ H = 55 cm
U = 2.9*Umf
- △ H = 35 cm
U = 1.5*Umf
- H = 35 cm
U = 2.2*Umf

28b: kwartszand 230 μm



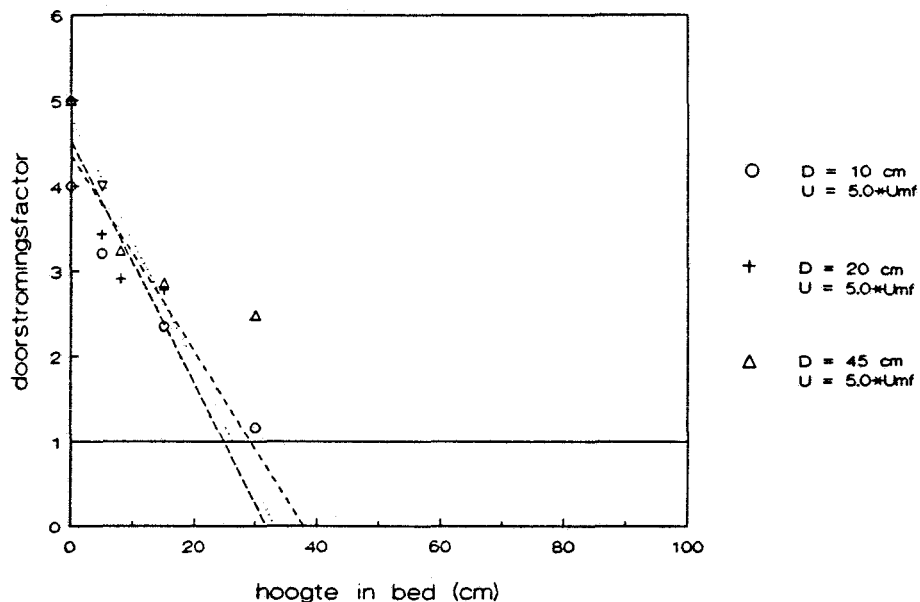
- H = 55 cm
U = 1.1*Umf
- + H = 55 cm
U = 1.2*Umf
- H = 55 cm
U = 1.4*Umf
- △ H = 95 cm
U = 1.2*Umf

28c: kwartszand 587 μm

figuur 28: doorstromingsfactor voor de dichte fase
als functie van de hoogte in het fluidbed

De hoogte waarop de doorstromingsfactor gelijk werd aan één nam toe met de deeltjesdiameter van het poeder (zie figuur 30). Er zijn geen relaties bekend voor deze hoogte en er is ook nog geen verklaring gevonden voor het feit dat deze hoogte onafhankelijk van de gassnelheid was.

Het extrapoleren van de lijn door de meetpunten gaf slechts een schatting voor de hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter werd bereikt. Bij de grovere poeders waren de metingen, zoals gezegd, minder nauwkeurig en werd de lijn geëxtrapoleerd naar een grote hoogte terwijl de meetpunten op een maximale hoogte van 45 of 95 cm lagen. Bij het poeder van $165 \mu\text{m}$ werd de hoogte waarop de maximale beldiameter werd bereikt geschat op 100 cm (zie figuur 28a). Voor het poeder van $230 \mu\text{m}$ werd deze hoogte geschat op 130 cm (zie figuur 28b) en voor het poeder van $587 \mu\text{m}$ lag deze hoogte tussen de 300 en 400 cm (zie figuur 28c).

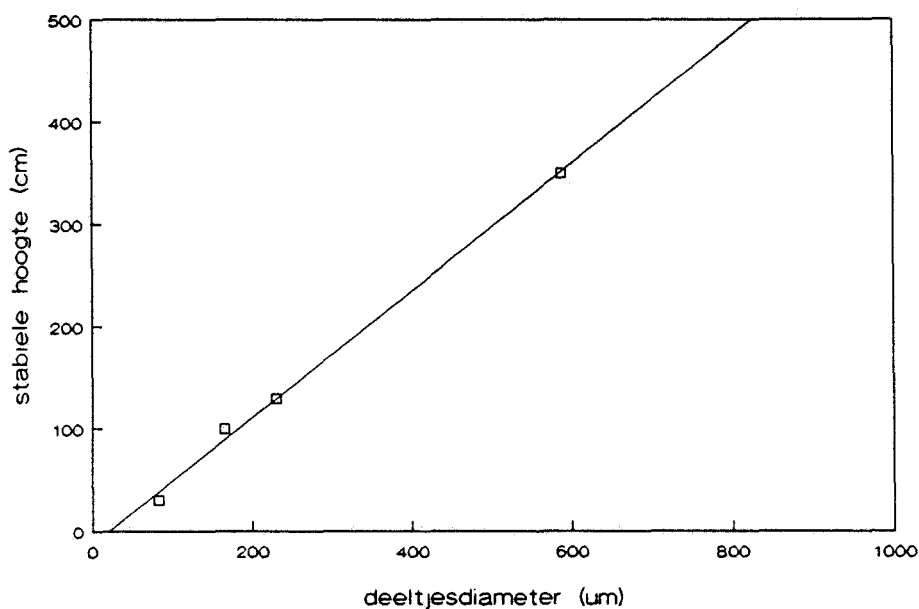


figuur 29: doorstromingsfactor voor de dichte fase gemeten door Werther^[25]

(kwartzand $83 \mu\text{m}$, $U_{mf} = 1,8 \text{ cm/s}$, verschillende beddiameters)

De meetgegevens van Werther^[25], die met behulp van dezelfde techniek bellen in een fluïdbed heeft gemeten, werden door ons op dezelfde wijze verwerkt (zie figuur 29). Hieruit bleek dat de metingen van Werther overeen kwamen met onze metingen. Werther heeft de maximale stabiele beldiameter en de hoogte waarop die optrad bepaald door het meten van de beldiameter met behulp van horizontaal geplaatste capaciteitsmeters^[28]. Met beide methodes

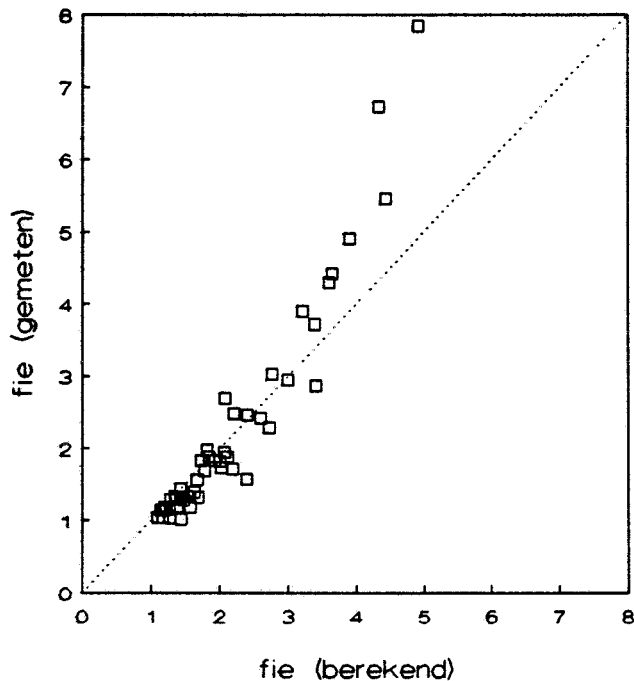
werd een hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter werd bereikt gevonden van 30 cm. Er zijn helaas geen gegevens van andere onderzoekers gevonden waaruit op dezelfde wijze deze hoogte kon worden afgeleid. Tevens zijn er geen gegevens bekend over andere metingen van de hoogte waarop de stabiele beldiameter werd bereikt. Als de geschatte hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter werd bereikt wordt uitgezet tegen de deeltjes-grootte levert dit een rechte op (zie figuur 30). Deze rechte snijdt de x-as (hoogte = 0) bij een deeltjes-grootte van circa $20 \mu\text{m}$. Dit is ongeveer gelijk aan de minimale diameter die deeltjes moeten hebben om te kunnen worden gefluïdiseerd (zie § 1.2.1).



figuur 30: hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter wordt bereikt als functie van de deeltjesgrootte

Ondanks het feit dat de probes waar de metingen mee werden uitgevoerd niet alle bellen konden registreren gingen we er van uit dat de geschatte hoogte waarop de bellen hun maximale stabiele beldiameter hadden bereikt gelijk was aan de werkelijke hoogte waarop dit het geval was. Op deze hoogte zullen verreweg de meeste bellen zo groot zijn dat ze wel door de probes gedetecteerd konden worden. Bovenin het bed zal de gemeten doorstromingsfactor derhalve niet veel afwijken van de werkelijke waarde. Deze veronderstelling kan getoetst worden door de bedhoogte groter te maken dan de hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter bereikt werd. Onderin het bed zal de gemeten doorstromingsfactor echter wel afwijken van de werkelijke waarde.

Direct boven de bodemplaat zullen wel veel kleine holtes en "cracks" in de dichte fase aanwezig zijn. Deze konden niet gedetecteerd worden door de probes en het is bovendien de vraag of deze holtes als bel beschouwd kunnen worden. Dit is afhankelijk van de grootte van de holte ten opzichte van de poederdeeltjes en de tijd dat de holte blijft bestaan.

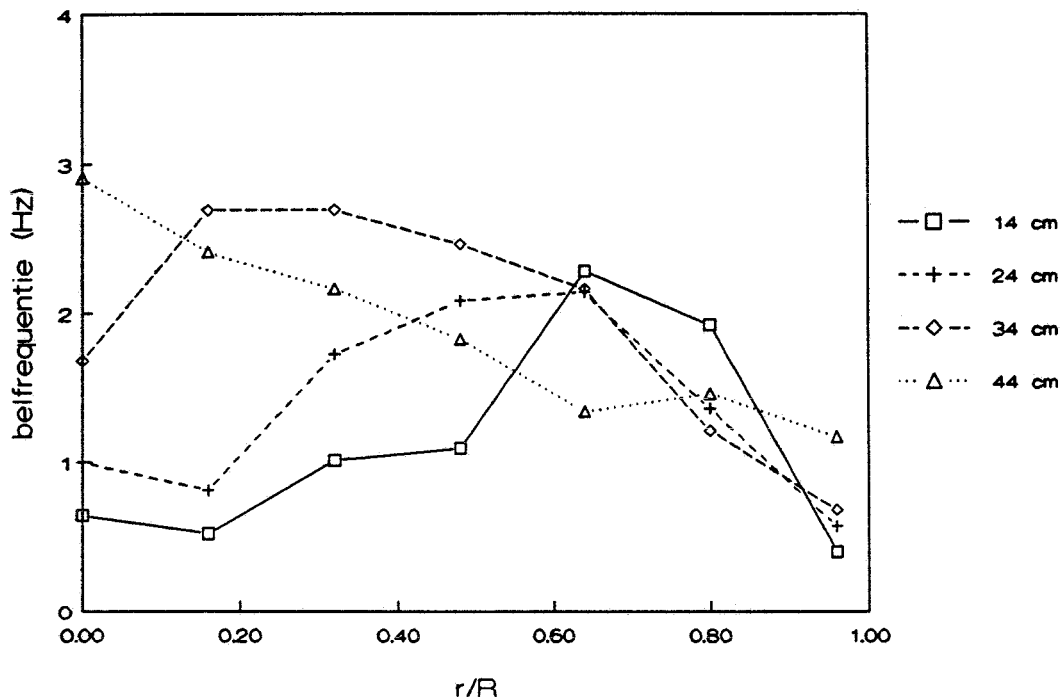


*figuur 31: doorstromingsfactor voor de dichte fase
vergeleken met vergelijking (21)*

Met de correlatie die uit literatuurgegevens is afgeleid (vergelijking (21), § 2.1) werd de doorstromingsfactor voor de dichte fase afgeschat. De berekende en de gemeten waarden kwamen goed overeen (zie figuur 31). Bij grotere waarden voor de doorstromingsfactor weken de gemeten en de berekende waarde af. Er moet hierbij echter rekening gehouden worden met het feit dat de correlatie is opgesteld voor bedden met een geperforeerde bodemplaat, waarbij onderin het bed direct bellen ontstaan. Onderin het bed, waar de doorstromingsfactor voor de dichte fase het grootst was, was deze bij een poreuze bodemplaat derhalve groter dan bij een geperforeerde bodemplaat.

Er waren niet alleen duidelijke verschijnselen waar te nemen in de per meethoogte gemiddelde waarden van de parameters die de lokale fluïdizatiestoestand beschrijven, maar ook over de doorsnede van het bed traden hierin karakteristieke veranderingen op. Deze veranderingen waren

wederom het best waarneembaar bij het poeder van $165 \mu\text{m}$. Bij een hogere gassnelheid waren de veranderingen duidelijker zichtbaar. Ter illustratie zijn daarom de metingen aan het poeder van $165 \mu\text{m}$ bij een gassnelheid van $6,1 \cdot U_{mf}$ en een bedhoogte van 55 cm afgebeeld (zie figuur 32, 33, 34 en 35).

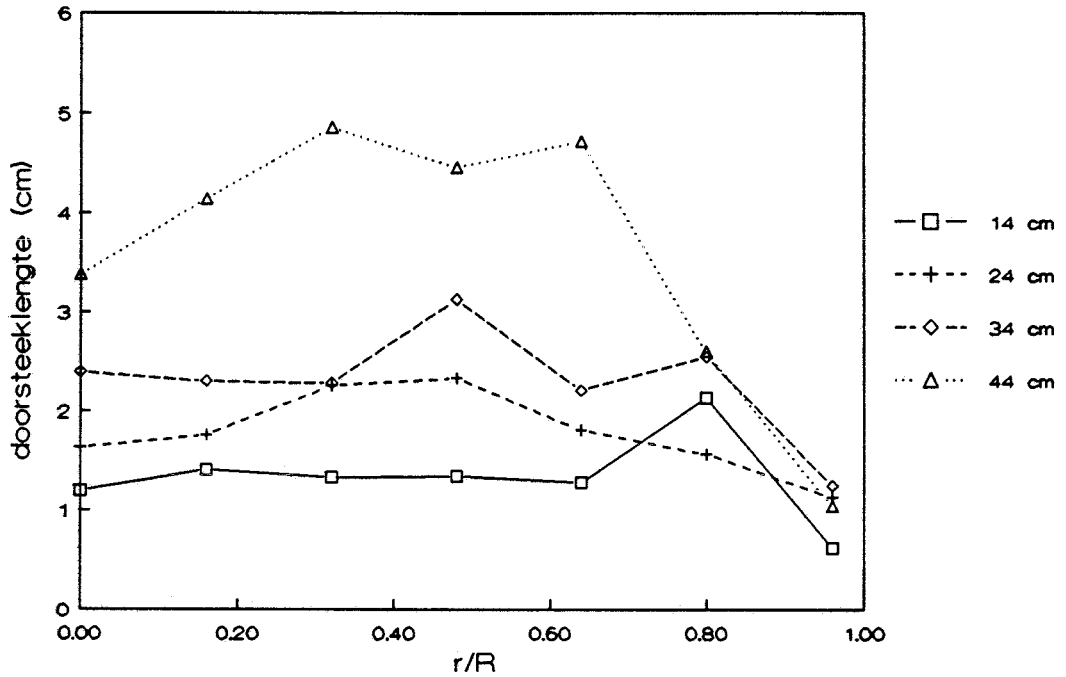


figuur 32: belfrequentie over de doorsnede van het bed
($165 \mu\text{m}$, $U = 14,6 \text{ cm/s}$, $H = 55 \text{ cm}$)

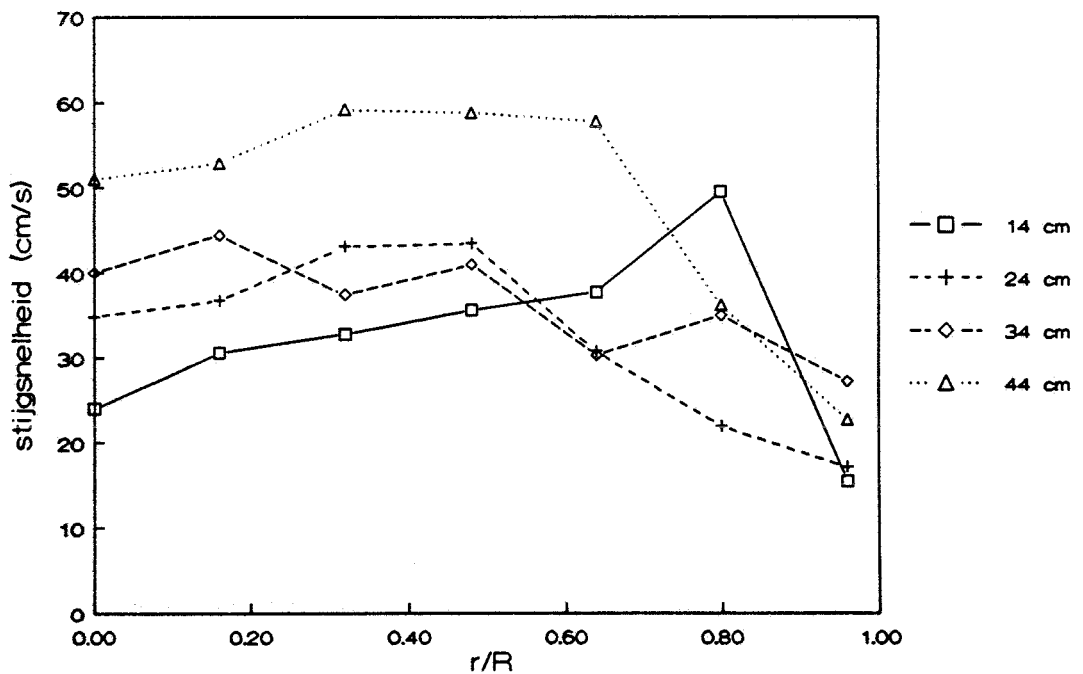
De belfrequentie verschilde sterk met de afstand tot het centrum van het bed (zie figuur 32). Onderin het bed was de belfrequentie dichtbij de kolomwand het grootst omdat daar de bellen ontstonden. De plaats waar de belfrequentie het hoogst was lag dicht bij het centrum van het bed naarmate de hoogte in het bed groter was. De bellenstroom bewoog zich derhalve, zoals werd verwacht, naar het centrum van het bed. Bij een grotere gassnelheid bewoog de bellenstroom zich sneller naar het centrum van het bed. De deeltjesgrootte van het poeder en de bedhoogte waren hierop niet van invloed. Aan de kolomwand was de belfrequentie zeer laag.

De doorsteeklengte van de bellen was over het grootste gedeelte van de doorsnede constant (zie figuur 33). Alleen dicht bij de wand werd de doorsteeklengte kleiner. Dit werd veroorzaakt door het feit dat de bellen daar, door de aanwezigheid van de wand, niet meer op willekeurige plaatsen, maar slechts aan de rand door de probe doorstoken werden. Aangezien de bellen

door de wand niet vervormd zullen worden nam de doorsteeklengte van de bellen vlakbij de kolomwand af. De beldiameter was over de gehele doorsnede van het bed derhalve constant. De afname van de doorsteeklengte aan de wand werd niet beïnvloed door de gassnelheid of de deeltjesgrootte.



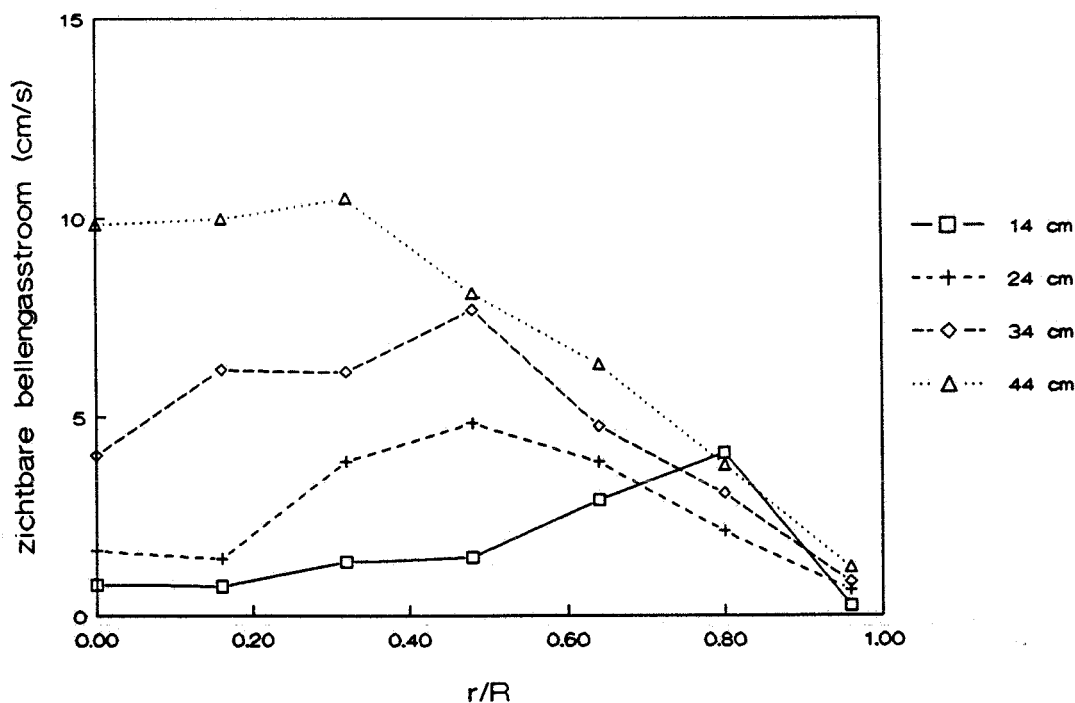
figuur 33: doorsteeklengte over de doorsnede van het bed
(165 μm , $U = 14,6 \text{ cm/s}$, $H = 55 \text{ cm}$)



figuur 34: stijgsnelheid over de doorsnede van het bed
(165 μm , $U = 14,6 \text{ cm/s}$, $H = 55 \text{ cm}$)

De stijgsnelheid van de bellen was ook over het grootste gedeelte van de doorsnede van het bed constant (zie figuur 34). Dichtbij de kolomwand werd er een verlaging van de stijgsnelheid waargenomen. Deze verlaging werd veroorzaakt doordat er een overall-poederstroom in het bed optrad waarbij het poeder met de grootste bellenstroom in het centrum van het bed opsteeg en langs de wand van het bed weer naar beneden stroomde. De bellen onder-vonden bij de kolomwand een weerstand van het omlaag stromende poeder en stegen daar langzamer op. Ook de verlaging van de stijgsnelheid van de bellen bij de kolomwand werd niet beïnvloed door de gassnelheid en de deeltjesgrootte.

De positie en de grootte van de bellenstroom werd gegeven door de zichtbare bellengasstroom (zie figuur 35), en in mindere mate door de lokale bellenholdup. De positie van het maximum in de bellengasstroom was, net als het maximum in de belfrequentie, afhankelijk van de gassnelheid en lag altijd op dezelfde positie als het maximum in de belfrequentie. De bellengasstroom in het maximum was ongeveer twee tot vier keer zo groot als de gemiddelde bellengasstroom. De hoogte in het bed, de gassnelheid en de deeltjesgrootte hadden geen invloed op de waarde van deze verhouding. Aan de kolomwand was de zichtbare bellengasstroom nagenoeg gelijk aan nul.

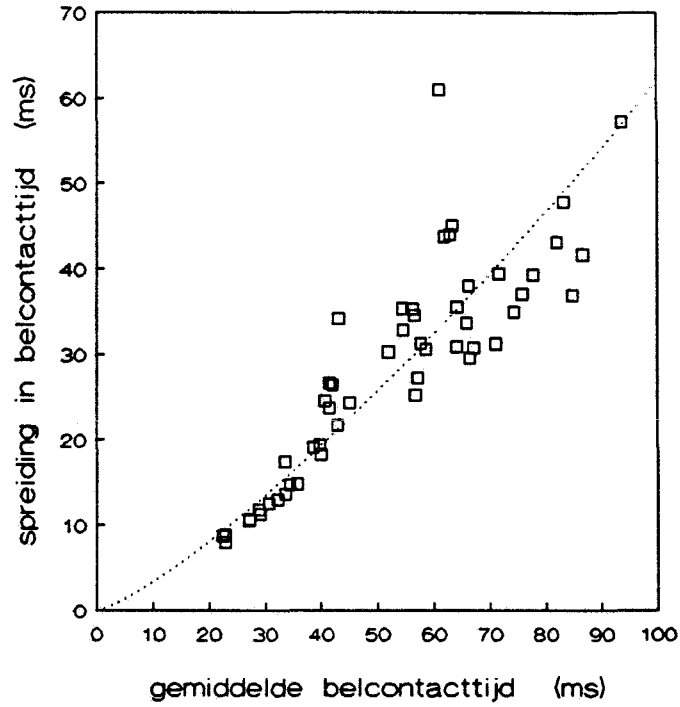


figuur 35: zichtbare bellengasstroom
over de doorsnede van het bed
(165 μm , $U = 14,6 \text{ cm/s}$, $H = 55 \text{ cm}$)

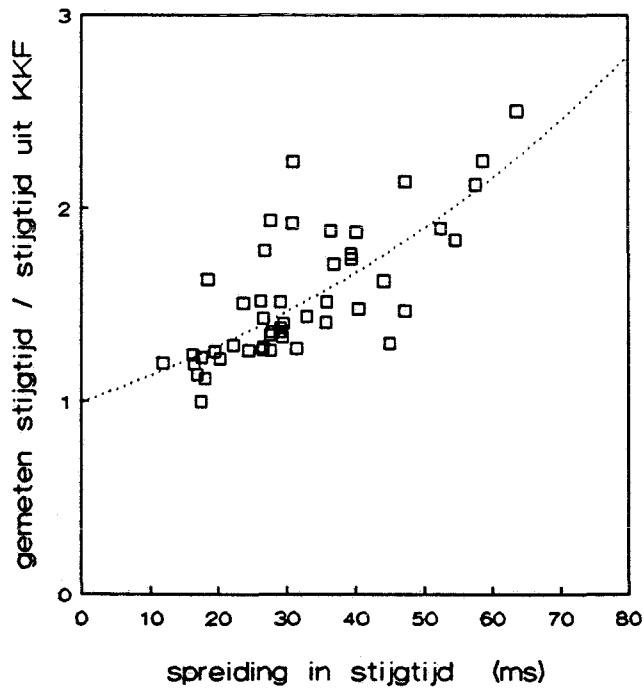
De lokale veranderingen in de gemeten zichtbare bellengasstroom gaven hetzelfde beeld als de metingen van Werther. Er is geen enkel bewijs gevonden voor de bewering van Werther dat het maximum in de bellengasstroom bij een hoogte van twee keer de beddiameter in het centrum van het bed gelegen is. De hoogte waarop de bellengasstroom zich in het centrum bevond was afhankelijk van de gassnelheid en de deeltjesgrootte.

De nauwkeurigheid van de meetwaarden en parameters die de lokale fluïdizatiestoestand beschrijven konden slechts geschat worden omdat deze waarden door middel van curvefittingen werden bepaald. Alleen voor de belfrequentie geldt dit niet. Op grond van de meetresultaten werd de maximale afwijking van de belfrequentie en de stijgtijd en de belcontacttijd op 10 % geschat. Voor de parameters die de lokale fluïdizatiestoestand beschrijven werden deze afwijkingen opgeteld. Voor de doorsteeklengte en de bellenholdup volgden hier een maximale afwijking van 20 % uit. De maximale afwijking in de zichtbare bellengasstroom en de doorstromingsfactor voor de dichte fase werd geschat op 30 %. Uit de meetgegevens bleek echter dat de afwijking soms groter was dan de hier gegeven waarde. Voor de belfrequentie is hier geen verklaring voor gevonden. De stijgtijd kon, zoals gezegd, soms niet goed worden bepaald doordat het gemiddelde signaal aan de probes niet gelijk was.

De spreiding in de stijgtijd en de belcontacttijd die met behulp van de statistische analyse van het signaal van de capaciteitsmeters werd bepaald liep, zoals verwacht, in alle gevallen op met de hoogte in het bed. De tijd dat de bellen in het bed aanwezig waren nam toe met de hoogte in het bed en de bellen werden hierdoor een langere tijd beïnvloed door coalescentie en opsplitsing. De variatie in de grootte en stijgsnelheid van de bellen, en in de stijgtijd en de belcontacttijd, nam hierdoor toe. De spreiding in de belcontacttijd nam toe bij een grotere belcontact- tijd die optrad op een grotere hoogte in het bed (zie figuur 36). Het verschil tussen de stijgtijd die met behulp van de statische analyse en die met kruiscorrelatie werd bepaald nam toe met de grootte van de spreiding (zie figuur 37). Bij een kleine spreiding waren deze stijgtijden aan elkaar gelijk. Dit was ook theoretisch afgeleid want bij een kleine spreiding was de stijgtijd nagenoeg normaal verdeeld en werd de stijgtijd die uit de statische analyse van het signaal werd bepaald gelijk aan de stijgtijd die met behulp van de kruiscorrelatiefunctie werd bepaald.



figuur 36: spreiding en gemiddelde van de belcontacttijd



figuur 37: spreiding en gemiddelde, uit statistische analyse en kruiscorrelatie, van de stijgtijd

6 CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN

6.1 Conclusies

- De stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase in een fluïdbed kan bepaald worden met behulp van het meten van de verblijftijdspreiding van het gas in het bed. De ontkoppelingsmethode voor stijve differentiaalvergelijkingen is bruikbaar voor het berekenen van de stofoverdracht in een fluïdbed.
- De stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase neemt sterk af bij een grotere deeltjesdiameter van het poeder in een fluïdbed.
- De doorstromingsfactor voor de dichte fase die uit de metingen van de verblijftijdspreiding van het gas in het fluïdbed werd bepaald is gelijk aan één en de gasverdeling in het fluïdbed voldeed derhalve aan de twee fasen theorie voor fluïdizatie.
- De afmetingen van de capaciteitsprobe en de grootte van de bellen ten opzichte van de deeltjesdiameter van het poeder in het fluïdbed bepalen of een bel door de capaciteitsprobe kan worden geregistreerd.
- De methode van de statistische analyse van het signaal van de capaciteitsmeters moet gebruikt worden om de doorsteeklengte en de stijgsnelheid van de bellen in een fluïdbed te bepalen en geeft goede resultaten.
- De beldiameter is gelijk aan 2,5 à 3 maal de gemiddelde doorsteeklengte van de bellen.
- De doorstromingsfactor voor de dichte fase die met behulp van de capaciteitsprobes werd gemeten is recht evenredig met U/U_{mf} en de hoogte boven de bodemplaat.
- Door middel van het meten, met behulp van capaciteitsprobes, van de doorstromingsfactor voor de dichte fase op verschillende hoogtes in een fluïdbed kan de hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter wordt bereikt bepaald worden.
- De hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter wordt bereikt is onafhankelijk van de gassnelheid in het fluïdbed en is evenredig met de deeltjesdiameter van het poeder in een fluïdbed.
- Met de twee meetmethoden werden duidelijk verschillende waarden voor de doorstromingsfactor voor de dichte fase gevonden.

6.2 Aanbevelingen

- De stofoverdracht tussen de bellenfase en de dichte fase moet vaker gemeten worden om een grotere nauwkeurigheid, en een betere schatting van die nauwkeurigheid, van de stofoverdracht te kunnen geven.
- De metingen van de verblijftijdspreiding van het gas in het fluïdbed zijn beter bij een langere gemiddelde verblijftijd van het gas. Bij hogere gassnelheden en grotere bedhoogtes moeten de metingen daarom in een fluïdbed met een grotere diameter worden uitgevoerd om de invloed van de wand uit te sluiten.
- Het aangenomen verloop van de doorstromingsfactor voor de dichte fase met de hoogte in het bed en de schatting van de hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter wordt bereikt moeten worden getoetst door metingen bij een bedhoogte die groter is dan de hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter wordt bereikt. Bij hogere gassnelheden moeten deze metingen in een fluïdbed met een grotere beddiameter worden uitgevoerd.
- Met behulp van de spreiding in de stijgtijd en de contacttijd van de bellen en de hoogte waarop de maximale stabiele beldiameter wordt bereikt kan mogelijk een model worden opgesteld voor de bellengroei in een bed door coalescentie en opsplitsing van de bellen.

Literatuur

- 1 Baumgarten, P.K. en Pigford, R.L., Density fluctuations in fluidized beds, *Am. Int. Chem. Eng. Journ.*, 6, (1960), 115.
- 2 Darton, R.C., et al., Bubble growth due to coalescence in fluidised beds, *Trans. Int. Chem. Eng.*, 55, (1977), 274.
- 3 Davidson, J.F., Clift, R. en Harrison, D. (eds.), *Fluidization*, Academic Press, (1985).
- 4 Davidson, J.F. en Harrison, D., *Fluidised particles*, Cambridge Univ. Press, (1963).
- 5 Deemter, van J.J., Mixing and contacting in gas-solid fluidized beds, *Chem. Eng. Sci.*, 13, (1961), 143.
- 6 Dry, R.J. en Judd, M.R., Fluidised beds of fine dense powders: Scale-up and reactor modelling, *Powder Techn.*, 43, (1985), 41.
- 7 Fryer, C. en Potter, O.E., Countercurrent backmixing model for fluidized bed catalytic reactors. Applicability of simplified solutions, *Ind. Eng. Chem. Fund.*, 11, (1972), 338.
- 8 Geldart, D. (ed.), *Gas fluidization technology*, J. Wiley & Sons, (1986).
- 9 Geldart, D., Predicting the expansion of gas fluidized beds, *Fluidization Technology (ed. Keairns, D.L.)*, vol. I, (1973), 237.
- 10 Geldart, D., The expansion of bubbling fluidised beds, *Powder Techn.*, 1, (1967), 355.
- 11 Geldart, D., The size and frequency of bubbles in two- and three-dimensional gas-fluidised beds, *Powder Techn.*, 4, (1970), 41.
- 12 Geldart, D., Types of gas fluidization, *Powder Techn.*, 7, (1973), 285.
- 13 Geldart, D. en Cranfield, R.R., The gas fluidization of large particles, *Chem. Eng. Journ.*, 3, (1972), 211.
- 14 Glicksman, L.R. en McAndrews, G., The effect of bed width on the hydrodynamics of large particle fluidized beds, *Powder Techn.*, 42, (1985), 159.
- 15 Grace, J.R. en Clift, R., On the two-phase theory of fluidization, *Chem. Eng. Sci.*, 29, (1974), 327.
- 16 Grace, J.R. en Harrison, D., The behaviour of freely bubbling fluidised beds, *Chem. Eng. Sci.*, 24, (1969), 497.
- 17 Hassett, N.J., A critique of the two-phase theory of bubbling fluidization, *Proceedings of the international symposium on fluidization (ed. Drinkenburg, A.A.H.)*, (1967), 362.

- 18 Kunii, D. en Levenspiel, O., Bubbling bed model, *Ind. Eng. Chem. Fund.*, 7, (1968), 446.
- 19 Kunii, D., Yoshida, K. en Hiraki, I., The behaviour of freely bubbling fluidized beds, *Proceedings of the international symposium on fluidization (ed. Drinkenburg, A.A.H.)*, (1967), 243.
- 20 Lare, van C.E.J., Piepers, H.W. en Thoenes, D., Numerical solution of stiff parabolic differential equations, describing gas fluidized beds with a two phase model, *nog te publiceren*.
- 21 Leendertse, H.J., Warmteoverdracht en circulatie in een gefluïdiseerd bed, *Afstudeerverslag Technische Universiteit Eindhoven*, (1988).
- 22 McGrath, L. en Streatfield, L., Bubbling in shallow gas-fluidised beds of large particles, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 49, (1971), 70.
- 23 Pollard, J.H., Numerical and statistical techniques, *Cambridge Univ. Press*, (1977).
- 24 Pyle, D.L. en Harrison, D., An experimental investigation of the two-phase theory of fluidization, *Chem. Eng. Sci.*, 22, (1967), 1199.
- 25 Toomey, R.D. en Johnstone, H.F., Gaseous fluidization of solid particles, *Chem. Eng. Prog.*, 48, (1952), 220.
- 26 Werther, J., Experimentelle Untersuchungen zur Hydrodynamik von Gas/Feststoff-Wirbelschichten, *Dissertation, Univ. Erlangen-Nurnberg*, (1972).
- 27 Werther, J., Mathematical modeling of fluidized bed reactors, *Int. Chem. Eng.*, 20(4), (1980), 529.
- 28 Werther, J., Hydrodynamics and mass transfer between the bubble and emulsion phases in fluidized beds of sand and cracking catalyst, *Proceedings of the fourth international conference on fluidization (ed. Kunii, D. & Toei, R.)*, (1984), 93.
- 29 Whitehead, A.B. en Young, A.D., Fluidization performance in large scale equipment: part II, *Proceedings of the international symposium on fluidization (ed. Drinkenburg, A.A.H.)*, (1967), 294.
- 30 Yates, J.G., Fundamentals of fluidized-bed chemical processes, *Butterworths*, (1983).

Symbolenlijst

symbool	betekenis	eenheid
A	dwarsdoorsnede bed	m^2
A_0	oppervlakte per uitstroomopening bij geperforeerde bodemplaat	m
Ar	getal van Archimedes	-
a	specifiek beloppervlak	m^2/m^3
C_b	concentratie in bellenfase	-
C_d	concentratie in dichte fase	-
C_f	voedingsconcentratie	-
C_0	totale hoeveelheid toegevoerde tracer	-
C_{uit}	uitgangconcentratie	-
D	diameter van het bed	m
d_b	frontale beldiameter	m
d_{eq}	diameter van ronde bel met gelijk volume als werkelijke bel	m
d_p	gemiddelde deeltjesdiameter	μm
E	dimensieloze concentratie	-
E_{bed}	totale bedexpansie	-
E_b	Eddy dispersiecoëfficiënt in bellenfase	m^2/s
E_d	Eddy dispersiecoëfficiënt in dichte fase	m^2/s
E_f	dimensieloze voedingsconcentratie	-
$E(l)$	gemiddelde doorsteeklengte van een bel	cm
$F(t)$	cumulatieve kans op waarden $\leq t$	-
f	belfrequentie	-/s
f_b	gasfractie in bellenfase	-
$f(x)$	kans op waarde x	-
g	valversnelling	m/s^2
H	gefluidiseerde bedhoogte	m
H_0	gepakte bedhoogte	m
H_k	hoogte van een stofoverdrachtstrap	m
h	hoogte in bed	m
K_e	stofoverdrachtscoëfficiënt gebaseerd op totale gasvolume	-/s
k	frequentie waarmee bellen de probe raken	-/s
k_g	stofoverdrachtscoëfficiënt gebaseerd op stofoverdragend oppervlak	m/s

l_i	doorsteeklengte van enkele bel	cm
M	meetwaarden tijdens FID-metingen	-
N_k	aantal stofoverdrachtstrappen	-
n	aantal bellen	-
	variabele in n-type theorie	-
P	cumulatieve kans	-
Pe_b	Peclet-getal voor bellenfase	-
Pe_d	Peclet-getal voor dichte fase	-
p	druk op manometerrek	cm H ₂ O
Q	volumedebiet door bellenfase	m ³ /s
Q_d	volumedebiet door dichte fase	m /s
Q_t	totale volumedebiet door fluïdbed	m ³ /s
R	straal van het bed	m
r	afstand tot centrum van het bed	m
s	afstand tussen de probes	m
S	spreiding van normale verdeling	-
	schalingsparameter	m
T	meettijd	s
	gemiddelde van normale verdeling	-
t	tijd	s
t_a	stijgtijd van een bel	ms
t_b	belcontacttijd	ms
t_0	tijd waarop bel de onderste probe raakt	ms
t_m	tijd bij maximale capaciteitsverandering	ms
U	superficiële gassnelheid	m/s
U_{mb}	bellenpuntsnelheid	m/s
U_{mf}	minimale fluïdizatiesnelheid	m/s
u_b	stijgsnelheid van bel in een zwerm	m/s
$u_{b,\omega}$	stijgsnelheid van een enkele bel	m/s
u_d	gassnelheid in dichte fase	m/s
V_b	lokale bellengasstroom	m ³ /m ² s
V_B	gemiddelde bellengasstroom	m ³ /m ² s
W	gewicht poederbed	kg
Y	parameter in Y-type twee fasen theorie	-
y_{max}	maximale signaal van capaciteitsmeters	-
y(t)	signaal van capaciteitsmeters op tijd t	-

Griekse symbolen

β	dimensieloze gasparameter voor bellenfase	-
γ	dimensieloze gasparameter voor dichte fase	-
δ	bellenholdup	-
ε_b	lokale bellenholdup	-
ε_d	dichte fase porositeit in gefluïdiseerd bed	-
ε_0	dichte fase porositeit in gepakt bed	-
θ	startwaarde in lognormale verdeling	-
μ	dynamische viscositeit fluïdum	kg/ms
	gemiddelde van lognormale verdeling	-
ξ	gasfractie in fluïdum	-
ρ_b	bulkdichtheid poeder	kg/m ³
ρ_f	fluïdumdichtheid	kg/m ³
ρ_p	deeltjesdichtheid	kg/m ³
σ	dimensieloze hoogte	-
	spreiding in lognormale verdeling	-
τ	gemiddelde verblijftijd	s
	gemiddelde verblijftijd, gebaseerd op totale hoeveelheid gas in fluïdum	s
τ_b	gemiddelde verblijftijd, gebaseerd op hoeveelheid gas in bellenfase	s
τ_{bed}	gemiddelde verblijftijd in het fluïdum	s
τ_d	gemiddelde verblijftijd, gebaseerd op hoeveelheid gas in dichte fase	s
τ_i	gemiddelde verblijftijd van ingangspuls	s
τ_s	gemiddelde verblijftijd in fluïdum, windkamer en bodemplaat	s
φ	doorstromingsfactor voor dichte fase	-

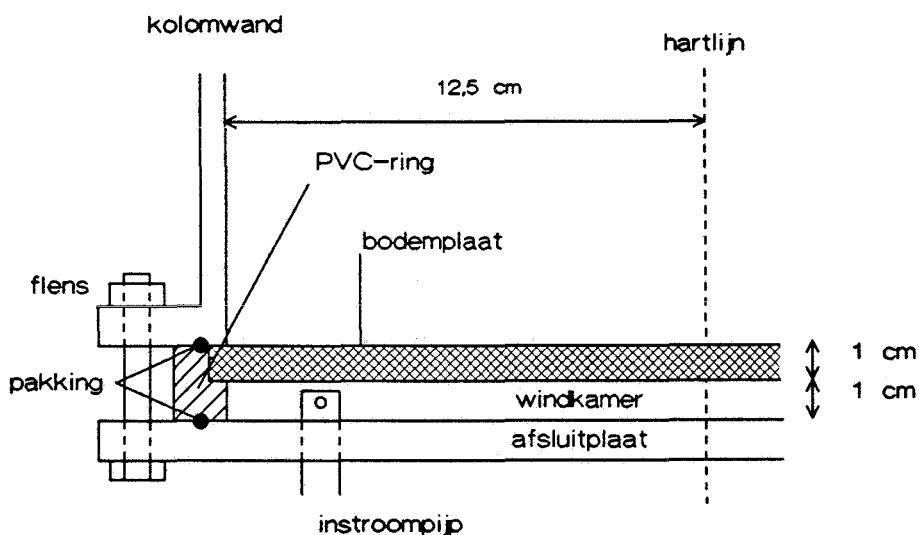
BIJLAGEN

bijlage 1: Geteste bodemplaatconstructies	83
bijlage 2: Korrelgrootteverdeling van de poeders	84
bijlage 3: Meetapparatuur	85

bijlage 1: Geteste bodemplaatconstructies

Aanvankelijk was er een bodemplaat van gesinterd roestvrijstaal met een dikte van 3 mm onder het fluïdbed geplaatst. Deze bodemplaat gaf echter geen homogene gasverdeling over het bed. Dit is een bij deze bodemplaten veel voorkomend verschijnsel omdat het erg moeilijk is om een gesinterde metalen plaat met een homogene porositeit te maken.

Daarom werd er voor een bodemplaat van poreus polyethyleen (Flexolith H) met een dikte van 10 mm gekozen. Deze had aanvankelijk een diameter die iets groter was dan de kolomdiameter en kon zodoende door middel van een ring onder de kolom geplaatst worden (zie figuur B1). Door deze constructie werd de gasstroom door de bodemplaat bij de kolomwand echter iets vergroot. Hierdoor ontstonden er erg veel bellen aan de wand van de kolom. Tot op grotere hoogte in het fluïdbed was de belfrequentie aan de kolomwand daardoor veel hoger dan de verwachte waarde. Deze constructie van de bodemplaat werd daarom aangepast tot de in § 3.1 beschreven constructie.



figuur B1: aanvankelijke constructie van de bodemplaat en de windkamer

bijlage 2: Korrelgrootteverdeling van de poeders

kwartzand gemiddelde deeltjesdiameter 165 μm :

deeltjesdiameter	gewichtspercentage
0 < 100 μm	0,5
100 < 160 μm	39
160 < 200 μm	49
200 < 315 μm	11
315 < 400 μm	0,5

kwartzand gemiddelde deeltjesdiameter 230 μm :

deeltjesdiameter	gewichtspercentage
0 < 100 μm	0
100 < 160 μm	5
160 < 200 μm	22
200 < 315 μm	66
315 < 400 μm	6
400 < 630 μm	1

kwartzand gemiddelde deeltjesdiameter 587 μm :

deeltjesdiameter	gewichtspercentage
0 < 400 μm	1,4
400 < 450 μm	5,5
450 < 500 μm	5,2
500 < 630 μm	43,2
630 < 710 μm	25,8
800 < 1000 μm	3,2

bijlage 3: Meetapparatuur

Vlam-ionisatie-detector: Carlo Erba Strumentazione

onderdruk in FID: 20 cm Hg

luchtdruk & -debiet: 0,6 atm 400 ml/min

waterstofdruk & -debiet: 0,6 atm 25 ml/min

methaandruk: 0,75 atm boven druk in kolom

Capaciteitsmeters: Van Reijssen capacitive displacement meter, type CVM 5

Electronische teller: Hewlett Packard 5233L

FFT-analyzer: Ono Sokki CF-910