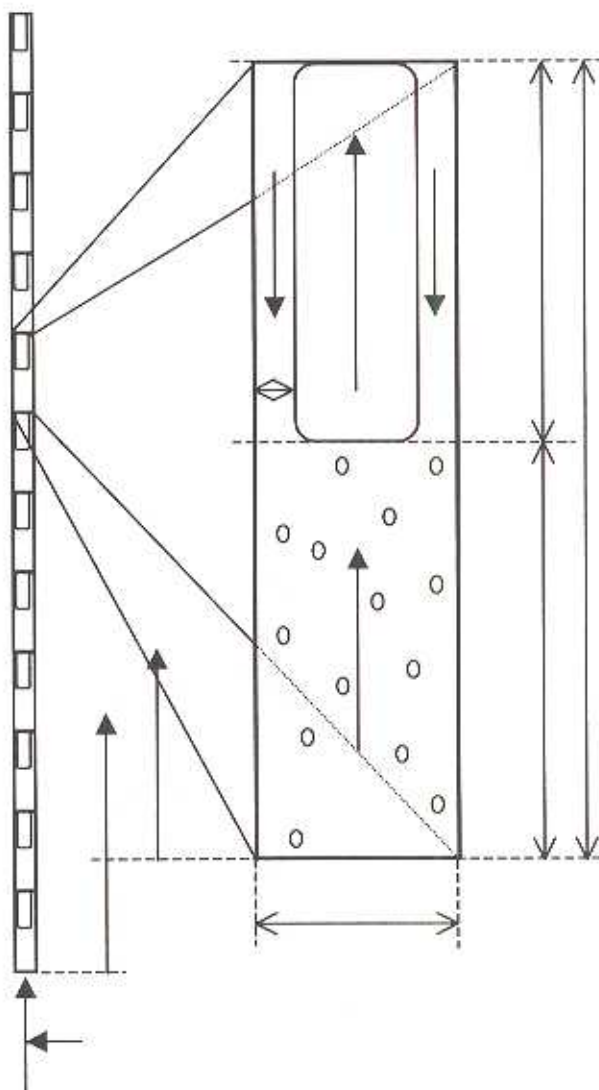


AirFlush in capillaire membranen

januari 2002

C. de Roo



Technische Universiteit Delft
Faculteit der Civiele Techniek en Geowetenschappen
Afdeling Watermanagement
Sectie Gezondheidstechniek

AirFlush in capillairen

**een studie naar de karakteristieken van
twee-fasen stroming bij toepassing op capillaire
membranen in de drinkwaterbereiding**

Student: C. de Roo
Hoogleraar: prof.ir. J.C. van Dijk
Afstudeercommissie: ir. J.Q.J.C. Verberk
ir. M.T. Kreutzer

Delft, januari 2002

Voorwoord

Voor U ligt het afstudeerverslag 'AirFlush in capillairen', dat de ondertitel 'een studie naar de karakteristieken van twee-fasen stroming bij toepassing op capillaire membranen in de drinkwaterbereiding' draagt. Het is met groot genoegen dat ik dit eindverslag als afsluiting van een afwisselende periode van onderzoek en reflectie aan U presenteer. Het onderzoek dat aan dit verslag ten grondslag ligt, is uitgevoerd in opdracht van X-Flow b.v. in Hengelo.

Allereerst mijn dank aan Paul Hoogeveen, werkzaam bij X-Flow b.v., die met name in het begin een belangrijke bijdrage heeft geleverd door mij kennis te laten maken met de praktische kant van membraanfiltratie en AirFlush. Tevens Cees Boeter en Tonny Schuit, voor hun aanstekelijke enthousiasme tijdens de zes maanden die ik in het laboratorium doorbracht. Verder wil ik graag Michiel Kreutzer bedanken, die op een cruciaal punt in de modelvorming een essentiële bijdrage heeft geleverd, die in een verrassende wending in het onderzoek resulteerde. Dank ook aan professor Van Dijk, die veel geduld aan de dag heeft gelegd gedurende de gehele loop van mijn afstuderen en sturing gaf wanneer dat nodig was. De afronding van dit afstudeeronderzoek was echter niet mogelijk geweest zonder de hulp van mijn dagelijks begeleider Jasper Verberk, die mijn werk bijstuurde waar dat nodig was en met name in de eindfase het verslag keer op keer van nuttig commentaar voorzag.

Tot slot ben ik veel dank verschuldigd een aantal mensen, zonder wie deze afstuurperiode een stuk minder aangenaam geweest was. Mijn afstudeergenoten, in het bijzonder Martijn Kramer en Arjen Pilot, mijn jaarclub, in het bijzonder Sonja Kroon en Anke Matijssen. Verder Lorenzo Barone, Giuseppe Bentivenga, Mischa Haaker, Thijs Nix, Giuliano Parodi en Huib Pieterse. En uiteraard mijn ouders Roelof en Esther en mijn zus Barbara, die eindeloos geduld aan de dag hebben gelegd en onvermoeibaar bleken in het verlenen van morele steun.

Delft, januari 2002
Colette de Roo

Samenvatting

Membraanfiltratie en AirFlush

In de drinkwaterbereiding wordt membraanfiltratie toegepast om relatief kleine deeltjes uit het te zuiveren water te verwijderen. Hierbij wordt gebruik gemaakt van modules gevuld met buisvormige membranen (1 - 15 mm). De module met membranen wordt 'dead-end' bedreven, wat betekent dat het vuile water onder druk door de wanden van de membranen heen geperst wordt. Het vuil blijft op de binnenwand van de membranen achter, terwijl het gezuiverde water via de ruimtes tussen de membranen afgevoerd wordt. Na verloop van tijd zal zich aan de binnenwand een koeklaag hebben gevormd, die verwijderd moet worden om het zuiveringsproces goed te laten functioneren. Voor deze reiniging kan gekozen worden voor een backflush of een forward flush, eventueel gecombineerd met een chemische reiniging. Deze methoden zijn echter niet geheel zonder nadelen (hoog energieverbruik en chemicalien-consumptie). Om deze nadelen te minimaliseren is door X-Flow B.V. een verbeterde reinigingsmethode ontwikkeld, waarbij aan een forward flush lucht wordt toegevoegd (AirFlush). Uit eerder onderzoek op tubulaire membranen (5 - 15 mm) is gebleken dat AirFlush inderdaad het beste reinigings-rendement geeft.

Twee-fasen stroming

Men gaat ervan uit dat de drijvende kracht voor de reiniging van de membranen, zowel tijdens een conventionele forward flush als tijdens een AirFlush, geleverd wordt door de optredende wandwrijving. Deze wandwrijving komt tot uitdrukking in een drukval, die eenvoudig meetbaar is. Het stromingspatroon dat tijdens AirFlush in capillaire membranen (1 - 5 mm) gegenereerd wordt, heet slug flow en deze is voor te stellen als een opeenvolging van lucht- en waterpakketjes. Uit de literatuur blijkt, dat slug flow in capillairen andere eigenschappen bezit, dan slug flow in tubularen. Zo bevinden zich in de waterpakketjes geen luchtbelletjes en is de ppervlaktespanning dominant over de zwaartekracht, waardoor de stroming axiaal-symmetrisch is, ongeacht de hellingshoek van de buis. Verder blijkt het lokale stromingsprofiel (rond een enkele luchtbel) anders te zijn dan bij slug flow in tubularen. Er bevindt zich langs de wand naast de luchtbellen een vloeistoffilm, waarin de snelheid nagenoeg nul is. Hierdoor wordt verondersteld dat naast de luchtbellen geen wandwrijving wordt gegenereerd.

Experimenten

Er zijn een tweetal experimenten uitgevoerd om meer inzicht te verkrijgen in de karakteristieken van slug flow in capillairen. Allereerst zijn foto's genomen van luchtbellen in een glazen capillair om te verifiëren of bij de instellingen die in de praktijk gehanteerd worden slug flow optreedt. Dit blijkt inderdaad het geval te zijn. Vervolgens zijn drukvalmetingen uitgevoerd op de glazen buis, een enkel membraan en een kleine module met meerdere membranen. Deze drukvalmetingen zijn getoetst aan een homogeen model (stroming wordt gezien als een homogene entiteit) en aan een heterogeen model (opeenvolgend lucht- en waterpakketjes met een extra bijdrage aan de drukval t.g.v. circulatie in de waterpakketjes). Het heterogene model blijkt een grotere overeenkomst met de metingen te vertonen dan het homogene model. Er bestaat echter nog steeds een behoorlijke afwijking (> 10%) tussen de metingen en de m.b.v. het heterogene model berekende waarden.

Modellering

Om een beter beeld te krijgen van het lokale stromingsprofiel is een derde model uitgewerkt binnen randvoorwaarden gebaseerd op de theorie van twee-fasen stroming in capillairen. Het hoofdmodel heeft als uitgangspunt de zgn. 'unit-cell', een balansgebied bestaande uit een opeenvolgend lucht- en waterpakketje. Omdat een dergelijke unit-cell in tijd en plaats niet verandert, kunnen massa- en impulsbalansen worden opgesteld voor de unit-cell, waaruit direct het lokale stromingsprofiel is af te leiden. Een vergelijking van de eerder genoemde metingen en het unit-cell model levert een goede overeenkomst op. Er blijven echter ook hier afwijkingen bestaan, waarvoor een aantal hypothesen zijn opgesteld. 20 is een mogelijkheid dat er een turbulente menging vlak achter de luchtbel optreedt, waardoor er convectief transport van vuil van de wand naar de bulk plaatsvindt. Een andere hypothese is het optreden van een schokeffect voor de neus van de bel, waardoor het vuil als het ware vooruit gestuwd wordt.

Conclusies en aanbevelingen

Ook tijdens AirFlush in capillairen treedt slug flow als stromingspatroon op. Deze slug flow heeft echter niet dezelfde karakteristieken als slug flow in grotere buizen. Men geeft daarom de voorkeur aan de benaming Taylor flow in capillairen. De wandwrijving tijdens slug flow speelt zeker een grote rol in de verwijdering van vuil van de wand van de membranen, echter de wandwrijving treedt slechts langs de vloeistofpakketjes op. Het hogere reinigingsrendement t.o.v. de forward flush kan niet uitsluitend aan wandwrijving toegeschreven worden. Een aantal hypothesen zijn opgesteld ter verklaring van het hogere rendement. Aanbevolen wordt de genoemde hypothesen te toetsen in de vorm van experimenten en aan de hand van de resultaten het unit-cell model uit te breiden.

Inhoudsopgave

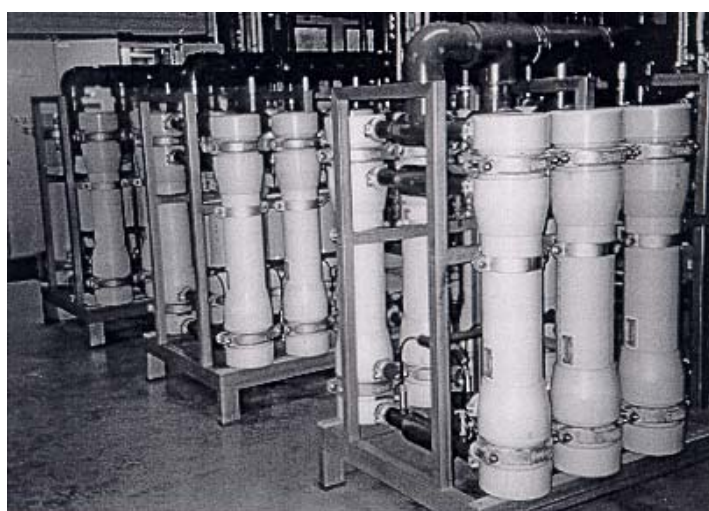
Voorwoord	3
Samenvatting	5
Hoofdstuk 1: Inleiding	9
Hoofdstuk 2: Membraanfiltratie en AirFlush	11
2.1. Membraanfiltratie	11
2.2. Conventionele reinigingsmethoden	12
2.3. AirFlush	13
Hoofdstuk 3: Probleemanalyse	15
3.1. Probleemstelling	15
3.2. Doelstelling	15
Hoofdstuk 4: Twee-fasen stroming	17
4.1. Stromingspatronen	17
4.2. Hydrodynamica	20
4.3. Geometrie	25
4.4. Frictie	34
4.5. Conclusies literatuurstudie	38
Hoofdstuk 5: Experimenten	41
5.1. Visualisatie	41
5.2. Drukvalmetingen	45
Hoofdstuk 6: Modellerings	51
6.1. Bestaande modellen	51
6.1.2.1. Stromingspatroon-onafhankelijke modellen	52
6.1.2.2. Stromingspatroon-afhankelijke modellen	53
6.2. Beoogde doelen	57
6.3. Unit-cell benadering	58
6.3.1. Aannamen en beperkingen	58
6.3.2. Beschrijving model	60
6.3.3. Stappenplan	68
6.4. Parameter-analyse	70
6.4.1. Hydrodynamica	71
6.4.2. Geometrie	71
6.4.3. Wandwrijving en drukval	73
6.5. Vergelijking AirFlush en forward flush	75

Hoofdstuk 7: Conclusies en aanbevelingen	77
7.1. Twee-fasen stroming	77
7.2. Experimenten	77
7.3. Modellerings	78
Bijlage I: Literatuurlijst	79
Bijlage II: Symbolenlijst	83
Bijlage III: Resultaten drukvalmetingen	85
Bijlage IV: Unit-cell	93
Bijlage V: Laminair of turbulent ?	95

Hoofdstuk 1: Inleiding

Het onderzoek 'AirFlush in capillaire membranen' is uitgevoerd in opdracht van X-Flow B.V. om meer inzicht te verkrijgen in de toepassing van lucht-water spoeling bij capillaire membraanfiltratie. Een aantal jaren geleden is men begonnen met het gebruik van AirFlush als reinigingsmethode van membranen, die gebruikt worden in de drinkwaterbereiding. Aanvankelijk was de bedrijfsvoering van de AirFlush uitsluitend gebaseerd op praktijkervaring. Echter na verloop van tijd groeide de interesse in de achtergrond van het succes van de reinigingsmethode en is het samenwerkingsverband tussen X-Flow en de TU Delft opgezet om diepgaand onderzoek naar de karakteristieken van de AirFlush uit te voeren. Het overkoepelende onderzoek omvat alle hydraulische aspecten van de AirFlush (variërend van overwegend praktisch tot theoretisch onderzoek) en dit afstudeerwerk is een logische schakel in het geheel.

Het reinigen d.m.v. een spoelproces is een essentieel onderdeel in de bedrijfsvoering van capillaire en tubulaire membranen, omdat deze zonder een regelmatige reiniging niet stabiel kunnen functioneren. Aanvankelijk werd voor het reinigen van capillaire UF-membranen uitsluitend een forward flush in combinatie met backflush en/of chemisch reinigen toegepast (zie voor uitleg Hoofdstuk 2: Membraanfiltratie en AirFlush). Dit betekende echter mogelijk een aanzienlijke chemicaliënconsumptie, energieverlies en de noodzakelijke installatie van grote forward flush pompen. Om deze negatieve aspecten tot een minimum te beperken is een methode ontwikkeld waarbij de forward flush een groter rendement heeft, met o.a. als positief effect dat er minder vaak chemisch gereinigd hoeft te worden. Dit grotere rendement wordt bereikt, door -tijdens de forward flush- in de waterstroom lucht te injecteren (AirFlush). In de praktijk is gebleken dat men hiermee inderdaad minder water verbruikt en minder (vaak) chemicaliën hoeft te gebruiken wat -naast het milieu- ook de levensduur van de membranen ten goede komt.



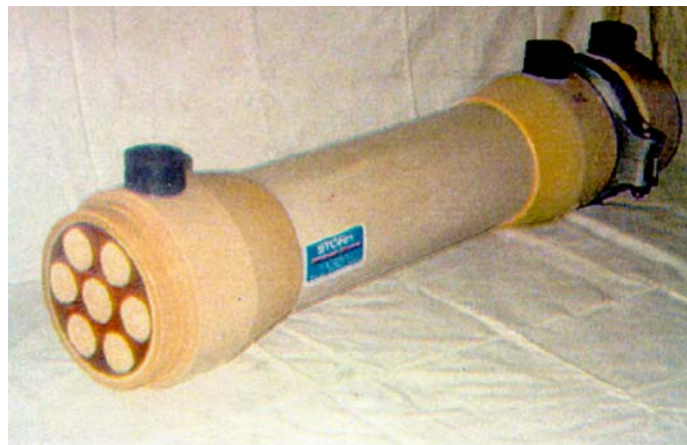
figuur 1.1.: Installatie met capillaire membranen (bron: X-Flow B.V.)

In dit rapport zullen achtereenvolgens de volgende zaken aan bod komen. Allereerst in hoofdstuk 2 een algemene beschrijving van wat membraanfiltratie en AirFlush precies inhouden. Vervolgens in hoofdstuk 3 een probleemanalyse, waaruit de essentie van het onderzoek zal blijken. In hoofdstuk 4 is een theoretische beschrijving te vinden van het verschijnsel twee-fasen stroming (wat AirFlush hydraulisch gezien is). Hoofdstuk 5 beschrijft daarnaast een experimentele benadering van twee-fase stroming, middels een visualisatie en drukvalproeven. In hoofdstuk 6 vindt een modellering plaats van het stromingsverloop tijdens AirFlush, met daaraan gekoppeld een parameteranalyse. Tot slot volgen in hoofdstuk 7 de conclusies en aanbevelingen van het gehele onderzoek.

Hoofdstuk 2: Membraanfiltratie en AirFlush

2.1. Membraanfiltratie

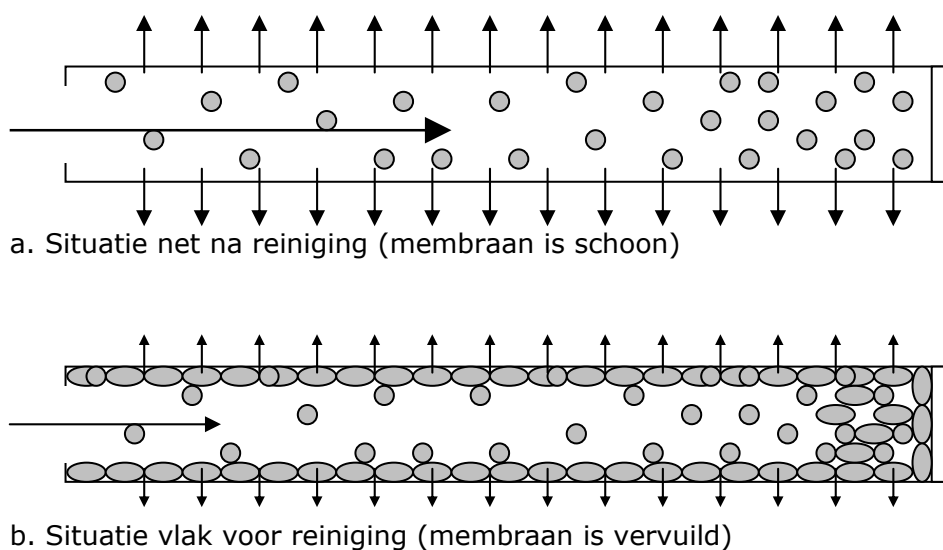
Naast een aantal conventionele reinigingsmethoden, bestaat inmiddels ook de membraanfiltratie al een aantal decennia als een volwaardige reinigingsstap in de drinkwaterzuivering. Membraanfiltratie kan onderverdeeld worden in vier soorten (in volgorde van afnemende grootte van verwijderde deeltjes): microfiltratie (MF), ultrafiltratie (UF), nanofiltratie (NF) en reverse osmosis (RO). Hoewel de filters op diverse manieren opgebouwd kunnen zijn, is een veel voorkomende configuratie in Nederland: een module waarin de tubulaire (vanaf 5 mm) of capillaire (tot ca. 5 mm) membranen met tientallen of honderden parallel aan elkaar bedreven worden. In het geval van capillairen, kan het aantal parallel bedreven membranen zelfs oplopen tot duizenden per module (zie figuur 2.1., waarin de witte ronde cirkels elk een dwarsdoorsnede van een bundel van ca. 500 membranen voorstellen).



figuur 2.1.: Module met capillaire membranen (bron: X-Flow B.V.)

Het materiaal waarvan de membranen gemaakt is, hangt af van het soort water dat ermee behandeld zal worden en het gewenste 'eindproduct'. Er bestaan daarbij samengestelde en zelfdragende membranen. Waarbij de samengestelde membranen hun vorm ontleen aan het dragermateriaal en de filterfunctie aan een apart filterlaagje aan de binnen- of buitenzijde. Bij zelfdragende membranen echter wordt de 'draag'- en filterfunctie door hetzelfde materiaal vervuld. Tubulaire membranen worden meestal samengesteld uitgevoerd en voornamelijk voor ultrafiltratie gebruikt (retentie van deeltjes tussen 10 – 100 nm). Capillaire membranen daarentegen worden zelfdragend uitgevoerd en gebruikt voor zowel ultrafiltratie als nanofiltratie (retentie van deeltjes tussen 1 – 10 nm), uiteraard afhankelijk van het gebruikte filtermateriaal.

De bedrijfsvoering van een membraanfiltersysteem is vrij eenvoudig. Het ruwe water wordt met een pomp onder hoge druk aan het ene einde de module ingeleid en over de membranen verdeeld. Door de heersende druk zal het water door de wanden van de membranen heendringen, waarbij het vuil op de binnenwand achterblijft (zie figuur 2.2.). Er zijn twee methoden om de dead-end filtratie te bedrijven: met een vast gekozen permeaatflux (de druk zal bij toenemende vervuiling moeten worden opgevoerd om de vastgestelde flux te kunnen handhaven) of bij een vaste druk (de flux zal bij toenemende vervuiling afnemen).



figuur 2.2.: Membranfiltratie volgens het dead-end principe (i.g.v. 'vaste druk' bedrijfsvoering)

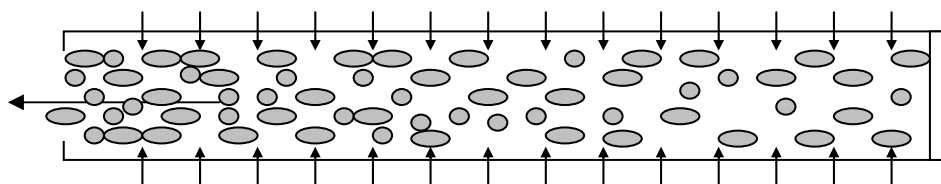
Na verloop van tijd zal er zodanig veel vuil op de binnenwanden zijn geaccumuleerd, dat òf de druk te hoog wordt om nog de vastgestelde flux te halen òf de flux te laag wordt om bij een vaste druk nog een acceptabele permeaatproductie te halen. De membranen zullen gereinigd moeten worden.

2.2. Conventionele reinigingsmethoden

Om de membranen te reinigen is een aantal conventionele methoden beschikbaar, waaronder backflush, forward flush, chemisch reinigen en combinaties hiervan.

Backflush

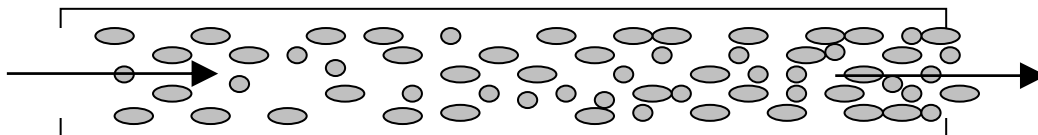
De backflush is een reinigingsmethode waarbij de stroomrichting in wezen omgekeerd is t.o.v. de richting tijdens bedrijfsvoering (zie figuur 2.3.). Het water dat voor een backflush gebruikt wordt is permeaat, omdat er uiteraard aan de buitenzijde van de membranen geen vervuild water mag komen. De hoeveelheid water gebruikt voor backflush kan oplopen tot 10% van het geproduceerde water.



figuur 2.3.: Backflush

Forward flush

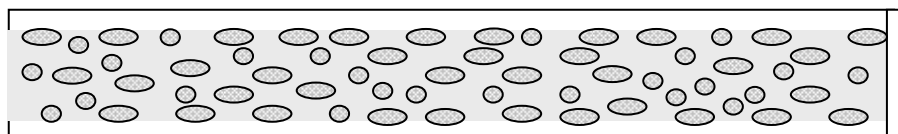
Bij een forward flush wordt de eindkap (helemaal rechts in figuur 2.2.) open gezet en met hoge snelheid een voorwaartse stroming van ruw water door het membraan gepompt. Deze voorwaartse stroming duurt kort, maar heeft een dermate hoge snelheid (tussen de 0.18 tot 0.36 m/s) dat door de optredende wandwrijving het vuil van de wanden afgeschuurd en met de stroming meegevoerd kan worden (zie figuur 2.4.)



figuur 2.4.: Forward flush

Chemisch reinigen

Wanneer in de praktijk van een backflush of een forward flush gebruik gemaakt wordt, zal na verloop van tijd zich toch een zekere hoeveelheid aan de membranen hechten, die niet meer met een flush van de membraanwand te verwijderen is. Deze vervuilingen zullen dan met een chemische reiniging van de wand afgeweekt moeten worden (zie figuur 2.5.). Chemisch reinigen wordt uiteraard gevolgd door een flush om het losgeweekte vuil weg te spoelen.

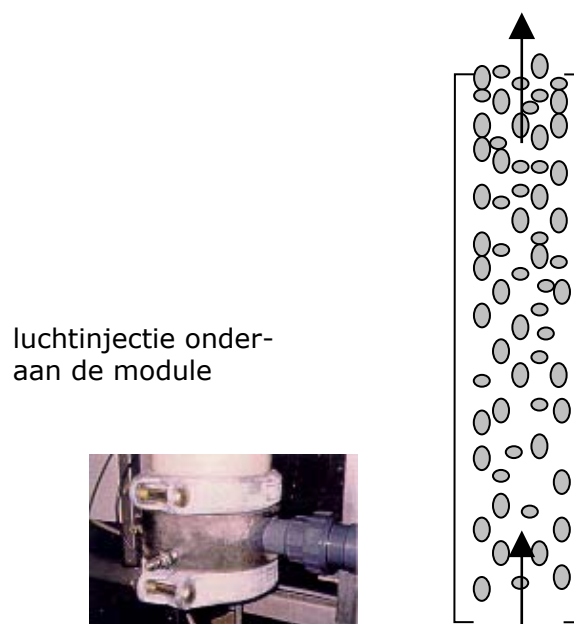


figuur 2.5.: Chemisch reinigen

2.3. AirFlush

Een aantal jaren geleden is daar een nieuwe methode aan toegevoegd, de AirFlush. Deze AirFlush is ontwikkeld, omdat aan de conventionele methoden een aantal nadelen kleven, die men wilde verminderen of geheel teniet doen. Bij een backflush moet bijvoorbeeld een deel van het permeaat weer aangewend worden om de membranen te reinigen, terwijl voor een forward flush relatief grote pompen moeten worden geïnstalleerd, die in veel situaties onevenredig veel energie verbruiken. Ook het gebruik van chemicaliën wil men tot een minimum beperken, om het milieu en de membranen zoveel mogelijk te ontzien.

Bij AirFlush wordt aan een forward flush, bestaande uit ruw water, lucht toegevoegd (zie figuur 2.6.). Hierdoor ontstaat in de membranen een zodanige twee-fasen stroming, dat het vuil effectiever van de wanden verwijderd wordt, terwijl het energieverbruik beduidend lager is. Aanvankelijk zijn op empirische gronden de lucht- en watersnelheden bepaald waarbij de AirFlush het hoogste rendement heeft (zie tabel 2.1.).



figuur 2.6.: Schematische weergave van het AirFlush-principe

In onderstaande tabel zijn de gegevens te vinden aangaande de bedrijfs-voering van AirFlush in de praktijk ('sup.' = superficieel) [bron: X-Flow].

Tabel 2.1.: Proces-gegevens AirFlush (module: 3432 * 1.50 mm)

Grootheid	Eenheid	Range
sup. watersnelheid	m/s	0.23 - 0.91
sup. luchtsnelheid	Nm/s	0.23 - 0.91
spoelfrequentie	1/h	1 - 5
spoelduur	sec.	5 - 20
Reynolds-getal	-	690 - 2740

Uit onderzoek op tubulaire UF-membranen [Worm] is gebleken dat bij bovengenoemde snelheden inderdaad het hoogste rendement optreedt, maar belangrijker nog: dat er in die situatie sprake is van zgn. slug flow. Men gaat er vooralsnog van uit dat bij slug flow een extra circulatiestroming optreedt in de vloeistof achter de luchtballen, wat een extra reinigend effect met zich meebrengt. (Zie voor uitleg hieromtrent Hoofdstuk 4).

Hoofdstuk 3: Probleemanalyse

3.1. Probleemstelling

Nu bekend is dat tijdens de in de praktijk gevonden instellingen voor AirFlush in tubulaire membranen slug flow optreedt, is men geïnteresseerd geraakt in twee zaken. Allereerst is er in voorgaand onderzoek onvoldoende aandacht geweest voor de AirFlush en capillairen. Wellicht gedraagt een twee-fasen stroming zich heel anders in kleinere buisdiameters en zijn de bevindingen van het onderzoek op tubulair niet zonder meer te vertalen naar de situatie met capillaire membranen. Ten tweede wil men weten waarom juist slug flow het hoogste reinigingsrendement geeft. Wat er zich precies op wandniveau afspeelt, waardoor het vuil effectiever verwijderd wordt dan bij een conventionele forward flush. Men is hierbij m.n. geïnteresseerd in de lokale snelheden en volumefracties als gevolg van de invoer van lucht en water. De lokale snelheden bepalen, naar men aanneemt, de wandwrijving en de daaraan verbonden wrijvingsdrukval. Wanneer deze grootheden in detail gekwantificeerd kunnen worden, zou het mogelijk zijn om een optimalisatie van het proces te maken.

3.2. Doelstelling

De doelstelling volgt direct uit de probleemstelling en luidt:

Het onderzoeken van twee-fasen gas-vloeistof stroming specifiek in capillairen, d.m.v. experimenten en een literatuurstudie. Daaraan gekoppeld een modelering van AirFlush in capillairen, waarmee een kwantificering van de lokale snelheden en volumefracties, alsmede van de lokale wandwrijving en drukval kan plaatsvinden. Aansluitend een toetsing van het model, door berekende waarden van de wandwrijving en de drukval te vergelijken met meetwaarden uit de experimenten. Dit alles met als doel: te kunnen verklaren waarom AirFlush een hoger reinigingsrendement geeft dan een conventionele forward flush.

Hoofdstuk 4: Twee-fasen stroming in capillairen

In de afgelopen hoofdstukken is de praktische kant van AirFlush al even aan de orde gekomen. Dit hoofdstuk zal nu ingaan op de achterliggende theorie om te onderbouwen waarom twee-fasen stroming (AirFlush) een betere reiniging geeft dan één-fase stroming (forward flush). Dit zal aan de hand van de volgende aspecten plaatsvinden: stromingspatronen, hydrodynamica (snelheden), geometrie (afmetingen en belfrequentie) en frictie (wandwrijving en drukval). De bevindingen zullen daarna nog eens kort worden samengevat in paragraaf 4.5. Conclusies literatuurstudie. De behandelde theorie zich hier beperkt tot twee-fasen stroming in capillairen.

In het vervolg van dit hoofdstuk gelden dan ook de volgende uitgangspunten (tenzij nadrukkelijk anders vermeld):

- de beschouwde buizen zijn capillairen ($d < \text{enkele mm's}$)
- er is sprake van een verticaal opwaarts gerichte stroming
- de twee fasen betreffen water en lucht

4.1. Stromingspatronen

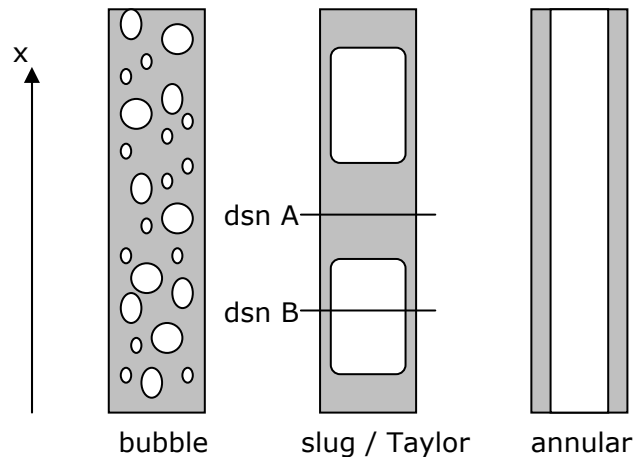
In twee-fasen stroming zijn verschillende stromingspatronen te onderscheiden, afhankelijk van de gas- en vloeistofsnelheden die gehanteerd worden. In capillairen optredende belpatronen zijn in volgorde van toenemende gassnelheid (zie ook figuur 4.1.):

- bubble flow: vrije luchtbelletjes in een vloeistofstroom
- slug flow -ook wel Taylor flow-: een opeenvolgende stroom van volledig gescheiden lucht- en vloeistofpakketjes (waarbij zich om de luchtpakketjes een vloeistoffilm bevindt)
- annular flow: een luchtstroom in het midden van de buis met aan de wanden een vloeistoffilm, die veel langzamer omhoog beweegt

Churn flow en mist flow komen niet voor i.t.t. wat bij grotere buizen wordt waargenomen, naar men vermoedt als gevolg van de veel grotere invloed van de oppervlaktespanning σ_{liquid} t.o.v. de zwaartekracht bij stroming door capillairen [Fukano], [Irandoust], [Janliang Xu], [Laborie], [Suo], [Thulasidas], [Triplet]. Daarnaast verschilt slug flow in capillairen op een aantal belangrijke punten van slug flow in grotere buizen.

Kenmerkend voor slug flow door capillairen -als onderscheid met slug flow in grotere buizen- zijn de volgende fundamentele karakteristieken [Fukano]:

1. het gelijk aan nul zijn van de belstijgsnelheid in stilstaande vloeistof
2. het axiaal-symmetrisch zijn van de stroming
3. de relatief kleine verhouding tussen de snelheid van gasbellen en de vloeistofsnelheid ($u_{\text{bel}} = u_{\text{liquid,slug}}$)



figuur 4.1.: Stromingspatronen (in volgorde van toenemende $u_{\text{gas, sup}}$ bij constante $u_{\text{liquid, sup}}$)

De karakteristieken van slug flow vloeien allemaal voort uit het feit dat in capillairen de invloed van de oppervlaktespanning σ_{liquid} op het stromingsgedrag groter is dan de invloed van de zwaartekracht [Suo]. Iets wat blijkt uit het feit, dat de stroming niet verschilt wanneer de stroomrichting horizontaal of verticaal gericht is. Dit verschijnsel komt tot uitdrukking in het Getal van Eötvös, welke de verhouding weergeeft tussen de invloed van de zwaartekracht en de oppervlaktespanning [Laborie]:

$$E\ddot{o} = \frac{(\rho_{\text{liquid}} - \rho_{\text{gas}}) \cdot g \cdot D^2}{\sigma_{\text{liquid}}} \quad [4.1]$$

met: ρ_{liquid} = de vloeistofdichtheid (kg/m^3)
 ρ_{gas} = de gasdichtheid (kg/m^3)
 D = de inwendige diameter van de buis (m)
 σ_{liquid} = de oppervlaktespanning van de vloeistof (N/m)

Hieronder zijn voor een aantal diameters Getallen van Eötvös berekend (Tabel 4.1.). Volgens [Laborie] is onder een waarde van 4, de invloed van de zwaartekracht verwaarloosbaar klein geworden (zie tevens paragraaf 4.2. Hydrodynamica).

Tabel 4.1.: Getal van Eötvös bij verschillende diameters
 ($\rho_{\text{water}} = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{lucht}} = 1.29 \text{ kg/m}^3$, $\sigma_{\text{water}} = 0.073 \text{ N/m}$)

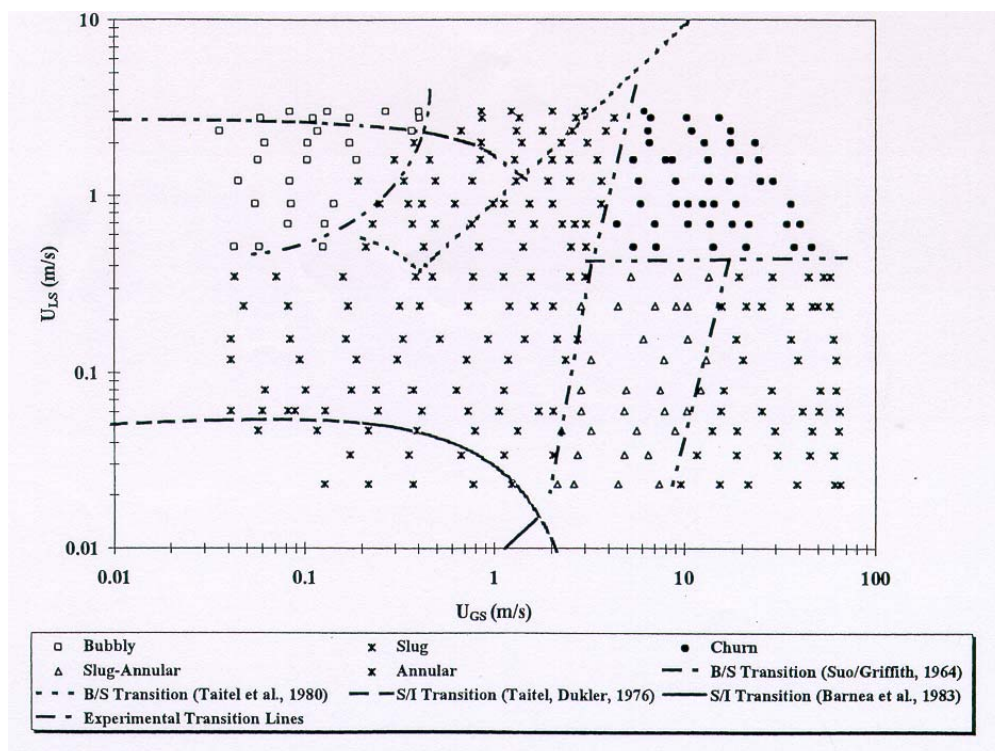
buisdiameter D (m)	Getal van Eötvös (-)
0.0007	0.07
0.0015	0.30
0.0040	2.15
0.0070	6.58
0.0100	13.44

De vloeistofpakketjes worden algemeen verondersteld geen kleine belletjes te bevatten, terwijl tevens het uiteenvallen en weer aangroeien van bellen (churn flow) niet geconstateerd is [Thulasidas]. De belsnelheid u_{bel} bedroeg maximaal 0.051 m/s. [Triplett] daarentegen heeft wel churn flow waargenomen. De proeven gedaan in dat onderzoek beslaan echter een veel groter instellingsgebied dan bij de proeven van [Thulasidas] ($0.02 < u_{gas,sup} < 80$ m/s; $0.02 < u_{liq,sup} < 8$ m/s).

Om een idee te hebben, met welk stromingspatroon men te maken heeft, bij bepaalde debieten van een bekende gas en vloeistof en een buis met een bekende diameter en stroomrichting, kan men gebruik maken van zgn. 'flow pattern maps' (zie tabel 4.2. en figuur 4.2.). Hieruit blijkt bijvoorbeeld duidelijk waarom [Thulasidas] geen churn flow heeft waargenomen: de gegeneerde snelheid was gewoonweg te laag.

Tabel 4.2.: Instellingen gehanteerd bij AirFlush in capillairen in de praktijk

$u_{gas,sup}$ (m/s)	$u_{liquid,sup}$ (m/s)
0.23	0.23
0.46	0.46
0.69	0.69
0.91	0.91



figuur 4.2.: Flow pattern map [Triplett] voor lucht-water stroming (verticale buis 1.50 mm)

Voor AirFlush in capillairen met een binnendiameter van 1.50 mm blijkt uit de figuur, dat met de -in de praktijk gehanteerde- snelheden, eigenlijk uitsluitend slug flow gegenereerd wordt. Dit is in overeenstemming met de bevindingen van [Worm] uit zijn onderzoek op AirFlush in tubulaire membranen. De nadruk bij de verdere behandeling van de theorie zal dan ook met name liggen op slug flow.

Tot slot moet nog worden opgemerkt dat bij stroming bij kleinere capillairen (< 2 mm) te allen tijde sprake is van ontwikkelde stroming, terwijl bij grotere capillairen nog wel eens vlak na intrede in de buis een kortstondige aëratie van het vloeistof-gedeelte is waargenomen [Laborie].

4.2. Hydrodynamica

Wanneer over snelheid gesproken wordt bij twee-fasen stroming, dan moet er onderscheid gemaakt worden tussen werkelijk optredende (ook wel: lokale) snelheden en superficiële snelheden, die slechts voor de modelvorming interessant zijn. De superficiële snelheid is de snelheid die één van de twee fasen zou hebben, wanneer deze 'alleen' door de buis zou stromen:

$$u_{fase,sup} = \frac{Q_{fase}}{A_{buis}} \quad [4.2]$$

met: $u_{fase,sup}$ = de superficiële snelheid van de fase (m/s)
 fase = vloeistof of gas
 Q_{fase} = een procesparameter, het vloeistof- of gasdebiet (m³/s)
 A_{buis} = de doorsnede van de buis (m²)

Echter bij twee-fasen stroming, zal de volledige doorsnede van de buis gedeeld moeten worden met de tweede fase die door de buis stroomt. Als gevolg hiervan is een kleinere doorsnede ($\epsilon_{fase} \cdot A_{buis}$) beschikbaar, wat een grotere lokale snelheid van de betreffende fase tot gevolg heeft. ϵ_{fase} is daarbij de volumefractie ingenomen door één van beide fasen.

Zoals gezegd zullen dus een gassnelheid u_{gas} en een vloeistofsnelheid u_{liquid} in de buis heersen, die direct gerelateerd zijn aan de beschikbare doorsnede. Wanneer er nu sprake is van een stromingspatroon, waarbij op elke willekeurige dwarsdoorsnede eenzelfde verdeling over de twee fasen bestaat (annular flow bijvoorbeeld), dan kunnen de werkelijk optredende snelheden eenvoudig worden berekend volgens:

$$u_{fase} = \frac{Q_{fase}}{\epsilon_{fase} \cdot A_{buis}} \quad [4.3]$$

Bij slug flow is het echter niet zo dat elke dwarsdoorsnede identiek is (zie figuur 4.1. en bekijk doorsnede A t.p.v. een vloeistofpakketje en doorsnede B t.p.v. een luchtbel). Het zal duidelijk zijn dat de volumefracties in beide dwarsdoorsneden niet overeen zullen komen. Om deze reden vraagt slug flow om een andere benaderingswijze voor de bepaling van de lokale snelheden.

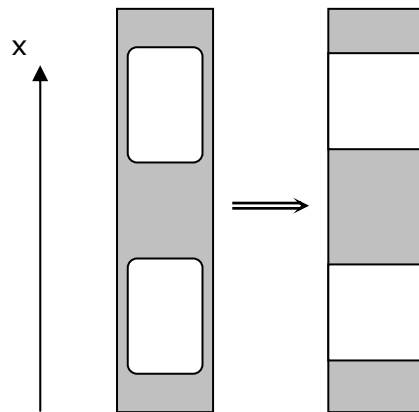
Slug flow

Volgens [Grolman] is de gemiddelde snelheid in de buis u_{meng} de som van de superficiële snelheden:

$$u_{meng} = u_{liquid,sup} + u_{gas,sup} \quad [4.4]$$

met: u_{meng} = de mengsnelheid in de buis (m/s)

Slug flow zou nu geschematiseerd kunnen worden als een aantal volledig gescheiden opeenvolgende lucht- en waterpakketjes (zie figuur 4.3.), waar verder geen lucht- of watertransport langs de afzonderlijke pakketjes plaatsvindt. In dat geval zou gelden: $u_{bel} = u_{liquid} = u_{meng}$.



figuur 4.3.: Schematisering van slug flow (I)

Echter dit is niet de realiteit, en wel om twee redenen.

Ten eerste omdat er ook rekening gehouden moet worden met een verdeling van de snelheid over de dwarsdoorsnede, die tot uitdrukking komt in een distributieparameter C_0 . Waarbij $C_0 = 1 + C_s$, met $C_s = 0.2$ i.g.v. capillairen [Fukano]:

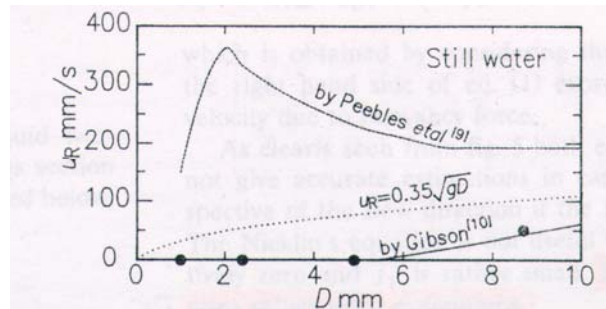
$$u_{bel} = C_0 \cdot u_{meng} \quad [4.5]$$

met: C_0 = een distributieparameter (-)

Deze distributieparameter geeft in wezen aan dat het snelheidsprofiel binnen de bel niet overal gelijk is. Een bel zal zich namelijk nooit als een rechthoekig blokje door de buis verplaatsen, maar een meer afgerond profiel hebben, waarbij de snelheid in de as van de bel het grootst is.

Ten tweede omdat de snelheid waarmee een luchtbel zich voortbeweegt groter is dan de gemiddelde snelheid van de vloeistof door de buis u_{liquid} [Laborie]. Dit is het gevolg van een neerwaarts gerichte vloeistofstroming langs de bel (ook wel 'falling film' genoemd).

In figuur 4.3. zal het linker plaatje de werkelijkheid dus dichter benaderen dan het rechter plaatje. Absoluut gezien –dat is t.o.v. de wand- vermoedt men dat de falling film nauwelijks beweegt (hierover meer verderop in deze paragraaf onder 'Filmlaag').



figuur 4.4.: Snelheid van een luchtbel stijgend in een buis gevuld met een stilstaande vloeistof (lijn van Gibson) [Fukano]

Volgens de algemene theorie van twee-fasen gas-vloeistof stroming doet zich bij bellen bewegend door een vloeistof nog een derde verschijnsel voor. Er is namelijk sprake van een additionele stijgsnelheid, ook wel 'rise-velocity' of 'drift-velocity' genoemd. Deze stijgsnelheid is een functie van de diameter en de zwaartekracht. In de literatuur constateert men echter dat deze stijgsnelheid lineair afneemt met afnemende diameter en beneden de 5.6 mm gelijk aan nul is geworden [Fukano] (zie tevens figuur 4.4.).

[Bretherton] onderschrijft dit en benadert dit verschijnsel aan de hand van de volgende betrekking. De invloed van de zwaartekracht zal gelijk zijn aan nul, wanneer:

$$\frac{\rho_{\text{liquid}} \cdot g \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot D\right)^2}{\sigma_{\text{liquid}}} \leq 0.842 \quad [4.6]$$

[Laborie] stelt dat voor een waarde van $E\ddot{o} < 4$ de stijgsnelheid van de bel gelijk aan nul zal zijn.

In tabel 4.3. is een vergelijking gemaakt tussen de bevindingen van Bretherton, Fukano en Laborie voor de diameter waarbij de invloed van de zwaartekracht gelijk is aan nul en daardoor tevens de stijgsnelheid van de bel gelijk zal zijn aan nul ($\rho_{\text{liquid}} = 1000 \text{ kg/m}^3$ en $\sigma_{\text{liquid}} = 0.073 \text{ N/m}$):

Tabel 4.3.: Vergelijking Bretherton, Fukano en Laborie

	buisdiameter D (m)
Bretherton	0.0050
Fukano	0.0056
Laborie	0.0055

De grenswaarde voor de buisdiameter waar beneden luchtballen in stilstaand water niet meer zullen opstijgen ligt dus rond de 5.5 mm.

Filmlaag

Zoals al eerder gezegd, is er naast de bel een dunne laag vloeistof, die in de literatuur beschreven wordt als een 'falling film'. Hiermee bedoelt men, dat deze vloeistoflaag onder invloed van de zwaartekracht langzaam langs de wand naar beneden 'valt'.

De gemiddelde snelheid in de filmlaag $u_{\text{liquid,bel}}$ is volgens [Bird] als volgt gedefinieerd:

$$u_{\text{liquid,bel}} = \frac{\rho_{\text{liquid}} \cdot g \cdot \delta^2}{3 \cdot \eta_{\text{liquid}}} \quad [4.7]$$

met: δ = de dikte van de filmlaag (m)
 η_{liquid} = de viscositeit van de vloeistof (Pa*s)

Het is duidelijk dat $u_{\text{liquid,bel}}$ afhankelijk is van de filmdikte δ . Omdat δ een functie is van de invoerdebieten, is de vloeistofsnelheid in de filmlaag $u_{\text{liquid,bel}}$ dit eveneens. Een toename in de invoerdebieten zal dus een toename in $u_{\text{liquid,bel}}$ betekenen, hoewel deze toename zeer klein is. Om dit te illustreren is hieronder in een tabel aangegeven wat $u_{\text{liquid,bel}}$ is in vergelijking met u_{meng} (tabel 4.4.).

Tabel 4.4.: $u_{\text{liquid,bel}}$ in vergelijking met u_{meng} ($\eta_{\text{liquid}} = 0.001 \text{ Pa*s}$; $\rho_{\text{liquid}} = 1000 \text{ kg/m}^3$)

u_{meng} (m/s)	δ (mm)	$u_{\text{liquid,bel}}$ (m/s)
0.20	$3.39 \cdot 10^{-5}$	$3.75 \cdot 10^{-9}$
0.40	$4.78 \cdot 10^{-5}$	$7.48 \cdot 10^{-9}$
0.60	$5.83 \cdot 10^{-5}$	$1.11 \cdot 10^{-8}$

[Suo] gaat nog een stap verder door te stellen dat de snelheid in de filmlaag nul moet zijn. Als namelijk het effect van de zwaartekracht verwaarloosd mag worden, en verondersteld wordt dat de stroming axiaal-symmetrisch is, dan geldt:

$$p_{\text{bel}} - p_{\text{film}} = \frac{c_{\text{liquid}}}{\frac{1}{2} \cdot D - \delta} \quad [4.8]$$

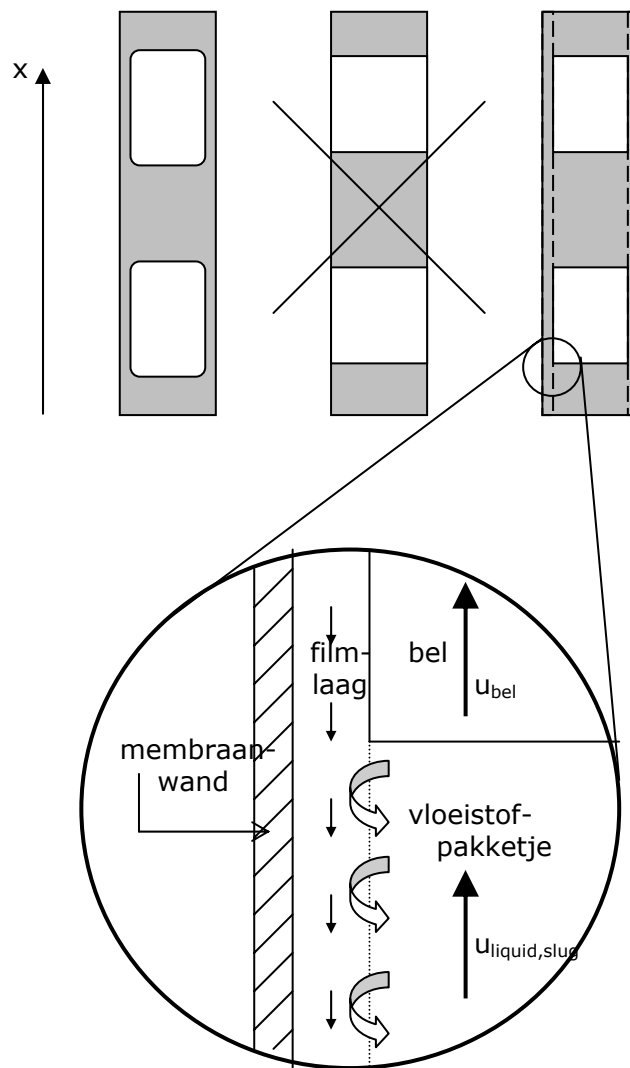
met: p_{bel} = de druk heersend in de bel (Pa)
 p_{film} = de druk heersend in de filmlaag (Pa)

Omdat p_{bel} , c_{liquid} en D constant zijn, kunnen veranderingen in p_{film} alleen veroorzaakt worden door variaties in de filmlaagdikte δ . Het blijkt dat voor de kleine veranderingen in δ die slechts mogelijk zijn (nadere uitleg in paragraaf 4.3.), p_{film} in wezen constant zal zijn. En als p_{film} constant is, dan zal de stroming in de filmlaag gelijk aan nul zijn.

Uit zowel theoretisch en experimenteel onderzoek van diverse auteurs is volgens [Cabassud] gebleken dat de filmlaag naar beneden zou stromen in de richting tegengesteld aan de totale stroming.

Relatie u_{bel} en $u_{liquid,slug}$

Volgens Thulasidas is er in diverse onderzoeken gebleken dat de luchtbellen in verticale capillairen zich sneller omhoog verplaatsen dan de vloeistofpakketjes er tussenin. Dit kan verklaard worden op de volgende manier. Er doet zich namelijk een verschijnsel voor dat zorgt voor een 'vertraging' van de vloeistofsnelheid $u_{liquid,slug}$ t.o.v. van u_{bel} . De vloeistofpakketjes ontvangen voortdurend vloeistof van de pakketjes bovenstrooms en sturen voortdurend vloeistof naar de pakketjes benedenstrooms [Thulasidas] (zie figuur 4.5.).



figuur 4.5.: Schematisering van slug flow (II)

Wat er in figuur 4.5. te zien is, is dat de filmlaag langzaam naar beneden beweegt (of mogelijk zelfs helemaal stilstaat [Suo]), terwijl de luchtbel met daarachter een vloeistofpakketje omhoog stroomt. Het vloeistofpakketje zal bij het passeren van de filmlaag menging ondergaan, wat resulteert in een lichte vertraging van de opwaartse vloeistofsnelheid $u_{\text{liquid,slug}}$.

De circulatiestromen in het vloeistofpakketje, veroorzaakt door de relatieve beweging van de luchtbel t.o.v. de totale vloeistof in de buis, vergroot daarnaast de menging in de vloeistoffase [Thulasidas]. Een verschijnsel dat bij de reiniging wellicht van doorslaggevend belang zal zijn [Irandoust].

Volgens [Bretherton] is er een correlatie tussen u_{bel} en de snelheid waarmee het vloeistofpakketje achter de luchtbel zich verplaatst, nl.:

$$u_{\text{liquid,slug}} = u_{\text{bel}} - 1.29 \cdot \left(\frac{3 \cdot \eta_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{bel}}}{\sigma_{\text{liquid}}} \right)^{2/3} \quad [4.9]$$

Voor een aantal belsnelheden u_{bel} is in tabel 4.5. de bijbehorende $u_{\text{liquid,slug}}$ berekend volgens Bretherton.

Tabel 4.5.: $u_{\text{liquid,slug}}$ als functie van u_{bel} volgens Bretherton ($\eta_{\text{liquid}} = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; $\sigma_{\text{liquid}} = 0.073 \text{ N/m}$)

u_{bel} (m/s)	$u_{\text{liquid,slug}}$ (m/s)
0.20	0.15
0.40	0.32
0.60	0.49

De afwijkingen van $u_{\text{liquid,slug}}$ met u_{bel} in tabel 4.4. zijn aanzienlijk en men kan zich afvragen of de benadering van Bretherton hier wel in overeenstemming is met de realiteit.

4.3. Geometrie

In recente onderzoeken is veel geschreven over de relatie tussen optredende belpatronen en de verhouding lucht-water in een twee-fasen stroming. Daar zal in deze paragraaf uitgebreid op ingegaan worden. Eveneens is er informatie gevonden over de dikte van de filmlaag om grote luchtbellen heen, alsmede informatie over lengtes van grote luchtbellen en vloeistofpakketjes (evt. onder invloed van elkaar). Allereerst volgt hier een toelichting op de verhouding van de volumefracties tijdens twee-fasen stroming.

Volumefractie en hold-up

Bij twee-fasen stroming is het interessant te bekijken wat de volumefracties zijn waarmee de twee fasen door de buis stromen. Zoals namelijk al uit paragraaf 4.2.: Hydrodynamica bleek, is de lokale snelheid van een fase gerelateerd aan de volumefractie. De beschouwing zal zich ook hier weer op slug flow toespitsen.

Op de vraag of tijdens slug flow de vloeistofpakketjes wel of geen luchtbelletjes kunnen bevatten, zoals in grotere buizen wel geconstateerd is, is geen eenduidig antwoord gevonden. Volgens [Fukano] is dit zelden waargenomen, terwijl [Irandoost] verklaart dat vloeistofpakketjes zowel met als zonder belletjes kunnen voorkomen. De afwezigheid van luchtbelletjes zou dan gezien kunnen worden als een ideale vorm van slug flow, ook wel Taylor flow geheten.

Er wordt vooralsnog vanuit gegaan dat er geen luchtbelletjes in de vloeistoffase voorkomen, waardoor ϵ_{liquid} gelijk zal zijn aan het volume van de buis dat niet door grote luchtbellen ('Taylorbellen') wordt ingenomen.

De volumefractie gas ϵ_{gas} is een grootheid die verbonden is met de transitie van het ene stromingstype in het andere bij een gegeven diameter [Cabassud], [Laborie], [Thulasidas]. Deze ϵ_{gas} is als volgt gedefinieerd ([4.3]):

$$\epsilon_{gas} = \frac{u_{gas,sup}}{u_{gas}} \quad [4.10]$$

met: ϵ_{gas} = de volumefractie gas, ook wel 'void fraction' genoemd (-)

Voor twee-fasen stroming geldt uiteraard:

$$\epsilon_{liquid} + \epsilon_{gas} = 1 \quad [4.11]$$

De definitie van de volumefractie gas (en daarmee tevens de volumefractie vloeistof) is volgens [Grolman] echter ook direct af te leiden uit de invoerparameters, de superficiële snelheden:

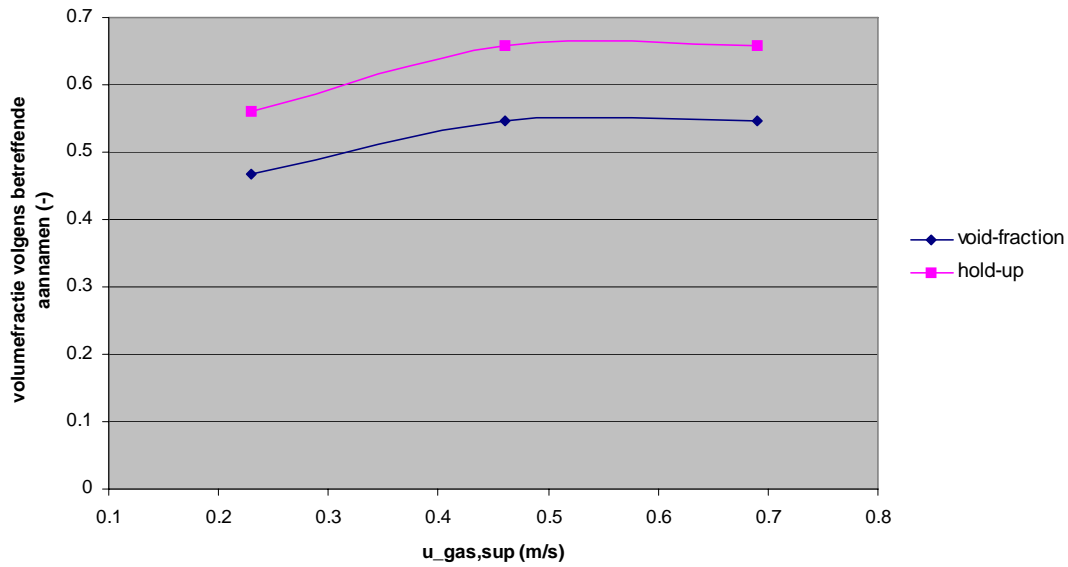
$$\alpha_{gas} = \frac{u_{gas,sup}}{u_{meng}} \quad [4.12]$$

met: α_{gas} = de 'gas hold-up' (-)

Het onderscheid tussen 'void fraction' (wat letterlijk: leegte-aandeel betekent, i.t.t. het aandeel gevuld met vloeistof) en 'hold-up' mag niet uit het oog verloren worden. Duidelijk zal zijn, dat de beide waarden door hun benaderingswijze niet noodzakelijkerwijs overeen zullen komen (zie figuur 4.6. op de volgende pagina, waaruit blijkt dat de 'void fraction' en de 'hold-up' niet hetzelfde zijn).

De vereenvoudiging volgens Grolman lijkt gerechtvaardigd op basis van bevindingen uit paragraaf 4.1. Stromingspatronen en paragraaf 4.2. Hydrodynamica. Echter uit figuur 4.6. blijkt dat er een aanzienlijke overschatting van ϵ_{gas} plaatsvindt op die manier.

Volgens vergelijking [4.5] moet er namelijk nog rekening gehouden worden met een distributiefactor C_0 . Hierdoor zal de snelheid van de Taylorbel u_{bel} hoger zijn dan u_{meng} en de volumefractie in werkelijkheid lager zal uitvallen dan in de 'ideale' situatie van [4.12]:



figuur 4.6.: 'Void fraction' en 'hold-up' uitgezet tegen $u_{gas,sup}$ (bepaald met tabel 4.2.)

$$\varepsilon_{gas} = \frac{1}{C_0} \cdot \alpha_{gas} = \frac{u_{gas,sup}}{1.2 \cdot u_{meng}} \quad [4.13]$$

Omdat er geen kleine luchtbelletjes in de vloeistoffase zullen voorkomen, geldt tevens dat:

$$u_{bel} = u_{gas} \quad [4.14]$$

waardoor vergelijking [4.13] en vergelijking [4.10] in elkaar overgaan.

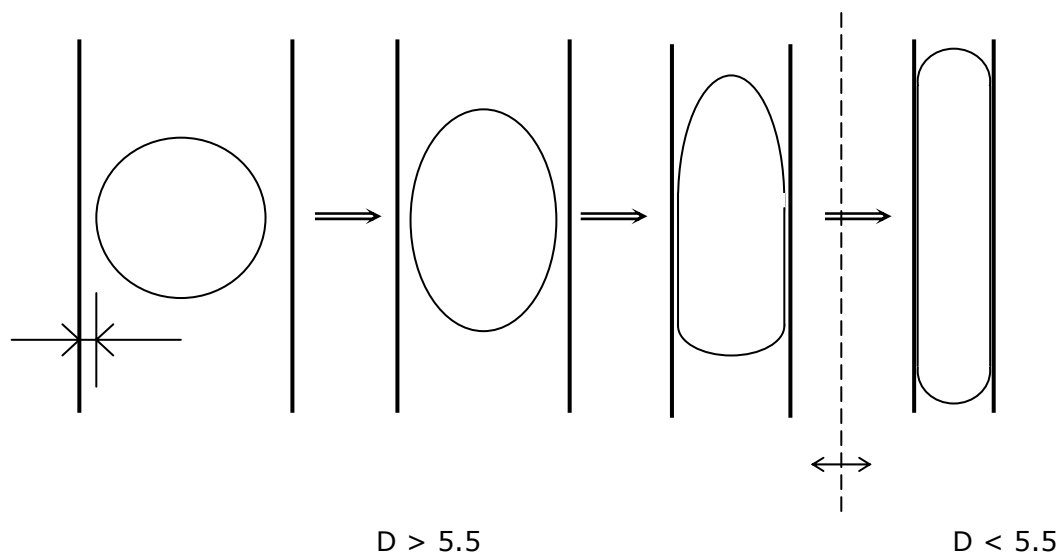
In capillairen met een inwendige diameter van 1 tot 4 mm, is uit visueel onderzoek m.b.v. glazen buizen gebleken dat slug flow optrad tussen waarden voor u_{gas} van **0.17** en **0.67** [Laborie]. [Cabassud] beschrijft echter dat slug flow optreedt tussen waarden voor u_{gas} van **0.2** en **0.9**. Het verschil is opmerkelijk te noemen, met name omdat beide auteurs zich op dezelfde onderzoeksresultaten beroepen. In aansluiting op bovenstaand verhaal over 'void fraction' en 'hold-up' is het echter niet ondenkbaar, dat hier juist heel fraai gedemonstreerd is, dat 'void fraction' en 'hold-up' niet dezelfde grootheden zijn en niet onderling zondermeer uitwisselbaar zijn.

De volumefracties voor de gehele buis ϕ_{gas} en ϕ_{liquid} zijn hiermee bekend, alsmede de volumefracties in het gedeelte van het vloeistofpakketje (ook wel 'slug' genoemd), want $\phi_{gas,slug} = 0$ en daarmee is $\phi_{liquid,slug} = 1$. De volumefracties geldend in het belgedeelte, zullen volgen uit een beschouwing van de filmlaag, waarmee de afmetingen t.p.v. de Taylorbel bepaald kunnen worden.

Filmlaag

Er is in de literatuur veel geschreven over de filmlaag naast Taylorbellen en de afmetingen die deze filmlaag heeft, onder invloed van diverse factoren. Hieronder volgt allereerst een korte opsomming van de benaderingen die van de filmlaag naast Taylorbellen gevonden kunnen worden in de literatuur, waarbij in een aantal gevallen een betrekking voorgesteld wordt. Na afloop van die opsomming zullen de verschillende methoden met elkaar vergeleken worden (figuur 4.9.).

Uit diverse onderzoeken blijkt dat de filmlaagdikte afneemt met afnemende buisdiameter. Dit lijkt logisch en is dan ook als volgt eenvoudig te begrijpen (figuur 4.7.)



figuur 4.7.: Afnemende δ met afnemende D (mm) in stilstaande vloeistof

Wat in figuur 4.7. geïllustreerd is, is hoe een identieke luchtbel als het ware ingeklemd wordt tussen de buiswand, wanneer de buisdiameter D afneemt. Doordat de druk in de bel zal toenemen, wordt de filmlaag met afnemende buisdiameter steeds kleiner.

In het derde plaatje van links is te zien hoe de luchtbel een kogelvorm krijgt onder de groeiende invloed van wandeffecten (i.g.v. tubularen [Kawaji]). Hier is bij de luchtbel onder capillaire omstandigheden echter geen sprake van [Irandoost], ook al is de filmlaagdikte nog kleiner dan bij tubulaire slug flow. Dit is te verklaren aan de hand van het Getal van Eötvös, waaruit naar voren komt dat bij een buisdiameter onder 5.5 mm de oppervlaktespanning dominant is over de zwaartekracht wat betreft het krachtenspel op de bel.

Irlandoust heeft uitgebreid onderzoek gedaan naar de filmlaagdikte naast Taylorbellen in capillaire slug flow en relateert deze inderdaad aan de diameter:

$$\delta = \frac{D - D \cdot (0.64 + 0.36 \cdot \exp(-3.08 \cdot Ca^{0.54}))}{2} \quad [4.15]$$

In [4.15] komt overigens ook het Capillaire Getal Ca voor, waarvan [Grolman] de relatie met δ bevestigd heeft. Ca is als volgt gedefinieerd:

$$Ca = \frac{\rho_{liquid} \cdot u_{bel}}{\sigma_{liquid}} \quad [4.16]$$

Het Capillaire Getal is een maat voor de verhouding tussen viskeuze krachten, oppervlaktespanning en belsnelheid. Ter verduideliking zijn in tabel 4.6. een aantal Capillaire Getallen berekend.

Tabel 4.6.: Capillaire Getal voor een slug flow bestaande uit water en lucht ($\rho_{liquid} = 1000 \text{ kg/m}^3$; $\sigma_{liquid} = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$)

u_{bel} (m/s)	Ca (-)
0.5	0.0068
0.8	0.011
1.1	0.015
1.4	0.019

Uit vergelijking [4.15] blijkt dus dat δ afhankelijk is van de diameter D en van de snelheid waarmee de Taylorbel zich verplaatst u_{bel} . Uit de betrekking is af te leiden dat δ inderdaad afneemt met een kleiner wordende diameter D .

Het verband tussen δ en u_{bel} is minder gemakkelijk te herkennen in de vergelijkingen, daarom is in figuur 4.8. (op de volgende pagina) de filmdikte uitgezet tegen u_{bel} . Uit die figuur komt duidelijk naar voren dat de filmlaagdikte toeneemt met toenemende belsnelheid u_{bel} . Bij toenemende diameter is eveneens te zien dat de filmdikte bij een vaste waarde voor u_{bel} toeneemt.

Omdat u_{bel} weer afhankelijk is van de invoerdebietten ([4.4] en [4.5]), zal δ dat op dezelfde manier ook zijn. Wanneer u_{bel} groter wordt als gevolg van een toename in waterdebiet $u_{liquid,sup}$, dan zal er een kleiner gedeelte van de dwarsdoorsnede ingenomen worden door de gasfase.

Uitgaande van vergelijking [4.3] is nu af te leiden, dat:

$$\varepsilon_{gas} \cdot A_{buis} = \frac{Q_{gas}}{u_{bel}} \quad [4.17]$$

waarbij ε_{gas} in wezen als volgt gedefinieerd kan worden (zie [4.18] op de volgende pagina).

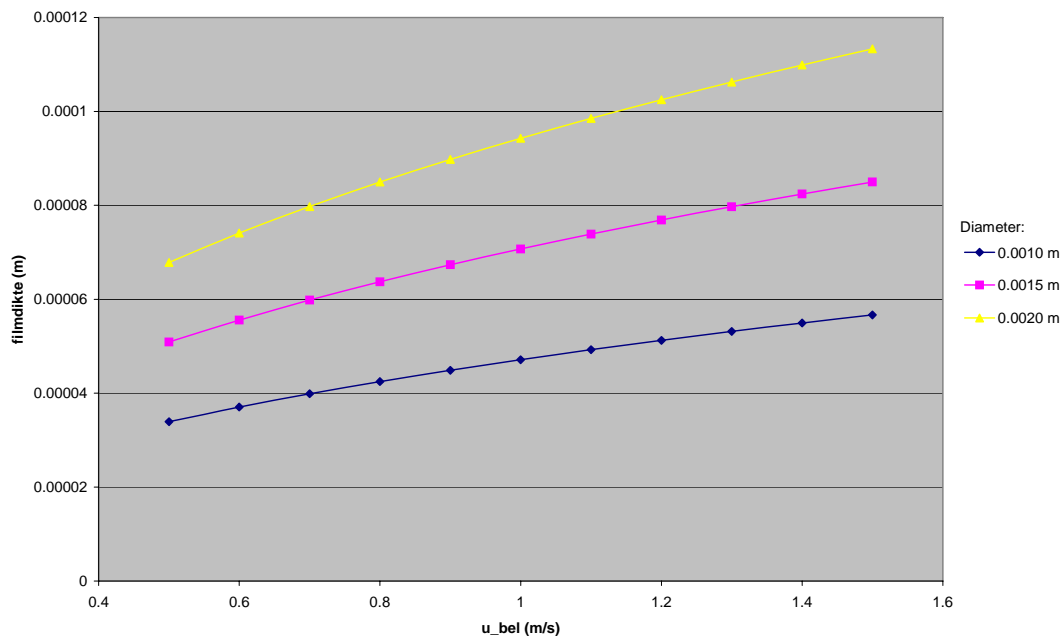
$$\varepsilon_{gas} = \frac{A_{bel} \cdot \sum L_{bel}}{A_{buis} \cdot L_{buis}} \quad [4.18]$$

met: L_{bel} = de som van de lengtes van alle Taylorbellen in de buis (m)
 L_{buis} = de lengte van de buis (m)

Substitutie van [4.17] in [4.18] geeft:

$$\frac{Q_{gas}}{u_{bel}} = \frac{A_{bel} \cdot \sum L_{bel}}{L_{buis}} \quad [4.19]$$

Het blijkt dat A_{bel} theoretisch gezien inderdaad kleiner wordt als u_{bel} en L_{bel} groter worden, bij gelijkblijvende Q_{gas} en L_{buis} . Dit impliceert dat δ groter wordt.



figuur 4.8.: Filmdikte als functie van u_{bel} [Irandoost] voor verschillende diameters

Thulasidas heeft een andere benadering van de filmdikte, waarbij overigens wel dezelfde grootheden een rol spelen als in de benadering van Irandoost.

Hierbij is wel een beperking aangegeven voor de geldigheid van de betrekking, voor bepaalde Capillaire Getallen.

$$\frac{\delta}{\frac{1}{2} \cdot D} = -0.05 \left(\frac{\eta_{liquid}}{\sigma_{liquid}} \right)^{\frac{1}{2}} + 0.89 \cdot Ca^{\frac{1}{2}}; \text{ voor } 7 \cdot 10^{-6} < Ca < 2 \cdot 10^{-4} \quad [4.20]$$

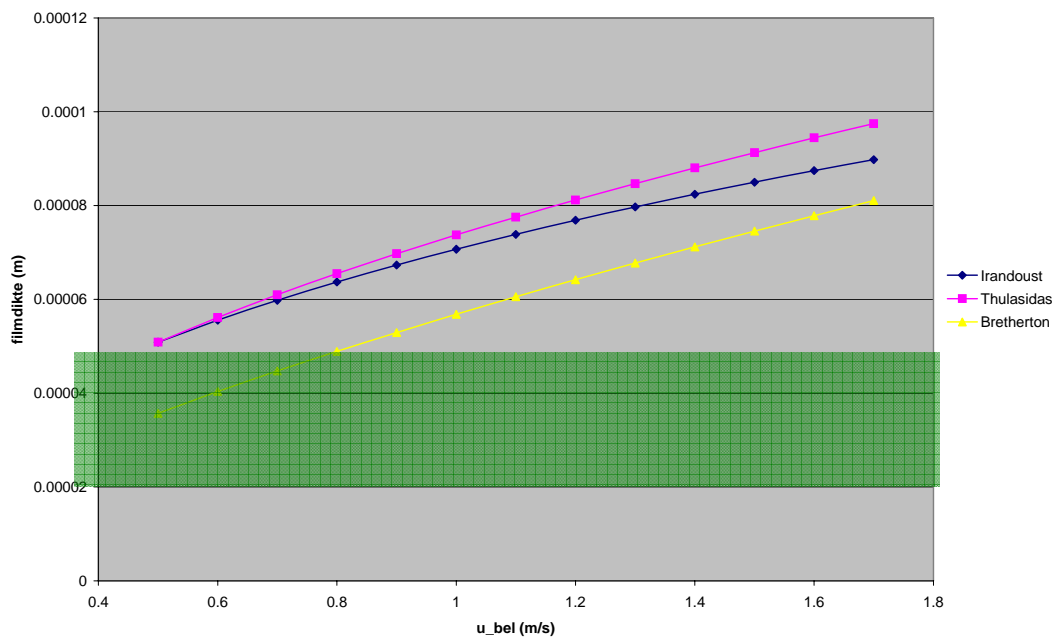
Thulasidas geeft al aan dat de geldigheid slechts opgaat voor zeer lage Capillaire Getallen. Een snelle berekening zal uitwijzen dat dergelijke lage waarden voor Ca , i.g.v. lucht-water stroming, duiden op zeer lage belsnelheden (< 0.015 m/s).

Grolman geeft geen betrekkingen, maar wel een indicatie voor de afmetingen van filmlagen in capillairen, binnen ranges voor de snelheden die bij AirFlush ook gehanteerd worden. Volgens Grolman liggen deze typisch tussen de 20 tot 50 μm voor een lucht-water slug flow in een ronde capillair. De stroming in de filmlaag wordt verondersteld laminair, stationair en axiaal-symmetrisch te zijn.

Bretherton heeft echter al in 1961 een formule afgeleid voor de berekening van de filmdikte :

$$\frac{\delta}{\frac{1}{2} \cdot D} = 0.643 \cdot \left(\frac{3 \cdot \eta_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{bel}}}{\sigma_{\text{liquid}}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad [4.21]$$

De genoemde betrekkingen voor bepaling van de filmdikte zijn in figuur 4.9. grafisch naast elkaar uitgezet tegen u_{bel} voor $D = 1.50$ mm. Het gearceerde gebied geeft de grenzen aan waartussen Grolman waarden voor realistisch acht.



figuur 4.9.: Filmdikte uitgezet tegen u_{bel} voor $D = 1.50$ mm

Het blijkt dat de benaderingen van Thulasidas, Irandoust en Bretherton al gauw veel hogere waarden voor δ geven, dan volgens Grolman waargenomen zullen worden bij lucht-water slug flow in capillairen. De betrekkingen van Irandoust en Bretherton blijken eveneens slechts geldig te zijn voor zeer lage Capillaire Getallen, zoals bij Thulasidas' benadering ook al vermeld was. Wat in ieder geval duidelijk naar voren komt, is dat bij toenemende u_{bel} de filmdikte zal toenemen [Fukano], zoals ook al eerder theoretisch afgeleid was.

Een interessant gevolg van een afnemende filmlaagdikte is, dat tijdens AirFlush de Taylorbellen de vuillaag mogelijk kunnen binnendringen en de bovenste laag op die manier als het ware wegschrapen [Cui]. Waarbij de vuillaag de laag is waar het vuil zich aan de wand heeft geaccumuleerd (zie figuur 4.10.).



figuur 4.10.: Bel dringt door in vuillaag

Men zou zich echter ook voor kunnen stellen, dat de diameter –door welke de stroming zich kan verplaatsen- afneemt met tweemaal de dikte van de vuillaag.

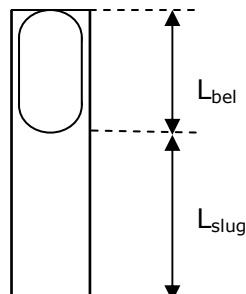
Tot slot wordt nog opgemerkt dat de dikte van de filmlaag onafhankelijk is van de lengtes van de Taylorbellen en de vloeistofpakketjes [Irandoust], [Suo].

Lengtes van bel en slug

De lengtes van de Taylorbellen en de liquid slugs (vloeistofpakketjes) zijn als volgt gedefinieerd (zie ook figuur 4.11.). Deze weergave heet ook wel 'unit-cell' benadering:

$$L_{unit-cell} = L_{bel} + L_{slug} \quad [4.22]$$

met: $L_{unit-cell}$ = de lengte van de totale unit-cell (m)
 L_{bel} = de lengte van de Taylorbel (m)
 L_{slug} = de lengte van het vloeistofpakketje (m)



figuur 4.11.: Geometrie van een unit-cell

Tevens is er een verhoudingsgetal gedefinieerd, dat de verhouding van de bellengte t.o.v. de lengte van de unit-cell aangeeft. In wezen geeft dit verhoudingsgetal een indicatie welk deel van de totale lengte van de buis ingenomen wordt door Taylorbellen.

$$\beta = \frac{L_{bel}}{L_{unit-cell}} \quad [4.23]$$

[Triplett] heeft proeven gedaan met betrekking tot bel- en sluglengtes en komt tot de volgende -voor de hand liggende- conclusie. Veranderingen die een hogere volumefractie gas tot gevolg hebben, leiden tot langere Taylorbellen en kortere vloeistofpakketjes.

Er is volgens Laborie geen verband te noemen tussen turbulentie en het variëren van bellengtes bij vaste instellingen. Volgens Laborie is de bellengte L_{bel} is een lineaire functie van het gasdebiet. Echter hoe groter $u_{liquid,sup}$, hoe kleiner de invloed van een vergroting van $u_{gas,sup}$ op L_{bel} .

[Thulasidas] heeft geconstateerd dat Taylorbellen over het algemeen lengtes hebben die enkele malen de diameter van de capillair bedragen, waarbij bellen en vloeistofpakketjes overigens niet dezelfde lengte hoeven te hebben. Dit laatste is sowieso eerder regel dan uitzondering.

Een manier om het verhoudingsgetal (en daarmee de daadwerkelijke geometrie) te benaderen wordt gegeven met vergelijking [4.24], waarvan de tweede term in het rechterlid bij capillairen verwaarloosd mag worden [Thulasidas]:

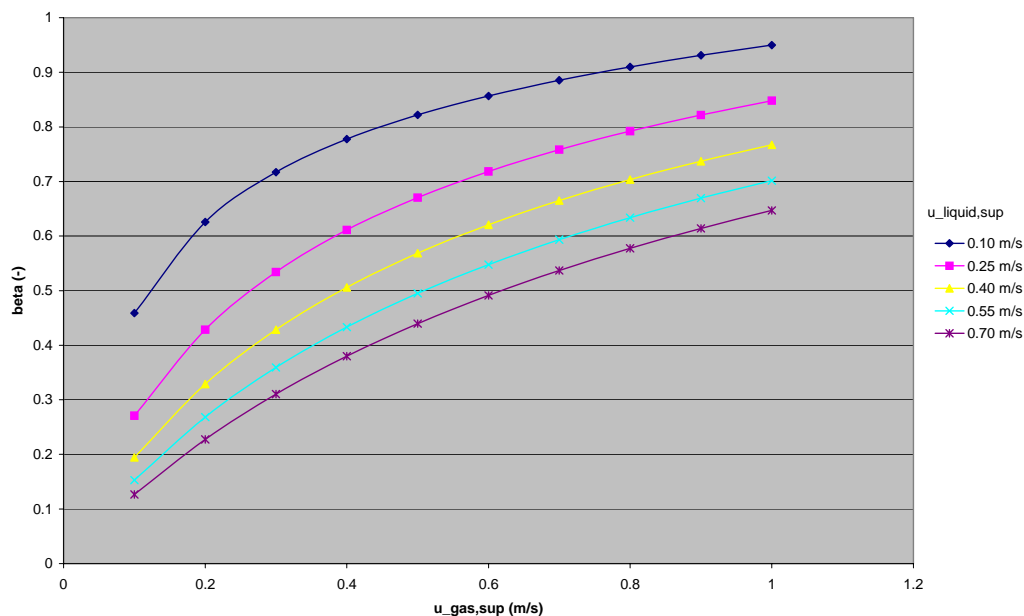
$$\beta = \varepsilon_{gas} \cdot \frac{A_{buis}}{A_{bel}} + \frac{D - 2 \cdot \delta}{3 \cdot L_{unit-cell}} \quad [4.24]$$

Substitutie van [4.10] in [4.24] en verwaarlozing van de tweede term in het rechterlid, geeft:

$$\beta = \frac{u_{gas,sup}}{u_{gas}} \cdot \frac{A_{buis}}{A_{bel}} \quad [4.25]$$

De waarde voor A_{buis} ligt vast, terwijl A_{bel} impliciet afhankelijk is van u_{bel} . Hiermee kan gesteld worden dat β afhankelijk is van de snelheid van de Taylorbel en de invoerparameter $u_{gas,sup}$. Aangezien u_{bel} op haar beurt weer volledig afhankelijk is van de invoerparameters, ligt de verhouding tussen bel- en sluglengte bij gegeven invoerparameters dan ook vast (figuur 4.12. op de volgende pagina).

Het is duidelijk dat een toename in gasdebiet $u_{gas,sup}$ doet toenemen (m.a.w. de lengte van de buis wordt voor een groter gedeelte ingenomen door bellen), terwijl een toename in vloeistofdebiet $u_{liquid,sup}$ het omgekeerde teweegbrengt. Dit is in overeenstemming met de waarnemingen gedaan door [Triplett].



figuur 4.12.: Lengteverhouding als functie van de invoerparameters, (met volgens Irandoust en $D = 1.50$ mm)

Het getal geeft echter nog geen directe informatie over werkelijke afmetingen en zal tot op dit punt slechts een trend kunnen weergeven. Een betrekking die daadwerkelijk een lengte L_{bel} als functie van de invoerparameters geeft zou wenselijk zijn. Laborie geeft een suggestie voor een dergelijke betrekking.

Wat de frequentie betreft waarmee Taylorbellen elkaar opvolgen, kan het volgende gezegd worden. De belsnelheid, en daarmee de belfrequentie, is recht-evenredig met de invoerparameters $u_{gas,sup}$ en $u_{liquid,sup}$. De belfrequentie neemt bovendien toe met een toenemende diameter (bij gelijkblijvende invoerparameters). Dit geldt uiteraard zolang er geen versmelting van Taylorbellen plaatsvindt. Dit is waargenomen bij instellingen aan de bovengrens van het slug flow gebied, wanneer er sprake is van een overgangsgebied tussen slug flow en annular flow.

4.4. Fricctie

Voor het optreden van een voldoende reiniging van de binnenwand van een capillair gedurende AirFlush wordt de mate van wandwrijving van doorslaggevend belang gezien. Het is al in diverse onderzoeken beschreven, dat een hogere mate van wandwrijving de snelheid waarmee een laagje vuil zich aan de wand kan vormen, doet afnemen [Berčič], [Cabassud], [Cui], [Laborie], [Cheng-Kang Lee]. Deze wandwrijving komt tijdens metingen tot uitdrukking in een drukval over de beschouwde buis (dit zal hierna uitgebreid toegelicht worden). De drukval kan gezien worden als een drukafname over een zekere afstand.

Allereerst zal een indruk worden gegeven van de algemene manier om de drukval te beschrijven i.g.v. één-fase stroming. Van daaruit zal dan ingezoomd worden op twee-fasen stroming en de bijdrage van de wrijving aan die drukval.

Eén-fase stroming

Voor één-fase stroming door een buis, is de volgende vergelijking voor de drukval op te stellen:

$$-dp/dx = \underbrace{(\tau \cdot O)/A}_{\text{wrijving}} + \underbrace{\rho \cdot g \cdot \sin\theta}_{\text{zwaartekracht}} + \underbrace{d(\rho \cdot u^2)/dx}_{\text{versnelling}} \quad [4.27]$$

met: p = de druk (Pa)
 τ = de wandwrijving (N/m²)
 O = de natte omtrek van de buis (m)
 A = de doorsnede van de buis (m²)
 ρ = de dichtheid (kg/m³)
 θ = de hellingshoek van de buis met de horizontaal (-)
 u = de stroomsnelheid (m/s)

De drukval is dus samengesteld uit drie componenten (zie rechterlid van [4.27]):

- een frictie-aandeel (wrijving)
- een zwaartekrachtsaandeel
- een versnellingsaandeel (niet aanwezig in de hier beschouwde stationaire stromingen)

Bij gegeven configuratie (hellingshoek, buisafmetingen) en procesparameters ($u_{\text{gas,sup}}$ en $u_{\text{liquid,sup}}$) is de enige nu nog nader te bepalen factor in [4.27] de wandwrijving τ , die berekend wordt volgens:

$$\tau = \frac{1}{8} f \cdot \rho \cdot u^2 \quad [4.28]$$

met: f = de frictie-factor (-)

Waarbij de frictiefactor f op empirische wijze bepaald moet worden uit het Getal van Reynolds en de relatieve wandruwheid.

$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot u \cdot D}{\eta} \quad [4.29]$$

Voor het bepalen van de frictiefactor is het belangrijk te weten of er sprake is van laminaire of turbulente stroming. In Bijlage V is toegelicht wanneer welke situatie geldt en hoe dit te bepalen is (zie verder Bijlage V: Laminair of turbulent ?).

Twee-fasen gas-vloeistof stroming

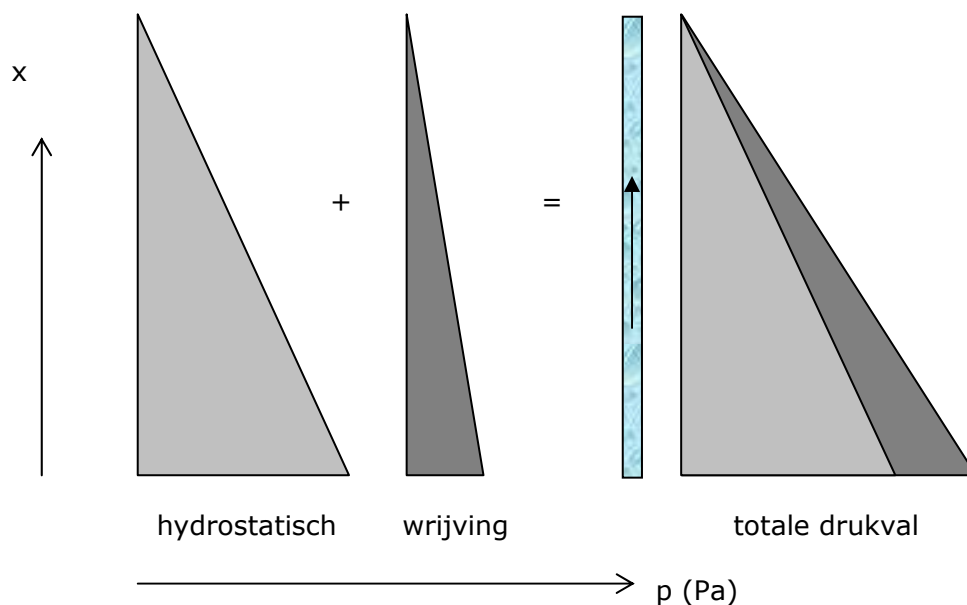
Net als bij de één-fase stroming is ook bij twee-fasen stroming een drukval te formuleren [4.30], die opgebouwd is uit de drie eerder genoemde componenten: frictie, zwaartekracht en versnelling. Zoals gezegd wordt de versnellingsterm algemeen gelijk gesteld aan nul wanneer sprake is van een stationaire stroming. Deze komt om die reden dan ook niet in [4.30] voor.

$$-\frac{dp}{dx} = \tau_{gas} \frac{O_{gas}}{A_{gas}} + \tau_{liquid} \frac{O_{liquid}}{A_{liquid}} + (\varepsilon_{gas} \cdot \rho_{gas} + \varepsilon_{liquid} \cdot \rho_{liquid}) \cdot g \cdot \sin \theta \quad [4.30]$$

met: τ_{gas} = de wandwrijving veroorzaakt door de gas-fase (N/m²)
 τ_{liquid} = de wandwrijving veroorzaakt door de vloeistof-fase (N/m²)
 O_{gas} = de 'natte' omtrek van de gas-fase (m)
 O_{liquid} = de 'natte' omtrek van de vloeistof-fase (m)
 A_{gas} = het gedeelte van de doorsnede gevuld met gas (m²)
 A_{liquid} = het gedeelte van de doorsnede gevuld met vloeistof (m²)

Ook hier is de wandwrijving een onbekende, die direct gerelateerd is aan de lokale snelheid aan de wand ($u_{liquid,bel}$ of $u_{liquid,slug}$).

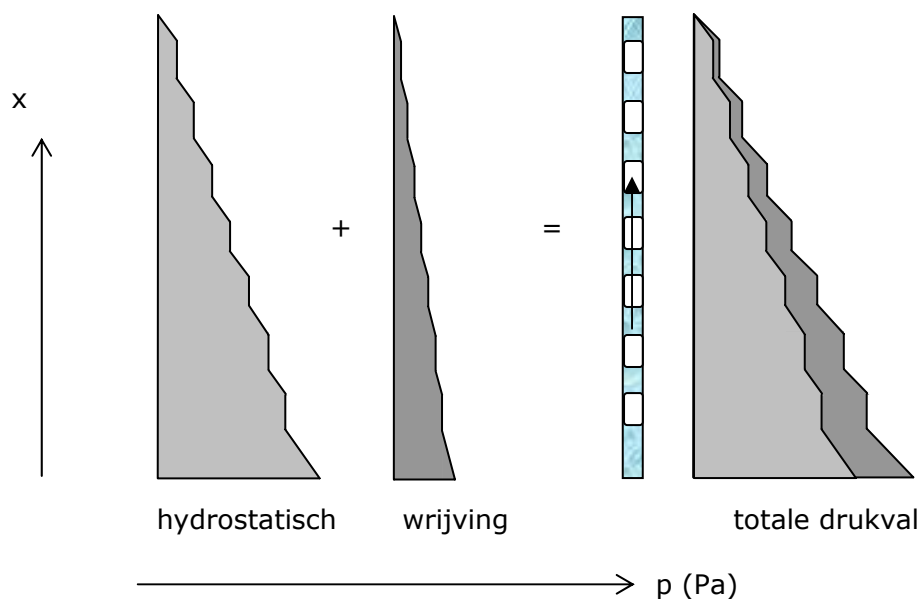
Deze snelheden zijn op verschillende manieren te bepalen afhankelijk van het gebruikte model. Een manier om de drukval voor te stellen, is als een samengestelde driehoek (zie figuur 4.14.). De drukval is hierbij opgebouwd uit een aandeel veroorzaakt door wandwrijving en een aandeel door hydrostatica. Omdat bij de vrije uitstroom -bovenaan de buis- atmosferische druk heerst, wordt dit als referentiepunt gekozen, waarbij de druk tegen de stroomrichting in toeneemt.



figuur 4.14.: Drukval t.g.v. hydrostatica en wrijving

Omdat er sprake is van een zgn. bubble-train flow, zoals al eerder genoemd in dit hoofdstuk, kun je de zaken ook anders bekijken dan hierboven gedaan is. Het is door het specifieke karakter namelijk mogelijk onderscheid te maken tussen de wandwrijving die gegenereerd wordt naast de bel en de wandwrijving langs het slug-gedeelte. Dit noemt men ook wel een heterogene benadering (zie figuur 4.15.).

Uit meerdere bronnen blijkt, dat er geen drukval optreedt naast de Taylorbel [Grolman], [Thulasidas] omdat daar geen wandwrijving optreedt ($u_{\text{liquid, bel}} = 0$) en dat daarom de drukgradiënt langs de as van de buis alleen beïnvloed wordt door die gedeeltes van de buis die gevuld zijn met vloeistof [Grolman].



figuur 4.15.: Drukval t.g.v. hydrostatica en wrijving (heterogene benadering)

Laborie heeft een andere kijk op de frictie-situatie naast de Taylorbel en vermoedt dat er vloeistofstroming plaatsvindt tegengesteld aan de algehele stroomrichting. Deze stroming zou zelfs groter zijn dan de snelheid in de slug en daardoor juist voor een hoge mate van wandwrijving zorgen. Experimenten hebben echter uitgewezen dat deze theorie van toepassing is op slug flow in buizen met grotere diameters.

Door de aanwezigheid van de Taylorbellen wordt dus een hogere snelheid in de slug gecreëerd, die daarmee een grotere wandwrijving tot gevolg heeft [Grolman]. Echter deze wandwrijving treedt slechts op langs de vloeistofpakketjes. Door de opeenvolging van gas- en vloeistofpakketjes zal een punt op de membraanwand afwisselend wel en geen wandwrijving ondervinden. De omslag hiertussen geeft een pulserend effect op de membraanwand [Cui], [Laborie]. Hierbij treedt net voor de neus van de Taylorbellen een hogere druk op, terwijl net achter de staart een lagere druk heerst [Cui]. In sommige modellen komt deze extra bijdrage tot uitdrukking in een circulatiefactor C_{circ} [Heiszwolf].

4.5. Conclusies literatuurstudie

Stromingspatronen

In capillairen treden de volgende belpatronen op in volgorde van toenemende gassnelheid: bubble flow, slug flow (of Taylor flow) en annular flow. Churn flow en mist flow komen niet voor i.t.t. wat bij grotere buizen wordt waargenomen, naar men vermoedt als gevolg van de veel grotere invloed van de oppervlaktespanning σ_{liquid} t.o.v. de zwaartekracht.

Voor AirFlush in capillairen met een binnendiameter van 1.50 mm blijkt, dat met de -in de praktijk- gehanteerde snelheden, uitsluitend slug flow gegenereerd wordt.

Hydrodynamica

Twee-fasen stroming in capillairen zorgt voor een toename van de vloeistofsnelheid (min of meer gelijk aan de toegevoegde superficiële luchtsnelheid).

De grenswaarde voor de buisdiameter waar beneden luchtbellens in stilstaand water niet meer zullen opstijgen ligt rond de 5.5 mm (buizen met een diameter onder deze waarde worden beschouwd als capillairen).

De snelheid in de filmlaag $u_{\text{liquid,bel}}$ naast een Taylorbel is verwaarloosbaar klein en wordt aangenomen gelijk aan nul te zijn.

De circulatiestromen in het vloeistofpakketje, veroorzaakt door de relatieve beweging van de luchtbel t.o.v. de totale vloeistof in de buis, vergroot de menging in de vloeistoffase. Een verschijnsel dat bij de reiniging wellicht van doorslaggevend belang zal zijn.

Geometrie

Bij capillaire slug flow komen er geen luchtbelletjes in de vloeistoffase voor.

In capillairen met een inwendige diameter van 1 tot 4 mm, is uit visueel onderzoek m.b.v. glazen buizen gebleken dat slug flow optrad tussen waarden voor u_{gas} van 0.17 en 0.67.

Filmlaagdiktes liggen typisch tussen de 20 tot 50 μm voor een lucht-water slug flow in een ronde capillair bij de gehanteerde snelheden bij AirFlush.

Bij toenemende belsnelheid u_{bel} zal de filmdikte toenemen.

Veranderingen die een hogere volumefractie gas tot gevolg hebben, leiden tot een andere verhouding tussen Taylorbellen en vloeistofpakketjes.

De bellengte L_{bel} is een lineaire functie van het gasdebiet $u_{\text{gas,sup}}$. Echter hoe groter $u_{\text{liquid,sup}}$, hoe kleiner de invloed van een vergroting van $u_{\text{gas,sup}}$ op L_{bel} .

Taylorbellen hebben over het algemeen lengtes, die enkele malen de diameter van de capillair bedragen.

De belsnelheid, en daarmee de belfrequentie, is rechtevenredig met de invoerparameters $u_{\text{gas,sup}}$ en $u_{\text{liquid,sup}}$. De belfrequentie neemt bovendien toe met een toenemende diameter (bij gelijkblijvende invoerparameters).

Frictie en drukval

De drukval over een buis is samengesteld uit drie componenten: een frictie-aandeel, een zwaartekrachtsaandeel en een versnellingsaandeel (niet aanwezig in de hier beschouwde stationaire stromingen).

Uit meerdere bronnen blijkt, dat er geen drukval optreedt naast de Taylorbel, omdat daar geen wandwrijving optreedt en dat om die reden de drukgradiënt langs de as van de buis alleen beïnvloed wordt door die gedeeltes van de buis die gevuld zijn met vloeistof.

Hoofdstuk 5: Experimenten

Om een beter beeld te krijgen van de twee-fasen stroming die optreedt tijdens AirFlush, zoals deze in de praktijk wordt toegepast, is een aantal experimenten uitgevoerd. Allereerst is een serie visualisatieproeven uitgevoerd, waarbij d.m.v. foto's geprobeerd is vast te leggen welke stromingspatronen bij welke lucht- en waterdebieten optreden. Tevens zijn een aantal drukvalmetingen gedaan op enkele membranen en modules met meerdere membranen, om een verband te vinden tussen stromingspatronen, optredende drukval, wand-wrijving en reinigingsrendement.

5.1. Visualisatie

De visualisatie van slug flow heeft plaatsgevonden met behulp van een opstelling bestaande uit een toevoermechanisme voor water en lucht, alsmede een verticaal opgestelde glazen buis met dezelfde afmetingen als een capillair-membraan in de praktijk. Er is tijdens deze proeven vanuit gegaan dat de belpatronen die in de glazen buis te zien zijn, vergelijkbaar zijn met de belpatronen, die in een membraan bij dezelfde instellingen zouden optreden.

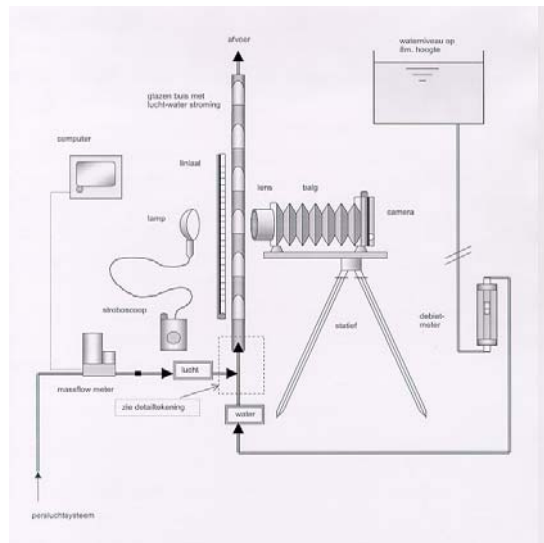
De doelstelling van dit experiment luidde:

Het in de vorm van foto's weergeven van de verschillende belvormen, die optreden bij variërende combinaties van lucht- en waterdebieten. Hierbij pogen een zo groot mogelijk instellings-gebied te bestrijken, om mogelijke transitie (overgangen tussen stromingspatronen) waar te kunnen nemen.

Proefopstelling

Voor het visualiseren van het belpatroon in de capillairen d.m.v. foto's was het noodzakelijk een doorzichtige buis met eenzelfde inwendige diameter te hebben. Verder zijn benodigd geweest: een camera, een stroboscoop en toevoeren van lucht en water. In figuur 5.1. ziet u een schets van de opstelling. Om de foto's zo gedetailleerd en scherp mogelijk te laten zijn, werd gebruik gemaakt van een spiegelreflexcamera in combinatie met een balg.

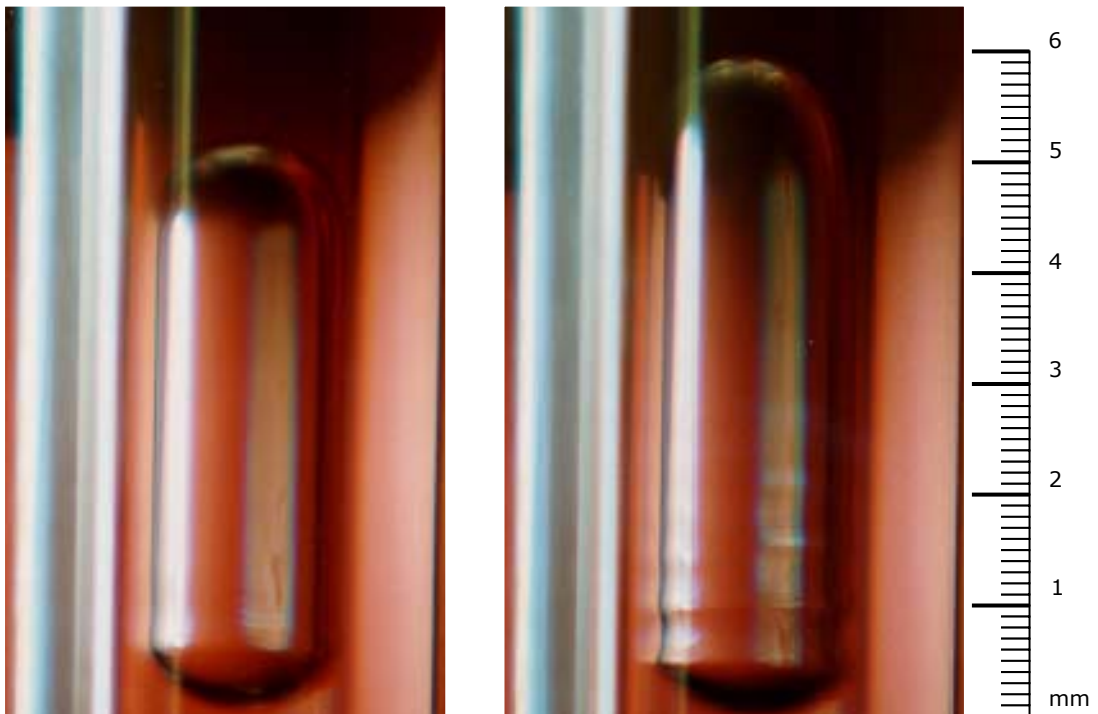
Het luchtdebiet werd aanvankelijk haaks op de waterstroom geïnjecteerd. Dit blijkt in het geval van stroming door capillairen oscillaties in de stroming teweeg te brengen, die een verstoring effect op de weergave van de twee-fasen stroming kunnen hebben. Dit komt ook naar voren bij de drukvalproeven in paragraaf 5.2. De oscillaties zouden mogelijk een randeffect van de gebruikte opstelling kunnen zijn, er is echter ook in andere onderzoeken melding gemaakt van dergelijke oscillaties bij meer-fasen stroming door capillaire membranen [Reinecke].



figuur 5.1.: Proefopstelling visualisatie

Resultaten

Met de opstelling zijn foto's gemaakt bij een reeks instellingen (tabel 5.1.). Het instellingsgebied waar de al eerder genoemde slug flow zou optreden is daarmee vrijwel geheel beslagen. Als voorbeeld zijn twee foto's van slug flow in een capillair met 1.50 mm weergegeven met de bijbehorende instellingen (figuur 5.2.a. en 5.2.b.).

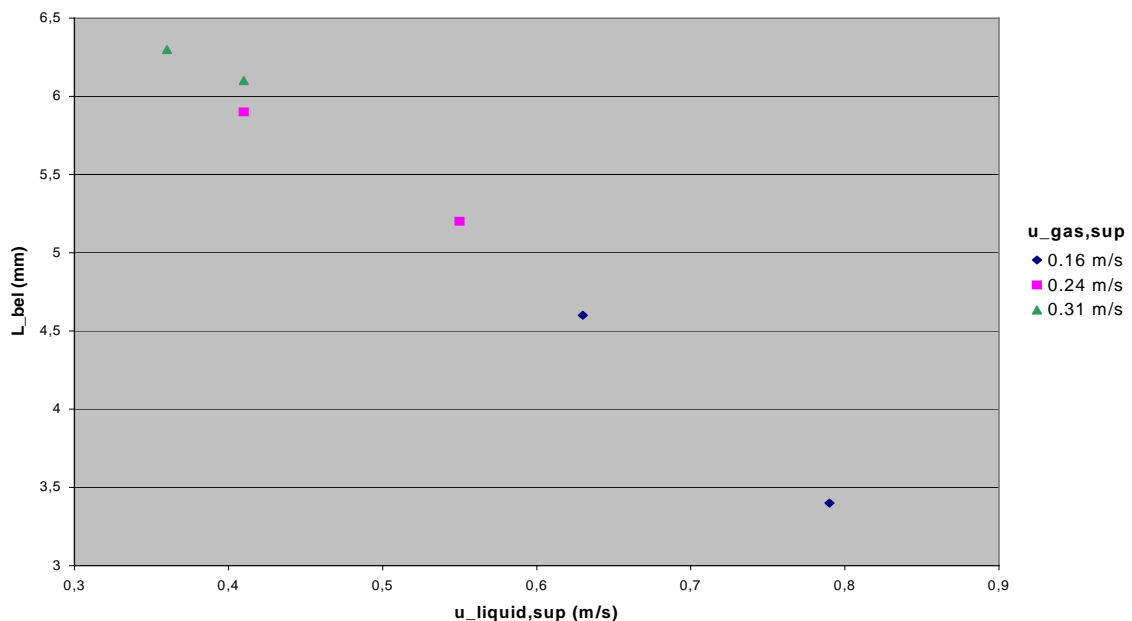
figuur 5.2.a.: $u_{\text{liquid},s}=0,16\text{m/s}; u_{\text{gas},s}=0,16\text{m/s}$ figuur 5.2.b.: $u_{\text{liquid},s}=0,41\text{m/s}; u_{\text{gas},s}=0,24\text{m/s}$

Tabel 5.1.: Instellingen gehanteerd tijdens visualisatie-proeven

	1.05 mm	1.50 mm
waterdebiet (l/h)	2.2 – 3.5	2.2 – 5.0
$u_{\text{liquid,sup}}$ (m/s)	0.70 – 1.12	0.35 – 0.79
luchtdebiet (Nl/h)	1.0 – 1.5	0.9 – 2.0
$u_{\text{gas,sup}}$ (m/s)	0.32 – 0.48	0.14 – 0.31

Tabel 5.2.: Gegevens van enkele instellingen tijdens slug flow in glazen buis 1.50 mm met vermelding van de gemeten bellengte.

$u_{\text{liquid,sup}}$ (m/s)	$u_{\text{gas,sup}}$ (m/s)	Reynolds-getal	L_{bel} (mm)
0.63	0.16	1185	4.6
0.79	0.16	1425	3.4
0.41	0.24	975	5.9
0.55	0.24	1185	5.2
0.36	0.31	1005	6.3
0.41	0.31	1080	6.1

figuur 5.3.: De bellengte als functie van de superficiële snelheden, grafisch weergegeven
NB! meer meetpunten vereist om een duidelijke trend weer te geven

Beknopte discussie

Slug flow wordt gekenmerkt door een stroming van langgerekte, cilindrische bellen afgewisseld met watercilinders. De lengte van deze bellen en watercilinders hangt af van de snelheden van respectievelijk de water- en luchtstroom. Dit is tijdens de visualisatie-proeven duidelijk gebleken (figuur 5.3. hierboven geeft helaas slechts informatie over de respons van L_{bel} op variaties in $u_{\text{liquid,sup}}$).

Bij een verhoging van $u_{\text{gas,sup}}$ worden de luchtbellen langer, terwijl de watercilinders in lengte nagenoeg gelijk blijven (visuele waarneming). Een verhoging van $u_{\text{liquid,sup}}$ heeft als effect dat de watercilinders in lengte toenemen, terwijl de luchtbellen duidelijk korter worden (figuur 5.3.). Uit tabel 5.2. blijkt dat naarmate $u_{\text{gas,sup}}$ hoger is, een toename in $u_{\text{liquid,sup}}$ een geringer effect op de bellengte heeft (zie tevens figuur 5.3. en rekenvoorbeeld 5.1.).

rekenvoorbeeld 5.1.

$$\begin{aligned} u_{\text{gas,sup}} = 0.16 \text{ m/s}: & \quad u_{\text{liquid,sup}} = 0.16 \text{ m/s} \rightarrow \text{afname } L_{\text{bel}} = 26\% \\ u_{\text{gas,sup}} = 0.24 \text{ m/s}: & \quad u_{\text{liquid,sup}} = 0.14 \text{ m/s} \rightarrow \text{afname } L_{\text{bel}} = 12\% \end{aligned}$$

Op de gemaakte foto's zijn voor alle gekozen instellingen duidelijk de lange luchtbellen te zien. Door specifieke eisen aan de foto-apparatuur is het niet mogelijk gebleken foto's van de luchtbellen in de buis van 1.05 mm te maken. De bellen zijn in een buis met een dergelijk kleine diameter bij zeer lage snelheden al te lang om van dichtbij op één foto vast te leggen.

Bij de visualisatie-proeven is het mogelijk geweest om naderhand de lengte van de bellen te bepalen, doordat op de foto's een schaalverdeling meegefotografeerd is.

De instellingen waarbij zich slug flow voordoet, blijken zich allemaal in het laminaire gebied af te spelen. Dit geldt eveneens voor de praktijkwaarden voor de water- en luchtdebieten die momenteel gehanteerd worden (zie tevens paragraaf 2.3.: AirFlush).

Conclusies

Bellen in capillairen zijn relatief lang en smal en daardoor moeilijk in z'n geheel duidelijk en van dichtbij te fotograferen. De foto's van bellen in de grootste hier beschouwde buis (1.50 mm) zijn desondanks bruikbaar voor een analyse. Meer data omtrent bel- en sluglengtes is wenselijk voor vervolgonderzoek.

De gevonden belpatronen komen zeer goed overeen met wat in de theorie beschreven wordt (zie paragraaf 4.1. Stromingspatronen). Slug flow is duidelijk waargenomen bij de instellingen, die zouden overeenkomen met het betreffende stromingspatroon volgens [Triplett]. Ook annular flow is tijdens de proeven waargenomen bij instellingen, die uit de 'flow pattern map' van Triplett (zie figuur 4.2.) af te leiden waren. Het is niet goed mogelijk geweest om de transitiewaarden voor u_{gas} te bepalen (zoals in onderzoek door Cabassud gedaan is, zie paragraaf 4.3. Geometrie).

5.2. Drukvalmetingen

In deze paragraaf zullen drukvalproeven aan de orde komen, die uitgevoerd zijn om te toetsen of het stromingspatroon dat optreedt tijdens AirFlush daadwerkelijk overeenkomt met de theorie van de twee-fasen stroming. Momenteel wordt aangenomen, dat de wrijvingsdrukval over een verticale capillair een maat is voor de mate van energievernietiging. Waarbij deze energievernietiging duidt op een zekere hoeveelheid wandwrijving, die weer bepalend is voor het rendement van de reiniging.

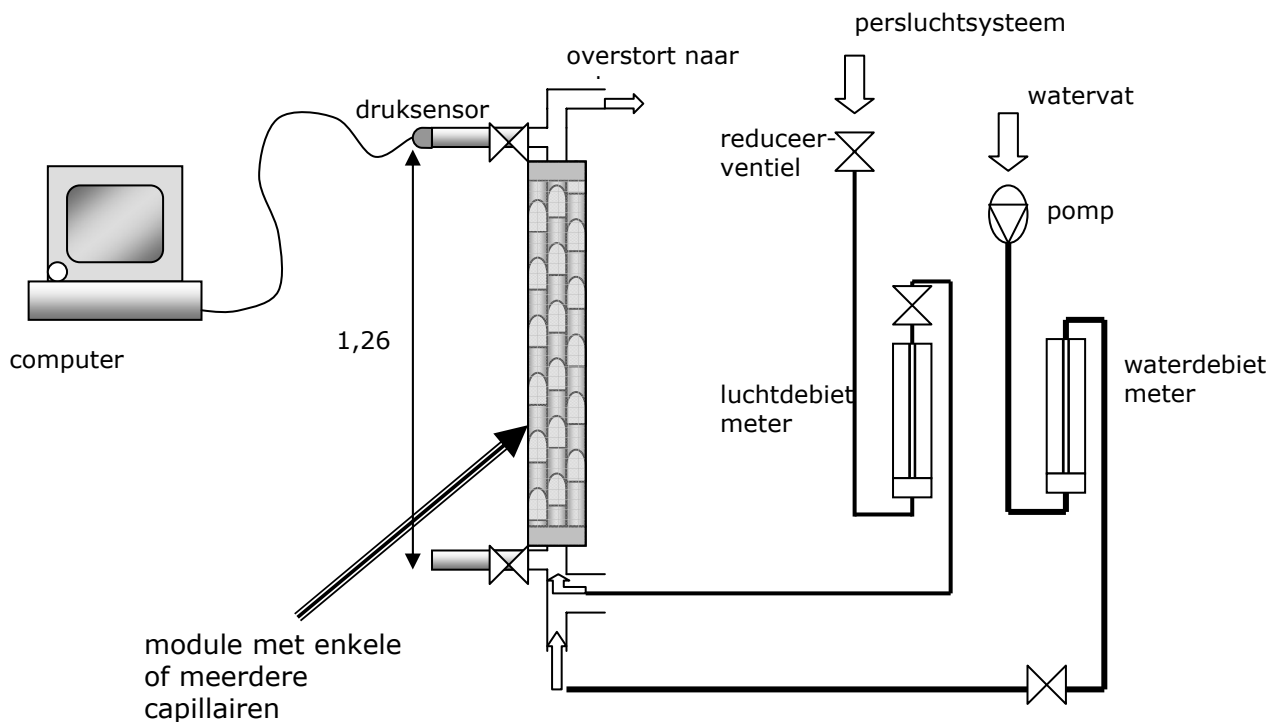
De doelstelling van dit tweede experiment luidde daarom als volgt:

Het uitvoeren van drukvalmetingen op capillairen en het toetsen van deze metingen aan, op basis van de theorie, berekende waarden. Met aansluitend een analyse van de eventuele afwijkingen tussen meting en berekening.

Proefopstelling

Hieronder volgt een korte toelichting van de opstellingen die voor deze proef gebruikt zijn. In totaal is van drie opstellingen gebruik gemaakt:

- een opstelling met een glazen buis (1.50 mm),
- een opstelling met een module met een enkele capillair (speciaal vervaardigd door Stork, tegenwoordig X-Flow; zie figuur 5.4.) en
- een opstelling met een module met enkele tientallen membranen (speciaal vervaardigd door Stork; zie de tekening in figuur 5.4. en de foto in figuur 5.5.).



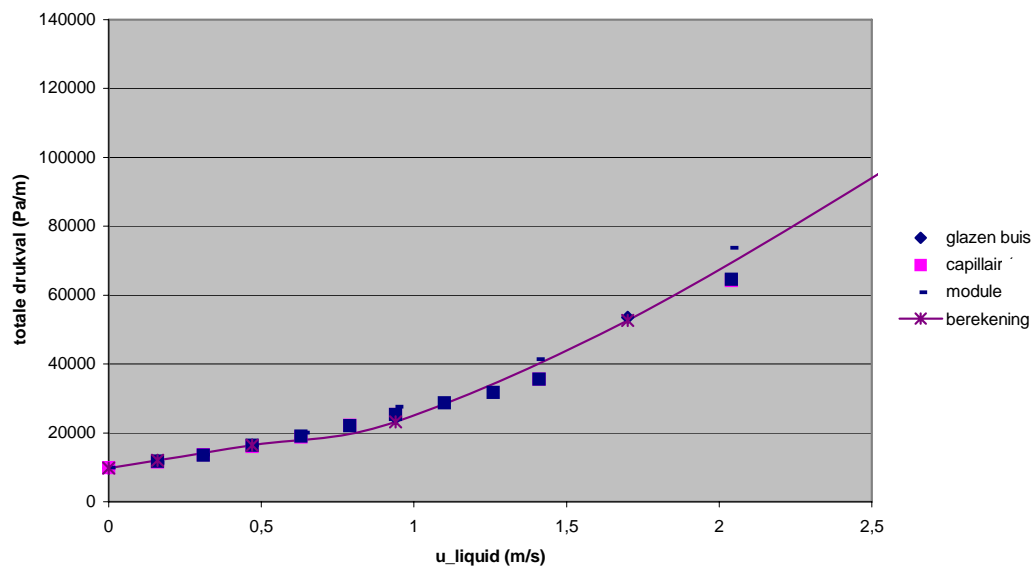
figuur 5.4.: Opstelling met module



figuur 5.5.: Module met enkele tientallen capillairen

Resultaten en discussie

Voor alle configuraties zijn metingen gedaan met alleen waterstroming (één-fase stroming) om de opstellingen te calibreren. Dit leverde een keurige overeenkomst op tussen de gemeten waarden en de verwachte waarden op grond van berekeningen m.b.v. de één-fase benadering behandeld in Hoofdstuk 4 (zie figuur 5.6.).



figuur 5.6.: Eén-fase stroming, vergelijking meting en berekening

In tabel 5.3. op de volgende pagina zijn de debieten weergegeven die bij de drukvalmetingen zijn gehanteerd.

Tabel 5.3.: Instellingen gehanteerd tijdens drukvalproeven

	één-fase	glazen buis	membraan	module
waterdebiet (l/h)	0 – 13	1 – 11	1 – 15	50 – 450
$u_{\text{liquid,sup}}$ (m/s)	0 – 2.04	0.16 – 1.73	0.16 – 2.35	0.16 – 1.41
luchtdebiet (Nl/h)	n.v.t.	1 – 16	1 – 16	50 – 1200
$u_{\text{gas,sup}}$ (m/s)	n.v.t.	0.16 – 2.51	0.16 – 2.51	0.16 – 3.77

Nadat de calibratie goede overeenkomsten tussen theorie en meting had laten zien, zijn de meetresultaten van de twee-fasen stroming vergeleken met de berekende waarden volgens de theorie van twee-fasen stroming. Waarbij een vergelijking is gemaakt met twee modellen [Heiszwolf]. De vergelijkingen van Heiszwolf zien er als volgt uit:

$$\frac{dp_{\text{wrijving,homogeen}}}{dx} = f \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{bel}}^2 \cdot \frac{4}{D} \quad [5.1]$$

$$\frac{dp_{\text{wrijving,heterogeen}}}{dx} = C_{\text{circ}} \cdot \alpha_{\text{liquid}} \cdot \left(f \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{meng}}^2 \cdot \frac{4}{D} \right) \quad [5.2]$$

waarin:

$$f = \frac{64}{\text{Re}} \quad [5.3.1]$$

en

$$C_{\text{circ}} = 1 + 0.065 \cdot \left(\frac{L_{\text{bel}}}{D} \cdot \frac{1}{\text{Re}} \right)^{-0.67} \quad [5.3.2]$$

$$\text{met: } 3 < \frac{L_{\text{bel}}}{D} < 10$$

De circulatiefactor C_{circ} zorgt voor een vergroting van de berekende waarde van de wrijvingsdrukval. Deze extra bijdrage zou worden veroorzaakt door circulatiestromen in de vloeistofpakketjes. Voor de waarden L_{bel}/D worden waarden van tussen de drie en de tien aangehouden (in overeenstemming met de resultaten van de visualisatie, waar waarden van drie à vier bepaald zijn; zie rekenvoorbeeld 5.2.).

rekenvoorbeeld 5.2.

Gegeven: $D = 0.0015 \text{ m}$

$$u_{\text{gas,sup}} = 0.16 \text{ m/s}; u_{\text{liquid,sup}} = 0.63 \text{ m/s}; L_{\text{bel}} = 4.6 \text{ mm} \rightarrow L_{\text{bel}}/D = 3.1;$$

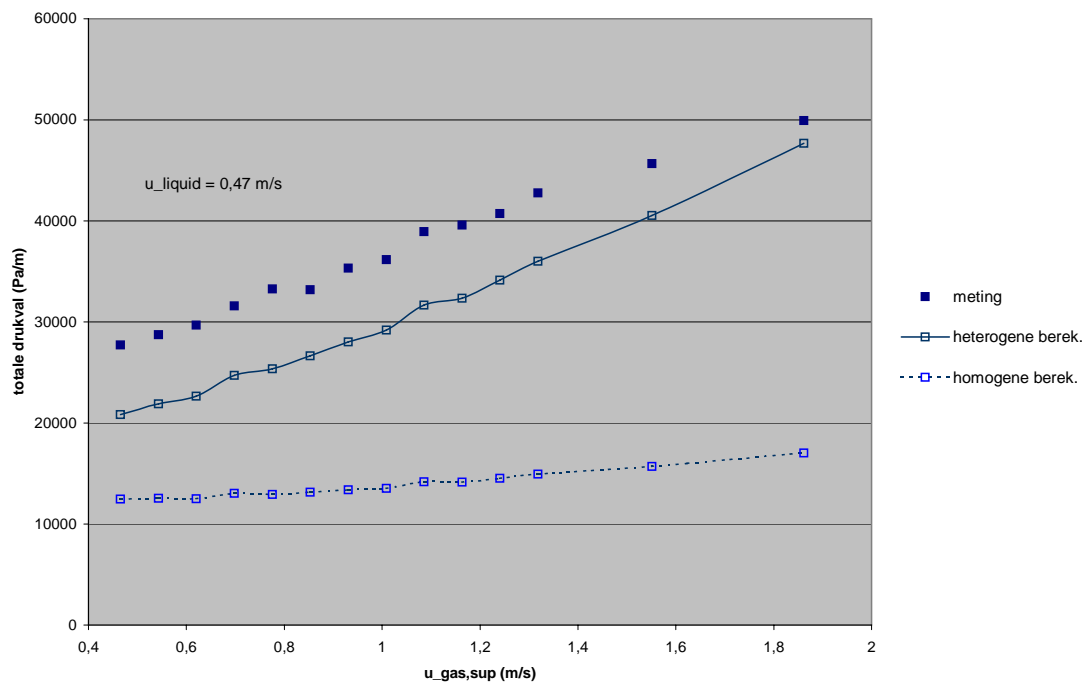
$$u_{\text{gas,sup}} = 0.31 \text{ m/s}; u_{\text{liquid,sup}} = 0.36 \text{ m/s}; L_{\text{bel}} = 6.3 \text{ mm} \rightarrow L_{\text{bel}}/D = 4.2;$$

Omdat de gemeten drukvallen bestaan uit een aandeel wrijving en een aandeel hydrostatische druk, is een vergelijking van meetwaarden met bovenbeschreven model alleen mogelijk, als de berekende drukval eveneens bestaat uit een aandeel wrijving [5.1] of [5.2] en een aandeel hydrostatische druk. Waarvoor geldt:

$$\frac{dp_{\text{hydrostatich}}}{dx} = \alpha_{\text{liquid}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot g \quad [5.4]$$

In figuur 5.7. is een vergelijking gemaakt tussen de gemeten waarden (van de module) en de berekenede waarden m.b.v. de homogene en de heterogene theorie van Heiszwolf. De keus voor deze modellen is voortgevloeid uit het onderzoek van [Worm] en bedoeld als een eerste indicatie voor het al dan niet een rol spelen van extra mechanismen bij het optreden van een zekere drukval.

Uit onderstaande figuur blijkt dat, voor een zeker instellingsgebied waar slug flow optreedt, er een grotere overeenkomst is tussen de gemeten en berekende waarde volgens de heterogene theorie, dan volgens de homogene theorie.



figuur 5.7.: Vergelijking metingen module met homogene en heterogene theorie Heiszwolf

Conclusies

Zoals hiervoor beschreven, wordt het verschil in drukval tussen beide modellen toegeschreven aan extra wrijving t.g.v. circulatiestroming in de vloeistofpakketjes. Omdat deze invloed slechts over een zekere afstand vanaf de staart van de bel optreedt, zal duidelijk zijn dat bel- en sluglengtes een belangrijke rol spelen bij het optreden van een grotere drukval.

Uit literatuur is gebleken, dat deze sluglengte bij identieke lucht- en watersnelheden nogal kan variëren als gevolg van minieme verschillen in de toevoer naar de buis. Vergelijking van de resultaten van de glazen buis en het enkele membraan ondersteunen dit vermoeden, doordat er vrij grote afwijkingen zijn in de gemeten drukvallen onder identieke condities.

Mogelijke intredeverliezen in de membranen zijn verwaarloosbaar klein t.o.v. de wrijvingsverliezen over de buis, getuige de grote overeenkomsten tussen de resultaten van metingen aan een enkele capillair met en zonder stroomlijning van de intrede (zie in Bijlage IV).

De drukvalmetingen van de module komen beter overeen met de berekende waarden volgens de heterogene theorie, dan die volgens de homogene theorie. Echter er is nog altijd sprake van een aanzienlijke afwijking ($> 10\%$). Hiervoor is nog geen verklaring voorhanden. Wellicht dat een modellering van slug flow in capillairen meer inzicht kan verschaffen in de lokale stromingssituatie rondom een luchtbel en in het aansluitende vloeistofpakketje.

Hoofdstuk 6: Modellering

Bij het toetsen van de experimenten (hoofdstuk 5) was al gebruik gemaakt van een model om de drukval te berekenen en een vergelijking te bekijken of de metingen en de gekozen theorie overeenkwamen. De keuze voor het daarvoor gebruikte model was gebaseerd op het onderzoek dat voorafging aan dit onderzoek [Worm]. Er bestaan echter veel meer modellen die twee-fasen stroming kunnen modelleren. De grote verscheidenheid aan modellen is een gevolg van het feit, dat de twee-fasen gas-vloeistof stroming in ontzettend veel verschillende gedaanten (stromingspatronen) kan voorkomen [Oliemans], [Hetsroni] (zie eveneens Hoofdstuk 4). Het zal duidelijk zijn, dat het niet mogelijk is deze gedaanten allemaal in één bruikbaar model te vervatten, zonder daarbij aan de specifieke eigenschappen van een stromingssituatie voorbij te gaan.

Uit hoofdstuk 5 is gebleken dat de er een duidelijk onderscheid bestaat tussen een homogene en heterogene benadering van slug flow. Wat ook naar voren kwam, is dat er bij het ontstaan van een drukval t.g.v. capillaire slug flow waarschijnlijk mechanismen een rol spelen, die in de gebruikte modellen niet goed tot uitdrukking komen. Daarom is besloten een model van capillaire slug flow te vinden, die de werkelijkheid zodanig benadert, dat de reinigings-eigenschappen verklaard kunnen worden.

Allereerst wordt een globaal overzicht gegeven van de bestaande modellen van twee-fasen gas-vloeistof stroming. Hierbij zal de nadruk liggen op modellen die afhankelijk van een bepaald stromingspatroon al dan niet gebruikt kunnen worden. M.a.w. modellen die slechts geldig zijn bij één specifiek stromingspatroon. Vervolgens zullen de doelen beschreven worden, die aan de keuze voor een model in het kader van dit onderzoek ten grondslag lagen. Met aansluitend de behandeling van de modelbenadering volgens het unit-cell principe, die voor het doorgronden van het fenomeen AirFlush relevant en bruikbaar wordt geacht.

6.1. Bestaande modellen

Allereerst is het zinnig een inventarisatie te maken van de al bestaande modellen, welke mogelijk kunnen dienen als een basis voor het nieuwe model. Wellicht komt men in dit stadium tot de ontdekking dat het gewenste model al bestaat en is een eigen modellering vanzelfsprekend overbodig. Hieronder zal een aantal modellen van twee-fasen gas-vloeistof stroming behandeld worden, waarbij een onderscheid gemaakt kan worden tussen stromings-onafhankelijke en stromings-afhankelijke modellen. We beperken ons tot modellen die gericht zijn op het bepalen van een drukval over de beschouwde buis. Voor de volledigheid volgt hier nogmaals het algemeen aanvaarde drukval-model van één-fase stroming door een buis alsmede een korte herhaling van het basismodel voor twee-fasen stroming. De achtergrond hiervan is terug te vinden in paragraaf 4.5. Fricctie.

6.1.1. Stromingspatroon-onafhankelijke modellen

Bij deze categorie is sprake van modellen die zodanig zijn opgezet dat het er niet toe doet of er sprake is van bubble flow, annular flow of iets daar tussenin. Het voordeel van dit type model is, dat het op een breed instellingsgebied toegepast kan worden zonder dat men zich voortdurend druk hoeft te maken over of het model nog wel geldig is of niet (zoals bij stromingspatroon-afhankelijke modellen uiteraard altijd zal moeten worden nagegaan).

Aan de andere kant zal duidelijk zijn, dat er geen nauwkeurige benadering van details als bijvoorbeeld wandverschijnselen mogelijk is met een dergelijk model. Simpelweg omdat het model juist uitsluitend kan bestaan door de aanname, dat er op wandniveau geen significante verschillen zullen bestaan in het stromingspatroon over de gehele breedte van invoerwaarden. Zoals uit de literatuur gebleken is, is er echter wel degelijk een verschil tussen de onderlinge stromingspatronen in de manier waarop de twee fasen t.o.v. elkaar bewegen. De waarde van dit type model zal dus niet zozeer een gedetailleerde weergave van de verschillende parameters (snelheden, volumefracties e.d.) zijn, als wel een schatting van de totale drukval berekend op basis van invoerparameters.

Het Homogene ('no-slip') model

In de algemene twee-fasen stromingsvergelijking [4.30] komen de volumefracties α_{fase} en de 'natte' omtrekken van de fasen O_{fase} voor. Dit zijn grootheden die verondersteld worden afhankelijk te zijn van het betreffende stromingspatroon. We hebben het hier echter over een stromingspatroon-onafhankelijk model, welke bestaat onder de aanname dat er sprake is van een homogene stroming.

Bij homogene stroming wordt ervan uitgegaan dat beide fasen (gas en vloeistof) als een homogeen mengsel door de buis stromen met een snelheid:

$$u_{\text{meng}} = u_{\text{gas,sup}} + u_{\text{liquid,sup}} = u_{\text{gas}} = u_{\text{liquid}} \quad [6.1]$$

met: u_{meng} = de mengsnelheid (m/s)

Omdat de gas- en vloeistoffase met dezelfde snelheid u_{meng} voortbewegen (er is geen 'slip' tussen de fasen), is de volumefractie in [4.30] gelijk aan de hold-up (zie rekenvoorbeeld 6.1. en paragraaf 4.3.)

rekenvoorbeeld 6.1.: Hold-up en 'slip'

Gegevens: $u_{\text{liquid,sup}} = 0.4$ m/s; $u_{\text{gas,sup}} = 0.7$ m/s;
 $u_{\text{meng}} = 0.4 + 0.7 = 1.1$ m/s; $\alpha_{\text{gas}} = u_{\text{gas,sup}}/u_{\text{meng}} = 0.64$; $\alpha_{\text{liquid}} = u_{\text{gas,sup}}/u_{\text{gas}}$;

Stel: gas en vloeistof bewegen als een homogeen mengsel ('no slip'), dan geldt: $u_{\text{gas}} = u_{\text{liquid}} = u_{\text{meng}} = 1.1$ m/s; dan is α_{gas} dus gelijk aan α_{gas} , want $\alpha_{\text{gas}} = u_{\text{gas,sup}}/u_{\text{gas}} = 0.7/1.1 = 0.64$;

Als er wel 'slip' optreedt, (dus $u_{\text{gas}} > u_{\text{meng}} > u_{\text{liquid}}$) dan is α_{gas} = $u_{\text{gas,sup}}/u_{\text{gas}}$ niet gelijk aan, maar kleiner dan $\alpha_{\text{gas}} = u_{\text{gas,sup}}/u_{\text{meng}}$;

De frictieterm in [4.30] wordt nu ook vereenvoudigd tot $4 \cdot \rho_{\text{homogeen}}/D$, omdat ρ_{gas} en ρ_{liquid} samengesteld zijn in ρ_{homogeen} , terwijl $O_{\text{gas}} + O_{\text{liquid}} = 1$. De grootte ρ_{homogeen} is berekend op basis van u_{meng} , f_{homogeen} en een homogene dichtheid ρ_{homogeen} :

$$\rho_{\text{homogeen}} = \alpha_{\text{gas}} \cdot \rho_{\text{gas}} + \alpha_{\text{liquid}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \quad [6.2]$$

Voor het berekenen van een viscositeit van de homogene stroming (om tot een getal van Reynolds te komen, op basis waarvan de frictiefactor bepaald wordt) wordt de volgende betrekking gebruikt:

$$\eta_{\text{homogeen}} = \alpha_{\text{gas}} \cdot \eta_{\text{gas}} + \alpha_{\text{liquid}} \cdot \eta_{\text{liquid}} \quad [6.3]$$

$$\text{Re}_{\text{homogeen}} = \frac{D \cdot \rho_{\text{homogeen}} \cdot u_{\text{meng}}}{\eta_{\text{homogeen}}} \quad [6.4]$$

Onder aanname dat er sprake is van verticale stroming, ziet de vereenvoudigde betrekking voor berekening van de drukval [4.30] er nu als volgt uit:

$$-\frac{dp}{dx} = \tau_{\text{homogeen}} \frac{P}{A} + \rho_{\text{homogeen}} \cdot g \quad [6.5]$$

rekenvoorbeeld 6.2.: Opgewekte drukval bij gegeven lucht- en waterdebiet (homogene benadering)

Gegevens: $D = 0.0015 \text{ m}$; $\rho_{\text{liquid}} = 1000 \text{ kg/m}^3$; $\rho_{\text{gas}} = 1.29 \text{ kg/m}^3$; $\eta_{\text{liquid}} = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; $\eta_{\text{gas}} = 0.000017 \text{ Pa}\cdot\text{s}$;

Invoer: $u_{\text{liquid,sup}} = 0.18 \text{ m/s}$; $u_{\text{gas,sup}} = 0.23 \text{ m/s}$;

$u_{\text{meng}} = 0.18 + 0.23 = 0.41 \text{ m/s}$; $P = 0.0047 \text{ m}$; $A = 0.00000177 \text{ m}^2$;

$\alpha_{\text{gas}} = 0.23 / 0.41 = 0.56$; $\alpha_{\text{liquid}} = 1 - \alpha_{\text{gas}} = 0.44$; $\rho_{\text{homogeen}} = 0.56 \cdot 0.000017 + 0.44 \cdot 0.001 = 0.00045 \text{ Pa}\cdot\text{s}$;

$\rho_{\text{homogeen}} = 0.56 \cdot 1.29 + 0.44 \cdot 1000 = 440.7 \text{ kg/m}^3$; $\text{Re}_{\text{homogeen}} = (440.7 \cdot 0.41 \cdot 0.0015) / 0.00045 = 602.3$;

$f_{\text{homogeen}} = 64 / \text{Re} = 64 / 602.3 = 0.1063$; $\tau_{\text{homogeen}} = 0.125 \cdot f_{\text{homogeen}} \cdot \rho_{\text{homogeen}} \cdot u_{\text{meng}}^2 = 0.984 \text{ Pa}$;

- $dp_{\text{hydrostatisch}}/dx = 440.7 \cdot 9.81 = 4323.3 \text{ Pa/m}$; - $dp_{\text{wrijving}}/dx = 0.984 \cdot 0.0047 / 0.00000177 = 2612.9 \text{ Pa/m}$

- $dp_{\text{totaal}}/dx = 4323.3 + 2612.9 = 6936.2 \text{ Pa/m}$

6.1.2. Stromingspatroon-afhankelijke modellen

Deze manier van modelleren, die ook wel '1-dimensionale, stromingspatroon- en hellingshoek- afhankelijke modellering' genoemd wordt, gaat als volgt in z'n werk. Er wordt uitgegaan van massa- en impulsbalansen voor vloeistofstromingen (het hoofdmodel), die dan vervolgens -voor de specifieke stromingssituatie- uitgebreid moet worden met een sub-model (ook wel de 'closure relations' genoemd). De mogelijkheden zijn als volgt te schematiseren (zie tabel 6.1.).

Tabel 6.1: (Sub-)modellen voor het modelleren van twee-fasen gas-vloeistof stroming

Flow pattern	Model and sub-models
Dispersed bubble flow	DRIFT-FLUX model distributieparameter belstijgsnelheid
Separated flow (stratified, annular)	TWO-FLUID model grensvlakwrijving grensvlaksnelheid vorm van het grensvlak evt. vaporisatie
Intermittent flow (slug, churn)	DRIFT-FLUX + TWO-FLUID model distributieparameter belstijgsnelheid volumefractie in belgedeelte belvorm evt. belfrequentie, bellengte

Hierna zullen de modellen, genoemd in tabel 6.1., in het kort behandeld worden, waarbij [Oliemans] als basis heeft gediend. Hoewel deze benadering van de modellering van twee-fasen stroming zijn oorsprong in de petrochemische industrie (grotere buisdiameters) heeft, is deze goed bruikbaar voor modellering op een ander schaalniveau. Dit is mogelijk doordat de specifieke kenmerken van een stroming juist tot uitdrukking zullen komen in de sluitingsvoorwaarden, terwijl de hoofdmodellen op alle schaalniveau's gelden (massa- en impulsbalansen).

Dispersed bubble flow

Een voor de hand liggende keuze zou zijn om hier het homogene model (paragraaf 6.1.1.) toe te passen, omdat de twee fasen goed gemengd verondersteld worden. Echter over het algemeen wordt een benadering gekozen, waarbij de mogelijkheid dat zich tussen de twee fasen een snelheids-gradiënt voordoet, wordt meegenomen. M.a.w. de beide fasen verplaatsen zich niet noodzakelijkerwijs met dezelfde snelheid. Een dergelijk één-vloeistof, twee-fasen model met 'slip' is beter bekend als het 'drift-flux model'.

sluitingsvoorwaarden

De werkelijke gassnelheid van de belletjes in de vloeistofstroom wordt verondersteld een som te zijn van de mengsnelheid (vermenigvuldigd met een **distributieparameter**) en een belstijgsnelheid als gevolg van de opwaartse kracht, volgens (zie [6.6] op de volgende pagina):

$$u_{gas} = C_0 \cdot u_{meng} + u_{stijg} \quad [6.6]$$

De **belstijgsnelheid** wordt als volgt berekend:

$$u_{stijg} = 0.35 \cdot \sqrt{g \cdot D} \quad [6.7]$$

hoofdmodel

Nu de werkelijke gassnelheid u_{gas} bekend is, kunnen op eenvoudige wijze de volumefracties ε_{gas} en ε_{liquid} berekend worden, volgens:

$$\varepsilon_{gas} = \frac{u_{gas,sup}}{u_{gas}} \quad [6.8]$$

$$\varepsilon_{liquid} = 1 - \varepsilon_{gas} \quad [6.9]$$

Met de fase volumefracties kunnen de aandelen aan de drukval veroorzaakt door zwaartekracht en versnelling berekend worden. Het frictie-aandeel (waarin u_{meng}) van de totale drukval wordt bepaald op basis van meng-grootheden, gewezen wordt op het verschil in definitie tussen 'homogeen' en 'meng' (zie ook paragraaf 6.1.1.).

$$\rho_{meng} = \varepsilon_{gas} \cdot \rho_{gas} + \varepsilon_{liquid} \cdot \rho_{liquid} \quad [6.10]$$

$$Re_{meng} = \frac{\rho_{meng} \cdot u_{meng} \cdot D}{\eta_{liquid}} \quad [6.11]$$

Onder aanname dat er sprake is van verticale stroming, ziet de vereenvoudigde betrekking voor berekening van de drukval [4.30] er nu als volgt uit:

$$-\frac{dp}{dx} = \tau_{meng} \frac{O}{A} + \rho_{meng} \cdot g \quad [6.12]$$

Separated flow (annular flow)

Wanneer er sprake is van een duidelijk gescheiden stroming van de twee fasen, dan wordt veelal over stratified flow (horizontaal) of annular flow (verticaal) gesproken. In dit verhaal wordt slechts de 'verticale' variant besproken, omdat gebleken is dat bij capillairen geen stratified flow optreedt (zie Hoofdstuk 4).

De nauwkeurigste benadering van de drukval t.g.v. annular flow wordt bereikt wanneer er uitgegaan wordt van een two-fluid model. Dit two-fluid model bestaat onder de aanname dat er sprake is van twee gescheiden parallelle stromingen (zie paragraaf 4.1. Stromingspatronen).

Hiervoor zijn twee aparte impulsbalansen op te stellen, terwijl er in dit verband wederom van uitgegaan wordt dat er geen warmte- en massa-transport plaatsvindt tussen de twee stromingen.

hoofdmodel

Voor de twee fasen zijn twee aparte impulsbalansen op te stellen:

$$-\varepsilon_{gas} \cdot \frac{dp}{dx} - \tau_{gas} \frac{O_{gas}}{A} - \tau_i \frac{O_i}{A} - \varepsilon_{gas} \cdot \rho_{gas} \cdot g = 0 \quad [6.13]$$

$$-\varepsilon_{liquid} \cdot \frac{dp}{dx} - \tau_{liquid} \frac{O_{liquid}}{A} - \tau_i \frac{O_i}{A} - \varepsilon_{liquid} \cdot \rho_{liquid} \cdot g = 0 \quad [6.14]$$

met: τ_i = de grensvlakkwrijving (N/m²)

O_i = de omtrek van het grensvlak tussen de twee fasen (m)

sluitingsvoorwaarden

Voor het berekenen van de **grensvlakkwrijving** τ_i wordt de volgende formule gebruikt (waarbij overigens onder het grensvlak wordt verstaan het overgangsvlak tussen de twee fasen):

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_{gas} (u_{gas} - u_i) \cdot |u_{gas} - u_i|}{2} \quad [6.15]$$

met: f_i = de frictiefactor geldend op het grensvlak (-)

u_i = de grensvlaksnelheid (m/s)

Hierbij zijn diverse empirische relaties beschikbaar waarmee de **grensvlaksnelheid** u_i en de grensvlakkrutheid k_i (voor de bepaling van f_i) gekwantificeerd kunnen worden [Oliemans].

Wanneer er nu bij annular flow sprake is van een uniforme dikte van de vloeistoflaag aan de wand $d_{vloeistof}$, dan gelden de volgende betrekkingen voor de natte omtrekken O_{liquid} en O_i (**de vorm van het grensvlak**) en de vloeistof volumefractie ε_{liquid} (zie figuur 6.1.):

$$O_{liquid} = \pi \cdot D \quad [6.16]$$

$$O_i = \pi \cdot (1 - d_{vloeistof} / D) \cdot D \quad [6.17]$$

met: $d_{vloeistof}$ = de dikte van de vloeistoflaag aan de wand (m)

$$O_{gas} = 0 \quad [6.18]$$

$$\varepsilon_{liquid} = 4 \cdot \frac{d_{vloeistof}}{D} \cdot \left(1 - \frac{d_{vloeistof}}{D} \right) \quad [6.19]$$

Nu zijn in principe de sluitingsvoorwaarden bekend, zodanig dat uit de twee impulsbalansen [6.13] en [6.14] de laatste twee overgebleven onbekenden $d_{vloeistof}$ en dp/dx zijn op te lossen.

Intermittent flow (slug en churn flow)

De derde categorie binnen de stromingspatroon-afhankelijke modellen is eigenlijk een combinatie van de vorige twee en heet dan ook 'Drift-flux + two-fluid model'. De reden is, dat dit type stroming geschematiseerd kan worden als een opeenvolging van cilindertjes met afwisselend karakteristieken behorend bij dispersed bubble flow of separated flow.

Omdat het vervolg van dit hoofdstuk (paragraaf 6.2., 6.3. en 6.4.) verder volledig gewijd zal zijn aan een modellering van intermittent flow, zal daar hier niet verder op in gegaan worden.

6.2. Beoogde doelen

Het verkrijgen van meer inzicht in de parameters die een rol spelen bij AirFlush en de ranges waarbinnen zij tot het ontstaan slug flow leiden. Alsmede het mogelijk in kaart brengen van de primaire parameters (snelheid, en void fraction) en vooral hun onderlinge relaties.

Hiervoor is een model gewenst dat een zekere mate van eenvoud combineert met het vermogen informatie te verschaffen over de primaire parameters.

Een tweede doel is om m.b.v. een eenvoudig model gecombineerd met proeven (ter validatie) te kunnen inschatten wat de bijdrage is van de gemodelleerde snelheden, lengteverhoudingen en void fractions aan de totale drukval over een membraan in de praktijk en een mogelijk aanknopingspunt vormen voor onderzoek naar positieve danwel negatieve bijdragen van andere aard.

Hiervoor is een model gewenst dat naast het verschaffen van informatie over de primaire parameters, ook daaraan gekoppeld een berekening maakt van de optredende wandwrijving en totale drukval over het membraan.

Een derde doel is om een model te creëren waarmee een inschatting gemaakt kan worden van de gevoeligheid van de (vuil-)transportprocessen tijdens AirFlush en de betreffende parameters. Waarmee bij het opzetten van een toekomstige laboratoriumproef rekening gehouden kan worden.

En tot slot is het vierde doel, een aanknopingspunt en ondersteuning voor verder onderzoek te zijn. Hierbij moet gedacht worden aan een relatief eenvoudige modelopzet, die eventueel uitgebreid kan worden.

6.3. Unit-cell benadering

Een paar decennia geleden is men al begonnen met het beschrijven van slug flow (een vorm van intermittent flow) volgens een benadering, waarbij de totale stroming opgebouwd wordt verondersteld uit een reeks opeenvolgende balansgebiedjes (zie figuur 6.2. of Bijlage IV). Deze balansgebiedjes worden ook wel unit-cells genoemd. De unit-cell benadering is door de jaren heen min of meer geperfectioneerd en wordt nu algemeen aanvaard als de aangewezen manier om slug flow te modelleren. Afhankelijk van de schaal waarop de slug flow zich voordoet, zullen nog enkele aanpassingen aan het globale model moeten plaatsvinden. Dit komt neer op de sluiting van het hoofdmodel d.m.v. de eerder genoemde sluitingsvoorwaarden zoals in paragraaf 6.1.2. al is beschreven.

Door middel van de unit-cell benadering kan dus als het ware ingezoomd worden op de stroming in een verticale capillair, zoals deze als membranen voorkomen in de drinkwaterzuivering. Hierbij kan op grond van het lokale snelheidsprofiel in de unit-cell, meer gezegd worden over de lokale drukval. En daaraan gekoppeld een voorspelling gedaan worden van de totale drukval over het membraan als daarin sprake is van slug flow. Mogelijk nauwkeuriger dan wanneer bijvoorbeeld uitgegaan zou worden van een globaler model, omdat daarbij wellicht een groter aantal verwaarlozingen zal hebben plaatsgevonden.

6.3.1. Aannames en beperkingen

Een aantal aannames en beperkingen is van toepassing op deze unit-cell benadering. Het feit dat er sprake is van unit-cells impliceert bijvoorbeeld, dat deze benadering zich slechts leent voor het beschrijven van stroming in het slug flow regime. Noch bij bubble flow, noch bij annular flow is namelijk een dergelijk eenduidig onderscheid te maken in geometrisch gelijke balansgebiedjes. Hieronder worden nog enkele min of meer voor de hand liggende aannames en beperkingen toegelicht.

Aannames

De unit-cell als zodanig bestaat onder de twee volgende aannames.

Allereerst wordt uitgegaan van een begrensde gebied waarbinnen de stroming stabiel is, dat zich verplaatst met een zekere unit-cell snelheid $u_{\text{unit-cell}}$.

Ten tweede wordt verondersteld dat binnen dat begrensde gebied de stroming volledig ontwikkeld is, wat betekent dat aan de stroming van grote luchtbellen en waterpakketjes qua vorm niets verandert in tijd en plaats. Er is sprake van een balanssituatie in de unit-cell.

Verder worden binnen de unit-cell de volgende twee afzonderlijke gedeeltes onderscheiden (zie figuur 6.2.):

een bel-gedeelte, waarin een grote luchtbel bijna de gehele doorsnede vult, met rondom een dunne laag vloeistof

een slug-gedeelte (het vloeistofpakketje), waarin zich hoofdzakelijk vloeistof bevindt, met mogelijk ook nog een beperkt aantal kleine luchtbelletjes

Beperkingen

De unit-cell benadering is slechts mogelijk voor stroming waarin duidelijk sprake is van opeenvolgende lucht- en waterpakketjes. Dit betekent dat slechts binnen bepaalde grenzen voor het lucht- en waterdebiet van dit model gebruik gemaakt kan worden, namelijk uitsluitend wanneer er sprake is van slug flow. Nu is het optreden van dit stromingspatroon, behalve van het lucht- en waterdebiet, tevens afhankelijk van een aantal andere parameters, zoals: D (diameter van de buis), (hellingshoek van de buis), vorm van de buis (rond, ovaal of hoekig) en k (ruwheid van de binnenwand van de buis).

Wanneer we uitgaan van een verticaal georiënteerde, gladde, ronde buis, dan blijft slechts de variabele D over. Voor verschillende diameters zijn nu 'flow pattern maps' te vinden bijvoorbeeld in [Triplett] (zie figuur 4.2.), waaruit af te lezen is binnen welk instellingsgebied ($u_{liquid,sup}$ en $u_{gas,sup}$) sprake is van slug flow.

In tabel 6.2. zijn enkele voorbeelden gegeven van lucht- en waterdebieten die tezamen zullen resulteren in een slug flow stromingspatroon (zie eveneens figuur 4.2.).

Tabel 6.2.: Willekeurige instellingen voor $u_{liquid,sup}$ en $u_{gas,sup}$ resulterend in slug flow terug te vinden in figuur 6.1.

$U_{gas,sup}$ (m/s)	$u_{liquid,sup}$ (m/s)	u_{meng} (m/s)	Getal van Reynolds
0.23	0.23	0.41	615
0.46	0.46	0.70	1050
0.69	0.69	1.05	1575
1.00	0.60	1.60	2400
0.60	2.00	2.60	3900
1.00	1.70	2.70	4050
1.50	1.40	2.90	4350

Verder wordt er uitgegaan van laminaire stroming, omdat in de praktijk ook waarden worden aangehouden die voornamelijk een laminaire stroming tot gevolg hebben (zie tabel 6.2. en tabel 2.1. in Hoofdstuk 2). Dit betekent dat er gewerkt wordt met een Getal van Reynolds kleiner dan 2300, dus (bij een diameter van 1.50 mm):

$$u_{meng} = C_0 \cdot (u_{gas,sup} + u_{liquid,sup}) \quad 1.53 \text{ m/s} \quad [6.20]$$

In tabel 6.2. (en figuur 4.2.) zijn drie instellingen te vinden, die zowel slug flow als laminaire stroming tot gevolg hebben. Deze zijn in de tabel vetgedrukt weergegeven en gebruikt voor de uiteindelijke analyse van het unit-cell model (paragraaf 6.4.).

6.3.2. Beschrijving model

Zoals al eerder ter sprake is geweest zijn, bij volledig ontwikkelde slug flow, het bel- en sluggedeelte met elkaar in balans, waardoor voor de unit-cell massa- en impulsbalansen opgesteld kunnen worden. Om inzichtelijk te maken hoe het unit-cell model is opgebouwd, is het zinvol om de afleiding van het model hier vanaf de basis op te bouwen.

Gesteld dat de volgende grootheden bekend zijn:

- de diameter van de buis waarbinnen de stroming zich bevindt (D)
- de stoffeigenschaften (dichtheden (ρ_{liquid} en ρ_{gas}), oppervlaktespanning (σ_{liquid}) en viscositeit (μ_{liquid}))
- de superfiële snelheden van de vloeistof- en de gasfase ($u_{\text{liquid,sup}}$ en $u_{\text{gas,sup}}$)

Dan zou een model zodanig moeten zijn opgebouwd, dat met bovenstaande gegevens de volgende grootheden bepaald kunnen worden (zie tevens figuur 6.2.):

- de gemiddelde snelheden van de verschillende fasen in de beide gedeeltes van de unit-cell ($u_{\text{liquid,bel}}$, $u_{\text{liquid,slug}}$, $u_{\text{gas,bel}}$, $u_{\text{gas,slug}}$)
- de gemiddelde snelheden van de verschillende fasen over de gehele unit-cell (u_{liquid} en u_{gas})
- de snelheid van de gehele unit-cell ($u_{\text{unit-cell}}$)
- de lengteverhouding tussen belgedeelte en de gehele unit-cell (λ)
- de dikte van de filmlaag (δ)
- de fase volumefracties in de beide gedeeltes van de unit-cell ($\phi_{\text{liquid,bel}}$, $\phi_{\text{liquid,slug}}$, $\phi_{\text{gas,bel}}$ en $\phi_{\text{gas,slug}}$)
- de gemiddelde fase volumefracties in de gehele de unit-cell (ϕ_{liquid} en ϕ_{gas})
- de wandwrijving in beide gedeeltes van de unit-cell ($\tau_{\text{liquid,bel}}$, $\tau_{\text{liquid,slug}}$)
- de totale drukval over de gehele beschouwde buis (dp_{totaal}/dx)

Ook bij deze modellering geldt dat er een onderverdeling gemaakt kan worden in een hoofdmodel en sluitingsvoorwaarden. Maar allereerst volgt hier een schematische weergave van de unit-cell (figuur 6.1.).

hoofdmodel

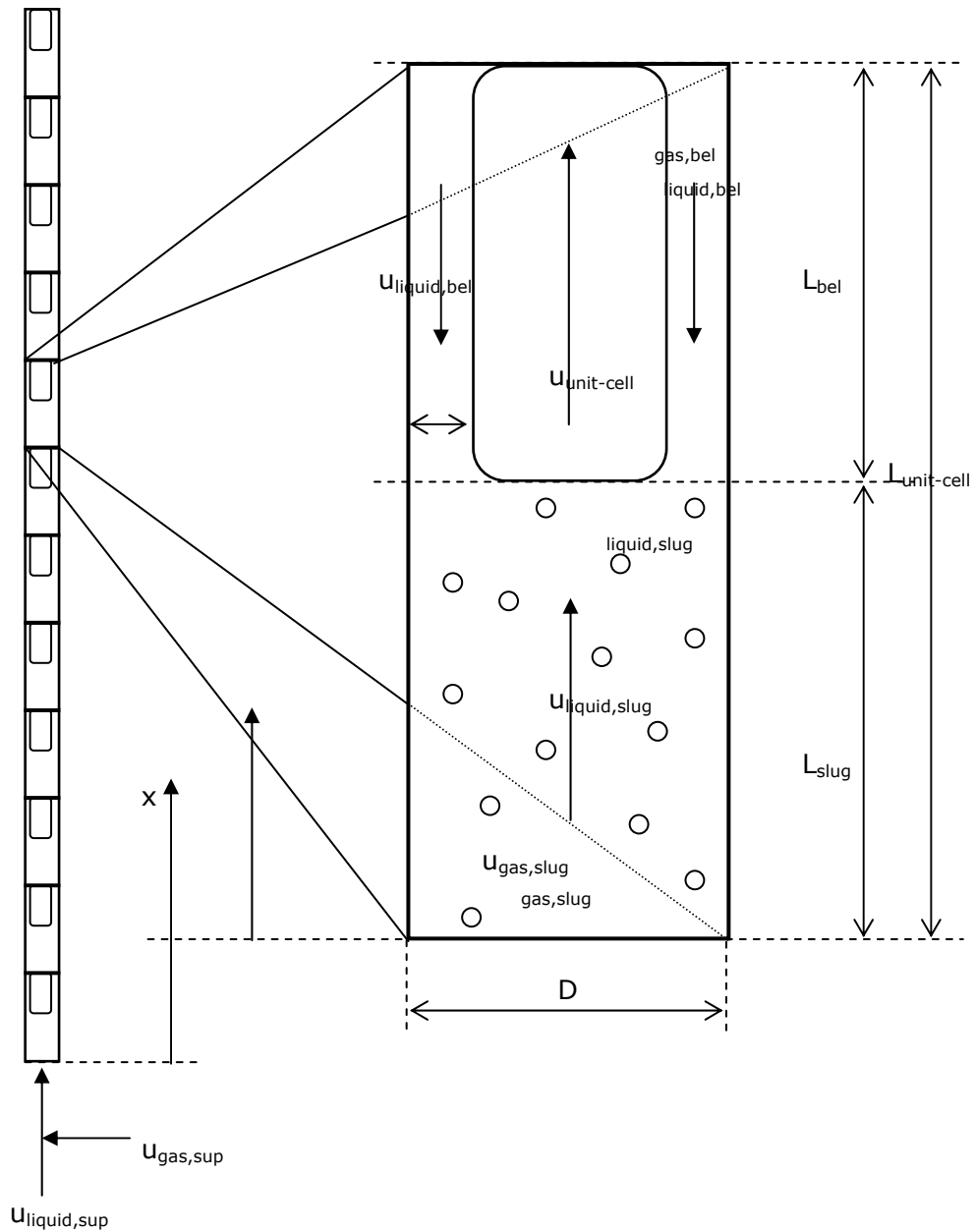
Er wordt van uitgegaan dat de massaflux van beide fasen stabiel is.

$$m_{\text{fase}} = \rho_{\text{fase}} \cdot u_{\text{fase,sup}} \cdot A_{\text{buis}} \quad [6.21]$$

$$A_{\text{buis}} = \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot D^2 \quad [6.22]$$

$$\frac{dm_{\text{fase}}}{dt} = 0 \quad [6.23]$$

met: m_{fase} = massa flux van de fase (kg/s)



figuur 6.1.: Unit-cells bij slug flow

Onder de aanname dat de dichtheden niet in de tijd veranderen, kan [6.23] geschreven worden als:

$$\frac{du_{fase,sup}}{dt} = 0 \tag{6.24}$$

Voor de volumefracties $\varepsilon_{\text{fase}}$ van beide fasen geldt:

$$\varepsilon_{\text{fase}} = \frac{V_{\text{fase}}}{V_{\text{unit-cell}}} \quad [6.25]$$

met: V_{fase} = het totale volume van een fase in de unit-cell (m^3)
 $V_{\text{unit-cell}}$ = het volume van de unit-cell (m^3)

Stel nu dat $\varepsilon_{\text{liquid}}$ het gemiddelde volume-aandeel vloeistof is over een willekeurige doorsnede van buis, dan volgt daaruit meteen dat voor het gemiddelde volume-aandeel gas over diezelfde doorsnede geldt:

$$\varepsilon_{\text{gas}} = 1 - \varepsilon_{\text{liquid}} \quad [6.26]$$

Het aandeel grote luchtbellen in de totale stroming bestaande uit opeenvolgende unit-cells kan uitgedrukt worden in een verhoudingsgetal β . Binnen de unit-cell is deze gedefinieerd als:

$$\beta = \frac{L_{\text{bel}}}{L_{\text{unit-cell}}} \quad [6.27]$$

De gemiddelde volumefractie van één van beide fasen over de gehele unit-cell is nu op de volgende manier opgebouwd uit de volumefracties voor deze fase in de afzonderlijke gedeeltes van de unit-cell:

$$\varepsilon_{\text{fase}} = \beta \cdot \varepsilon_{\text{fase,bel}} + (1 - \beta) \cdot \varepsilon_{\text{fase,slug}} \quad [6.28]$$

massabalans

De plaatscoördinaat binnen het begrensde gebied (de unit-cell) in de tijd ziet er als volgt uit:

$$\xi = u_{\text{unit-cell}} \cdot t - x \quad [6.29]$$

met: $u_{\text{unit-cell}}$ = de snelheid waarmee het balansgebied zich verplaatst (m/s)
 t = de tijd (s)
 x = de plaatscoördinaat binnen de buis (m)

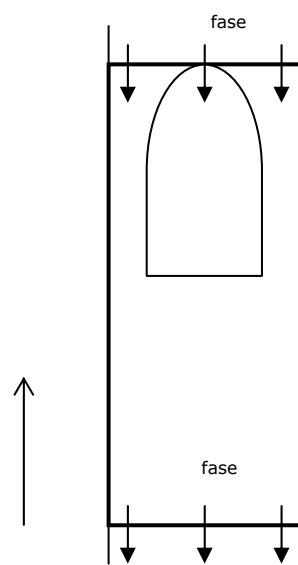
Daarmee is de relatieve gemiddelde snelheid van een fase in de unit-cell gedefinieerd als $(u_{\text{unit-cell}} - u_{\text{fase}})$, terwijl de absolute snelheid u_{fase} bedraagt. Omdat eerder aangenomen was dat de stroming stabiel is binnen de unit-cell, geldt:

$$\frac{d[\varepsilon_{\text{fase}} \cdot (u_{\text{unit-cell}} - u_{\text{fase}})]}{d\xi} = 0 \quad [6.30]$$

waarin:

$$\varepsilon_{fase} \cdot (u_{unit-cell} - u_{fase}) = \psi_{fase} \quad [6.31]$$

de volumeflux ψ_{fase} is van één van beide fasen, vanuit het slug-gedeelte naar het bel-gedeelte (zie figuur 6.2.).



figuur 6.2.: Volumeflux van één van beide fasen van slug-gedeelte naar bel-gedeelte

Uit de figuur blijkt dat er net zoveel gas en water 'bovenaan' de unit-cell binnenstroomt, als dat er aan de 'onderkant' weer uitstroomt. Het volume van de unit-cell verandert dus niet, terwijl ook u_{liquid} en u_{gas} niet in tijd en plaats binnen de unit-cell veranderen. Voor de unit-cell is nu een massabalans op te stellen.

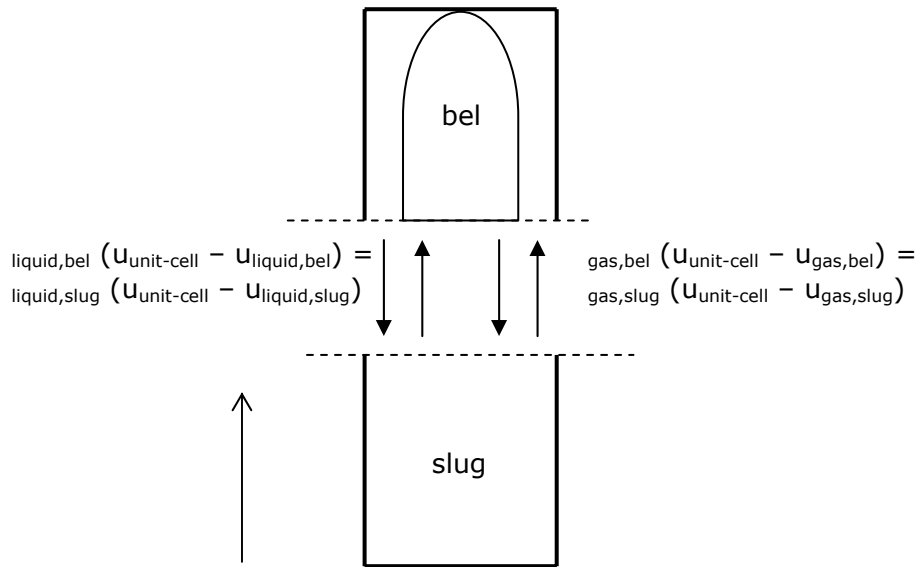
Onder aanname van onsamendrukbaarheid en niet veranderende dichtheden, vereenvoudigt de massabalans tot een volumebalans, waaruit de definities van de snelheden van de fasen voor zowel de gehele unit-cell als voor de afzonderlijke gedeeltes af te leiden zijn:

$$\begin{aligned} \psi_{fase} &= \varepsilon_{fase} \cdot (u_{unit-cell} - u_{fase}) = \varepsilon_{fase,bel} \cdot (u_{unit-cell} - u_{fase,bel}) = \\ &\varepsilon_{fase,slug} \cdot (u_{unit-cell} - u_{fase,slug}) = \varepsilon_{fase} \cdot u_{unit-cell} - u_{fase,sup} \end{aligned} \quad [6.32]$$

Tussen het belgedeelte en het slug-gedeelte ziet de situatie binnenin de unit-cell er dus als volgt uit (figuur 6.3.):

Substitutie van vergelijking [6.28] in [6.32] geeft uiteindelijk de volgende betrekking voor de gemiddelde snelheid van een fase in de gehele unit-cell, zoals deze is opgebouwd uit een snelheids-aandeel in beide gedeeltes:

$$\varepsilon_{fase} \cdot u_{fase} = \beta \cdot \varepsilon_{fase,bel} \cdot u_{fase,bel} + (1 - \beta) \cdot \varepsilon_{fase,slug} \cdot u_{fase,slug} \quad [6.33]$$



figuur 6.3.: Volumeflux van de fasen tussen de gedeelten van de unit-cell

De grootheid u_{fase} is gerelateerd aan de superficiële snelheid, volgens:

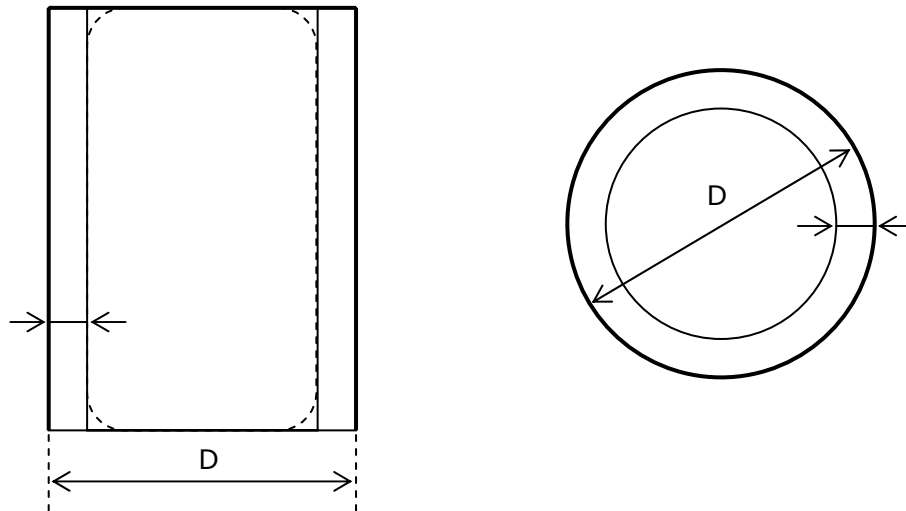
$$u_{\text{fase}} = u_{\text{fase,sup}} / \varepsilon_{\text{fase}} \quad [6.34]$$

De uit bovenstaande afleiding volgende balansvergelijkingen speelt zich af in Stap 1 in paragraaf 6.3.3. Maar allereerst zullen hieronder nog de hier geldende sluitingsvoorwaarden behandeld worden.

sluitingsvoorwaarden

Om de juiste sluitingsvoorwaarden te vinden moet eerst helder zijn welke situatie eigenlijk gemodelleerd wordt. Er is gekozen voor modellering van stroming door capillairen. Hieronder zal puntsgewijs duidelijk gemaakt worden welke aannames daarbij gedaan worden en welke closure relations daaruit voortvloeien. Enkele van de in tabel 6.1. genoemde sub-modellen bij intermittent flow zijn vervangen door relaties, die specifiek bij capillairen relevant zijn.

1. De grote luchtbel in het belgedeelte wordt geschematiseerd als een cilinder (de belvorm; zie figuur 6.4.)



figuur 6.4.: Schematisatie van het belgedeelte

Waarbij de filmlaagdikte bepaald is volgens de betrekking van [Irandoust]:

$$\delta = D \cdot (0.18 - 0.18 \cdot e^{-3.08 \cdot Ca^{0.54}}) \quad [6.35]$$

$$Ca = \frac{(u_{gas,bel} \cdot l_{liquid})}{\sigma_{liquid}} \quad [6.36]$$

De **volumefractie vloeistof in het belgedeelte** wordt nu als volgt berekend (zie volgende pagina):

$$\varepsilon_{liquid,bel} = \frac{A_{buis} - A_{bel}}{A_{buis}} \quad [6.37]$$

$$A_{bel} = \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot (D - 2\delta)^2 \quad [6.38]$$

2. Er bevinden zich geen luchtbelletjes in het slug-gedeelte

De volgende betrekkingen voor **volumefracties in het slug-gedeelte** zijn daarmee op te stellen:

$$\varepsilon_{gas,slug} = 0 \quad [6.39]$$

$$\varepsilon_{liquid,slug} = 1 - \varepsilon_{gas,slug} = 1 \quad [6.40]$$

Terwijl voor de **gas-snelheden** het volgende gesteld kan worden:

Uit [6.39] volgt direct dat:

$$u_{gas,slug} = 0 \quad [6.41]$$

$$u_{unit-cell} = u_{gas,bel} \quad [6.42]$$

Omdat alle gas zich in het belgedeelte bevindt, is een vereenvoudiging toe te passen en geldt voor de definitie van ε_{gas} en de relatie met het verhoudingsgetal :

$$\varepsilon_{gas} = \frac{V_{bel}}{V_{unit-cell}} = \frac{L_{bel} \cdot A_{bel}}{L_{unit-cell} \cdot A_{buis}} \quad [6.43]$$

$$\beta = \varepsilon_{gas} \cdot \frac{A_{buis}}{A_{bel}} \quad [6.44]$$

Als de filmlaagdikte nu verwaarloosbaar klein zou zijn t.o.v. de diameter D , dan zou het getal gelijk zijn aan de gemiddelde gas-volume fractie ε_{gas} in de gehele unit-cell, omdat $A_{bel} = A_{buis}$ wanneer $\delta \downarrow 0$.

3. De snelheid van de grote luchtbel is gerelateerd aan de mengsnelheid

De snelheid van de grote luchtbel in het belgedeelte is te berekenen als de mengsnelheid vermenigvuldigd met een **distributieparameter**. Van een belstijgsnelheid als gevolg van de opwaartse kracht is echter geen sprake, omdat bij capillairen het effect van de oppervlaktespanning dominant is over de zwaartekracht (zie Hoofdstuk 4):

$$u_{gas,bel} = C_0 \cdot u_{meng} \quad [6.45]$$

Hiermee is tevens de unit-cell snelheid bepaald volgens [6.42].

4. De vloeistoffilm naast de bel wordt verondersteld een 'falling film' te zijn met een absolute snelheid naderend tot nul

Naast de luchtbel bevindt zich een vloeistofflaag, die in de literatuur beschreven wordt als een 'falling film' oftewel vallende film langs de wand. De snelheid van deze vallende film wordt heel klein verondersteld en [Suo] stelt dat deze nul is.

$$u_{liquid,bel} = 0 \quad [6.46]$$

T.o.v. de bel (dus bekeken binnen het balansgebied van de unit-cell) is deze snelheid uiteraard niet nul, omdat de unit-cell zich met een hoge snelheid door de buis verplaatst.

$$u_{\text{liquid,bel,relatief}} = u_{\text{unit-cell}} - u_{\text{liquid,bel}} \quad [6.47]$$

impulsbalans

Vervolgens is er voor de unit-cell ook een impulsbalans op te stellen. Deze is op dezelfde wijze af te leiden als bij één-fase stroming. Er wordt uitgegaan van eenparige stroming en daarbij geldt dat de versnelling nul is [Battjes].

$$\frac{d\bar{I}}{dt} = \frac{d(m \cdot u_{\text{fase,gedeelte}})}{dt} = m \cdot \frac{du_{\text{fase,gedeelte}}}{dt} = \rho \cdot V \cdot \frac{du_{\text{fase,gedeelte}}}{dt} = 0 \quad [6.48]$$

want

$$\frac{du_{\text{fase,gedeelte}}}{dt} = 0 \quad [6.49]$$

met: \bar{I} = de impuls van een zich voortbewegend vloeistofpakketje (kg*m/s)

Deze vergelijkingen zijn geldig voor de unit-cell als geheel, terwijl er tussen bel- en slug-gedeelte sprake is van een impulsoverdracht die netto gelijk aan nul is:

$$\frac{d\bar{I}_{\text{bel-slug}}}{dt} = \frac{d\bar{I}_{\text{slug-bel}}}{dt} \quad [6.50]$$

Voor de gehele unit-cell volgt uit [6.48] dat de drijvende kracht van de stroming en de opgewekte weerstand met elkaar in evenwicht moeten zijn. Er is namelijk geen impuls toe- of afname. Hieruit volgt de bekende formule, waarmee uit de vloeistofsnelheden in de liquidfilm naast de bel en aan de wand in het slug-gedeelte een wandwrijving berekend kan worden (Stap 2).

$$\tau_{\text{liquid,gedeelte}} = \frac{1}{8} \cdot f_{\text{gedeelte}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{liquid,gedeelte}}^2 \quad [6.51]$$

$$\tau_{\text{totaal}} = \beta \cdot \left(\frac{1}{8} \cdot f_{\text{bel}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{liquid,bel}}^2 \right) + (1 - \beta) \cdot \left(\frac{1}{8} \cdot f_{\text{slug}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{liquid,slug}}^2 \right) \quad [6.52]$$

Hierbij vindt de berekening van de frictiefactor voor de liquidfilm overigens anders plaats dan de berekening van de frictiefactor voor de slug. De stroming in de liquidfilm moet namelijk gezien worden als een vorm van stroming tussen twee platen i.p.v. stroming door een buis.

Na berekening en sommatie van alle aandelen wandwrijving is nu de totale drukval t.g.v. de wandwrijving te berekenen (Stap 3). Hiervoor is de omtrek van de buis O_{buis} nog onbekend. Deze wordt berekend op de bekende wijze:

$$O_{buis} = \pi \cdot D \quad [6.53]$$

De drukval t.g.v. wrijving is nu als volgt te berekenen:

$$-\frac{dp_{wrijving}}{dx} = \beta \cdot \left(\frac{\tau_{liquid,bel} \cdot O_{buis}}{A_{buis}} \right) + (1 - \beta) \cdot \left(\frac{\tau_{liquid,slug} \cdot O_{buis}}{A_{buis}} \right) \quad [6.54]$$

Terwijl de hydrostatische component van de drukval er als volgt uitziet:

$$-\frac{dp_{hydrostatisch}}{dx} = (\varepsilon_{liquid} \cdot \rho_{liquid} + \varepsilon_{gasd} \cdot \rho_{gas}) \cdot g \quad [6.55]$$

Sommatie van de aandelen drukval t.g.v. wrijving en de hydrostatische component leveren de volgende betrekking op voor de totale drukval over de unit-cell:

$$-\frac{dp_{totaal}}{dx} = -\frac{dp_{wrijving}}{dx} - \frac{dp_{hydrostatisch}}{dx} \quad [6.56]$$

6.3.3. Stappenplan (stroming door capillairen)

Om duidelijk te maken hoe de modellering m.b.v. het unit-cell model eruit ziet, zal hieronder schematisch weergegeven worden, welke stappen gevolgd moeten worden om de verschillende parameters te berekenen (figuur 6.5.). Per stap zijn eerst de constanten en invoerparameters te zien, waarna een opsomming gegeven wordt van de parameters die nu opgelost kunnen worden.

Voordat tot een vergelijking van modellen overgegaan wordt, volgt hier nog in het kort de homogene en de heterogene theorie waaraan de resultaten van de drukvalmetingen aanvankelijk zijn getoetst [Heiszwolf] (zie Hoofdstuk 5).

Homogene model

$$\frac{dp_{wrijving,homogeen}}{dx} = f \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_{liquid} \cdot u_{bel}^2 \cdot \frac{4}{D} \quad [6.57]$$

Heterogene model

$$\frac{dp_{wrijving,heterogeen}}{dx} = C_{circ} \cdot \alpha_{liquid} \cdot \left(f \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_{liquid} \cdot u_{meng}^2 \cdot \frac{4}{D} \right) \quad [6.58]$$

constanten

g, D, C_0 , liquid, liquid

procesparameters

$U_{\text{liquid,sup}}, U_{\text{gas,sup}}$

Stap 1op te lossen variabelen

$U_{\text{liquid}}, U_{\text{liquid,bel}}, U_{\text{liquid,slug}}, U_{\text{gas}}, U_{\text{gas,bel}}, U_{\text{gas,slug}},$
 $U_{\text{stijg}}, U_{\text{meng}}, U_{\text{unit-cell}},$ liquid, liquid,bel, liquid,slug, gas,
 gas,bel, gas,slug, $\rho, C_a, A_{\text{bel}}, A_{\text{buis}}$

constanten

liquid, liquid, D

invoer

$U_{\text{liquid,bel}}, U_{\text{liquid,slug}}, \rho,$

Stap 2op te lossen variabelen

liquid,bel, liquid,slug, totaal, $Re_{\text{plaat}}, Re_{\text{slug}}, f_{\text{bel}}, f_{\text{slug}}$

constanten

liquid, gas, g, D

invoer

liquid, gas, liquid,bel, liquid,slug, ρ, A_{buis}

Stap 3op te lossen variabelen

$dp_{\text{hydrostatisch}}/dx, dp_{\text{wrijving,bel}}/dx, dp_{\text{wrijving,slug}}/dx,$
 $dp_{\text{wrijving,totaal}}/dx, dp_{\text{totaal}}/dx, O_{\text{buis}}$

grafische weergave
van de resultaten

figuur 6.5.:Stappenplan van het unit-cell model

Ter vergelijking met rekenvoorbeeld 6.2. eerder in dit hoofdstuk (blz. 45) is hier met dezelfde procesparameters eveneens een berekening van de totale drukval gedaan mb.v. het unit-cell model (rekenvoorbeeld 6.3.).

rekenvoorbeeld 6.3.: Opgewekte drukval bij gegeven lucht- en waterdebiet (unit-cell benadering)

Gegevens: $D = 0.0015 \text{ m}$; $C_0 = 1.20$; $\rho_{\text{liquid}} = 1000 \text{ kg/m}^3$; $\rho_{\text{gas}} = 1.29 \text{ kg/m}^3$;
 $\mu_{\text{liquid}} = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; $O_{\text{buis}} = C_0 \cdot D = 4.71 \cdot 10^{-3} \text{ m}$; $A_{\text{buis}} = 0.25 \cdot \pi \cdot D^2 = 1.77 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$;
 Invoer: $u_{\text{liquid,sup}} = 0.18 \text{ m/s}$; $u_{\text{gas,sup}} = 0.23 \text{ m/s}$;

$u_{\text{meng}} = 0.18 + 0.23 = 0.41 \text{ m/s}$; $u_{\text{gas}} = 1.10 \cdot 0.41 = 0.451 \text{ m/s}$
 $u_{\text{liquid,bel}} = 7.66 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}$; $u_{\text{liquid,slug}} = 0.451 \text{ m/s}$; $\beta = 0.0000483 \text{ m}$; $\beta = 0.58$; $\beta_{\text{liquid}} = 0.49$; $\beta_{\text{gas}} = 0.51$;

$Re_{\text{plaat}} = 1.48$; $f_{\text{bel}} = 64 / Re = 43.24$;
 $Re_{\text{liquid,slug}} = (1000 \cdot 0.451 \cdot 0.0015) / 0.001 = 677$; $f_{\text{slug}} = 64 / Re = 0.0946$;
 $\Delta p_{\text{liquid,bel}} = 0.125 \cdot f_{\text{bel}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{liquid,bel}}^2 = 0 \text{ Pa}$
 $\Delta p_{\text{liquid,slug}} = 0.125 \cdot f_{\text{slug}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \cdot u_{\text{liquid,slug}}^2 = 2.41 \text{ Pa}$

- $\Delta p_{\text{hydrostatisch}}/dx = (0.49 \cdot 1000 + 0.51 \cdot 1.29) \cdot 9.81 = 4813.4 \text{ Pa/m}$;
 - $\Delta p_{\text{wrijving}}/dx = (1 - 0.58) \cdot 2.41 \cdot 4.71 \cdot 10^{-3} / 1.77 \cdot 10^{-6} = 2693.5 \text{ Pa/m}$
 - $\Delta p_{\text{totaal}}/dx = 4813.4 + 2693.5 = \mathbf{7506.9 \text{ Pa/m}}$

Bij vergelijking van de rekenvoorbeelden voor de unit-cell benadering en het homogene model eerder uit dit hoofdstuk (niet te verwarren met het homogene model van Heiszwolf!), wordt duidelijk dat er geen groot verschil tussen de uitkomsten bestaat. Deze overeenkomst kan echter op toeval berusten en zal daarom in een parameteranalyse verder geanalyseerd worden.

6.4. Parameteranalyse

In dit stadium van het onderzoek is het interessant om eens te kijken hoe een aantal variabelen reageert op elkaar, maar belangrijker nog op variaties in de procesparameters $u_{\text{liquid,sup}}$ en $u_{\text{gas,sup}}$. In de praktijk zullen deze laatste twee namelijk de enige variabelen zijn waarmee het AirFlush-proces actief gestuurd kan worden. In deze paragraaf is een selectie van interessante verbanden weergegeven (m.n. aangaande frictie en drukval), waarbij ten slotte een vergelijking met forward flush (alleen water) is gemaakt om de voordelen van het toevoegen van lucht te illustreren.

Men gaat er vooralsnog van uit, dat de optredende drukval t.g.v. wrijving de bepalende factor is voor het rendement van AirFlush. En dan met name de lokale drukval, die weer bestaat uit een aandeel veroorzaakt door de hydrostatische druk en een aandeel door wandwrijving. De wandwrijving is recht-evenredig met het kwadraat van de lokale vloeistofsnelheid aan de wand [4.28]. Dus hoe groter de lokale vloeistofsnelheid aan de wand, hoe groter de wandwrijving.

De parameters die direct van invloed zijn op de wandwrijving (en daarmee de drukval) zijn $u_{\text{liquid,bel}}$, $u_{\text{liquid,slug}}$, (zie Stap 2 van de unit-cell benadering in figuur 6.5.). Daarom is de parameteranalyse ook toegespitst op deze vier variabelen. Allereerst volgt een weergave van de invloed van de procesparameters $u_{\text{liquid,sup}}$ en $u_{\text{gas,sup}}$ op de lokale vloeistofsnelheden. Vervolgens zal een analyse van de invloed van de procesparameters op de parameters en plaatsvinden. Waarna tot slot de wandwrijving en de drukval besproken zullen worden als uitkomsten uit het unit-cell model.

Waarbij tevens een vergelijking zal plaatsvinden met de eerder besproken metingen en de modellen van Heiszwolf. Aangeraden wordt om figuur 6.1.: 'Unit-cells bij slug flow' bij de hand te houden.

6.4.1. Hydrodynamica

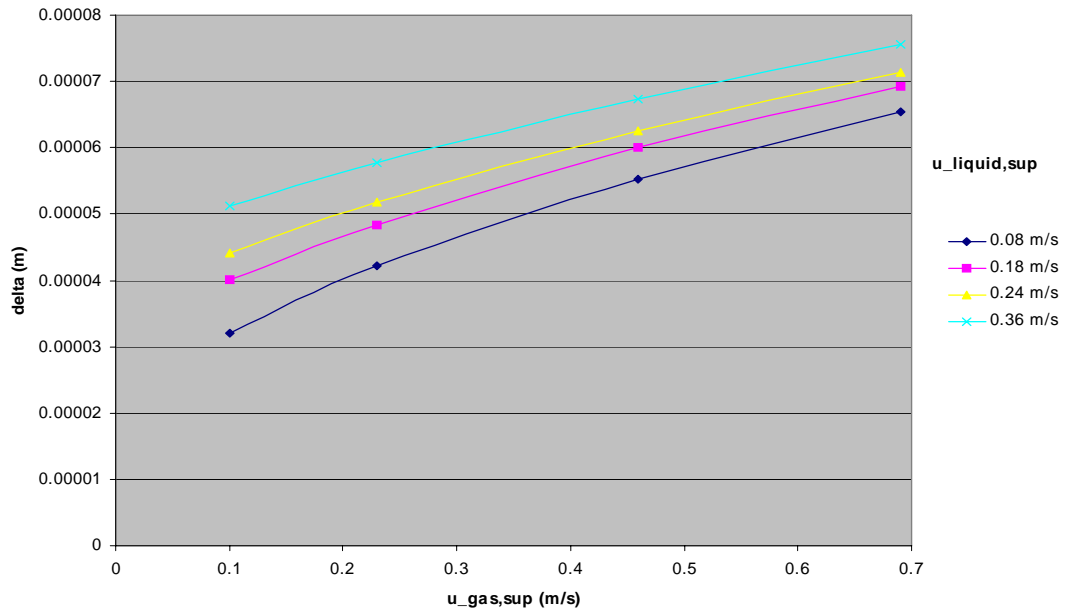
Volgens de theorie is de filmsnelheid $u_{\text{liquid, bel}}$ te vergelijken met een vallende film langs de wand. De snelheid hiervan wordt verondersteld tot nul te naderen. Ter verificatie is deze snelheid berekend met vergelijking [4.7] en in hoofdstuk 4 is uit tabel 4.4. inderdaad af te leiden dat deze snelheid onder invloed van de procesparameters nagenoeg nul blijft (u_{meng} in tabel 4.4. is namelijk de som van de procesparameters $u_{\text{liquid, sup}}$ en $u_{\text{gas, sup}}$).

Voor de vloeistof achter de Taylorbel $u_{\text{liquid, slug}}$ geldt nu juist dat deze gelijk zal zijn aan de snelheid van de unit-cell $u_{\text{unit-cell}}$. De Taylorbel kan namelijk gezien worden als een soort zuigertje die het voorafgaande vloeistopakketje als het ware voor zich uit duwt [Heiszwolf]. Hierbij vindt er nagenoeg geen watertransport tussen wand en Taylorbel plaats, waardoor de vloeistofsnelheid in de slug gelijk zal zijn aan de snelheid van de Taylorbel u_{bel} ($=u_{\text{unit-cell}}$). Het model geeft inderdaad waarden voor $u_{\text{liquid, slug}}$, u_{bel} en $u_{\text{unit-cell}}$ die gelijk aan elkaar zijn. Eveneens zijn deze variabelen alledrie gelijk aan de som van de procesparameters gecorrigeerd met een distributiefactor ([4.5] en [6.45]).

Wat dus geconcludeerd kan worden, is dat de snelheid langs de wand t.p.v. de vloeistopakketjes hoger zal zijn dan de snelheid aan de wand bij één-fase stroming bij hetzelfde vloeistofdebiet.

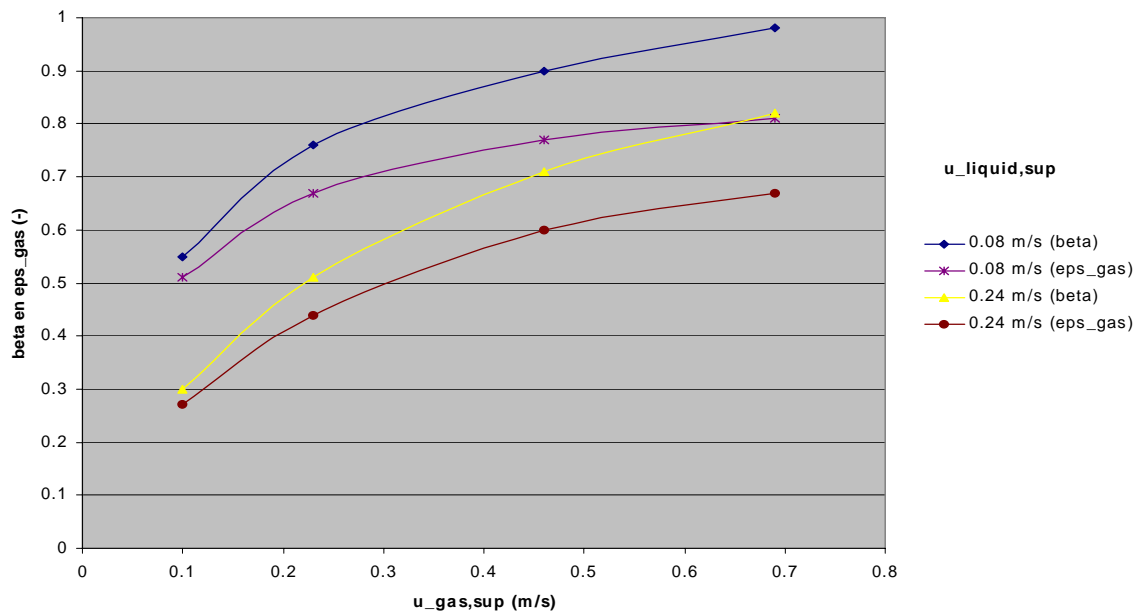
6.4.2. Geometrie

Vervolgens is gekeken naar het verband tussen de procesparameters en de dikte van de filmlaag. De grafiek in figuur 6.6. op de volgende pagina laat zien dat de filmdikte toeneemt bij een stijgende superficiële gassnelheid en eveneens groter zal zijn bij een hogere superficiële vloeistofsnelheid (zie figuur 6.5.). M.a.w. hoe groter de procesparameters, hoe dikker de filmlaag. Dit is in overeenstemming met de theorie.



figuur 6.6.: Filmdikte als functie van de procesparameters

Ook is het interessant te zien welke invloed de procesparameters hebben op ϵ_{gas} . En dit m.n. omdat deze parameters weergeven in welke mate er wandwrijving plaatsvindt, uitgedrukt in een aandeel van de totale lengte (figuur 6.7.). Het is duidelijk dat -zoals te verwachten is- het aandeel gas toeneemt naarmate het gasdebiet groter wordt bij gelijkblijvende vloeistofdebiet.



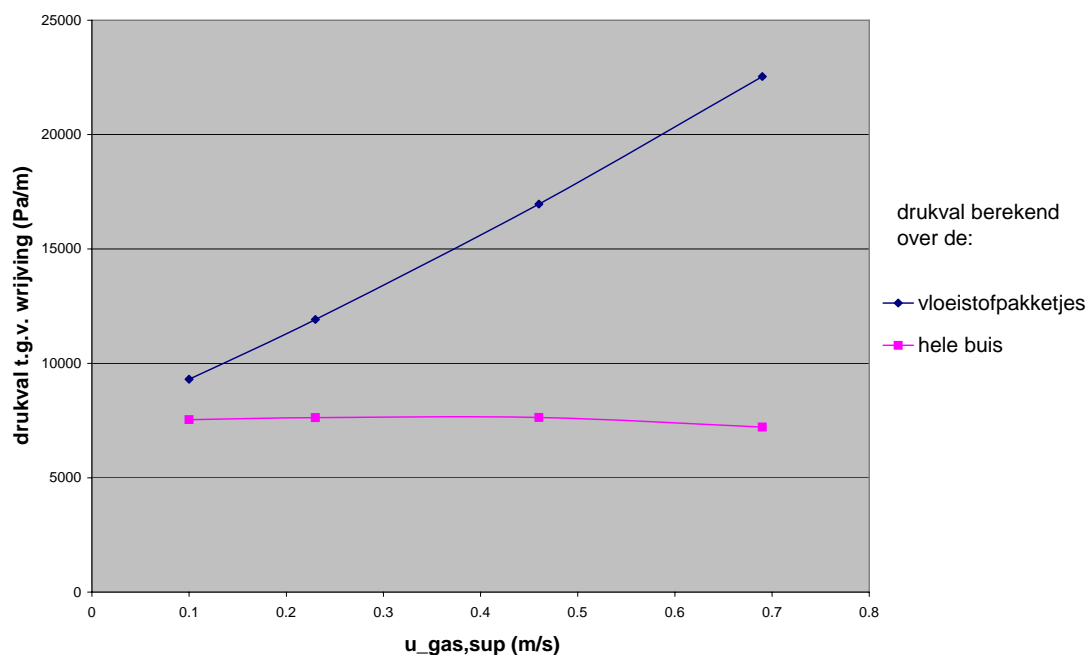
figuur 6.7.: Aandeel gasbellen en volumefractie gas als functie van de procesparameters

Omdat ϵ en u_{gas} aangeven welk deel van de buis gevuld is met lucht, zullen lage waarden voor deze twee grootheden een hoge mate van wandwrijving per lengteenheid betekenen. Wandwrijving vindt namelijk plaats t.p.v. de vloeistofpakketjes en niet waar de Taylorbellen zich bevinden.

Het is interessant te zien, dat ϵ en u_{gas} daadwerkelijk dichter bij elkaar komen te liggen, naarmate de gassnelheid lager is. Zoals namelijk al eerder was aangegeven, is de filmdikte evenredig met het gasdebiet, m.a.w. hoe lager het gasdebiet ($u_{gas,sup}$), hoe kleiner de filmdikte. Wanneer de filmdikte kleiner wordt, zal de doorsnede t.p.v. de luchtbel een groter aandeel gas bevatten, wat betekent dat ϵ zal naderen tot 1 (zie ook [6.44]).

6.4.3. Fricie en drukval

Inmiddels is het interessant om eens te kijken wat dit alles betekent voor de lokale wandwrijving en de drukval over het geheel. Daarom is in de volgende figuur de wandwrijving als functie van de procesparameters afgebeeld (figuur 6.8.). Hierbij zijn waarden gehanteerd die overeenkomen met de praktijkwaarden (tabel 4.2.)

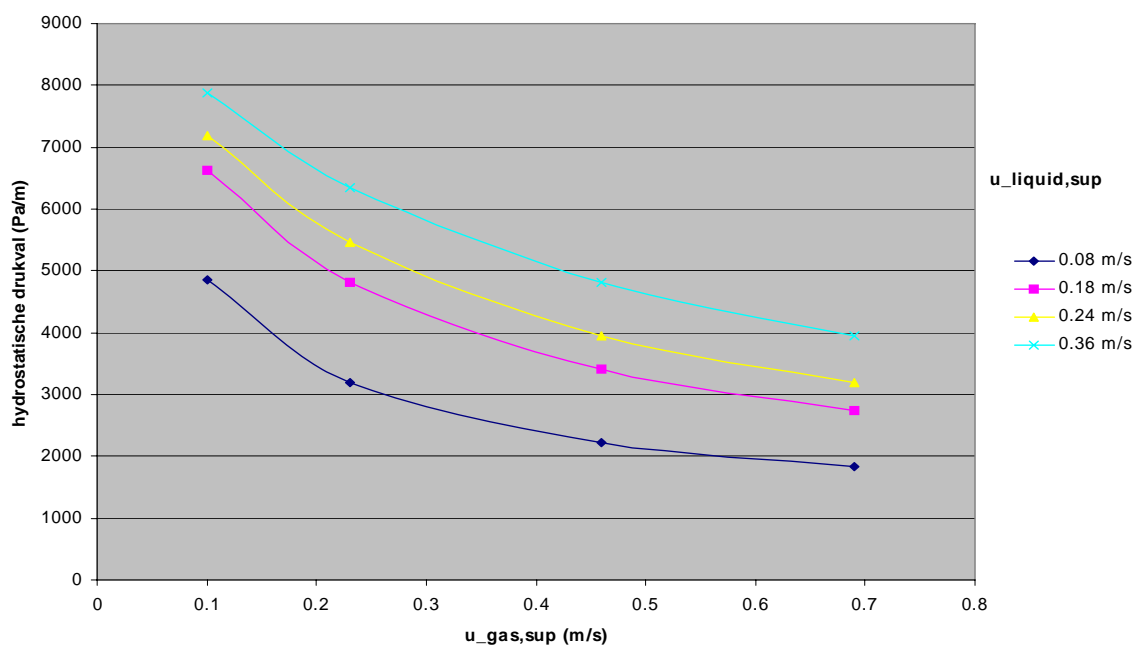


figuur 6.8.: Drukval t.g.v. wrijving langs de vloeistofpakketjes en berekend over de gehele buis (bij $u_{liquid,sup} = 0.47$ m/s)

Uit figuur 6.8. blijkt dat de drukval t.g.v. wrijving toeneemt bij vergroting van het gasdebiet. Dit is eveneens het geval voor een toename in vloeistofdebiet, zoals uit een analyse van de berekende waarden naar voren is gekomen. Vergroting van de procesparameters brengt dus een verhoging van de snelheden met zich mee en dit levert weer een toename van de lokaal gegenereerde drukval t.g.v. wrijving.

Echter bij toenemend gasdebiet, zal het lengte-aandeel aan Taylorbellen ook toenemen. Dit betekent dat de wrijvingsdrukval langs de vloeistofpakketjes weliswaar toeneemt (door de toenemende snelheid $u_{\text{liquid,slug}}$, zie paragraaf 6.4.1.), maar dat het lengte-aandeel waarover deze hogere wrijvingsdrukval optreedt juist kleiner wordt. Deze reductie t.g.v. een toename van $u_{\text{liquid,slug}}$ domineert over de stijging van de wrijvingsdrukval (dit leidt tot een daling in de wrijvingsdrukval, zie onderste lijn in figuur 6.8.).

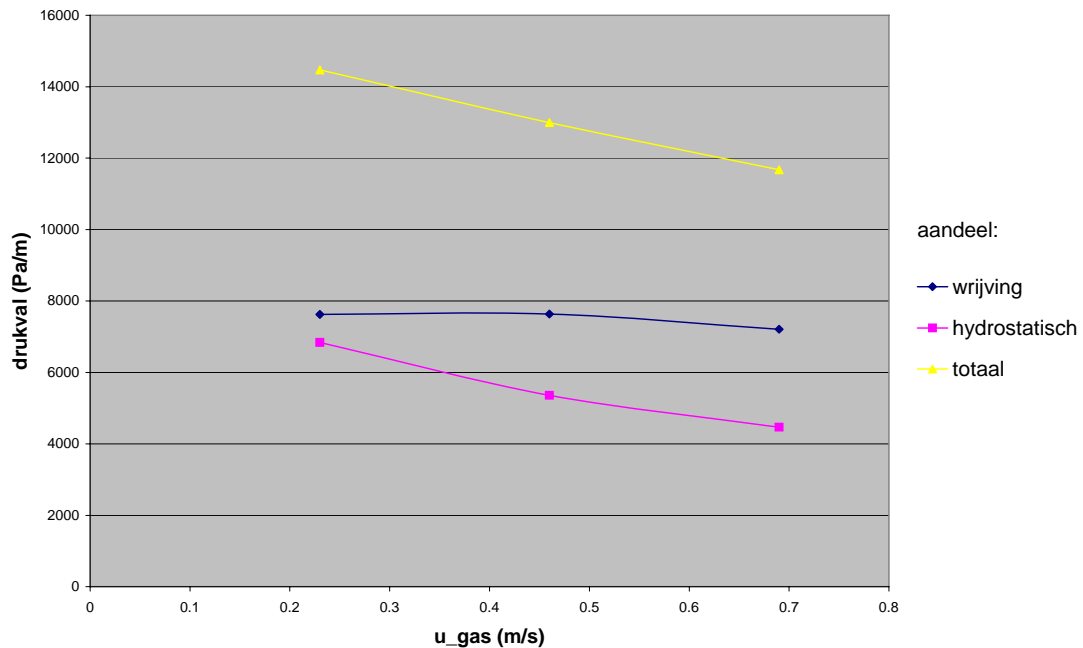
De hydrostatische druk over de buis zal bij toenemend gasdebiet afnemen. Dit is verklaarbaar analoog met wat in bovenstaande alinea gesteld is (meer gas in verhouding tot de hoeveelheid vloeistof, dus minder hydrostatische drukopbouw). Hieronder een weergave van het verloop van de hydrostatische drukval als functie van de procesparameters (figuur 6.9.).



figuur 6.9.: Hydrostatische drukval als functie van de procesparameters

Voor de reiniging is de hydrostatische drukval niet direct interessant, omdat deze geen bijdrage levert aan het rendement. Echter in het energieverbruik zal het wel degelijk uitmaken of er een hele of bijvoorbeeld slechts een halve waterkolom overwonnen moet worden, qua pompcapaciteit.

De totale drukval is de som van de bijdragen t.g.v. wrijving en hydrostatische druk. Deze totale drukval is uiteindelijk een maat voor de druk die overwonnen moet worden m.b.v. pompen om de gewenste mate van wandwrijving te genereren. Zoals hierboven al gesteld was, is de hydrostatische component energetisch gezien niet te verwaarlozen (zie figuur 6.10. op de volgende pagina).



figuur 6.10.: Totale drukval als functie van $u_{\text{gas,sup}}$ (bij $u_{\text{liquid,sup}} = 0.47$ m/s)

De resultaten in figuur 6.11. (in combinatie met de figuren daarvoor) zijn bijzonder interessant, omdat er twee belangrijke conclusies uit te trekken zijn. Enerzijds is men geïnteresseerd in een zo groot mogelijke wandwrijving, ervan uitgaande dat deze primair zorgt voor de verwijdering van het vuil van de wand van de membranen. Anderzijds is men geïnteresseerd in een zo laag mogelijke drukval, om het energieverbruik laag te houden. Het eerste punt wordt bereikt voor een zeker optimum voor $u_{\text{gas,sup}}$ (rond de 4 m/s wanneer $u_{\text{liquid,sup}} = 0.47$ m/s). Voor het tweede punt -een zo laag mogelijk energieverbruik- is juist een hoog gasdebiet vereist om de hydrostatische drukval tot een minimum te beperken. Het zal dus wenselijk zijn een optimum te vinden tussen een zo groot mogelijke mate van wandwrijving en een zo klein mogelijke te overwinnen drukval (zie ook paragraaf 6.5.).

6.5. Vergelijking AirFlush en forward flush

Zoals inmiddels duidelijk is, wordt lucht aan de forward flush toegevoegd, om het reinigingsrendement te doen toenemen bij gelijkblijvend waterdebiet. Om te illustreren wat de voordelen van AirFlush t.o.v. een conventionele forward flush zijn, zijn hieronder twee rekenvoorbeelden gegeven. Tevens zijn de forward flush en AirFlush grafisch tegen elkaar uitgezet.

Het is zinnig om deze vergelijking te maken, omdat de voordelen van een AirFlush t.o.v. een conventionele forward flush uiteindelijk in energieverbruik (en geld) uitgedrukt zullen moeten worden. Het is namelijk zonder meer mogelijk om met beide methoden eenzelfde mate van wandwrijving te genereren. De vraag is echter uiteraard of de verhouding tussen input en output is economisch gunstig is.

rekenvoorbeeld 6.4: Benodigde waterdebieten bij zelfde mate van opgewekte wandwrijving

Gegevens: $D = 0.0015 \text{ m}$; $C_0 = 1.10$; $\rho_{\text{liquid}} = 1000 \text{ kg/m}^3$; $\rho_{\text{gas}} = 1.29 \text{ kg/m}^3$; $\mu_{\text{liquid}} = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; Module bestaande uit 3432 membranen;

AirFlush

Invoer: $u_{\text{liquid,sup}} = 0.18 \text{ m/s}$; $u_{\text{gas,sup}} = 0.23 \text{ m/s}$; $Q_{\text{liquid,module}} = 4000 \text{ l/h}$;

- $dp_{\text{hydrostatisch}}/dx = (0.49 \cdot 1000 + 0.51 \cdot 1.29) \cdot 9.81 = 4813.4 \text{ Pa/m}$;

- $dp_{\text{wrijving}}/dx = (1-0.58) \cdot 2.41 \cdot 4.71 \cdot 10^{-3} / 1.77 \cdot 10^{-6} = 2693.5 \text{ Pa/m}$

Forward Flush

Om nu eenzelfde drukval t.g.v. te genereren bij één-fase stroming is een veel hogere vloeistofsnelheid u_{liquid} benodigd.

- $dp_{\text{wrijving}}/dx = 2693.5 \text{ Pa/m} = 0.125 \cdot f \cdot 1000 \cdot u_{\text{liquid}}^2$; $f = 0.316 \cdot \text{Re}^{-0.25}$;

$\text{Re} = (1000 \cdot u_{\text{liquid}} \cdot 0.0015) / 0.001$; $f = 0.0509 / (u_{\text{liquid}})^{0.25}$;

$u_{\text{liquid}} = (2693.5 \cdot 1.77 \cdot 10^{-6} / (4.71 \cdot 10^{-3} \cdot 0.125 \cdot 0.0509 \cdot 1000))^{0.57} = 0.35 \text{ m/s}$;

$Q_{\text{liquid,module}} = 7700 \text{ l/h}$;

Uit bovenstaande berekening blijkt dat het verschil in benodigd waterdebiet, tussen de situatie met lucht en de situatie zonder toevoeging van lucht, voor het genereren van dezelfde wandwrijving iets minder dan een factor twee bedraagt. Het zal duidelijk zijn, dat -hoewel er lucht moet worden toegevoegd- dit toch nog een aanzienlijke energiebesparing oplevert.

rekenvoorbeeld 6.5.: Energieverbruik bij zelfde mate van opgewekte wandwrijving

Gegevens: $P = Q \cdot p_{\text{totaal}}$;

Module van 1 m lengte bestaande uit 3432 membranen;

AirFlush

Invoer: $u_{\text{liquid,sup}} = 0.18 \text{ m/s}$; $u_{\text{gas,sup}} = 0.23 \text{ m/s}$; $Q_{\text{liquid,module}} = 1.11 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$; $Q_{\text{gas,module}} = 1.39 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$;

$p_{\text{totaal}} = dp_{\text{totaal}}/dx \cdot 1 = 7506.9 \text{ Pa}$;

Benodigde energie: $P_{\text{liquid}} = 1.11 \cdot 10^{-3} \cdot 7506.9 = 8.33 \text{ J/s}$; $P_{\text{gas}} = 1.39 \cdot 10^{-3} \cdot 7506.9 = 10.4 \text{ J/s}$;

$P_{\text{totaal}} = 18.73 \text{ J/s}$;

Forward Flush

Invoer: $u_{\text{liquid}} = 0.35 \text{ m/s}$; $Q_{\text{liquid,module}} = 2.13 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$; $dp_{\text{totaal}}/dx = 9810 + 2693.5 =$

$= 12503.5 \text{ Pa/m}$; $p_{\text{totaal}} = dp_{\text{totaal}}/dx \cdot 1 = 12503.5 \text{ Pa}$

Benodigde energie: $P_{\text{totaal}} = 2.13 \cdot 10^{-3} \cdot 12503.5 = 26.63 \text{ J/s}$; iets minder dan 1.5 keer zoveel als bij de AirFlush.

Hoofdstuk 7: Conclusies en aanbevelingen

7.1. Twee-fasen stroming

Conclusies

In capillairen zijn bubble flow, slug flow en annular flow waargenomen. De snelheden die in de praktijk tijdens AirFlush gehanteerd worden, resulteren zonder uitzondering in slug flow. Langs de Taylorbellen is sprake van een vallende film, die t.o.v. de wand een snelheid heeft naderend tot nul. Hierdoor zal naast de Taylorbellen geen wandwrijving worden opgewekt. De snelheid die aan de wand langs de vloeistofpakketjes gegenereerd wordt, is zo goed als gelijk aan de som van de procesparameters. Naast frictie worden ook lokaal opgewekte mengprocessen genoemd, die een gevolg zijn van de afwisselende passage van Taylorbellen en vloeistofpakketjes.

Aanbevelingen

Mengprocessen achter de Taylorbellen alsmede voortstuwingseffecten voor de Taylorbellen zullen in de literatuur nader bestudeerd moeten worden. Hiervan zullen hypothesen opgesteld moeten worden, die vervolgens in experimenten getoetst zouden kunnen worden.

7.2. Experimenten

Conclusies

De stromingspatronen in capillairen zoals beschreven in de literatuur (bubble flow - slug flow - annular flow) zijn waargenomen tijdens de visualisatie bij overeenkomstige instellingen voor lucht- en waterdebieten (resp. 0.23 – 0.91 m/s en 0.23 – 0.91 m/s). Verder hebben de gemaakte foto's het beeld van axiaal-symmetrische bellen tijdens capillaire slug flow bevestigd en is geen aëratie van de vloeistoffase waargenomen, geheel in overeenstemming met de theorie. De gemaakte foto's hebben data opgeleverd van lengtes van luchtbellen (variërend van 3 tot 6 mm). De hoeveelheid data was echter niet voldoende groot om als uitgangspunt in de modelvorming te kunnen dienen; foutenmarges lagen rond de 25%.

De drukvalmetingen hebben een beeld gegeven van de verhouding tussen het hydrostatische aandeel en het wrijvingsaandeel van de totale drukval. De metingen hadden data opgeleverd voor de totale drukval bij bekende instellingen voor slug flow, terwijl m.b.v. de hold-up een benadering van het hydrostatische aandeel mogelijk was. Door het verschil van de eerder genoemde waarden te bepalen, is een aandeel bekend wat voorsnog aan wrijving (frictie) wordt toegeschreven. Een vergelijking van de frictiedrukvalwaarden met berekende waarden volgens twee modellen [Heiszwolf] leverde een afwijking op, wat erop duidt dat er inderdaad nog andere mechanismen een rol spelen in de opwekking van de totale drukval.

Aanbevelingen

Om gegevens te hebben voor een model op basis van bel- en sluglengtes is het noodzakelijk meer data te verzamelen die deze informatie gekoppeld aan debieten kan verschaffen (hetzij d.m.v. foto's, hetzij d.m.v. geleidbaarheidsmetingen).

7.3. Modelling

Conclusies

De snelheid aan de wand naast de vloeistof zal hoger zijn bij AirFlush dan bij forward flush -bij eenzelfde vloeistofdebiet- omdat het toegevoegde gasdebiet tijdens de AirFlush als het ware bij het vloeistofdebiet opgeteld kan worden. Dit is gunstig m.b.t. water- en energiebesparing, aan de andere kant zal het lengteaandeel van de buis waarover wandwrijving gegenereerd kan worden drastisch kleiner worden bij een groter gasdebiet. Dit effect blijkt dominant te zijn boven waarden voor de procesparameters van rond de 0.4 m/s (zowel voor gas als vloeistof). Een hoger gasdebiet levert wel een kleinere hydrostatische drukval op, wat weer gunstig is m.b.t. energiebesparing.

Verder is gebleken dat de dikte van de filmlaag toeneemt met toenemende procesparameters. Een dikkere filmlaag zal meer menging achter de Taylorbellen (en daarmee een betere reiniging) veroorzaken, aan de andere kant zullen bij een dunnere filmlaag de Taylorbellen juist in de vuillaag kunnen doordringen en deze als het ware wegschrapen.

AirFlush blijkt t.o.v. forward flush een waterbesparing van ongeveer 50% op te leveren, terwijl het energieverbruik t.o.v. forward flush met een derde afneemt.

Aanbevelingen

Het unit-cell model geeft een goede voorspelling van de drukval in vergelijking met de metingen die gedaan zijn op een module. Echter de afwijkingen die geconstateerd zijn bij vergelijking van de metingen met de modellen van Heiszwolf, zijn ook hier weer teruggevonden. Er zullen dus andere mechanismen - naast wandwrijving- een bijdrage leveren aan de drukval, die ook al in de literatuurstudie naar voren waren gekomen. Wanneer hier hypothesen van opgesteld zijn, kunnen deze mogelijk aan het bestaande model gekoppeld worden, waarna het model aan uitgebreide proeven gecalibreerd zal moeten worden.

Bijlage I: Literatuurlijst

Battjes, J.A.;

Vloeistofmechanica b70, collegehandleiding;

Vakgroep Waterbouwkunde, Fac. der Civiele Techniek, TU Delft; 1990;

Berčić, G.; A. Pintar;

The role of gas bubbles and liquid slug lengths on mass transport in the Taylor flow through capillaries;

Chemical Engineering Science, Vol. 52, Nrs. 21/22, blz. 3709-3719; 1997;

Bretherton, F.P.;

The motion of long bubbles in tubes;

Journal of Fluid Mechanics, Vol. 10, blz. 166-188; 1961;

Bird, R. Byron; W.A. Stewart; E.N. Lightfoot;

Transport phenomena;

Dpt. of Chemical Engineering, University of Wisconsin; 1960;

Cabassud, C.; S. Laborie; J.M. Lainé;

How slug flow can improve ultrafiltration flux in organic hollow fibres;

Journal of Membrane Science, Vol. 128, blz. 93-101; 1997;

Cheng-Kang Lee; We-Gwo Ch.; Yi-Hsu J.;

Air slugs entrapped cross-flow filtration of bacterial suspensions;

Biotechnology and Bioengineering, Vol. 41, blz. 525-530; 1993;

Churchill, S.W.;

Viscous flows, the practical use of theory;

Reed Publishing (USA) Inc.; 1988;

Cui, Z.F.;

Gas sparging to enhance ultrafiltration – a mechanism study;

Dpt. of Engineering Science, Oxford University; ICOM Yokohoma; 1996;

Fabre, J.; A. Liné;

Slug flow modelling;

International Encyclopedia of Heat and Mass Transfer, blz. 1015-1021; 1997;

Friedel, L.;

Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow;

3R International, 18^e jaargang, Vol. 7; 1979;

Fukano, T.; A. Kariyasaki;

Characteristics of gas-liquid two-phase flow in a capillary tube;

Nuclear Engineering and Design, Vol. 141, blz. 59-68; 1993;

Grolman, E.; R.K. Edvinsson;

Hydrodynamic instabilities in gas-liquid monolithic reactors;

Proceedings of the ASME Heat Transfer Division, Vol. 3, blz. 171-178; 1996;

Heiszwolf, J.J.; M.T. Kreutzer; F. Kapteijn; J.A. Moulijn;

Mass-Transfer Phenomena in Three-Phase Monolith Reactors;

DelftChemTech, Section Industrial Catalysis;

Heiszwolf, J.J.; L.B. Engelvaart; M.T. Kreutzer; D.J. Parrillo; F. Kapteijn; J.A. Moulijn;
Hydrodynamics and Mass Transfer of Co-current Two-Phase Flow in Monoliths;
Delft; 1999;

Hetsroni, G.;
Handbook of Multiphase Systems;
Dpt. of Mechanical Engineering, Technion-Israel Institute of Technology; 1982;

Irandoost, S.; B. Andersson;
Liquid film in Taylor flow through a capillary;
Industrial & Engineering Chemistry Research, Vol. 28, blz. 1684-1688; 1989;

Jinliang Xu;
Experimental study on gas-liquid two-phase flow regimes in rectangular channels with mini gaps;
International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, blz. 422-428; 1999;

Kawaji, M.; J.M. DeJesus; G. Tudose;
Investigation of flow structures in vertical slug flow;
Nuclear Engineering and Design, Vol. 175, blz. 37-48; 1997;

Laborie, S.; C. Cabassud; L. Durand-Bourlier; J.M. Lainé;
Fouling control by air sparging inside hollow fibre membranes – effects on energy consumption;
Desalination, Vol. 118, blz. 189-196; 1998;

Laborie, S.; C. Cabassud; L. Durand-Bourlier; J.M. Lainé;
Characterisation of gas-liquid two-phase flow inside capillaries;
Chemical Engineering Science, Vol. 54, blz. 5723-5735; 1999;

Oliemans, R.V.A.;
Applied Multiphase Flows;
Dept. of Applied Physics, Faculty of Applied Sciences, TU Delft;

Reinecke, N.; D. Mewes;
Oscillatory transient two-phase flows in single channels with reference to monolithic catalyst supports;
International Journal of Multiphase Flow, Vol. 25, blz. 1373-1393; 1999;

Smith, J.M.; E. Stammers, L.P.B.M. Janssen;
Fysische transportverschijnselen I, collegehandleiding;
Vereniging voor Studie- en Studentenbelangen te Delft; 1981;

Suo, M.; P. Griffith;
Two-phase flow in capillary tubes;
Transactions of the ASME, september, blz. 576-582; 1964;

Thulasidas, T.C.; M.A. Abraham; R.L. Cerro;
Bubble-train flow in capillaries of circular and square cross section;
Chemical Engineering Science, Vol. 50, Nr. 2, blz. 183-199; 1995;

Triplett, K.A.; S.M. Ghiaasiaan, S.I. Abdel-Khalik, D.L. Sadowski;
Gas-liquid two-phase flow in microchannels, Part I: two-phase flow patterns;
International Journal of Multiphase Flow, Vol. 25, blz. 377-394; 1999;

Triplett, K.A.; S.M. Ghiaasiaan, S.I. Abdel-Khalik, D.L. Sadowski;
Gas-liquid two-phase flow in microchannels, Part II: void fraction and pressure drop;

International Journal of Multiphase Flow, Vol. 25, blz. 395–410; 1999;

Verberk, J.Q.J.C.; G.I.M. Worm;

Twee fasen stroming bij membraanfiltratie;

PAO-cursus Membraanfiltratie bij de zuivering van drink-, proces- en afvalwater; 2000;

Verberk, J.Q.J.C.; G.I.M. Worm; H. Futselaar; J.C. van Dijk;

Combined air-water flush in dead-end ultrafiltration;

Proceedings of the Conference on Membranes in Drinking and Industrial Water Production, Vol. 2, blz. 655-663; 2000;

Worm, G.I.M.;

Lucht/waterspoeling bij ultrafiltratie, afstudeerverslag;

Fac. Civiele Techniek en Geowetenschappen, TU Delft; 2000;

Bijlage II: Symbolenlijst

symbool	eenheid	alt.eenh.	beschrijving
A	m ²		oppervlakte doorsnede
C ₀	-	-	distributiefactor
Ca	-	-	Capillaire Getal
C _{circ}	-	-	circulatiefactor
D	m	-	diameter
Eö	-	-	Getal van Eötvös
f	-	-	frictiefactor
g	m/s ²	-	zwaartekrachtsversnelling
I	kg/(m*s)	-	impulsvoorraad
L	m	-	lengte
m	kg	-	massa
P	m	-	natte omtrek v.d. buis
p	Pa	10 ⁻⁵ bar	druk
Q	m ³ /s	3.6*10 ⁶ l/h	debiet
Re	-	-	Getal van Reynolds
t	s	-	tijd
u	m/s	-	snelheid
V	m ³	-	volume
x	m	-	plaats langs de as v.d. buis

	-		hold-up
	-		lengteverhouding
	-		toename of afname
	m		filmdikte
	-		volume fractie
	Pa*s		viscositeit
	-		void-fraction
	kg/m ³		dichtheid
	-		sommatie
	N/m		oppervlaktespanning
	N/m ²		wrijving
	-		plaats langs de as v.d. unit-cell

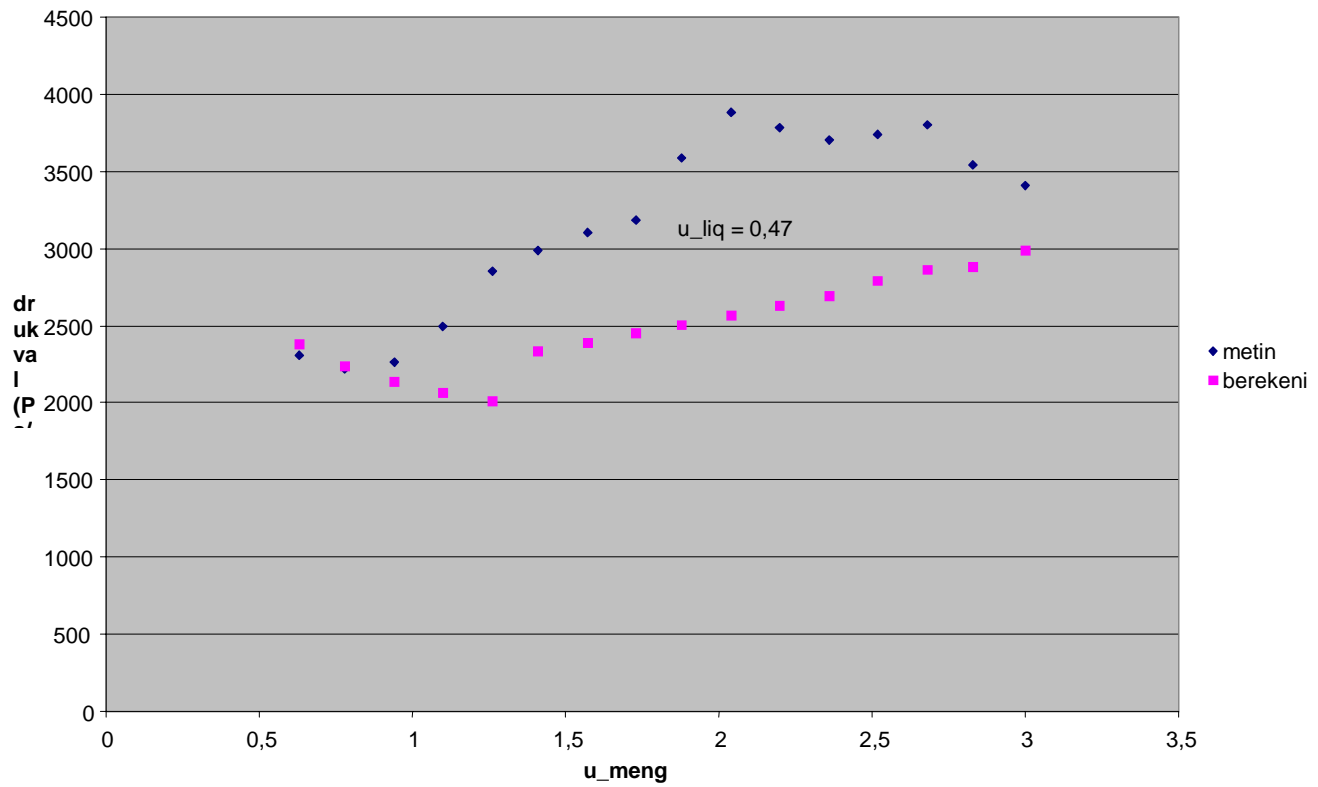
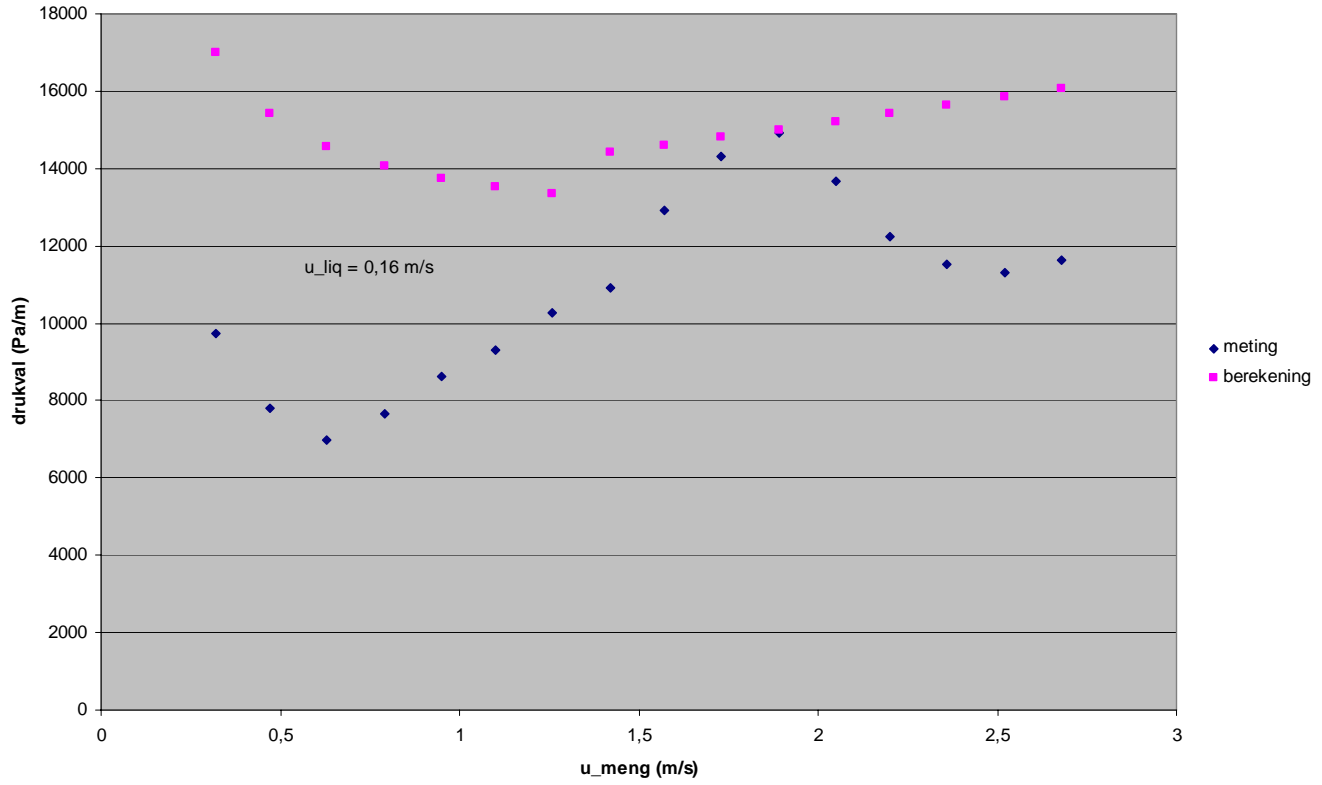
subscripts

bel	in / van de bel (bij slug flow)
buis	van de buis
fase	gas of vloeistof
film	in de filmlaag
gas	van de gas-fase
heterogeen	volgens een heterogene benadering
homogeen	volgens een homogene benadering
liquid	van de vloeistof-fase
plaat	voor stroming tussen twee platen
slug	in / van het vloeistofpakketje (bij slug flow)
sup	superficieel
unit-cell	van de unit-cell

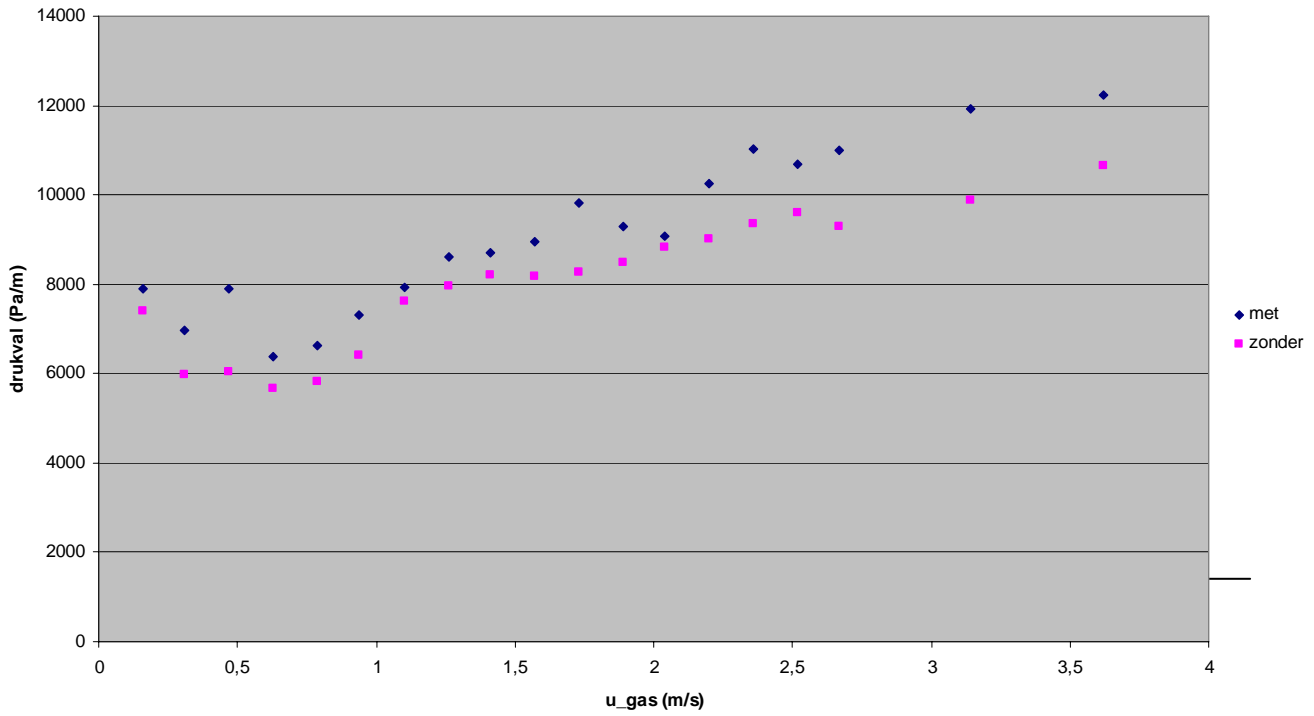
Bijlage III: Resultaten drukvalmetingen

- a. glazen buis
- b. module met enkel membraan
 - zonder eindkapverliezen
 - met eindkapverliezen
- c. module met tiental membranen

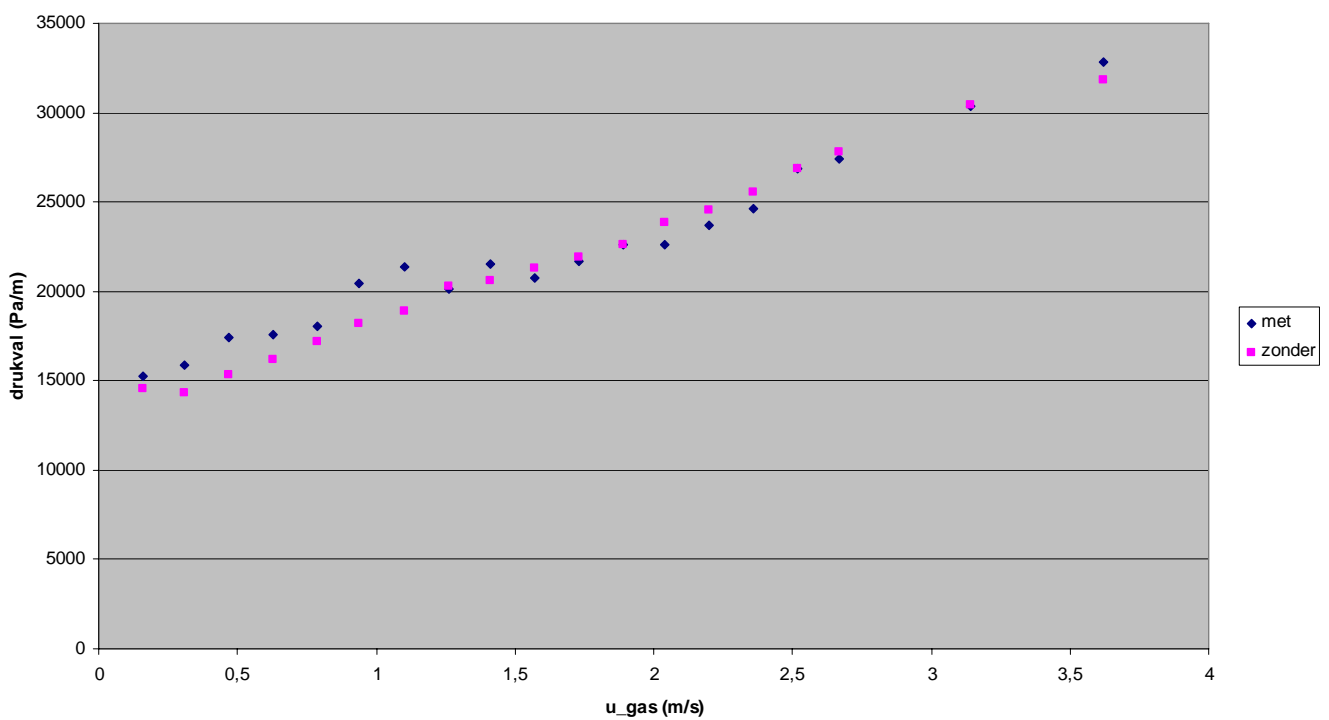
a. glazen buis



b. module met enkel membraan
 zonder eindkapverliezen
 met eindkapverliezen
 drukval bij 1 l/h met of zonder eindkap

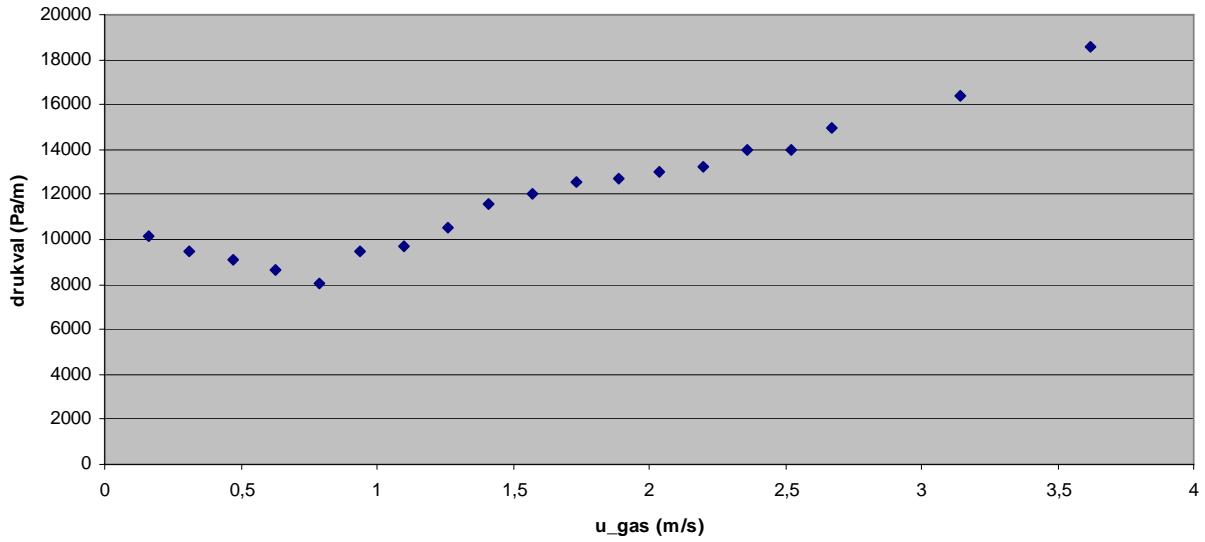


drukval bij 3 l/h met of zonder eindkap

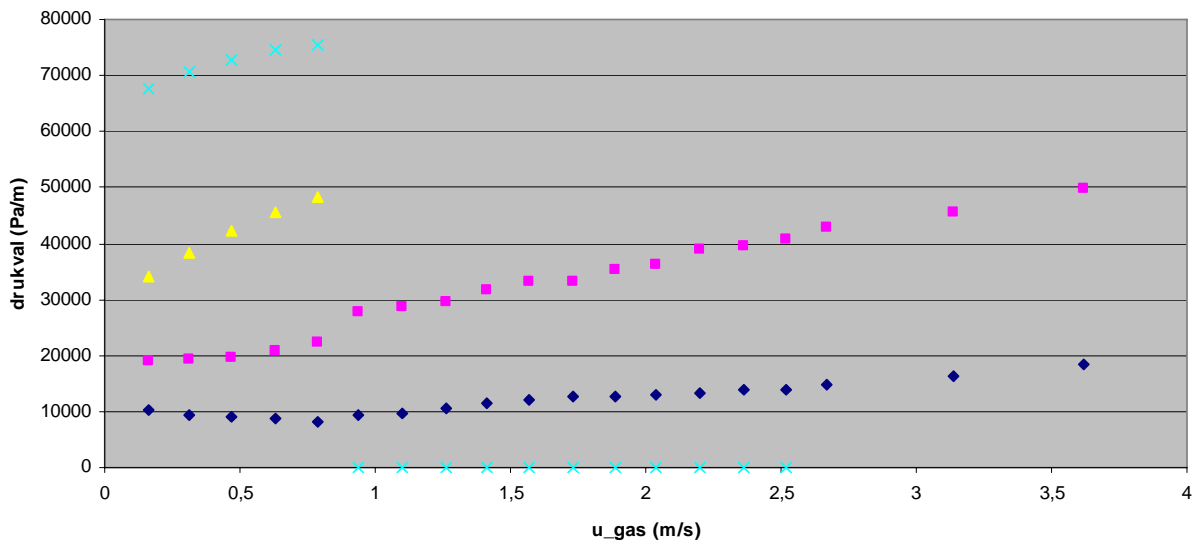


c. module met tiental membranen

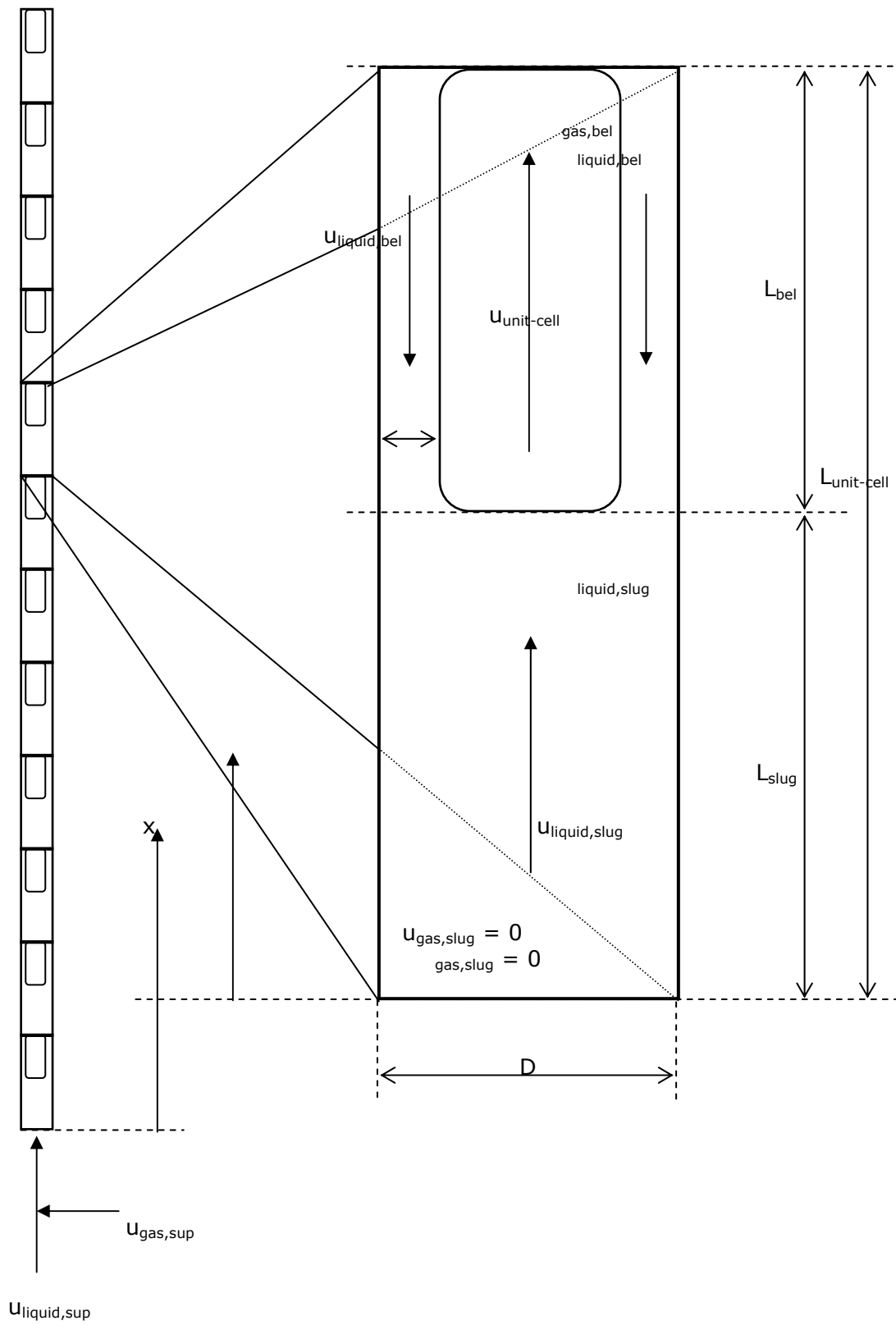
drukval bij 1 l/h met eindkap



drukvalen_met



Bijlage IV: Unit-cell



Bijlage V: Laminair of turbulent ?

Met name over de grens tussen het voorkomen van laminaire dan wel turbulente stroming bij twee-fasen stroming in buizen blijken de meningen nogal uiteen te lopen. Dit is echter ook al enigszins het geval bij één-fase stroming, waardoor het niet echt verrassend is dat voor de complexere twee-fasen stroming nog meer onduidelijkheid bestaat over grenswaarden e.d.

Allereerst moet er een onderscheid gemaakt worden tussen twee fundamenteel verschillende benaderingswijzen van twee-fasen stroming. Het maakt namelijk nogal wat uit of de stroming beschouwd wordt als een homogene entiteit of als een combinatie van twee stromingen die 'naast' elkaar door de buis bewegen (heterogene benadering).

In het algemeen maakt men gebruik van het Getal van Reynolds om een indicatie te geven van de aard van de stroming (dus of deze laminair of turbulent is). Deze zal voor de verschillende situaties beschreven worden.

Het is algemeen bekend uit de theorie van één-fase stroming dat tussen volledig ontwikkelde laminaire stroming en volledig ontwikkelde turbulente stroming sprake is van een overgangsgebied. Het is dus op zich niet mogelijk om te spreken van een grenswaarde tussen de twee stromingspatronen. Maar over het algemeen gaat men ervan uit dat een Reynolds-getal onder de 2300 resulteert in laminaire stroming en boven de 4000 in turbulente stroming.

Aangenomen wordt dat het onderscheid tussen laminaire en niet-laminaire stroming van belang is voor de mate van wandwrijving die in een buis optreedt. Dit geldt voor twee-fasen stroming net zo goed als voor één-fase stroming (zie paragraaf 4.4.: Frictie). Overigens moet wel goed opgelet worden welke modellen of benaderingswijze gehanteerd wordt, omdat de bepaling van het getal van Reynolds en de daaraan gerelateerde frictiefactor per situatie kunnen verschillen.

Homogeen

In het geval van een homogene benadering, gaat men ervan uit dat de beide fasen als een gemengd geheel door de buis stromen, alsof er sprake is van één 'mengfase'. Bij deze benadering zullen er menggrootheden bepaald worden, waaruit een Reynolds-getal volgens de één-fase benadering berekend kan worden:

$$\text{Re}_{\text{homogeen}} = \frac{\rho_{\text{homogeen}} \cdot u_{\text{meng}} \cdot D}{\eta_{\text{homogeen}}} \quad [\text{V.1}]$$

met: ρ_{homogeen} = de homogene dichtheid (kg/m^3)
 η_{homogeen} = de homogene viscositeit ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)

De menggrootheden $\epsilon_{\text{homogeen}}$ en $\epsilon_{\text{homogeen}}$ worden als volgt bepaald uit de werkelijke dichtheden en viscositeiten voor resp. lucht en water.

$$\rho_{\text{homogeen}} = \epsilon_{\text{gas}} \cdot \rho_{\text{gas}} + \epsilon_{\text{liquid}} \cdot \rho_{\text{liquid}} \quad [\text{V.2}]$$

$$\lambda_{\text{homogeen}} = \epsilon_{\text{gas}} \cdot \lambda_{\text{gas}} + \epsilon_{\text{liquid}} \cdot \lambda_{\text{liquid}} \quad [\text{V.3}]$$

met: λ_{gas} = de viscositeit van het gas (Pa*s)

In de meeste naslagwerken neemt men aan dat de grenswaarden i.g.v. twee-fasen stroming vergelijkbaar zijn met die waarden geldende voor één-fase stroming. Zo wordt in het Handbook of Multiphase Flow [Hetsroni] aangenomen dat de ondergrens voor niet-laminaire stroming ligt bij $Re = 2100$. Terwijl pas vanaf $Re = 4000$ weer een betrekking gegeven wordt voor turbulente stroming. Wat tussen $Re = 2100$ en $Re = 4000$ gebeurt is niet beschreven.

$$Re \leq 2100; f_L = 64/Re \quad [\text{V.4.1}]$$

$$Re > 4000; f_T = 0.316 \cdot Re^{-0.25} \quad [\text{V.4.2}]$$

met: f_L = de frictiefactor laminair (-)
 f_T = de frictiefactor turbulent (-)

[Triplett] noemt een heel ander Getal van Reynolds, waarvan de afleiding is gebaseerd op literatuur van Friedel. In de appendix wordt gesteld dat de grens tussen laminair en turbulent optreedt bij $Re_{\text{homogeen}} = 1055$ [Friedel].

$$Re_{\text{homogeen}} \leq 1055; f_L = 64/Re_{\text{homogeen}} \quad [\text{V.5.1}]$$

$$Re_{\text{homogeen}} > 1055; f_T = \{0.86859 \ln[Re_{\text{homogeen}}/(1.964 \ln Re_{\text{homogeen}} - 3.8215)]\}^{-2} \quad [\text{V.5.2}]$$

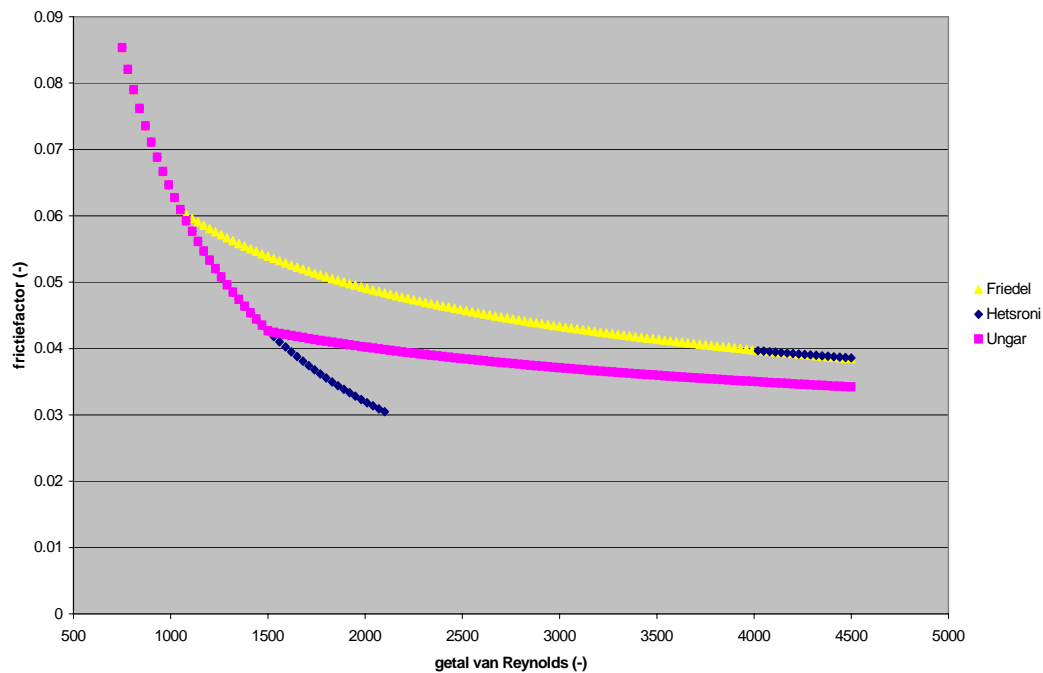
Tot slot wordt in een artikel van Ungar weer een andere waarde gehanteerd. Hier wordt letterlijk gesteld dat de grafieken van de vergelijkingen voor de berekening van de frictiefactoren voor laminaire en turbulente stroming tegen het Getal van Reynolds zijn uitgezet, waarbij het snijpunt van de lijnen ($Re_{\text{homogeen}} = 1500$) vervolgens is gekozen als grenswaarde [Ungar]. Waarschijnlijk is dit laatste ook gebeurd bij de keuze van de grenswaarde genoemd door Friedel.

De aanvankelijke grafieken van Ungar zijn gebaseerd op de volgende vergelijkingen voor de frictiefactoren als functie van het Getal van Reynolds:

$$\text{laminair}; f_L = 64/Re_{\text{homogeen}} \quad [\text{V.6.1}]$$

$$\text{turbulent}; f_T = 0.184/(Re_{\text{homogeen}}^{0.2}) \quad [\text{V.6.2}]$$

Voor een grafische weergave van bovenstaande waarden, zie figuur V.1. Wat opvalt aan de grafiek in figuur V.1., is dat voor laminaire stroming altijd uitgegaan wordt van dezelfde vergelijking (zie links, waar de lijnen samenvallen). Vervolgens is duidelijk dat de vergelijkingen voorgesteld door Friedel en Ungar een gestroomlijnd beeld vertonen voor het verloop van de frictiefactor bij oplopend getal van Reynolds. Daarentegen laat de grafiek van [Hetsroni] een gat zien tussen $Re = 2100$ en $Re = 4000$, terwijl er ook een aanzienlijke sprong optreedt in de optredende waarden aan de boven- en ondergrens van het overgangsgebied. Overigens vallen de grafieken van Hetsroni en Friedel wel samen voor volledig ontwikkelde turbulente stroming.



figuur V.1.: Vergelijking van de berekende frictiefactoren als functie van het getal van Reynolds

Heterogeen

Bij een heterogene benadering echter beschouwd men de afzonderlijke fasen en hun stromingskarakteristieken, en dan met name de snelheid. Men gaat er namelijk van uit dat de samenstelling van de stroming niet in elke willekeurige dwarsdoorsnede identiek is (dit is dan specifiek het geval bij slug flow, zie paragraaf 4.2.: Hydrodynamica). Voor beide fasen zal dus afzonderlijke bepaald worden of er sprake is van laminaire of turbulente stroming. Omdat het niet gezegd is dat het dwarsprofiel waardoorheen de afzonderlijke fase zich beweegt een ronde buis is (denk wederom aan slug flow, m.n. de filmlaag), moet per geval bekeken worden hoe het Getal van Reynolds bepaald kan worden.

Voor slug flow doet zich (zoals al gezegd) het bijzondere geval voor dat er twee zones zijn te onderscheiden in de stroming.

In de 'liquid slug' (het vloeistofpakketje) is gewoon sprake van een -weliswaar begrensde- zone met buisstroming. Hier gelden dus in wezen dezelfde uitgangspunten als bij homogene stroming. Met dien verstande dat in de homogene grootheden ([V.2] en [V.3]) de aandelen van de gas-fase gelijk gesteld kunnen worden aan nul. Uit paragraaf 4.1.: Stromingspatronen is namelijk gebleken dat in de vloeistofpakketjes geen gasbelletjes voorkomen.

Voor het gedeelte waar de bel zich bevindt, is echter sprake van een complexere vorm van stroming (zie ook paragraaf 4.3.: Geometrie). Omdat de vloeistof zich daar in een film tussen bel en buiswand verplaatst, kan dit geschematiseerd worden als een -gekromde- plaatstroming. Hiervoor geldt een andere bepaling van het Getal van Reynolds [Churchill] (zie volgende pagina)

$$\text{Re}_{\text{plaat}} = \frac{4 \cdot g \cdot \delta^3 \cdot \rho_{\text{liquid}}^2}{3 \cdot \mu_{\text{liquid}}^2} \quad [\text{V.7}]$$

met: δ = de filmdikte (m)

Deze benadering geeft een lokaal Getal van Reynolds, waaruit een lokale frictiefactor f_{bel} te bepalen is. Vervolgens is met vergelijking [4.X] uit paragraaf 4.4. Frictie, de wandwrijving te bepalen. Deze wandwrijving zal echter naderen tot nul als gevolg van het zeer klein zijn van de lokale vloeistofsnelheid $u_{\text{liquid,bel}}$.

