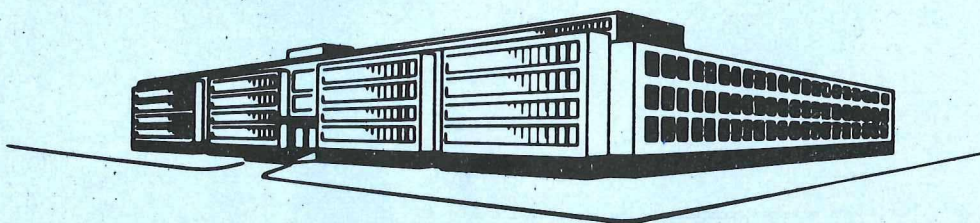


TECHNISCHE HOGESCHOOL DELFT

De drukdebietkarakteristieken van een dubbelschroefextrudermodel en tetraëderschijvenmodel, zowel voor Power-Law vloeistoffen als Newtonse vloeistoffen.



G.J. Wolbers

Afstudeerverslag

April 1976

RATORIUM VOOR TECHNISCHE NATUURKUNDE

LORENTZWEG

DELFT

rep 62-7
work 8

Summary

The throughput-pressure build up characteristics of a double-screw extruder model, with fully-filled chambers, have been investigated in the pump zone. The flank-leakage and calender-leakage have been calculated, the tetrahedron-leakage has been found empiricly.

The existing presentation of the dimensionless output to pressure relationship for Newtonian-fluids is also applicable, with some approximation, to Power-Law fluids.

Samenvatting

De drukdebietkarakteristieken van een dubbelschroefextruder model, met geheel gevulde kamers, zijn kwantitatief onderzocht in het vloeistofgedeelte van de extruder. De ruglek en calenderlek zijn berekend, de tetraëderlek is empirisch bepaald. De voor Newtonse vloeistoffen bestaande presentatie van de dimensieloze debiet-druk verhouding is met enige benadering ook mogelijk voor Power-Law vloeistoffen.



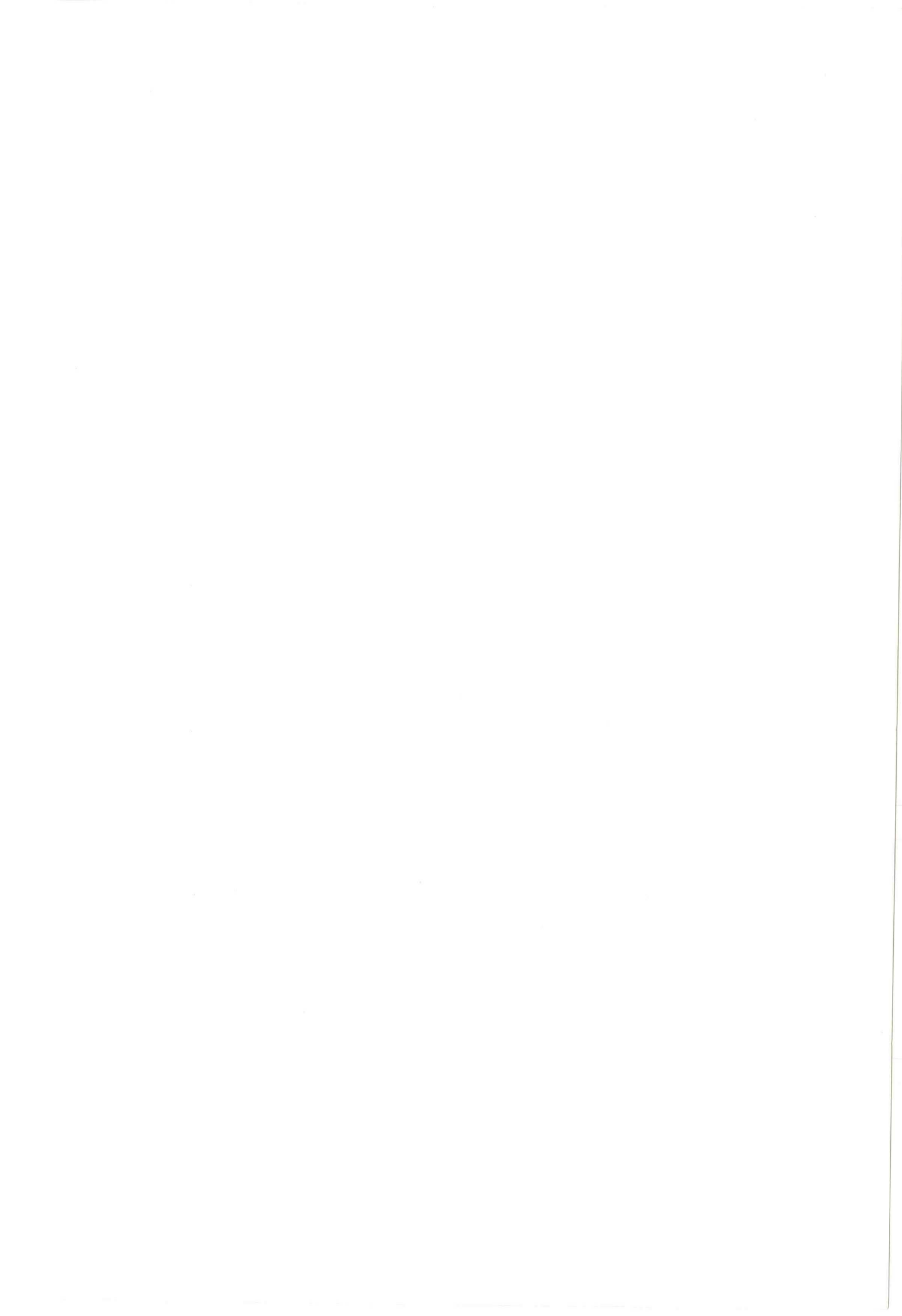
Inhoudsopgave

Summary

Samenvatting

Inhoudsopgave

1.	Inleiding en doel van het onderzoek	1
2.	Geometrie	4
2.1.	Schroefgeometrie	4
2.2.	Het kamervolume	5
2.3.	De rugspleet	6
2.4.	De calanderspleet	6
2.5.	De tetraëderspleet	6
3.	Metingen	8
3.1.	De meetopstelling	8
3.2.	Ontluchtingsmethode en drukmeting	9
3.3.	De viscositeitsmeting	10
3.4.	De meetresultaten	11
4.	Opbrengst en stromingen	12
4.1.	Drukdebietkarakteristieken in het algemeen	12
4.2.	Stromingen in de extruder	13
4.3.	Niet-Newtonse vloeistoffen	15
5.	De lek door de rugspleet	16
6.	De lek door de calanderspleet	21
7.	De lek door de tetraëderspleet	25
7.1.	Meetopstelling van het schijvenmodel	29
7.2.	Grafieken	31
7.3.	Meetomstandigheden	33
7.4.	Conclusies uit de lekdrukafhankelijkheid van de tetraëderspleet	34
8.	Conclusies en Verklaringen	36
9.	Suggesties	40



(vervolg inhoudsopgave)

Appendix A	Berekeningen van de rugspleet	42
Appendix B	Berekeningen van de calanderspleet	43
Appendix C	Berekeningen van de tetraëderspleet	54
Appendix D	Vloeistofeigenschappen	59
Literatuur		62
Lijst van gebruikte symbolen		63

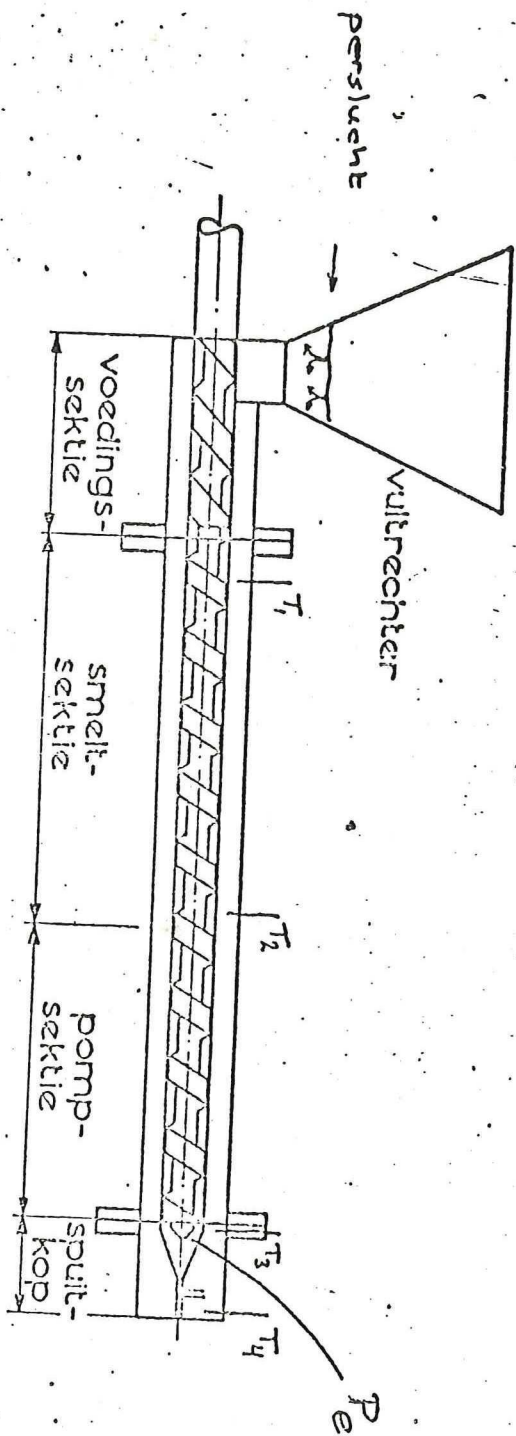


fig. 1-1 De extruder

1 Inleiding en doel van het onderzoek

In de procesindustrie worden dubbelschroefextruders gebruikt voor de verwerking van plastics tot half-of eindfabrikaten. In de extruder wordt het thermoplastische materiaal verhit, gesmolten onder druk gebracht en door de vormopening, het mondstuk, geperst. De drukopbouw in de vloeistoffase geschiedt volgens het principe van de verdringingspomp.

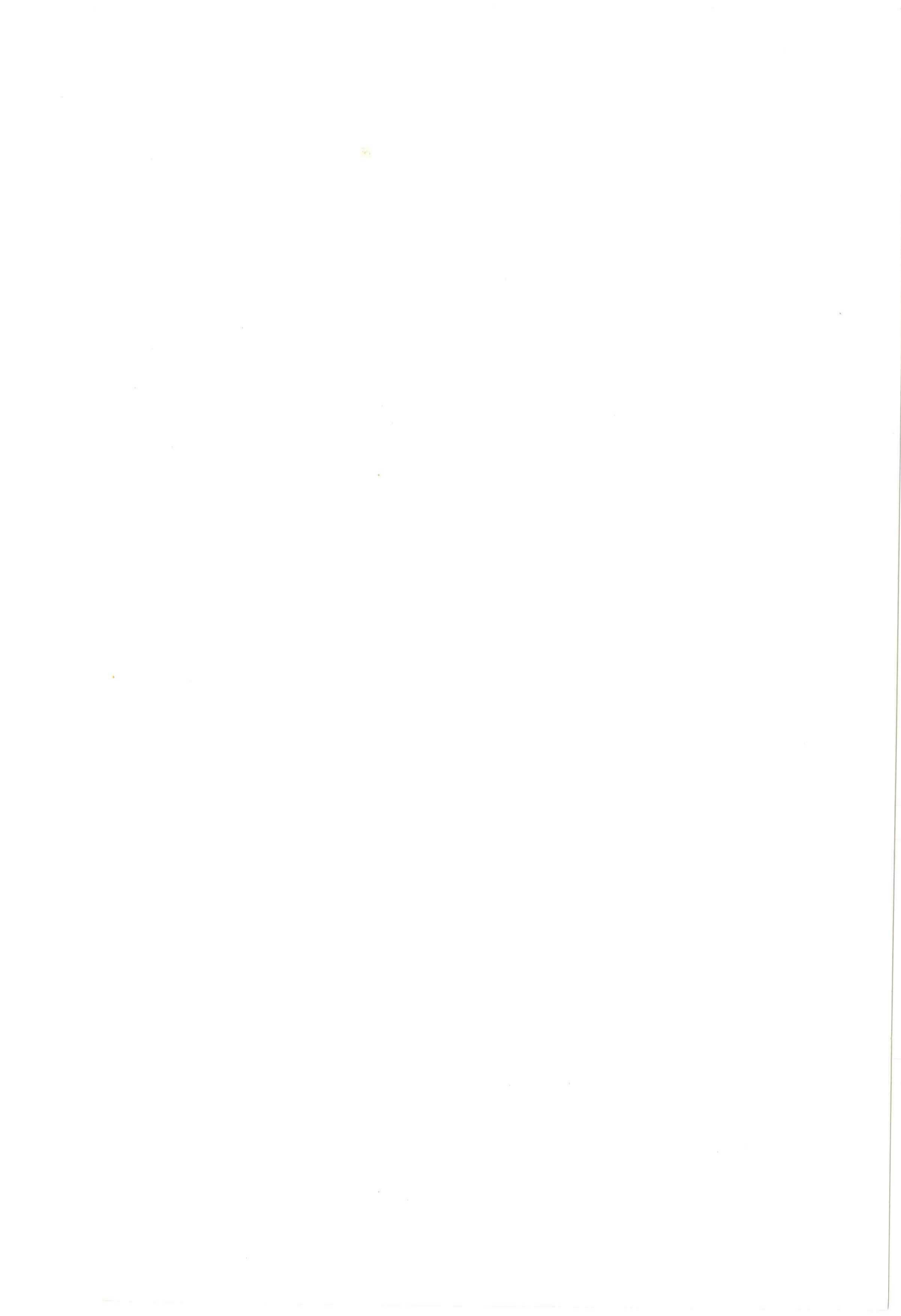
Het meest essentiële onderdeel is de worm of schroef. Dit is een stalen cylinder, waarop een schroeflijnvormige nok is aangebracht. Deze past in een cylinder, waarvan de wand voorzien is van verwarmingselementen en middelen om te koelen, zodanig, dat een bepaald temperatuurverloop gehandhaafd kan worden. Aan het ene uiteinde van de worm bevindt zich de opening, waardoor het materiaal aan de machine wordt toegevoerd en aan het andere uiteinde bevindt zich het mondstuk, waardoor de streng van plastisch materiaal in de gewenste vorm wordt gebracht.

Deze worm verricht achtereenvolgens de volgende taken:

- a) Transport van het (gewoonlijk korrelvormig) materiaal, dat uit de hopper via de vulopening in de wormgang valt, naar de verwarmingszône.
- b) Verdichting van het materiaal; dit wordt i.h.a. bereikt door reductie van de spoed tussen een korte intreezône en de rest van de extruder.
- c) Het verrichten van wrijvingsarbeid op de reeds plastische massa.
- d) Het verpompen van de gesmolten massa naar de kop en opwekking van de benodigde druk.

De dubbelschroefextruders kunnen worden onderverdeeld in nauwsluitende-en niet-nauwsluitende schroeven. Deze zijn weer onder te verdelen in extruders met tegen-en meedraaiende schroeven.

Als verschil tussen dubbelschroefextruders en enkelschroefextruders worden in de litteratuur vaak genoemd.

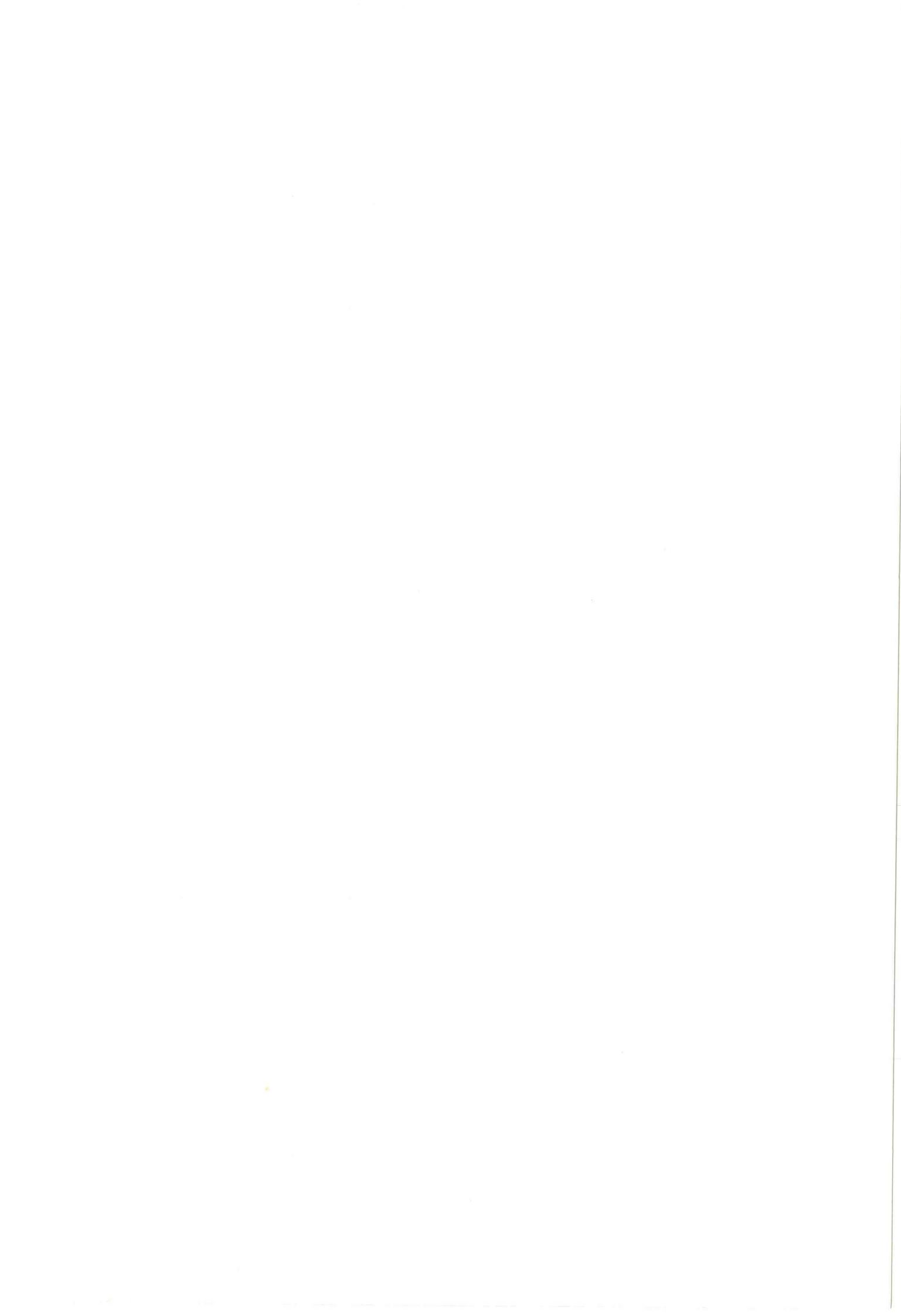


1) Een geringere verblijftijd, hetgeen belangrijk is, daar vele van deze "moeilijke plastics" snel degraderen tijdens het verwerkingsproces. Deze degradatie is o.a. het gevolg van de aanwezige lucht en bij het eindprodukt ultra violet licht.

2) Bij de dubbelschroefextruders ontstaan gesloten kamers, waarin de thermoplastische massa gedwongen in de as-richting wordt geschoven. Het transport van het materiaal wordt dus bewerkstelligd door de gelijktijdige voorwaartse beweging van de beide cylinders. Vanwege deze gedwongen voortstuwing hebben ze een hogere opbrengstfactor. Bij gelijke doorsnede en gelijk toerental produceert een dubbelschroefextruder ongeveer drie maal zoveel als een enkelschroefextruder.

3) De wisselwerking tussen de twee draaiende schroeven en de cylinderwand maakt een goede menging mogelijk bij een lage totale afschuifspanning. Dit houdt de temperatuur laag in tegenstelling tot de enkelschroefextruder, waarin bij temperatuurverhoging van 1 tot 2 graden in de extruder de wrijvingscoëfficiënt dusdanig verandert, zodat deze beneden haar adhesiebereik komt en de massa aan de wand begint te slippen.

Met name is de dubbelschroefextruder geschikt voor de verwerking van thermoplastische materialen, welke snel degraderen. Een voorbeeld hiervan is de verwerking van poedervormige polyvinylchloride.

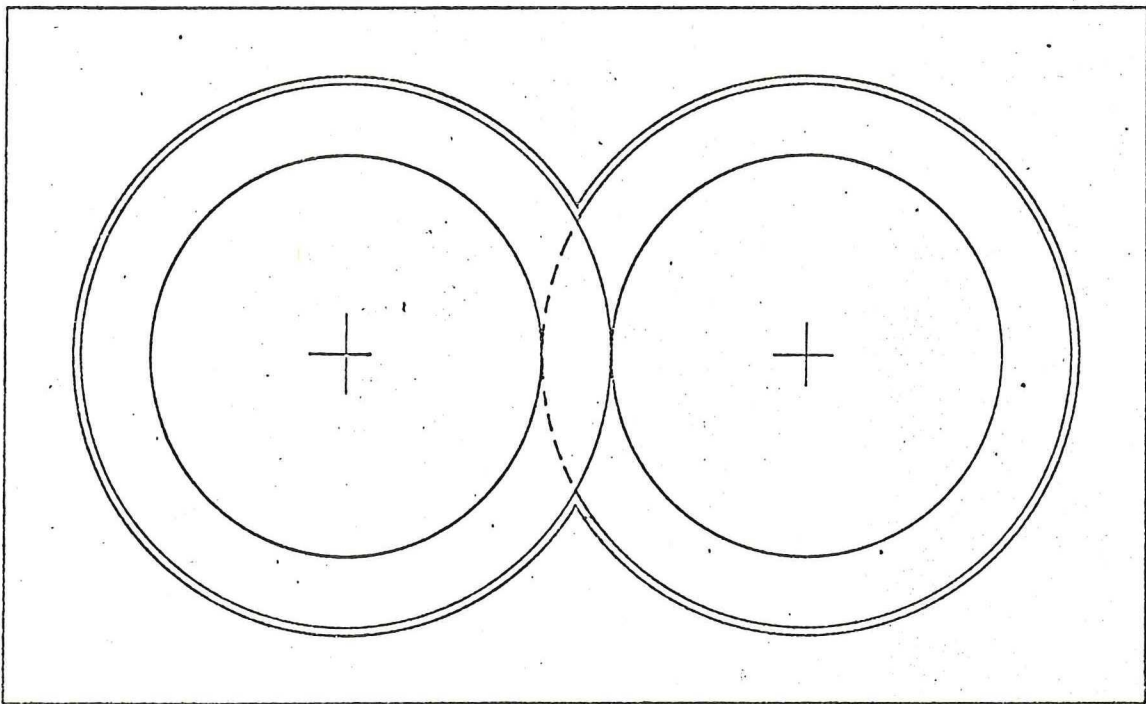
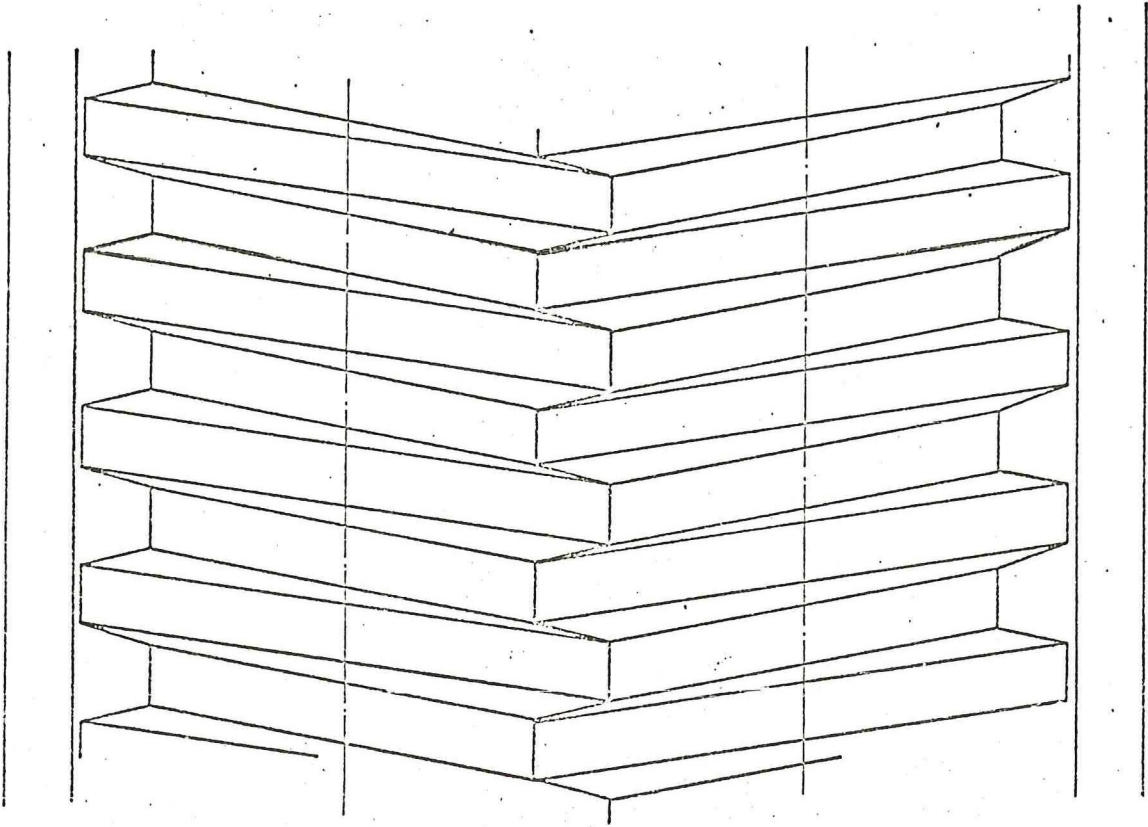


Specifiek doel van dit onderzoek

Het nagaan van de invloed van niet-Newtonse vloeistof eigenschappen op de werking van een model extruder. Hiervoor zijn de druk-debietkarakteristieken van een dubbelschroefextruder onderzocht, zowel voor Newtonse als voor Power-Law vloeistoffen. Hieruit is de totale lek als functie van de druk bepaald. De tetraederlek is apart onderzocht. De andere lekken zijn numeriek berekend. Als uitgangspunt van deze berekeningen is steeds de bestaande Newtonse theorie (3) gebruikt. Getracht is uit de combinatie van deze empirische en mathematische modellen, de totale lek te verklaren.



Fig. 1-2 Die doppel-schneefextruder.



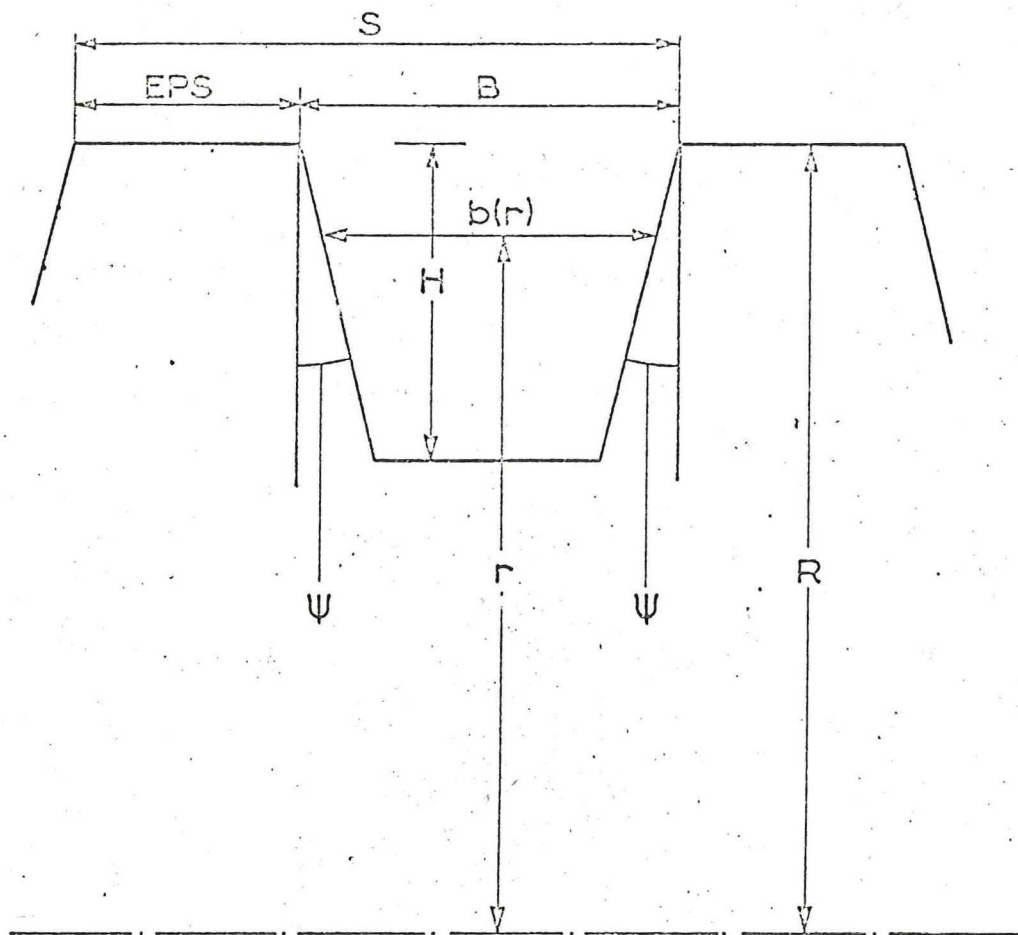


fig.2-1 De geometrie van trapeziumvormige schroefdraad.

S = speed

EPS = rugbreedte

B = kamerbreedte

H = kamerhoogte

ψ = flankhoek

R = straal van de schroef.

2 GEOMETRIE

2.1 Schroefgeometrie

In dit verslag wordt uitgegaan van een symmetrische trapeziumvormige schroefdraad. Experimenten zijn uitgevoerd voor nauwsluitende tegendraaiende schroeven, zodat de ene schroef een rechtse en de andere een linkse spoed heeft. Is de draairichting gelijk, dan is ook hun spoed gelijk georiënteerd. Fig.2-1 geeft een doorsnede van een enkelgangig gesneden schroef met een vlak door de schroefas, waarin de volgende geometrische variabelen ingevoerd worden.

- S = de spoed
- H = de kamerhoogte
- B = de kamerbreedte
- ψ = de flankhoek
- Eps = de rugbreedte
- R = de schroefstraal

$$\text{Verder geldt: } S = B + \text{Eps} \quad (2.1)$$

Voor nauwsluitende schroeven wordt de kamerbreedte:

$$B = 2H \cdot \tan \psi + \text{Eps} \quad (2.2)$$

De hoek φ die de flank met de op de as gemonteerde schijven maakt, wordt gegeven door:

$$\varphi = \arctan\left(\frac{1}{2} \frac{S}{\pi \cdot R}\right) \quad (2.3)$$

Voor de meeste berekeningen kan deze hoek achterwege gelaten worden, zodat een schijvenmodel overblijft.

In het ideale geval van nauwsluitende schroeven past de ene schroef exact in de gang van de andere. Er ontstaan C-vormige kamers, die zich bij rotatie van de schroeven in axiale richting voortbewegen.

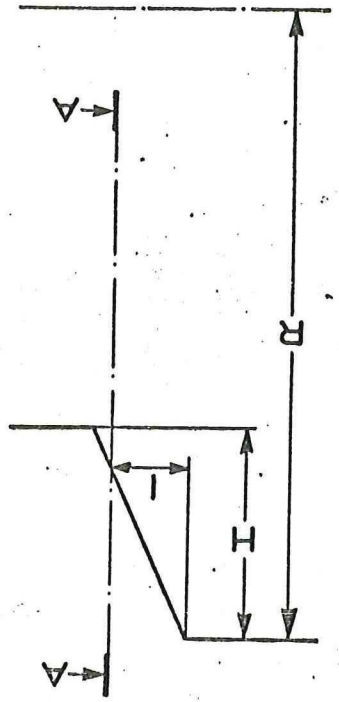
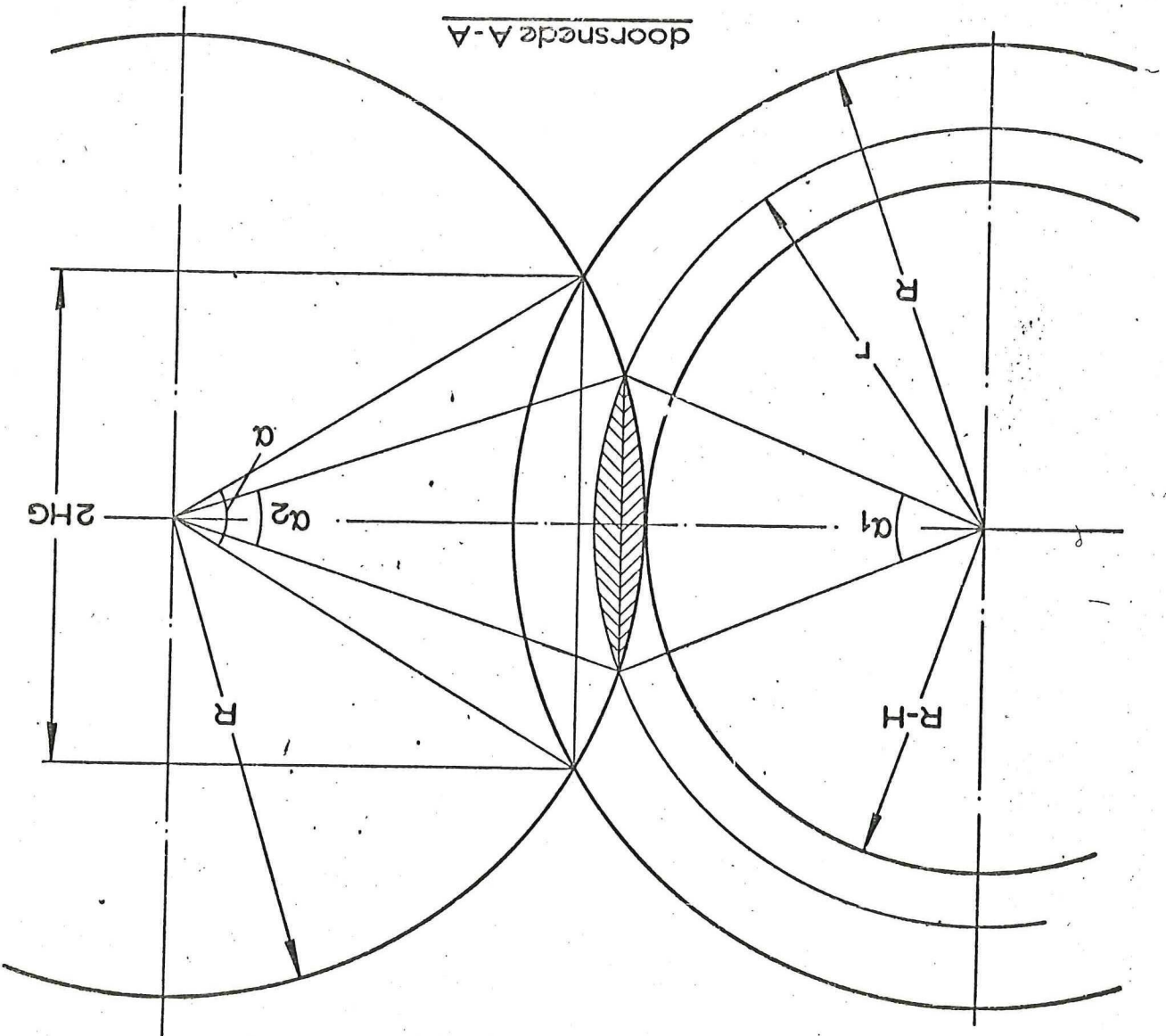


Fig. 2-2. Doorsneden door een schijven-
 model. Gearceerd de overlapp-
 pingsoppervlakte A.



In de praktijk is het echter onmogelijk, dit zo nauwkeurig te construeren, omdat de kans op beschadiging der schroeven zonder een geringe tussenruimte groot is. Deze noodzakelijke tussenruimte introduceert echter lekspleten. De voornaamste lekspleten worden in dit hoofdstuk nader besproken.

2.2 Het kamervolume

Voor het berekenen van het kamervolume V kan het effect van de spoed buiten beschouwing gelaten worden, daar dit een afschuiving in axiale richting is. Het kamervolume is:

$$V = V_1 - V_2 - V_3 \quad (2.4)$$

V_1 is de halve doorsnede van de extruder, maal de spoed.

$$V_1 = \left\{ \left(\pi - \frac{1}{2}\alpha \right) \cdot R^2 + \left(R \cdot H - \frac{1}{4}H^2 \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(R - \frac{1}{2}H \right) \right\} \cdot S \quad (2.5)$$

waarin α de overlappende hoek is en gelijk aan:

$$\alpha = 2 \arctan \left\{ \frac{\left(2D \cdot H - H^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{(D - H)} \right\} \quad (2.6)$$

V_2 is het volume van het uitgesneden schroefasgedeelte.

$$V_2 = \pi \cdot (R - H)^2 \cdot S \quad (2.7)$$

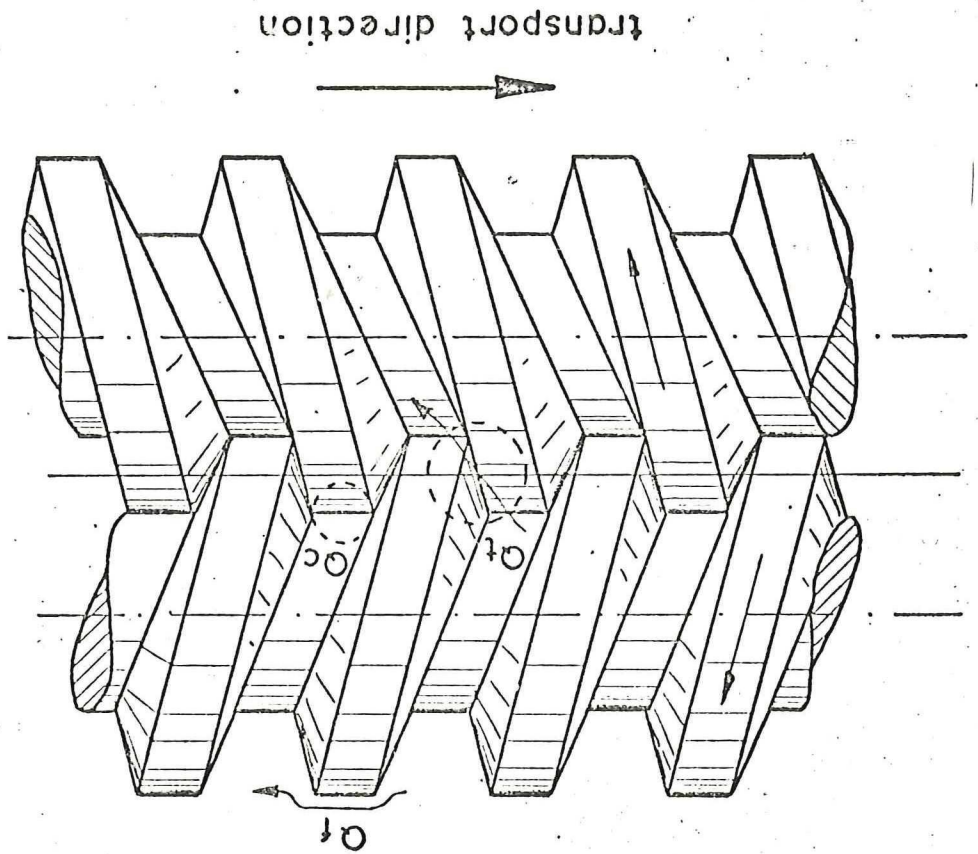
V_3 is het volume van de schroefflank.

$$V_3 = 2\pi \cdot \int_{R-H}^R b(r) \cdot r \cdot dr \quad (2.8)$$

Voor trapeziumvormig draad geldt:



fig. 2-3 De in elkaar grijpende schroeven met hun lekspieten.



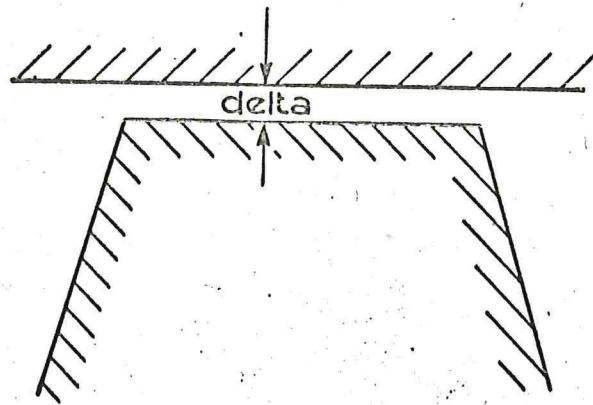


fig.2-4 De rugspleet

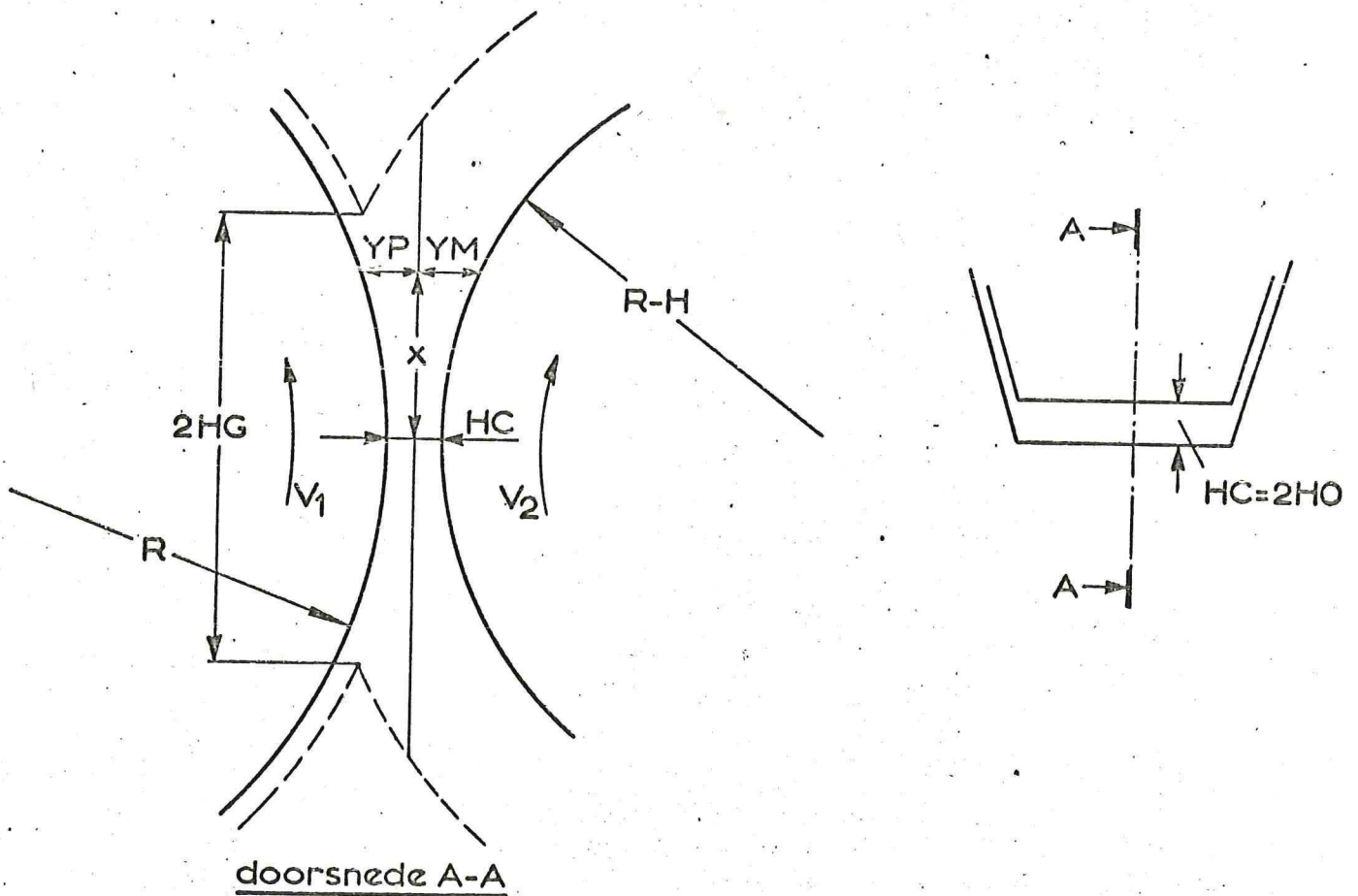


fig.2-5 De calanderspleet

$$b(r) = B - 2.(R-r).\tan\psi \quad (2.9)$$

Substitutie van (2.9) in (2.8) geeft:

$$V_3 = \pi.(R^2 - (R-H)^2).(B - 2R.\tan\psi) + \frac{4}{3}(R^3 - (R-H)^3).\tan\psi \quad (2.10)$$

2.3. De rugspleet

Deze spleet bevindt zich tussen de schroefrug en de wand van de extruder (zie fig. 2-4). De hoogte bedraagt delta, de breedte Eps en de lengte is $(2\pi-\alpha).R$, waarin α de maximale openingshoek is. De rugspleet kan men ook bij de enkelschroef extruders aantreffen, waar haar lengte gelijk is aan de omtrek van de schroef. De ruglek bestaat praktisch geheel uit meesleurlek, welke gering is in verhouding met de totale lekstroming van de extruder.

2.4. De calanderspleet

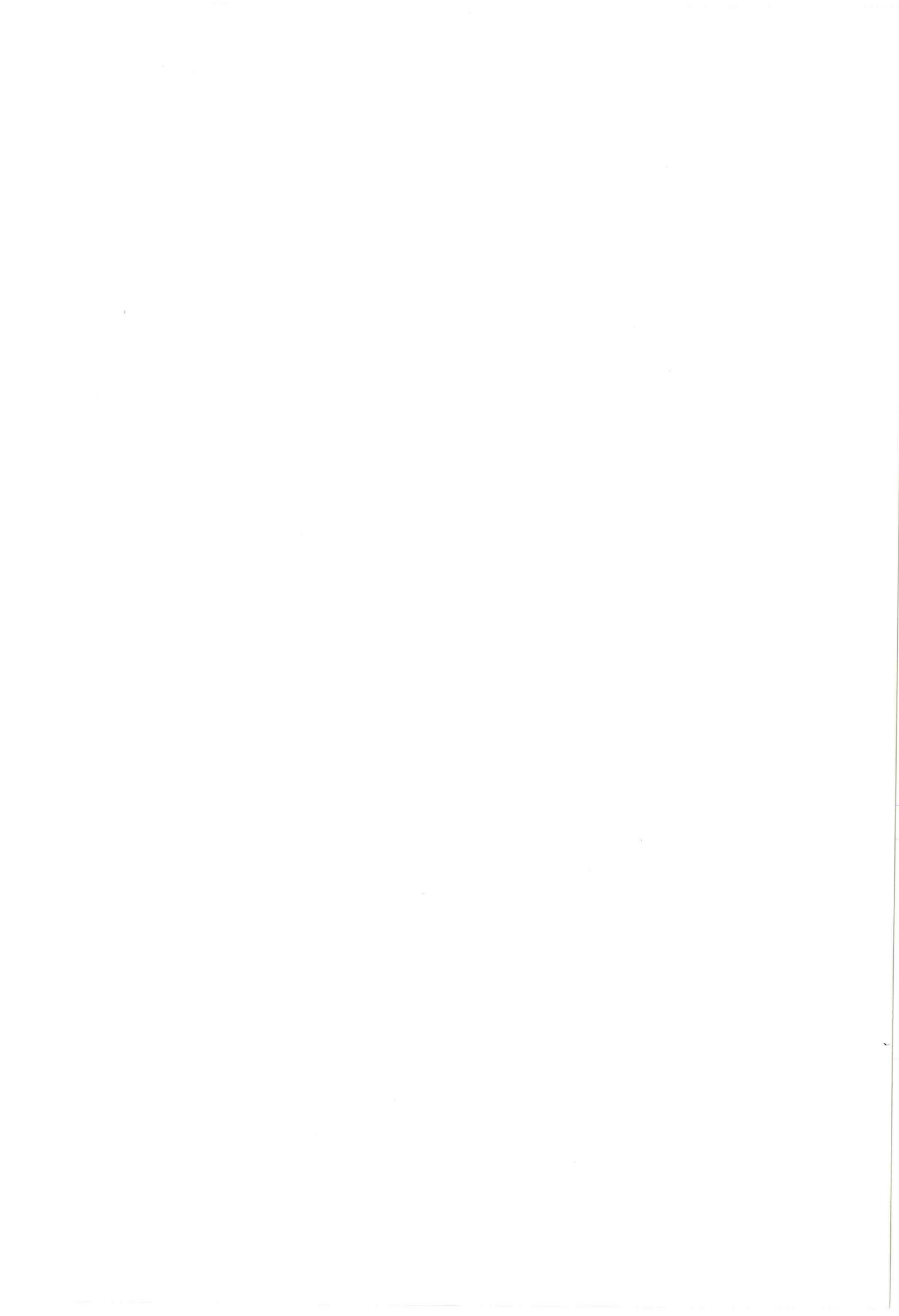
Fig.2-5 laat de spleet zien, die zich bevindt tussen de rug van de ene schroef en de kamerbodem van de andere schroef. De minimale spleethoogte wordt HC oftewel $2HO$ genoemd. De breedte aan de rugzijde bedraagt Eps en aan de bodemzijde $B - 2H.\tan\psi$. In geval van nauwsluitende schroeven behoren deze afstanden gelijk te zijn. De naam calanderspleet is gekozen, vanwege de overeenkomst met het calanderaan-zicht, waarbij de polymeer tussen twee walsen wordt geperst en vervormd tot een laag van uniforme dikte.

2.5. De tetraëderspleet

De laatste in dit kader te bespreken lekspleet is de ruimte, die overblijft tussen de twee flanken van in elkaar grijpende schroefruggen. Deze spleet is het gemakkelijkst voor te stellen door een schroef zonder spoed, d.w.z. een as met in elkaar grijpende schijven te beschouwen. Hiervan is een speciaal demonstratiemodel aanwezig. Indien de calanderspleet nul is, raken de schijfflanken (dit zijn kegeloppervlakken) elkaar in een lijn in het vlak, dat de twee schroefassen verbindt.

Zijaanzicht van en doorzicht door de spleet zijn weergegeven in fig. 2-6 . De twee " zijmuren van de spleet" zijn in het zijaanzicht cirkelsegmenten, die in het dooraanzicht parabolisch uiteenwijken.

De tetraëderspleet heeft de gedaante van een tetraëder: dicht bij de wand van de extruder is hij breed en ondiep, meer naar het hart van de schroeven wordt hij smal en diep.



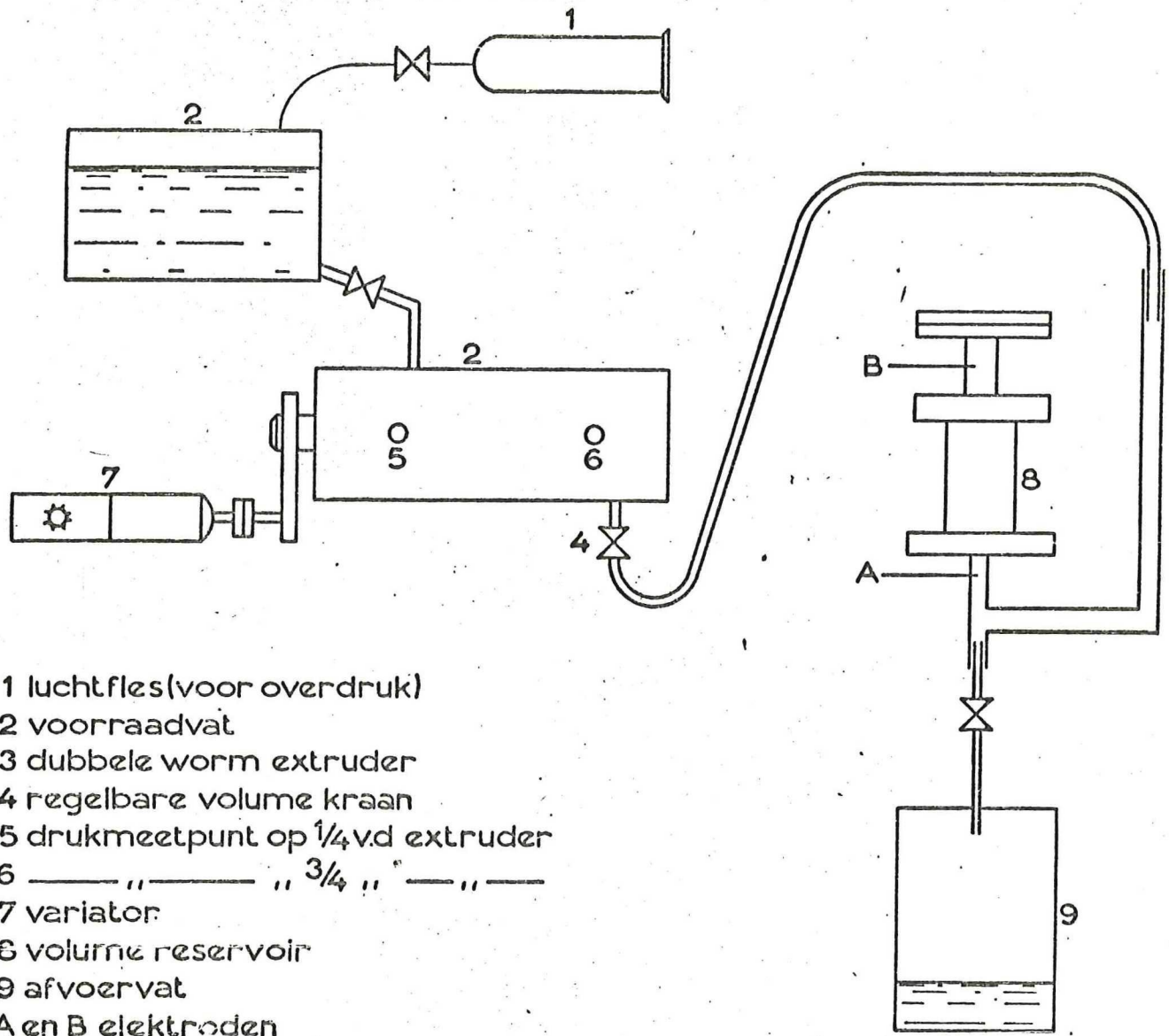


fig. 3-1 Overzicht van de meetopstelling

3 Metingen

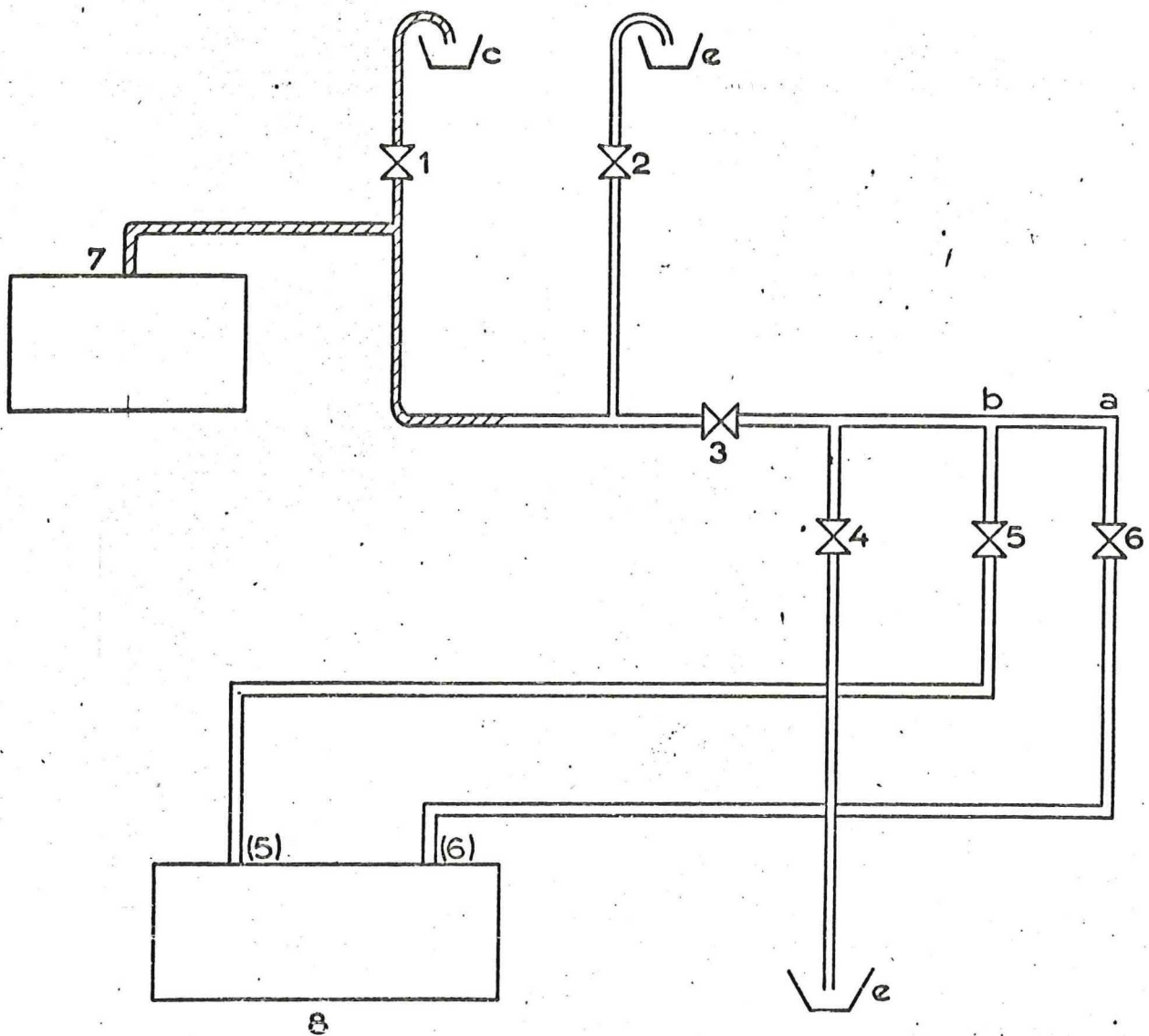
3.1. De meetopstelling

Voor de metingen werd gebruik gemaakt van een extrudermodel met een perspex mantel, zie de figuren 2-6 en 3-1. De perspex mantel bestaat uit twee helften, die elk een schroef bevatten en waartussen in dikte ϕ lopende vulplaten kunnen worden aangebracht, om zodoende de calanderspleethoogte HC te variëren.

Het reservoir gevuld met de modelvloeistof is met sertoekoppelingen aan het huis gekoppeld. De twee symmetrische uitgangen worden door een flexibel T-stuk tot één uitgang samengebracht. In deze leiding bevindt zich een naaldventiel, waarmee het volumedebiet en dus de druk te regelen is. De leiding van de uitgang mondt uit in een reservoir, waarin het volumedebiet elektronisch gemeten wordt.

Op de bodem van het reservoir bevindt zich een elektrode A, die bevochtigd wordt zodra de vloeistof het reservoir binnenstroomt. Daardoor slaat een relais aan, zodat een elektronische stopwatch in werking treedt. Aan de bovenzijde van het reservoir bevindt zich een tweede elektrode B, die bevochtigd wordt zodra het reservoir geheel gevuld is, waardoor het relais afvalt en de elektronische stopwatch buiten werking wordt gesteld. Het volumedebiet wordt berekend uit de benodigde tijdsduur en het reservoirvolume, hetwelk gegeven is. De aandrijving van de extruder geschiedde door een synchroommotor via een traploos regelbare variator en een 1 op 10 vertragende tandwielkast. Het toerental van de extruder kan hiermee gevarieerd worden van 0 tot ongeveer 1 Hz, daarboven gaat de opstelling sterk vibreren. Met een stopwatch bleek dit toerental het meest nauwkeurig gemeten te kunnen worden.

De aanvoer van vloeistof vindt plaats d.m.v. een onder druk gezet voorraadvat. De totaal druk van de extruder werd gemeten met een Bourdonbuis, welke aangesloten was op het huis. Alvorens te meten, dienden de extruder en leidingen naar de drukketer geheel ontlucht te zijn. In geval van slechte ontluchting bereikt de druk exponentieel haar eindwaarde (de tijdconstante hiervan kan vrij groot zijn). Tijdens het passeren van een schroefrug vindt er drukvariatie plaats. Na elke demontage van de extruder (d.w.z. bij het verwisselen van



- 1 t/m 6 kranen
- 7 Bourdonbuis
- 8 dubbele worm extruder
- (5) drukmeetpunt op $\frac{1}{4}$ van de extruder
- (6) ————— " $\frac{3}{4}$ " " —————

- c opvangtrechter voor siliconen olie
- e afvaltrechter voor C.M.C oplossing

fig.3_2 Ontluchttings- en drukmeetschema van de extruder

vulplaat) diende de extruder ontlucht te worden en soms ook tijdens de metingen tengevolge van geringe lekken. De ontluchtingsmethode en wijze van drukmeten waren in het volgende onderdeel nader besproken.

De druk wordt steeds op $\frac{1}{4}$ en $\frac{3}{4}$ van de schroeflengte gemeten. Het verschil in uitslag op de drukmeter wordt met 1370 vermenigvuldigd (de constante 1370 is karakteristiek voor dit apparaat). Het berekende getal is gelijk aan de drukval, die over de punten (6) en (5) van fig. 3-1 staat. In deze extruder bevinden zich 22 kamers en dus 11 kamers tussen de punten (6) en (5), zodat de drukval per kamer gevonden wordt door dit getal door 11 te delen, oftewel in formule gedaante:

$$(\text{Stand}(6) - \text{Stand}(5)) \cdot \frac{1370}{11} = x \quad (3.1)$$

Hierin is x het aantal N/m^2 , dat over één kamer staat.

3.2. Ontluchtingsmethode en drukmeting

Nevenstaand schema fig.3-2 geeft de ontluchtingsmethode en de wijze, waarop de druk gemeten is aan. De vereisten zijn:

Tijdens het ontluchten is kraan 2 altijd geopend, kraan 3 kan hierbij al of niet geopend zijn. Gedurende de meetfase is kraan 3 altijd geopend. In geval van ontluchten tijdens de meetfase wordt kraan 2 ook geopend. Voldoet men niet aan deze voorschriften d.w.z. in het geval, dat zowel kraan 2 als kraan 1 gesloten zijn, dan heeft de Bourdonbuis een grote kans op beschadiging.

De druk wordt steeds op $\frac{1}{4}$ (punt (5) en $\frac{3}{4}$ (punt(6)) van de schroeflengte gemeten. Bevinden er zich nog luchtbellens in de extruder, dan kunnen deze o.a. nog via de volgende wegen ontsnappen. Het be-gingedeelte (dus in de omgeving van punt (5) wordt ontlucht door eerst kraan 3 en 6 gesloten en de kranen 4 en 5 geopend te houden. De luchtbellens stromen dan gezamenlijk met de vloeistof via de kra-nen 4 en 5 naar het afvaltrechter f.

Indien er zich geen luchtbellens meer in de leiding tussen de punten (5) en b bevinden openen we kraan 6 en sluiten kraan 5. Het eindge-deelte van de extruder in de omgeving van punt (6) wordt nu ontlucht. Indien er ook geen luchtbellens meer zijn in het leidingstraject

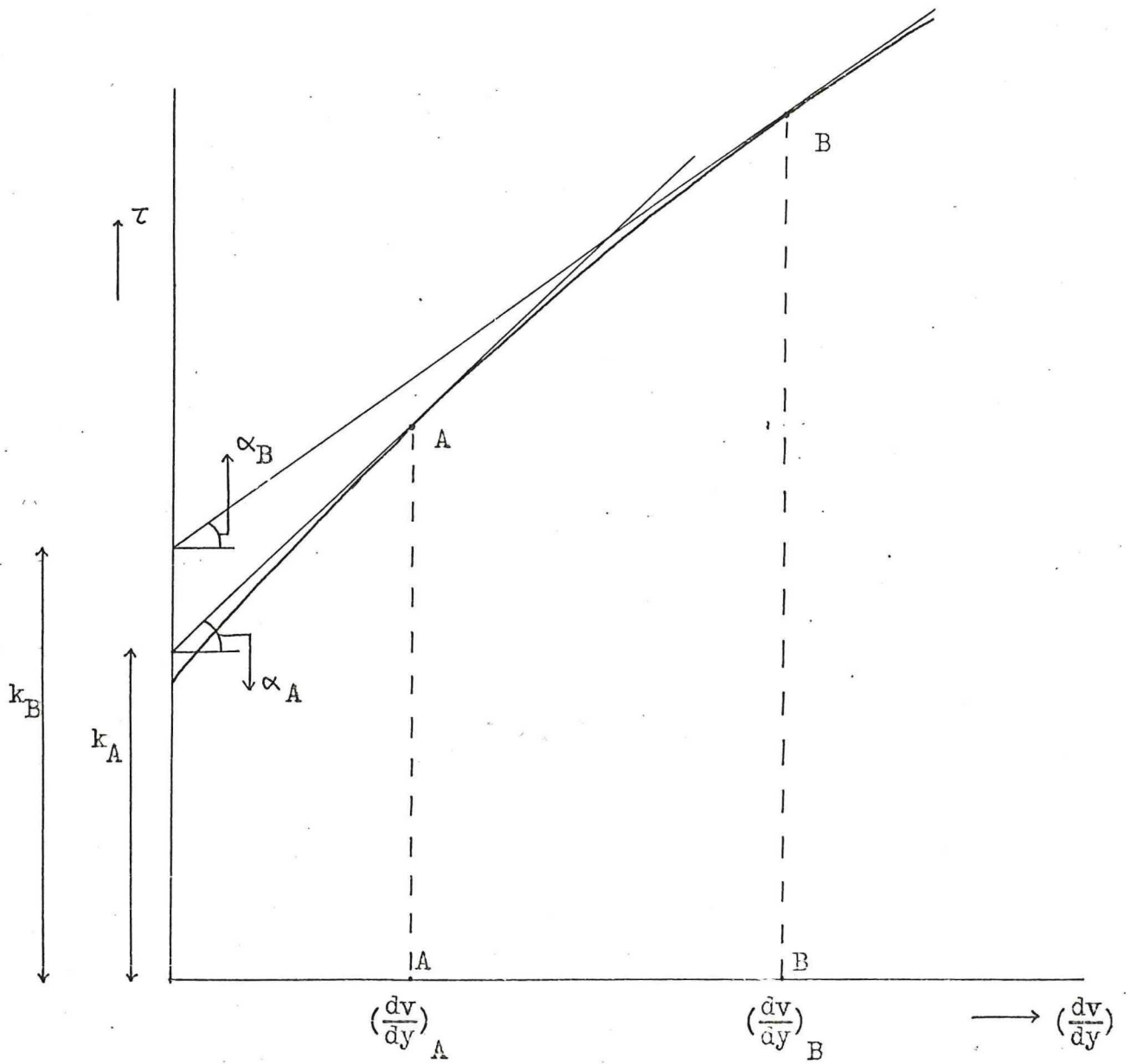


Fig. 3-3.

De schuifkracht als functie van de afschuiving.

$$\tan(\alpha_A) = n_A, \quad \tan(\alpha_B) = n_B$$

tussen de punten (6) en a, dan kan kraan 3 geopend en kraan 4 gesloten worden, zodat de luchtbellen via kraan 2 afgevoerd worden naar het afvaltrechter e. Is dit traject ook geheel lucht vrij, dan kan kraan 3 geopend en kraan 2 gesloten worden, m.a.w. er is overgeschakeld op de meetfase. In deze situatie meten we dus de druk op punt (6), waarvan de uitslag op de Bourdonbuis af te lezen valt. Voor het meten van punt (5) van de extruder wordt kraan 5 geopend en kraan 6 gesloten gehouden.

3.3. De viscositeitsmeting

De viscositeit werd gemeten met een Contraves rheometer. In dit geval was het een concentrische cilindervormige viscositeitsmeter. De schijnbare viscositeit wordt gemeten en vermenigvuldigd met de bijbehorende snelheidsgradiënt om de schuifkracht te verkrijgen, welke luidt:

$$\tau = k \cdot \left(\frac{dv}{dy}\right)^n \quad (3.2)$$

door de schuifkracht tegen de afschuiving op dubbellogaritmisch papier grafisch uit te zetten, zouden we in het ideale geval een rechte verkrijgen volgens de gedaante:

$$\log \tau = \log(k) + n \cdot \log\left(\frac{dv}{dy}\right) \quad (3.3)$$

De basisviscositeit k wordt bepaald door de kromme te extrapoleren naar het punt, waar de snelheidsgradiënt 1 is, zodat het tweede gedeelte van het rechterlid van (3.3) verdwijnt. Uit de resterende term kan k bepaald worden. De factor n wordt uit de afgeleide van de kromme bepaald, welke in het Newtonse geval gelijk aan 1 is.

De C.M.C. bleek niet over het gehele traject aan het Power-Law model te voldoen. De kromme vertoonde een geringe afbuiging bij toenemende afschuiving. De waarden van n en k worden per geval bepaald. Uit de berekeningen volgt de snelheidsgradiënt. Trek de raaklijn aan de gemeten kromme door het punt met de desbetreffende snelheidsgradiënt, teneinde hiermede op de bekende wijze de vereiste waarden te bepalen. Het resultaat van deze afwijking is, dat bij toenemende snelheidsgradiënt of frequentie de Power-Law index daalt en de basisviscositeit toeneemt.

Fig. 3-5 De drukkdebietkarakteristiek van een Power-Law vloeistof.

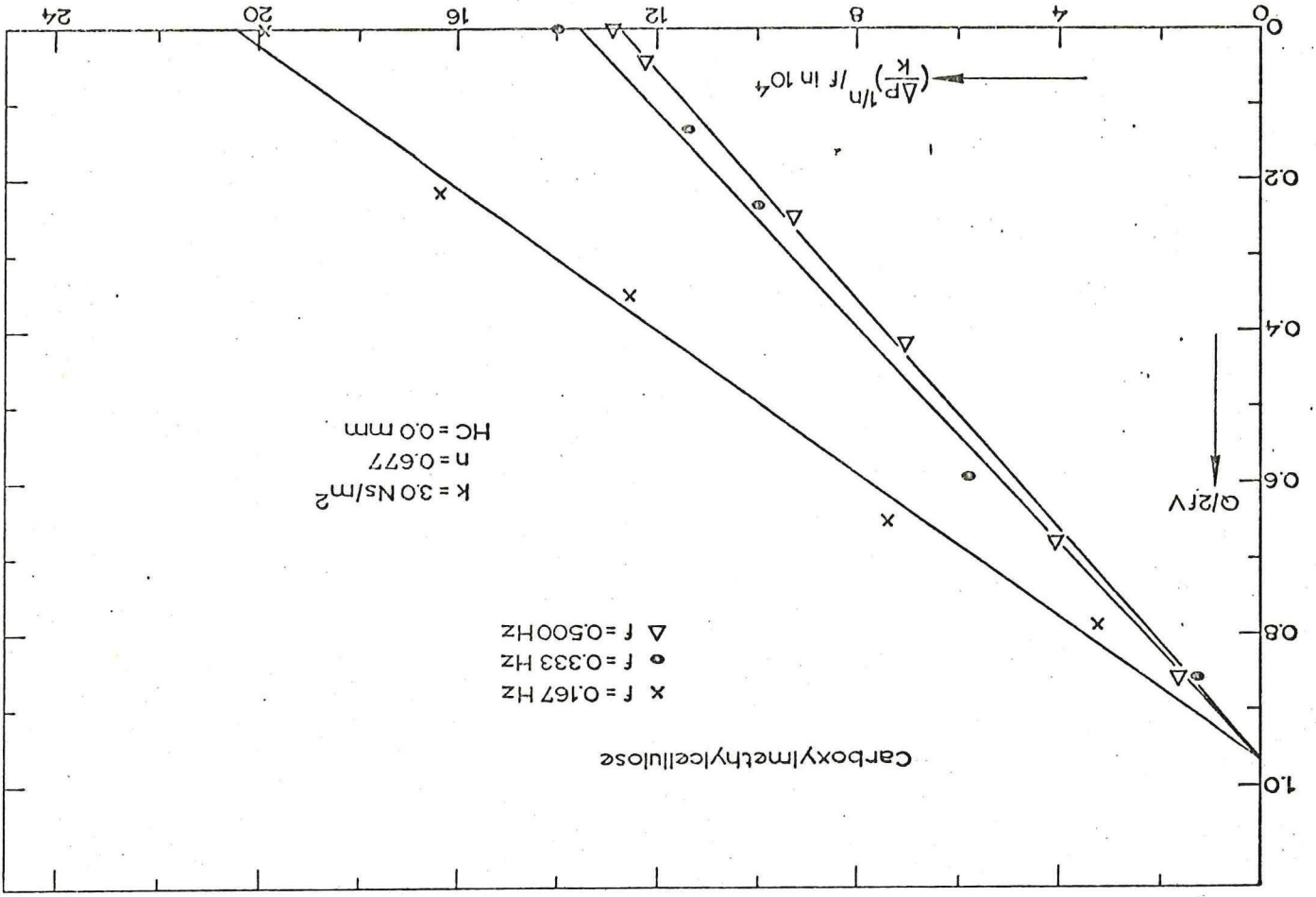


Fig. 3-4 De drukkdebietkarakteristiek van een Power-Law vloeistof.

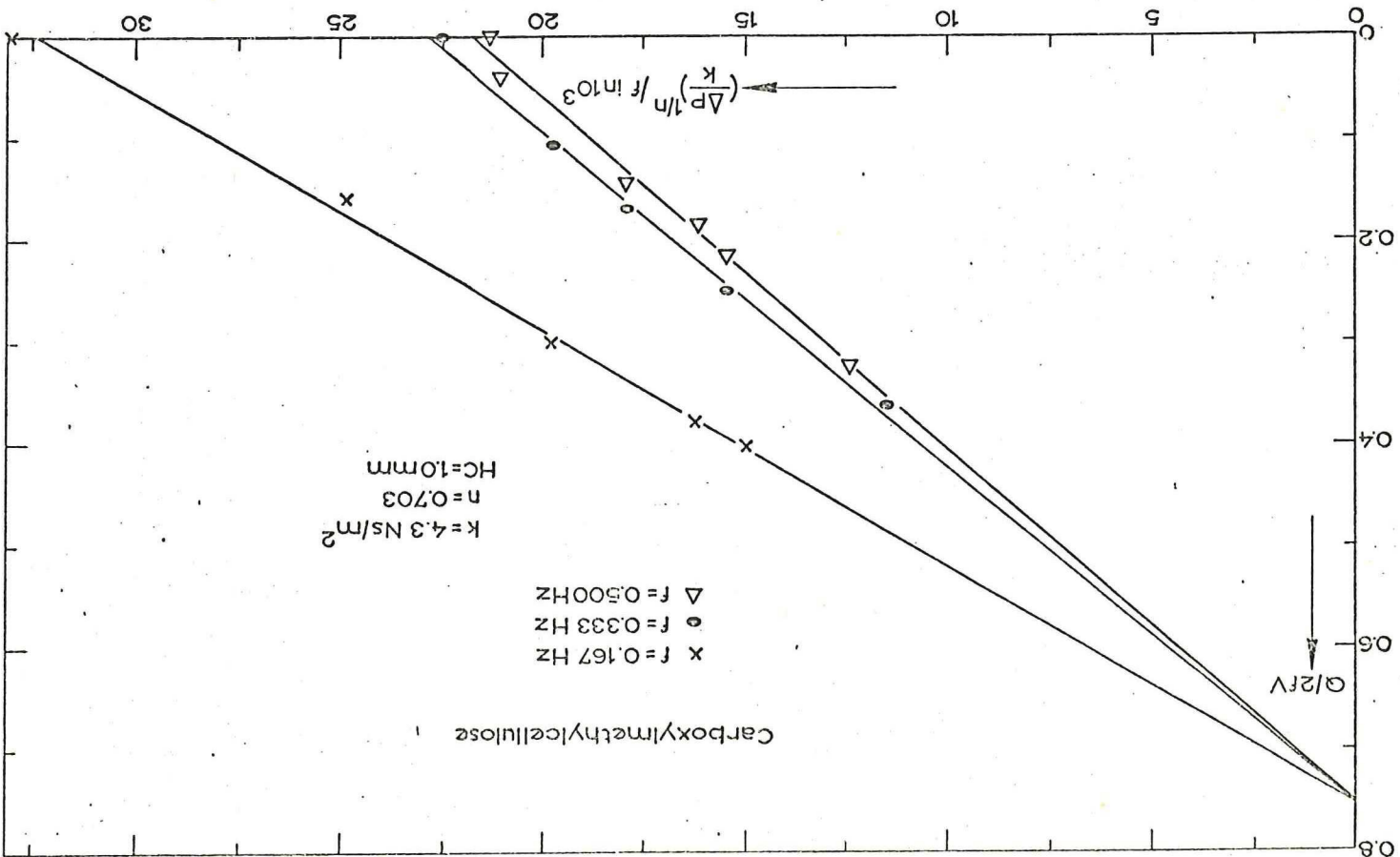


Fig. 3-6 De drakdebietkarakteristiek van een Newtonse vloeistof.

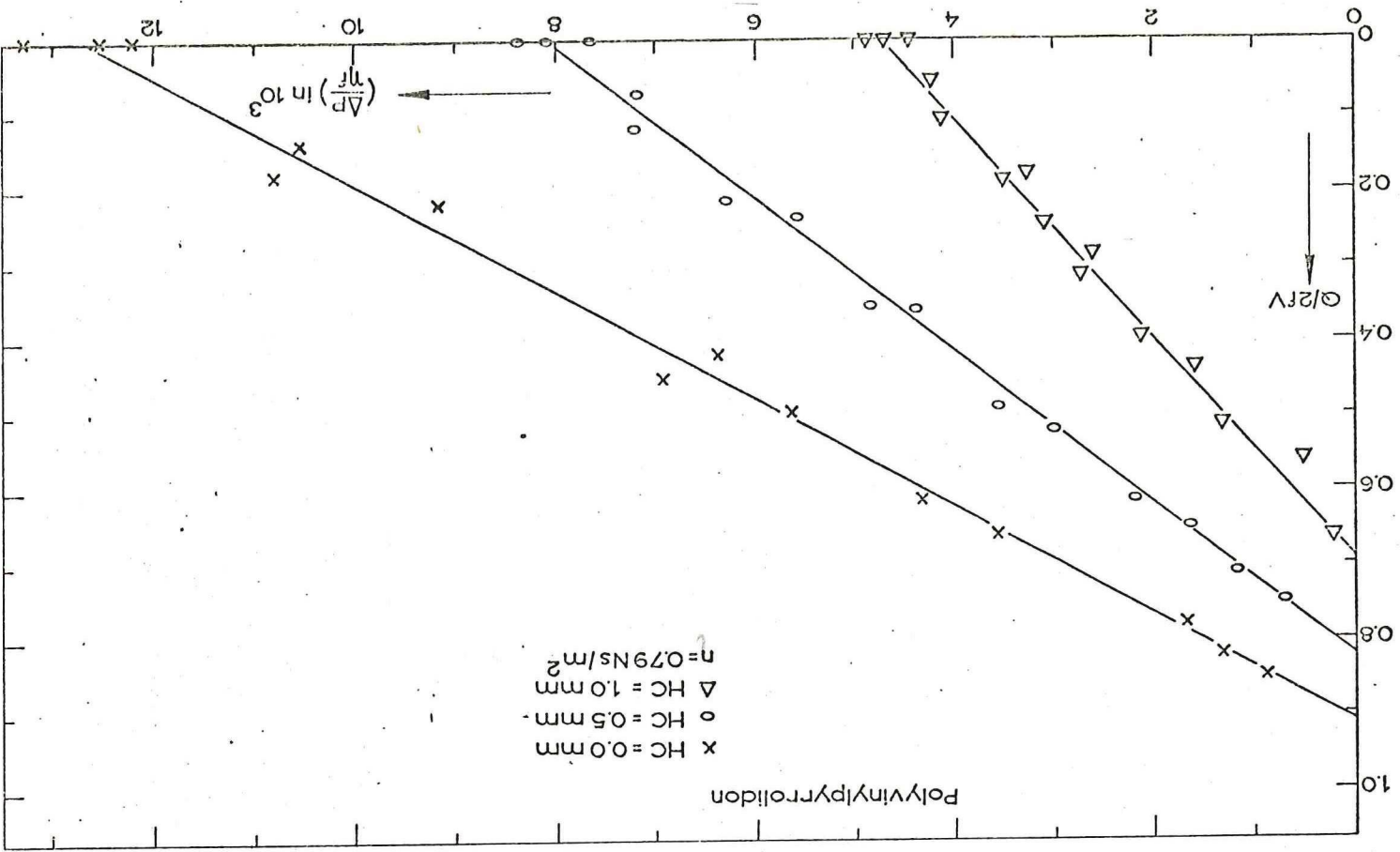
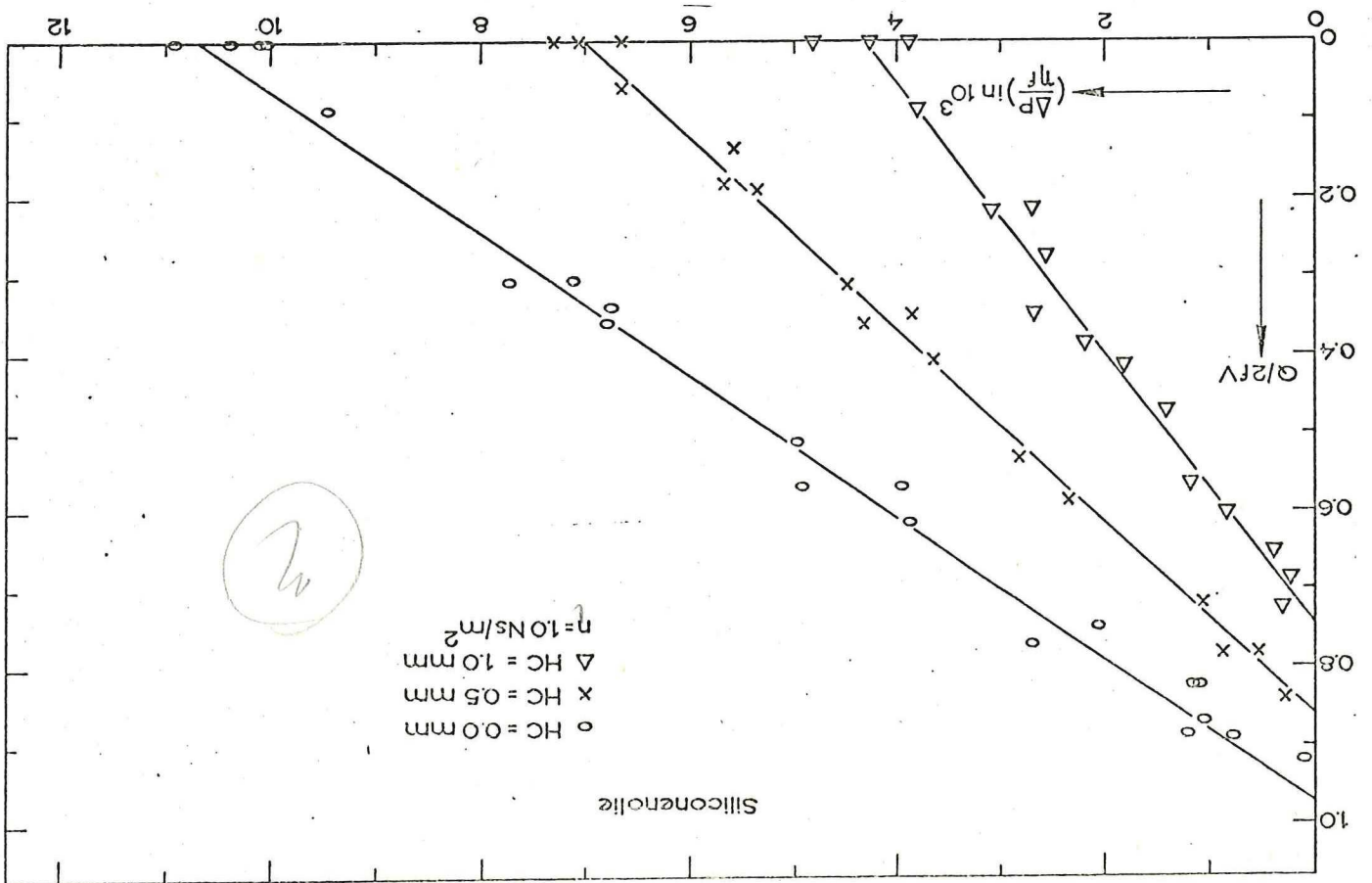


Fig. 3-7 De drakdebietkarakteristiek van een Newtonse vloeistof.



3.4. De meetresultaten

Er is aan een nauwsluitende tegendraaiende modeldubbelschroef-extruder gemeten bij verschillende calanderspleethoogten.

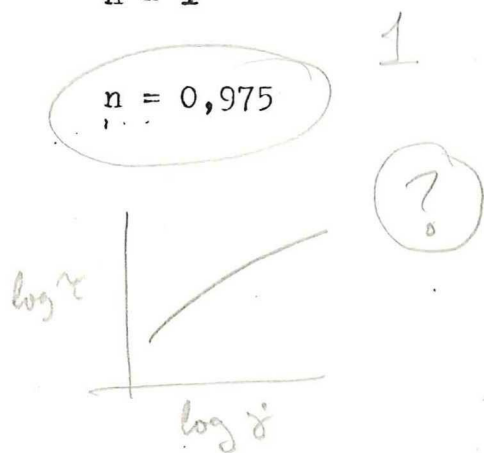
De meetomstandigheden zijn als volgt:

Siliconenolie $k = 1 \text{ Ns/m}^2$ $n = 1$

P.V.P. $k = 0,79 \text{ Ns/m}^2$ $n = 0,975$

C.M.C.

k 3 - 4,3 Ns/m^2
 n 0,677-0,703



Calanderspleethoogte

HC 0 - 0,5 - 1 (mm)

Schröefdiameter $D = 7 \text{ cm}$

Kamerhoogte $H = 1 \text{ cm}$

Flankhoek $\psi = 7^\circ$

Frequentiebereik 0 tot 1 Hz

Voor de Newtonse fluida (P.V.P. en Siliconenolie) was een compacte presentatie van de meetresultaten mogelijk, door het invoeren van het dimensieloze debiet en de dimensieloze druk. De figuren laten hiervan de drukdebietkarakteristieken zien. Dit volgt tevens uit Mulders (4). Voor het niet-Newtonse Power-Law model was dit niet het geval. Bij toenemende frequentie ziet men in de grafieken, dat de waarde van het drukkental te veel afneemt, zodat de curven bij verschillende frequenties niet samenvallen. In het hoofdstuk betreffende de conclusies zal dit nader verklaard worden. De grafieken 3-4 en 3-5 laten de drukdebietkarakteristieken voor het Power-Law model zien.

*WV
welke
vloeistoffen?*

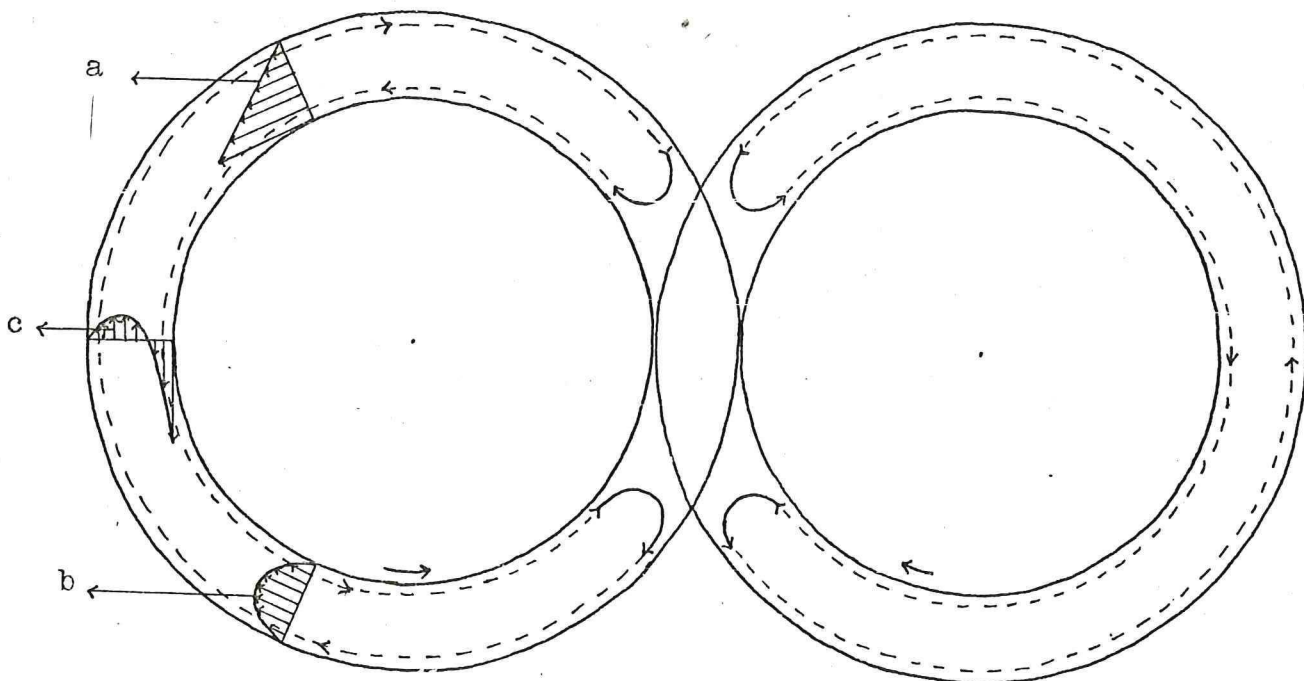
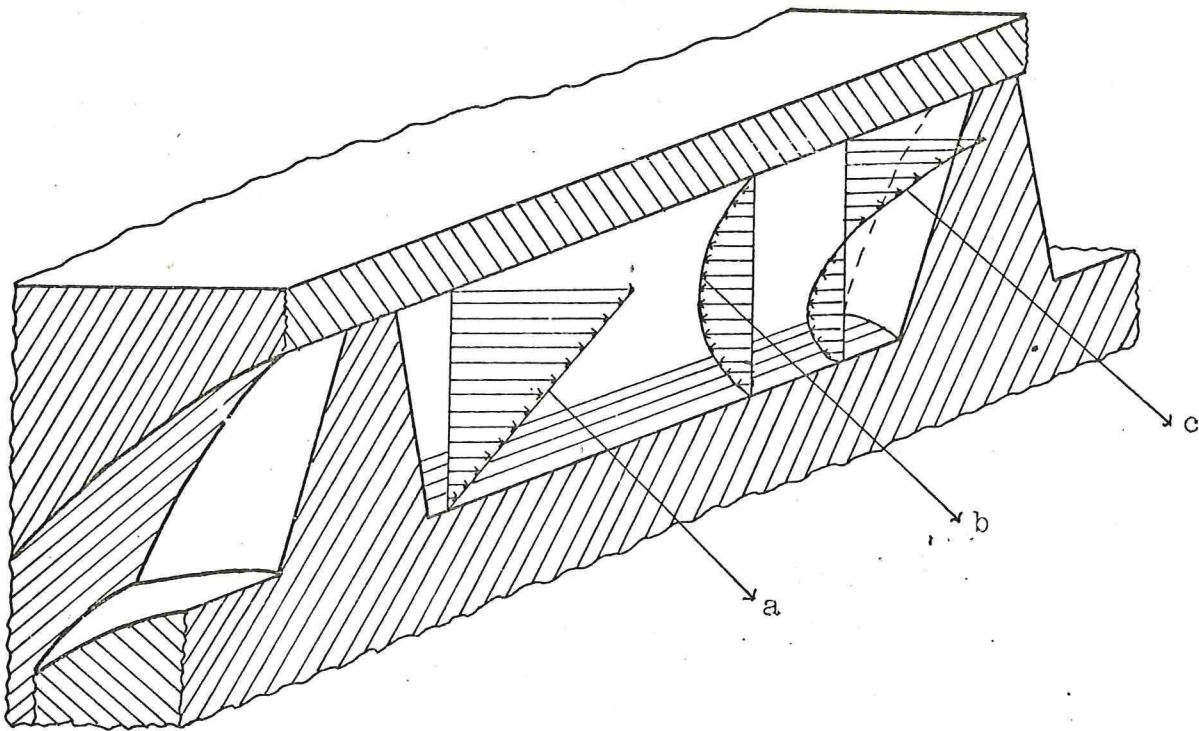


Fig. 4-1 Stroomingen in de extruder.

- a) Afschuifstroming
- b) Drukstroming
- c) Totale stroming

4 Opbrengst en stromingen

4.1. Drukdebietkarakteristieken in het algemeen

In het ideale geval zou de opbrengst van de extruder zijn:

$$Q = 2f.N.V \quad (4.1)$$

De noodzakelijke tussenruimte introduceert echter een lek, waardoor de opbrengst lager is. De literatuur vermeldt hieromtrent het volgende:

$$Q = 2k.f.N.V \quad (4.2)$$

Hierin zijn:

Q	de volumeopbrengst
N	het aantal kamers gangen
f	frequentie van de schroeven
V	het kamervolume
k	constante

Deze konstante heeft de volgende waarden n.l.

Schenkel	$k = 0,9$
Doboczy	$k = 0,6$
Klenk	$0,3 < k < 0,7$

waarbij de konstante k wijzigt voor de verschillende situaties, zoals nauwsluitend of niet nauwsluitend.

Wij gebruiken:

$$Q = 2f.N.V - Q_{\text{lek}} \quad (4.3)$$

Deze lek is voor nauwsluitende schroeven onder te verdelen in:

- Lek door de rugspleet
- Lek door de calanderspleet
- Lek door de tetraëderspleet

Voor Newtonse vloeistoffen kunnen de drukdebietkarakteristieken



als volgt dimensieloos geschreven worden:

$$\frac{Q}{2 \cdot f \cdot V} = A - B \cdot \left(\frac{dP}{f \cdot \eta} \right) \quad (4.4)$$

Hierin zijn A en B constanten, die afhankelijk zijn van de schroefgeometrie en de drukval dP per kamer. Deze karakteristieken vallen samen voor de verschillende frequenties.

4.2. Stromingen in de extruder

De resulterende beweging van de vloeistof per schroefomwenteling is samengesteld uit twee stromingscomponenten.

- 1) Afschuifstroming welke veroorzaakt wordt door de wrijving van de vloeistof met de extruder aan de ene kant en de schroef aan de andere kant.
- 2) Drukstroming deze wordt teweeggebracht door de druk in de extrudervloeistof aan de top van de schroef.
- 3) Totale stroming dit is de som van bovengenoemde stromingen.

De stroming van Newtonse fluida wordt weergegeven door de Navier-Stokes vergelijking welke in vectornotatie te schrijven is als:

$$\frac{d(\rho \vec{v})}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p - \nabla \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{g} \quad (4.5)$$

De stroming wordt ondersteld te zijn:

- 1) isotherm
- 2) incompressibel
- 3) stationair
- 4) kruipend

Verder zijn de zwaartekrachtseffecten te verwaarlozen, zodat de gereduceerde Navier-Stokes vergelijking wordt:

$$\nabla p + \nabla \cdot \vec{\tau} = 0 \quad (4.6)$$



Wordt het stromingsprofiel in één richting beschouwd, dan mag deze vergelijking ook voor het Power-Law model gebruikt worden, zodat geldt voor de x-richting:

$$\frac{dP}{dx} = - \frac{d\tau}{dy} = - k \cdot \frac{d}{dy} \left(\frac{dv_x}{dy} \right)^n \quad (4.7)$$

Deze vergelijking is m.b.v. de randvoorwaarden op te lossen voor de rugspleet en de calanderspleet. De geometrie van de tetraederspleet is nagenoeg te ingewikkeld om dit rechtstreeks m.b.v. de gereduceerde Navier-Stokes vergelijking nader te bepalen, teneinde hiermee de drukdebietafhankelijkheid te kennen.

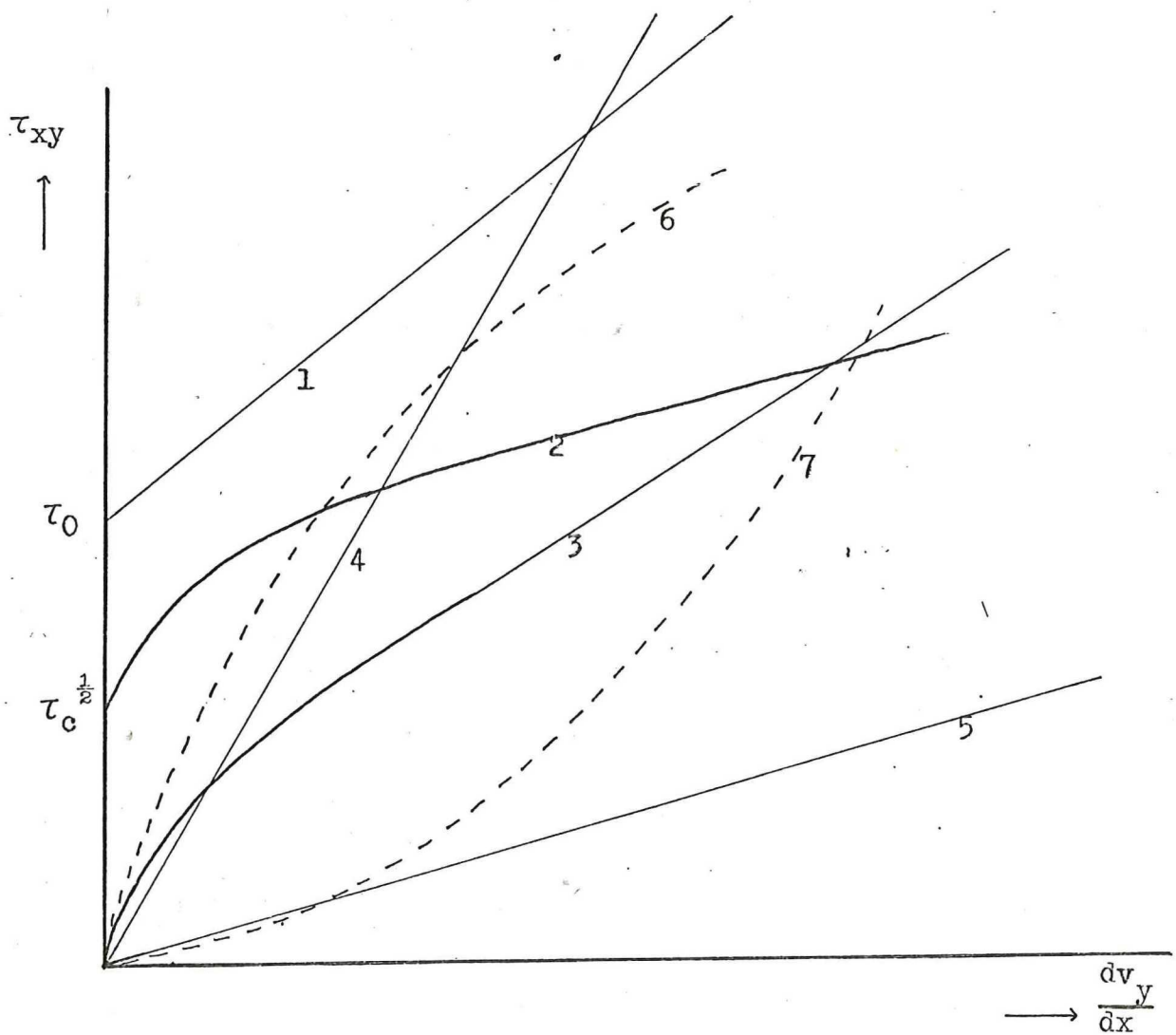


Fig. 4-2 De schuifkracht als functie van de snelheidsgradient voor niet-Newtonse modellen.

- 1) Bingham
- 2) Casson
- 3) Reiner-Philipoff
- 4) Newtons (hoge waarde van k)
- 5) Newtons (lage waarde van k)
- 6) Power-Law (pseudoplastisch)
- 7) Power-Law (dilatant)

4.3. Niet-Newtonse vloeistoffen

Deze zijn globaal onder te verdelen in:

Bingham model

$$\tau_{xy} = \tau_0 + k \cdot \left(\frac{dv}{dx} \right) \quad (4.8)$$

Voorbeelden: klei en pasta.

Bij dit model treedt pas een stroming in werking als de schuifspanning τ_0 overschreden wordt.

Casson-model

$$(\tau_{xy})^{\frac{1}{2}} = \tau_c^{\frac{1}{2}} + k \cdot \left(\frac{dv}{dx} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

Voorbeelden: bloed en yoghurt.

Reiner-Philipoff model

Voorbeelden: gesmolten zwavel en methanol in hexaan.

Voor zeer lage en zeer hoge afschuifsnelheden wordt de schuifkracht beschreven door het Newtonse gedrag.

Power-Law model

$$\tau_{xy} = k \cdot \left(\frac{dv}{dx} \right)^{n-1} \cdot \left(\frac{dv}{dx} \right) \quad (4.10)$$

Voorbeelden: C.M.C. in water, napalm in kerosine, papierpulp in water, cement in water.

$n > 1$	dilatant
$n = 1$	Newtons
$n < 1$	pseudoplastisch

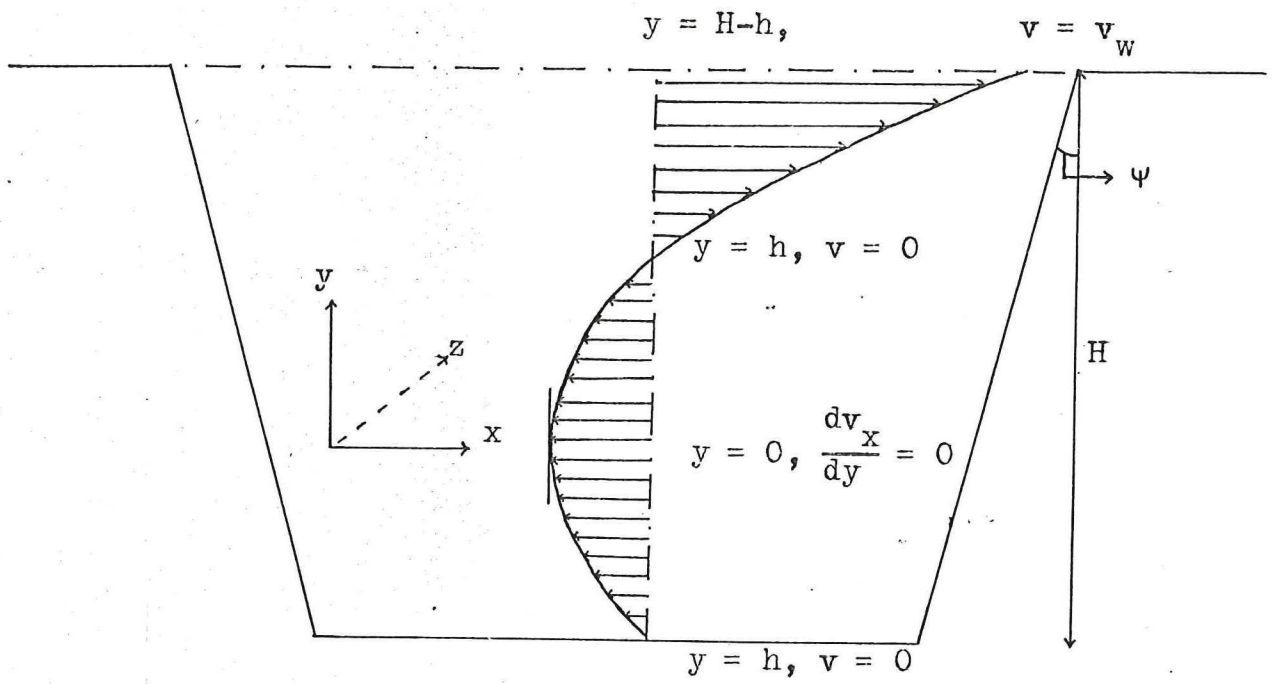


Fig. 5-1 Snelheidsverdeling in de kamer.

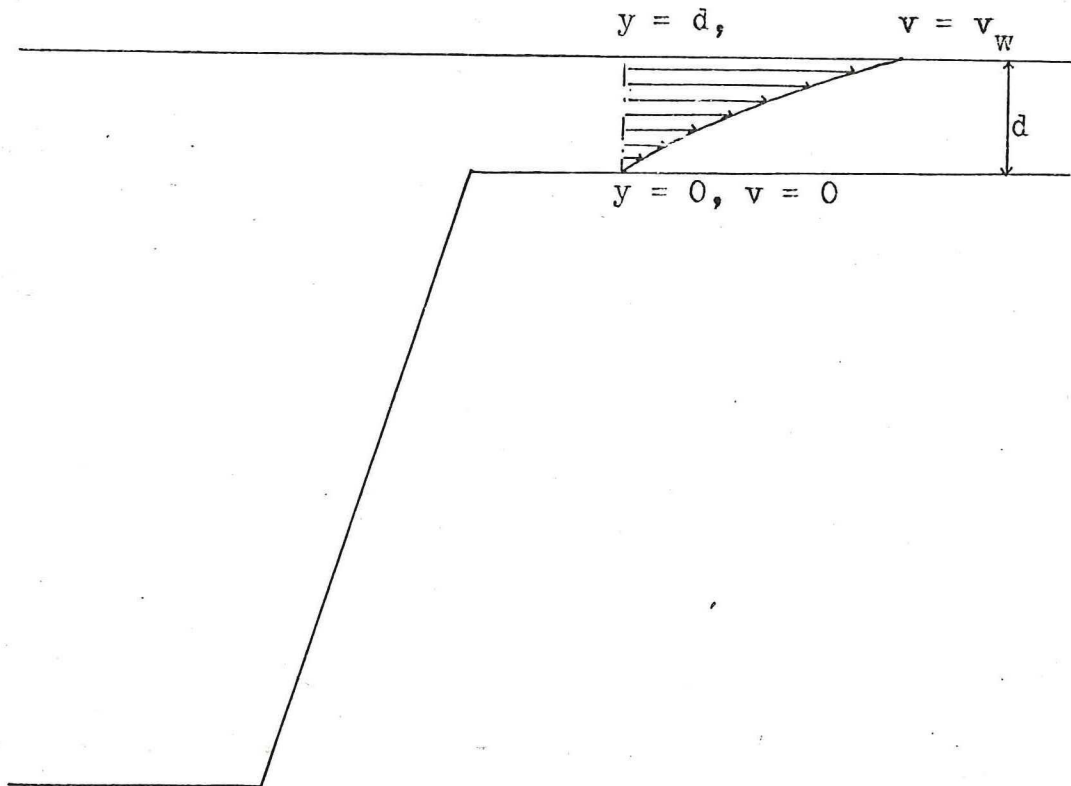


Fig. 5-2 Snelheidsverdeling in de rugspleet.

5 De lek door de rugspleet

Deze spleet is zo nauw, zodat hier hydrodynamische smeringstheorie toegepast mag worden. De invloed van de schroefhoek φ kan verwaarloosbaar worden ondersteld. Allereerst is het noodzakelijk de axiale meesleurdruk te bepalen. In het midden van de kamer ver verwijderd van de flanken, kunnen we de gereduceerde Navier-Stokes vergelijking schrijven als:

$$\frac{dP}{dx} = - \frac{d\tau}{dy} = k \cdot \frac{d}{dy} \left(\frac{dv_x}{dy} \right)^n \quad (5.1)$$

Hierin is $\frac{dP}{dx}$ de drukgradiënt van de kamer. Integratie van (5.1) geeft:

$$\left(\frac{dv_x}{dy} \right)^n = \left(\frac{dP/dx}{k} \right) \cdot y + C_1 \quad (5.2)$$

Het assenstelsel wordt zo gekozen, dat voor de randvoorwaarden geldt:

$$\left. \begin{array}{ll} y = h, & v = 0 \\ y = H-h, & v = v_w \\ y = 0, & \frac{dv_x}{dy} = 0 \end{array} \right\} \quad (5.3)$$

Hieruit volgt, dat de constante C_1 in (5.2) gelijk is aan nul, zodat de snelheidsgradiënt wordt:

$$\frac{dv_x}{dy} = \left(\frac{dP/dx}{k} \right)^{1/n} \cdot y^{1/n} \quad (5.4)$$

Integratie van (5.4) geeft:

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k} \right)^{1/n} \cdot y^{1+1/n} + C_2 \quad (5.5)$$

M.b.v. de randvoorwaarden kan het snelheidsprofiel geschreven worden als:

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left(y^{1+1/n} - h^{1+1/n}\right) \quad (5.6)$$

Voor het volumedebiet in de x-richting geldt:

$$Q_x = Q_{1x} + Q_{2x} = 2 \int_0^h v_x \cdot dy + \int_h^{H-h} v_x \cdot dy \quad (5.7)$$

waarin:

$$Q_{1x} = - \left(\frac{2n}{2n+1}\right) \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot h^{2+1/n} \quad (5.8)$$

$$Q_{2x} = \left(\frac{n}{n+1}\right) \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left[\frac{n}{2n+1} \cdot \left\{ (H-h)^{2+1/n} - h^{2+1/n} \right\} - h^{1+1/n} \cdot (H-2h) \right]$$

Het totale volumedebiet in de x-richting van de kamer is nul, er is alleen in de z-richting een debiet, verder geldt, dat de drukgradient niet identiek is aan nul, zodat geldt:

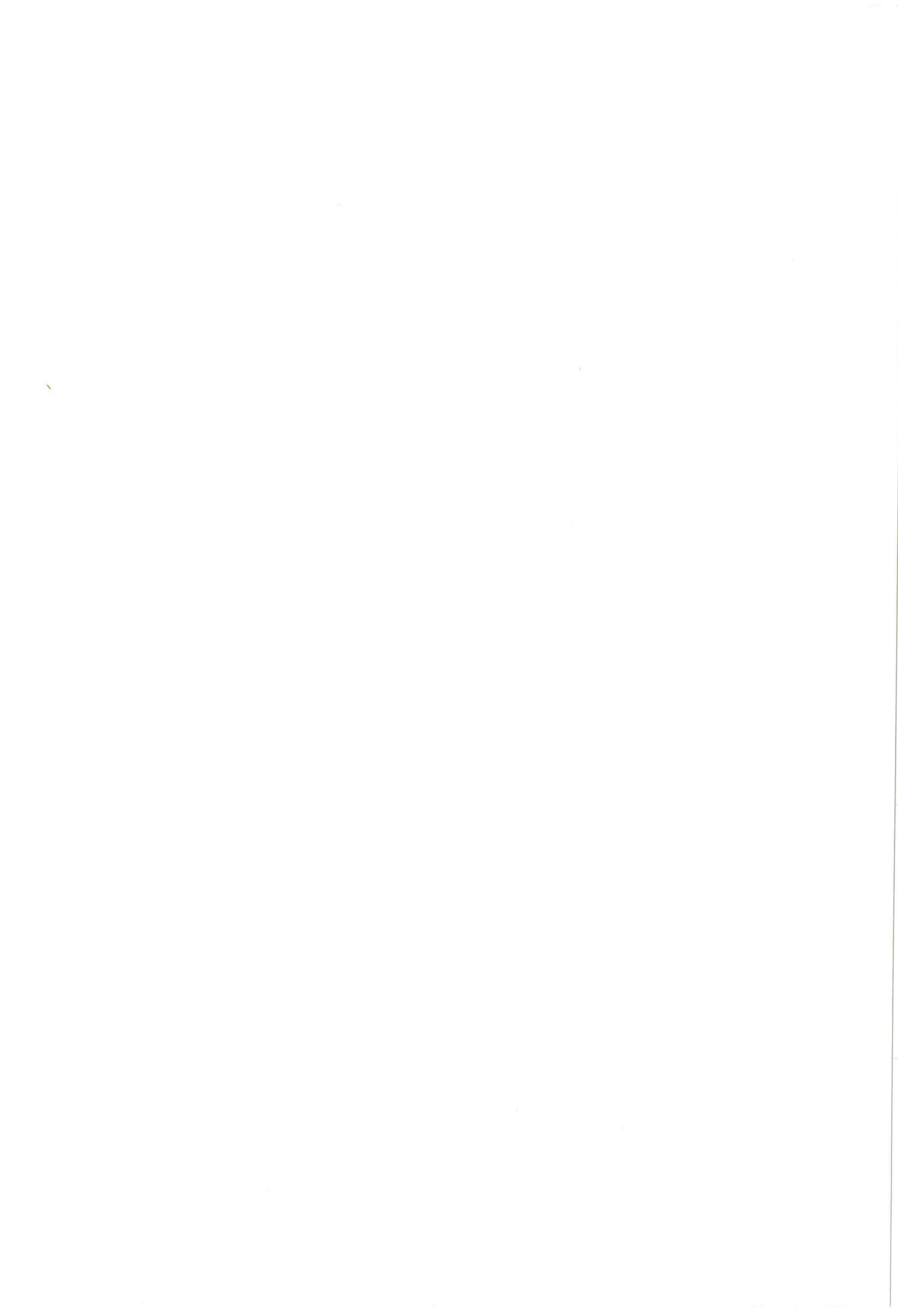
$$n \cdot (H-h)^{2+1/n} - (2n+1) \cdot H \cdot h^{1+1/n} + n \cdot h^{2+1/n} = 0 \quad (5.9)$$

Substitutie van $h = t \cdot H$ en deling door $H^{2+1/n}$ geeft:

$$f(t) = n \cdot (1-t)^{2+1/n} - (2n+1) \cdot t^{1+1/n} + n \cdot t^{2+1/n} = 0 \quad (5.10)$$

De waarde van t als functie van n is numeriek bepaald in Appendix A. Hiermede en uit (5.6) kan voor de wandsnelheid geschreven worden.

$$v_w = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (1-t)^{1+1/n} - t^{1+1/n} \right\} \cdot H^{1+1/n} \quad (5.11)$$



zodat voor de drukgradient geldt:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{v_w^n \cdot k}{H^{n+1}} \cdot \left(\frac{n+1}{n}\right)^n \cdot \left\{ (1-t)^{1+1/n} - t^{1+1/n} \right\}^{-n} \quad (5.12)$$

waarin: $v_w = f \cdot S$ (5.13)

$S =$ de spoed

Uit (5.12) blijkt, dat de drukgradiënt als functie van x een constante is. De drukval over de kamer is zodoende:

$$dP_{\text{kam}} = \frac{dP}{dx} \cdot \left(\frac{1}{2}S - H \cdot \tan\varphi\right) \quad (5.14)$$

Substitutie van $n = 1$ in (5.10) en (5.12) geeft:

$$\frac{dP}{dx} = 6k \cdot \frac{v_w}{H^2} \quad (5.15)$$

hetgeen in overeenstemming met de Newtonse theorie is.

Beschouwen we het snelheidsprofiel in de rugspleet dan geldt:

$$\left(\frac{dv_x}{dy}\right)^n = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot y + C \quad (5.16)$$

waarin $\frac{dP}{dx}$ de drukgradiënt in de rugspleet is.

Stel: $C_1 = \frac{dv_x}{dy}$ voor $y = d$ en $C_1^n = C_2 \cdot \frac{dP}{dx} \cdot \left(\frac{d}{k}\right)$ (5.17)

hierin is $d =$ de rugspleethoogte

De randvoorwaarden in de spleet zijn:

$$\left. \begin{array}{ll} v = v_w, & y = d \\ v = 0, & y = 0 \end{array} \right\} \quad (5.18)$$

Integratie van (5.16) en substitutie van (5.18) geeft:

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (y-d) + C_2 \cdot d \right\}^{1+1/n} - C_2 \cdot d^{1+1/n} \} + v_w \quad (5.19)$$

Het volumedebiet per eenheid van lengte is:

$$Q_x = \int_0^d v_x \cdot dy \quad (5.20)$$

$$Q_x = \frac{n}{n+1} \cdot d^{2+1/n} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left[\frac{n}{2n+1} \left(C_2^{2+1/n} - (C_2-1)^{2+1/n} \right) - C_2^{1+1/n} \right] + v_w \cdot d \quad (5.21)$$

Uit (5.19) en (5.18) volgt:

$$v_w = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot d^{1+1/n} \cdot \left\{ C_2^{1+1/n} - (C_2-1)^{1+1/n} \right\} \quad (5.22)$$

Hieruit volgt:

$$\left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} = \frac{v_w}{d^{1+1/n}} \cdot \left(\frac{n+1}{n}\right) \cdot \left\{ C_2^{1+1/n} - (C_2-1)^{1+1/n} \right\}^{-1} \quad (5.23)$$

Substitutie van (5.22) en (5.23) in Q_x geeft:

$$Q_x = v_w \cdot d \cdot C \quad (5.24)$$

Hierin is:

$$C = \left\{ C_2^{1+1/n} - (C_2-1)^{1+1/n} \right\}^{-1} \quad (5.25)$$

$$\cdot \left[\frac{n}{2n+1} \cdot \left\{ C_2^{2+1/n} - (C_2-1)^{2+1/n} \right\} - (C_2-1)^{1+1/n} \right]$$



De dimensieloze constante C_2 , welke voorkomt in C wordt deels analytisch, deels numeriek in Appendix A berekend. De lengte van de spleet is: $D \cdot (\pi - \alpha)$, zodat de ruglek wordt.

$$Q_{\text{rug}} = C \cdot (\pi - \alpha) \cdot f \cdot d \cdot S \cdot D \quad (5.26)$$

Uit de berekeningen volgt: $0,35 < C < 0,49$

*basic theory
(linear velocity profile) guess
C = 0.5 ?*

De verder optredende grootheden zijn:

- f = de frequentie
- α = de overlappende hoek
- d = de rugspleethoogte
- S = de spoed
- D = de schroefdiameter

Bepaling van de drukgradient uit (5.23) en vermenigvuldiging van deze waarde met de spleetbreedte, welke gelijk is aan $\frac{1}{2}S - H \cdot \tan \psi$ geeft voor de drukval over de rugspleet:

$$dP_{\text{rug}} = k \cdot \left(\frac{\frac{1}{2}S - H \cdot \tan \psi}{d} \right) \cdot \frac{\left(f \cdot \frac{S}{d} \cdot \left(\frac{n+1}{n} \right) \right)^n}{\left\{ C_2^{1+1/n} - (C_2 - 1)^{1+1/n} \right\} n} \quad (5.27)$$

De lekdrukafhankelijkheid van de rugspleet is volgens (5.21) ook te schrijven als:

$$Q_{\text{rug}} = - A \cdot (\pi - \alpha) \cdot D \cdot \left(\frac{dP}{k} \right)_{\text{rug}}^{1/n} + f \cdot S \cdot d \cdot (\pi - \alpha) \cdot D \quad (5.28)$$

Hierin is $A = A(n, k, P_e, d)$. Deze constante is numeriek bekend als functie van haar parameters en wordt in hoofdstuk 8 gelijk gesteld aan de constante C_1 .

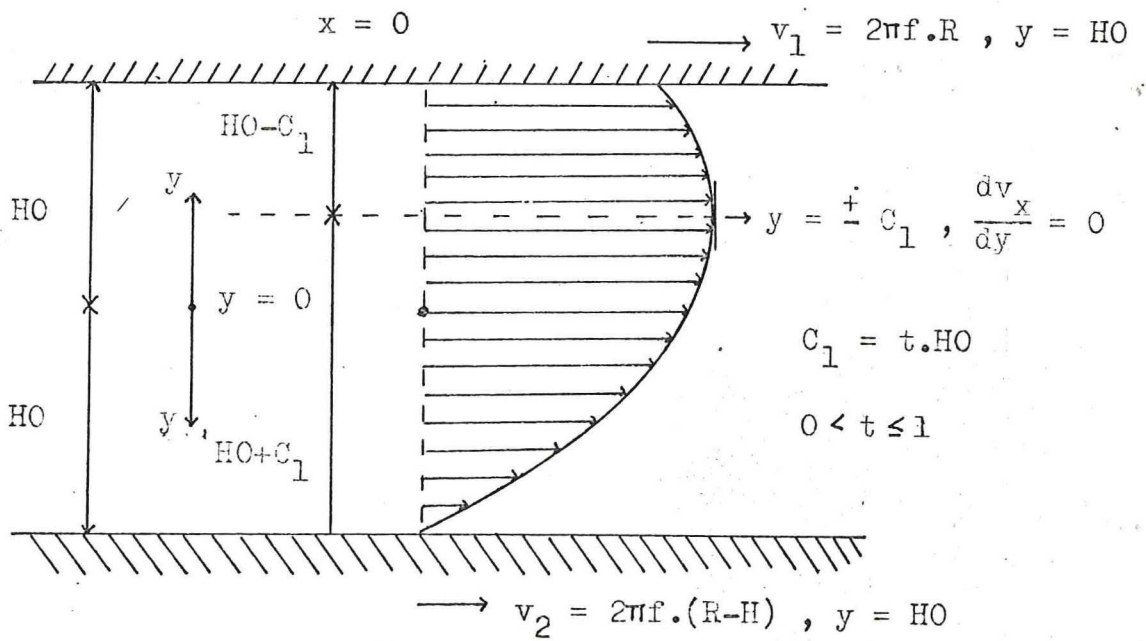
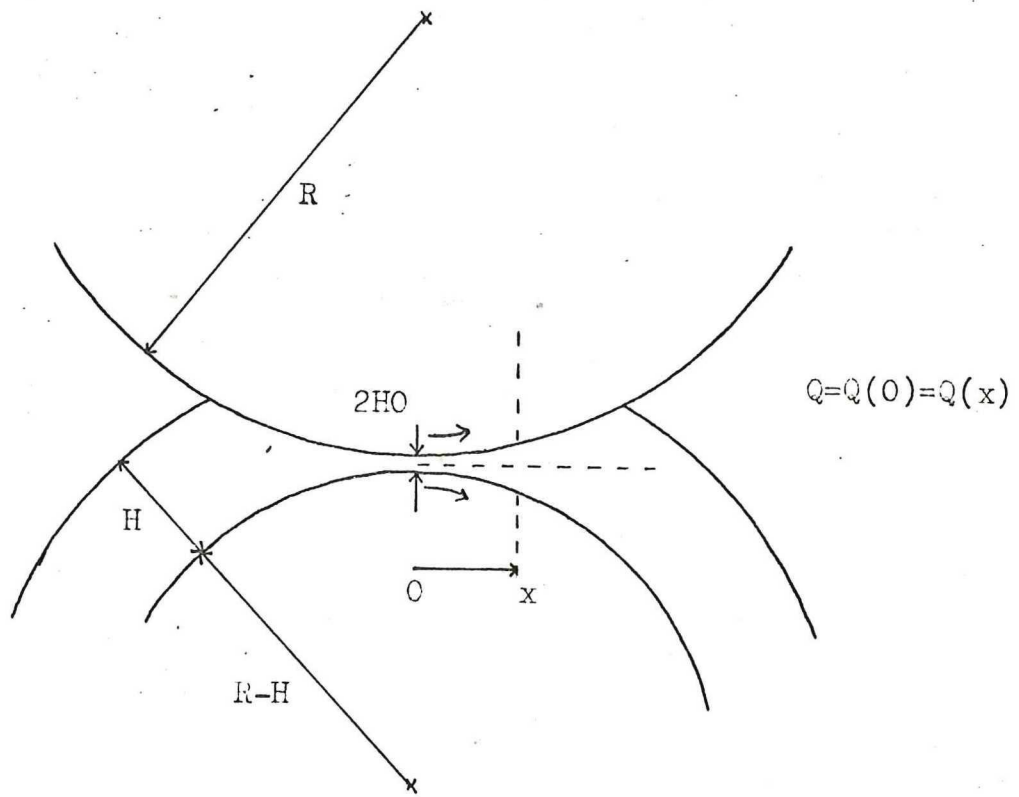


Fig. 6-1 Snelheidsverdeling in het midden van de calanderspleet.

6 De lek door de calanderspleet

De aannamen voor deze spleet zijn:

- 1) De algemeen geldende voorwaarden van pagina 13.
- 2) De vloeistof hecht zich aan de rug van de ene schroef en de kamerbodem van de andere schroef. Uit dit feit volgen de respectievelijke randvoorwaarden.
- 3) Randinvloeden van de zijdelingse begrenzing van de walsen zijn verwaarloosbaar, indien voldaan is aan de verhouding:
 $2HO/b \ll 1$, hetgeen in deze opstelling het geval is.
- 4) Het werkbereik, d.w.z. het gebied, waarin de drukopbouw plaats vindt is klein t.o.v. de doorsnede van de schijven.
- 5) Het stromingsprofiel is asymmetrisch t.o.v. de x-as. Dit is het gevolg van het feit, dat de schijven ongelijk in grootte zijn en dientengevolge ook hun omwentelingssnelheden. Het stromingsprofiel is samengesteld uit één component t.g.v. van de druk en één t.g.v. het snelheidsverschil der beide schijven.
 (zie fig. 6-1)

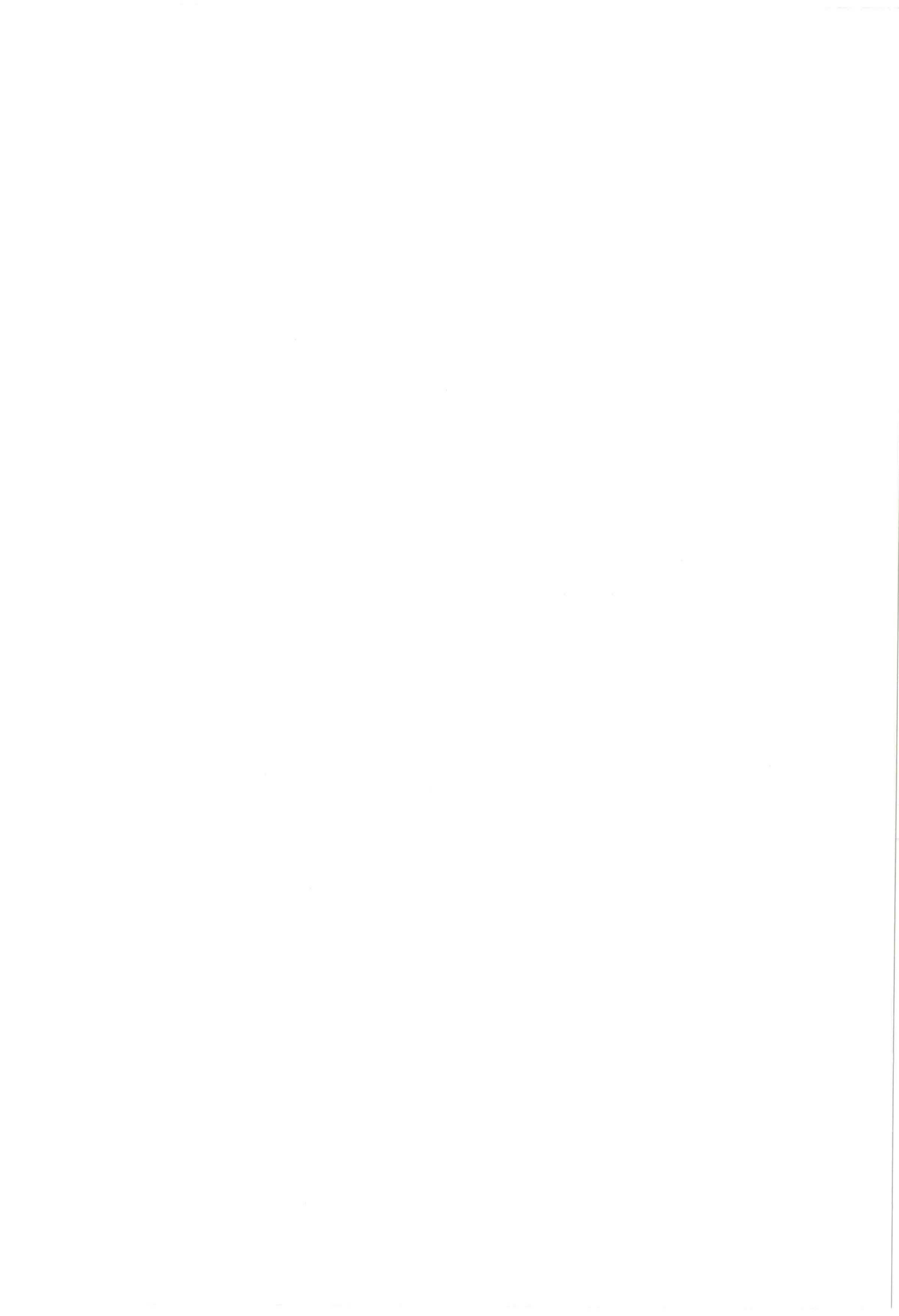
De snelheidsverdeling volgt weer uit de gereduceerde Navier-Stokes vergelijking, waaruit het volumedebiet in het midden van de spleet bepaald is. Dit debiet is constant, d.w.z. onafhankelijk van x, zohiermede de drukgradiënt en dus de drukval over de spleet bepaald kan worden. (zie fig. 6-1)

Er geldt weer:

$$\left(\frac{dv_x}{dy}\right)^n = \frac{(dP/dx)}{k} \cdot y + C \quad (6.1)$$

De randvoorwaarden zijn (zie fig. 6-1):

$$\left. \begin{array}{l} y = C_1, \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \\ y = HO, \quad v_1 = 2\pi f \cdot R \end{array} \right\} \quad C_1 \leq y \leq HO \quad (6.2)$$



$$\left. \begin{aligned} y = -C_1, & \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \\ y = HO, & \quad v_2 = 2\pi f \cdot (R-H) \end{aligned} \right\} - C_1 \leq y \leq HO \quad (6.3)$$

$$\text{We stellen:} \quad C_1 = t \cdot HO \quad (0 < t \leq 1) \quad (6.4)$$

De uitwerking van de Navier-Stokes vergelijking en de substitutie van de bovenstaande randvoorwaarden is analytisch gedaan in Appendix B. Het volumedebiet is te schrijven als:

$$Q = 2 f \cdot H \cdot HO \cdot b \cdot C(t) \quad (6.5)$$

waarin: f = de schroeffrequentie
 H = de kamerhoogte
 HO = de halve calanderspleet
 b = de calanderspleetdikte

$C(t)$ is een dimensieloze constante, waarvan de t afhankelijkheid er als volgt uit ziet:

$$C(t) = \left(\frac{n+1}{2n+1} \right) \cdot \left\{ (1+t)^{1+1/n} - (1-t)^{1+1/n} \right\}^{-1} \cdot \left\{ (1+t)^{2+1/n} + (1-t)^{2+1/n} \right\} + \frac{D}{H} - 1 - t \quad (6.6)$$

We zien, dat in het volumedebiet alle variabelen bekend zijn, deze kunnen n.l. gemeten worden, behalve de waarde van t , daar het stromingsprofiel in het nauwste gedeelte van de spleet niet bekend is, zodat (6.5) te schrijven is als:

$$Q = Q(t) \quad (6.7)$$

Bovenstaande formule geeft Q als functie van t . We zijn echter geïnteresseerd in de drukdebietkarakteristiek van de calanderspleet. Hiervoor is het dus tevens noodzakelijk de drukval over de spleet als functie van t te kennen. De analytische en numerieke berekeningen hiervoor zijn gedaan in Appendix B.

Bepaling van de drukval over de calanderspleet

De wijze, waarop de drukval in Appendix B bepaald wordt is als volgt:

De drukgradient is symmetrisch t.o.v. het nauwste gedeelte van de calanderspleet, daar waar de spleethoogte gelijk is aan $2 H_0$. In de drukgradient onderscheiden we drie trajecten:

- 1) De drukval kleiner dan nul
- 2) De drukval gelijk aan nul
- 3) De drukval groter dan nul

Voor de bepaling van deze drukgradient als functie van x is het steeds nodig het bijbehorend volumedebiet, met de daarin voorkomende constanten als functie van x te kennen.

Dit volumedebiet wordt vastgelegd door de constante t , welke voorkomt in het nauwste gedeelte van de spleet, een bepaalde willekeurig gekozen waarde op te leggen. Men zie hiervoor de randvoorwaarden en fig. 6-1. De resterende parameters in het debiet zijn onbekend.

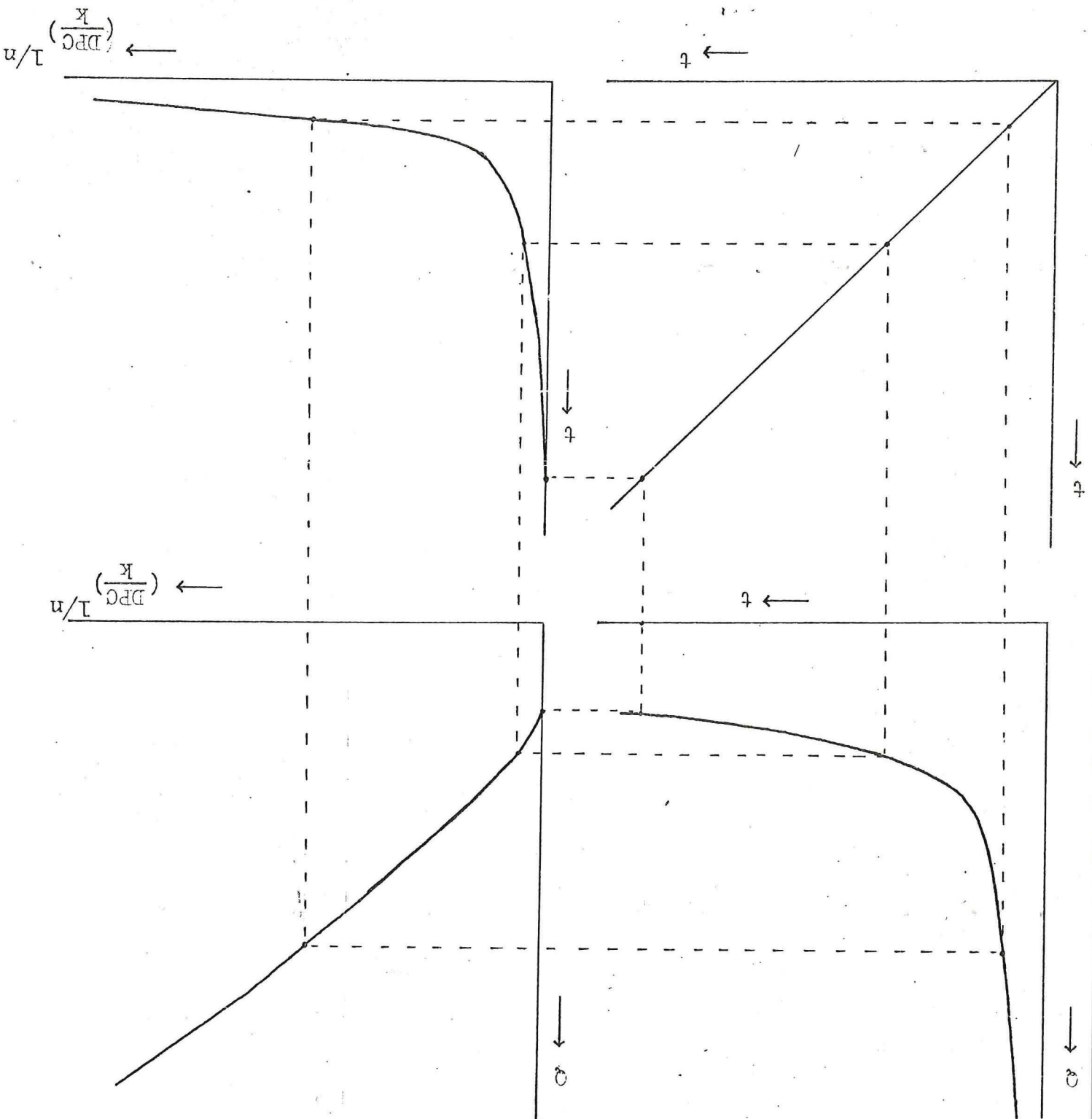
Uit de wet van behoud van massa volgt, dat het volumedebiet op elk punt x gelijk is, zodat de in dit debiet voor x groter dan nul voorkomende constanten, numeriek op te lossen zijn als functie van x . Deze constanten volgen uit de randvoorwaarden van bovengenoemde gebieden, zodat deze dankzij het vastgestelde volumedebiet oplosbaar zijn, teneinde hiermee de drukgradient als functie van x te kennen. Door sommatie van deze drukgradient volgt de drukval als functie van x .

Als eindwaarde van x is genomen het punt:

$$x = (R^2 - (R - \frac{1}{2}H)^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6.8)$$

Reeds voor kleinere waarden van x is de drukgradient klein t.o.v. haar maximale waarde, zodat de bijdrage tot de drukval voor waarden van x , die in de buurt van dit afbreekpunt liggen, reeds minimaal is. Het eindpunt kan dus als een redelijk afbreekpunt worden beschouwd.

Fig. 6-2 Conforme afbeeldingen van het (ϱ, t) -vlak en het $(\frac{DPC}{n}, t)$ -vlak op het $(\varrho, \frac{DPC}{n})$ -vlak.



Het is nagenoeg niet mogelijk geweest één analytische formule op te stellen voor de drukgradiënt in de diverse gebieden, daar de randvoorwaarden hiervan te veel uiteenlopend zijn. Dit maakt het noodzakelijk de analytische berekeningen terwille van de duidelijkheid in een Appendix te presenteren.

De drukval over de calanderspleet heeft dus ook één onbekende parameter n.l. de constant t , welke volgt uit de daarvoor in het volumedebiet gekozen waarde, zodat de drukval te schrijven is als:

$$DPC = DPC(t) \quad (6.9)$$

De viscositeit blijkt evenals in andere stromingsverschijnselen lineair evenredig te zijn met de drukval.

Door conforme afbeelding van het (Q, t) -vlak en het $(t, (\frac{DPC}{k})^{1/n})$ -vlak op het $(Q, (\frac{DPC}{k})^{1/n})$ -vlak is het mogelijk de onbekende parameter t te elimineren, teneinde de drukdebietkarakteristieken van de calanderspleet te verkrijgen.

De lekdrukafhankelijkheid van de calanderspleet kan globaal als volgt worden weergegeven:

$$Q_{cal} = B \cdot \pi \cdot b \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{cal}^{1/n} + 2\pi f \cdot b \cdot HO \cdot H \cdot \left(\frac{D}{H} + 0,65\right) \quad (6.10)$$

Hierin is $B = B(HO, k, n)$ een constante welke numeriek te berekenen is als functie van haar parameters. Deze constante is in hoofdstuk 8 gelijk gesteld aan de constante C_2 .

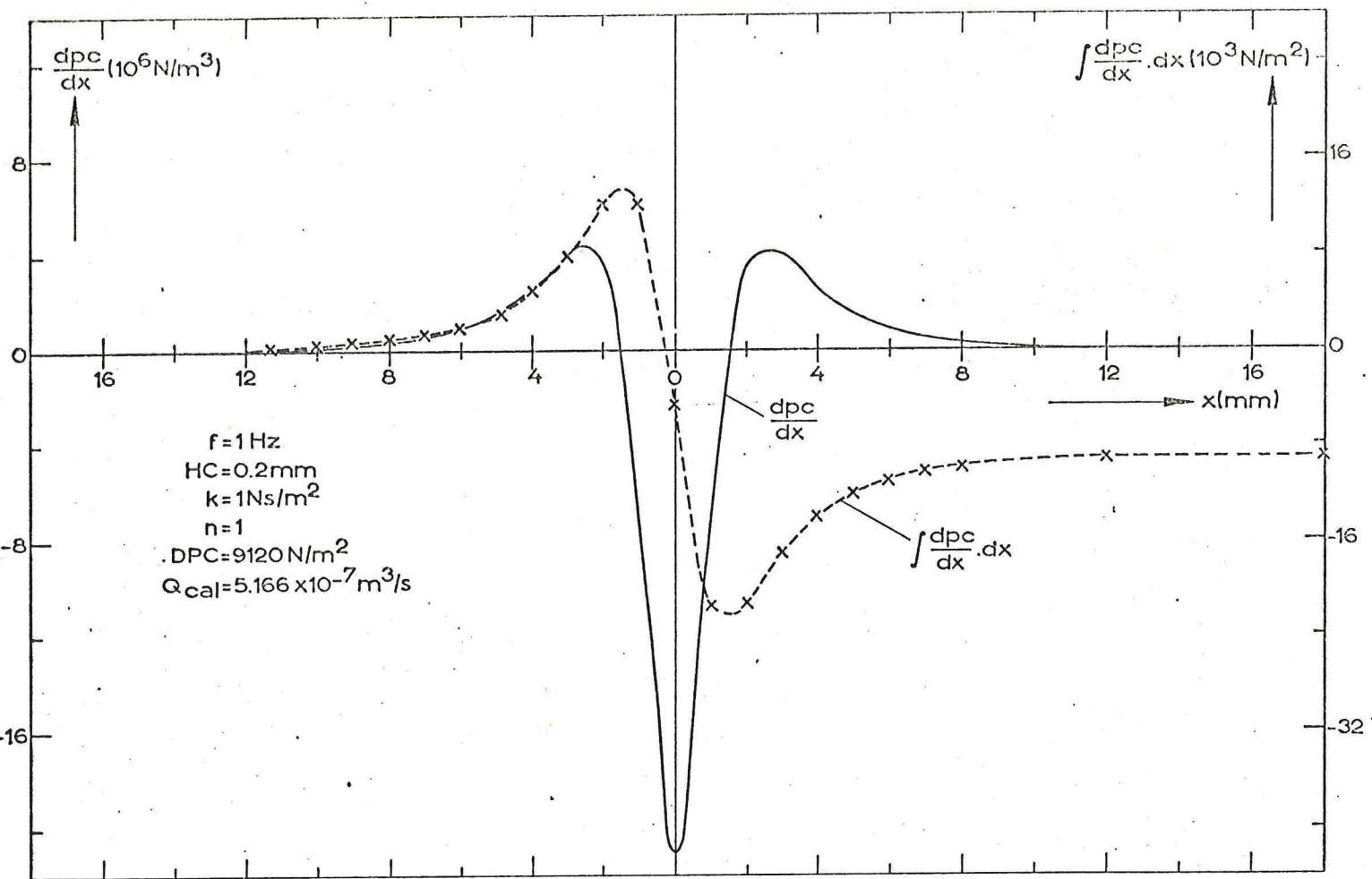


fig. 6-4 De berekende druk-en drukgradient als functie van de calanderspleetafstand x .

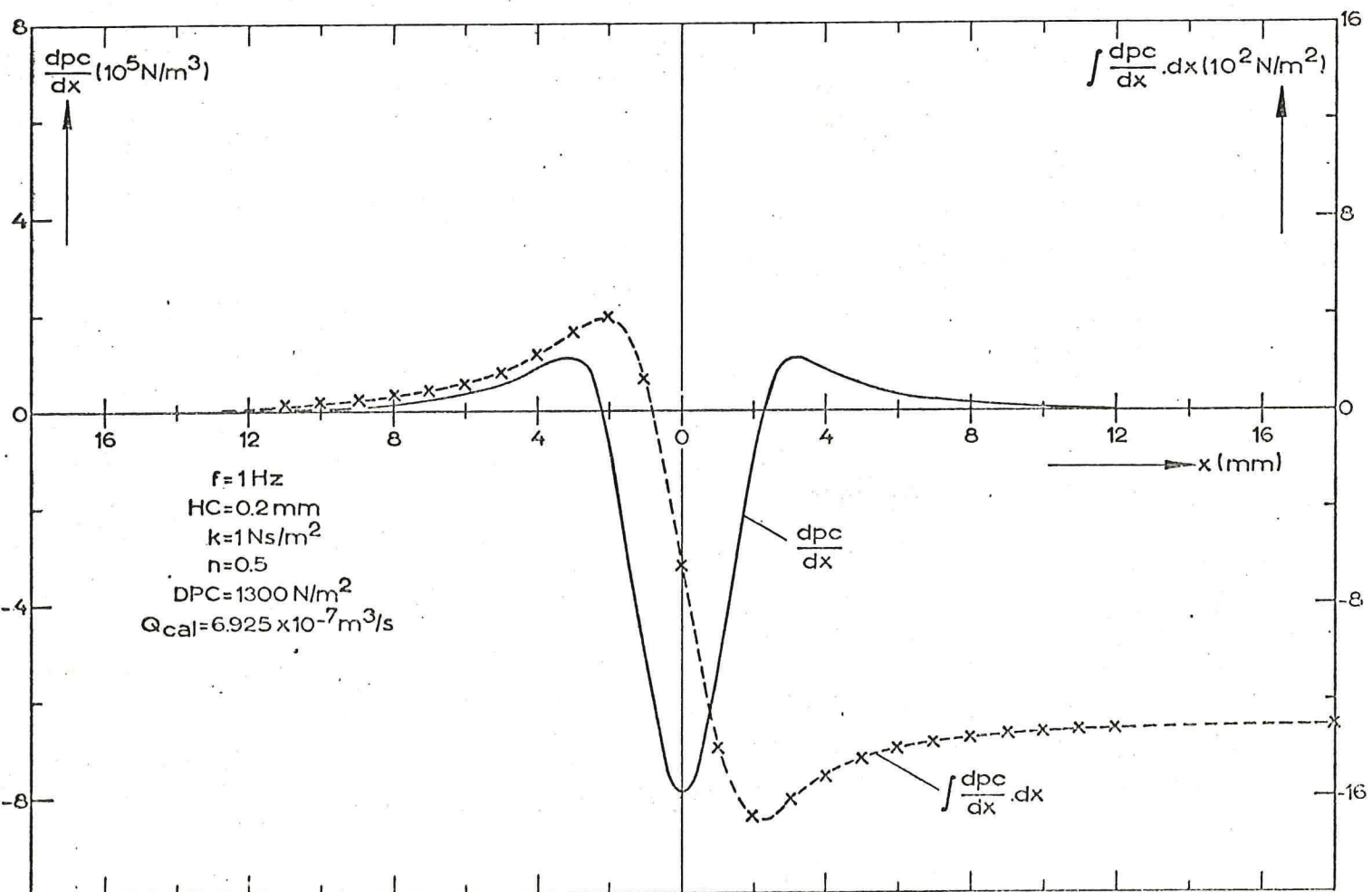


Fig. 6-5 De berekende druk-en drukgradient als functie van de calanderspleetafstand x .

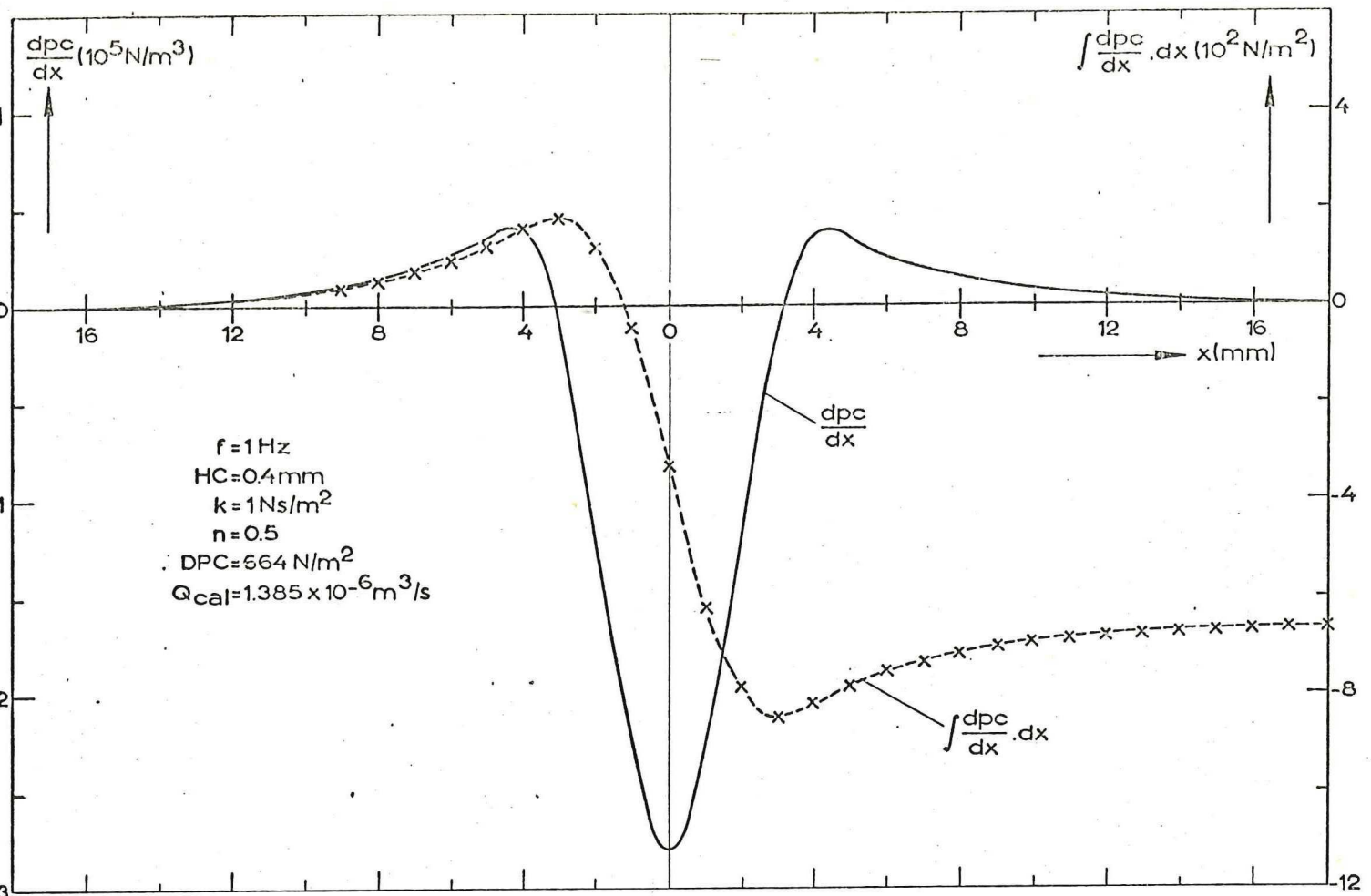


Fig. 6-6 De berekende druk-en drukgradient als functie van de calanderspleetafstand x.

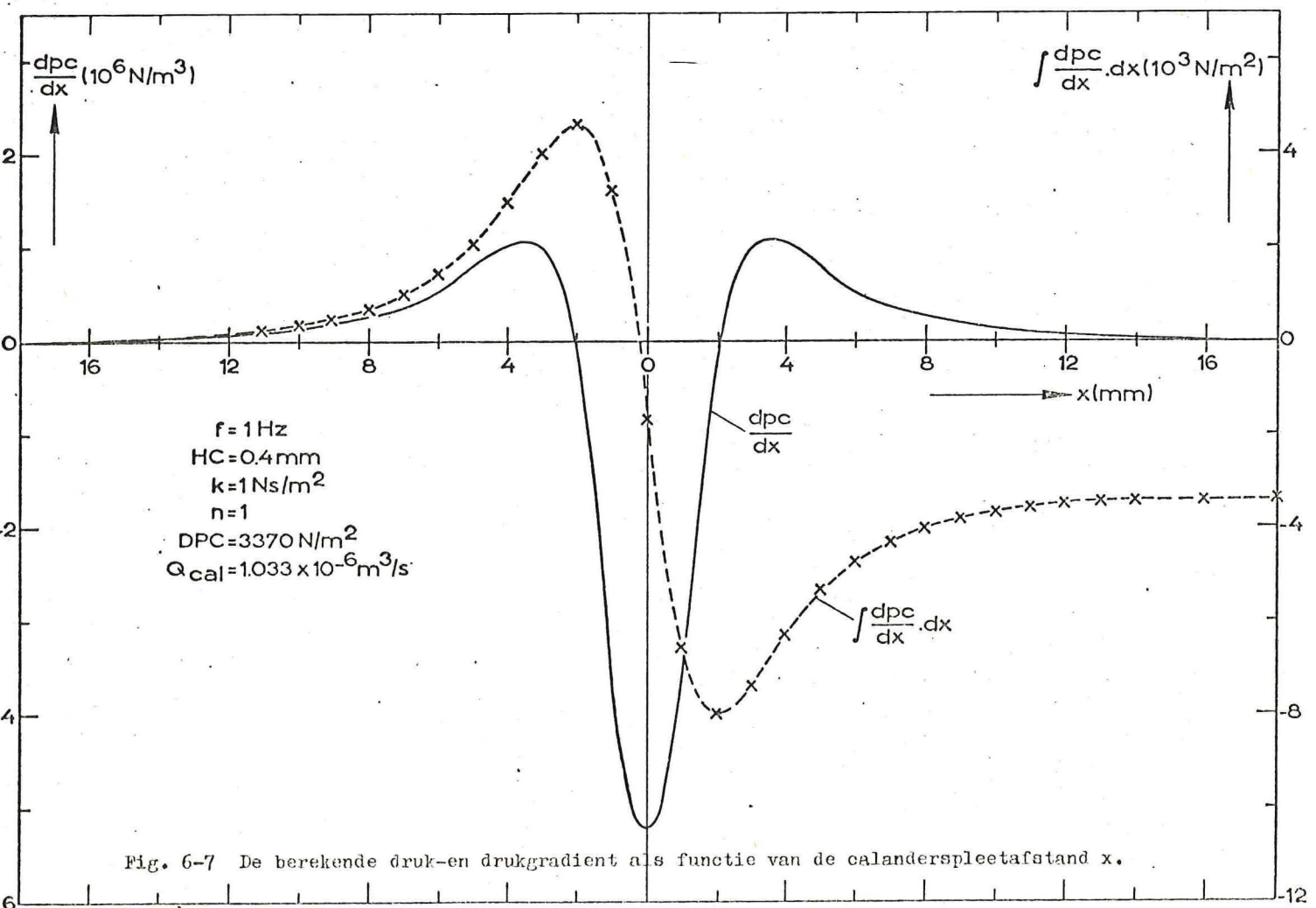


Fig. 6-7 De berekende druk-en drukgradient als functie van de calanderspleetafstand x.

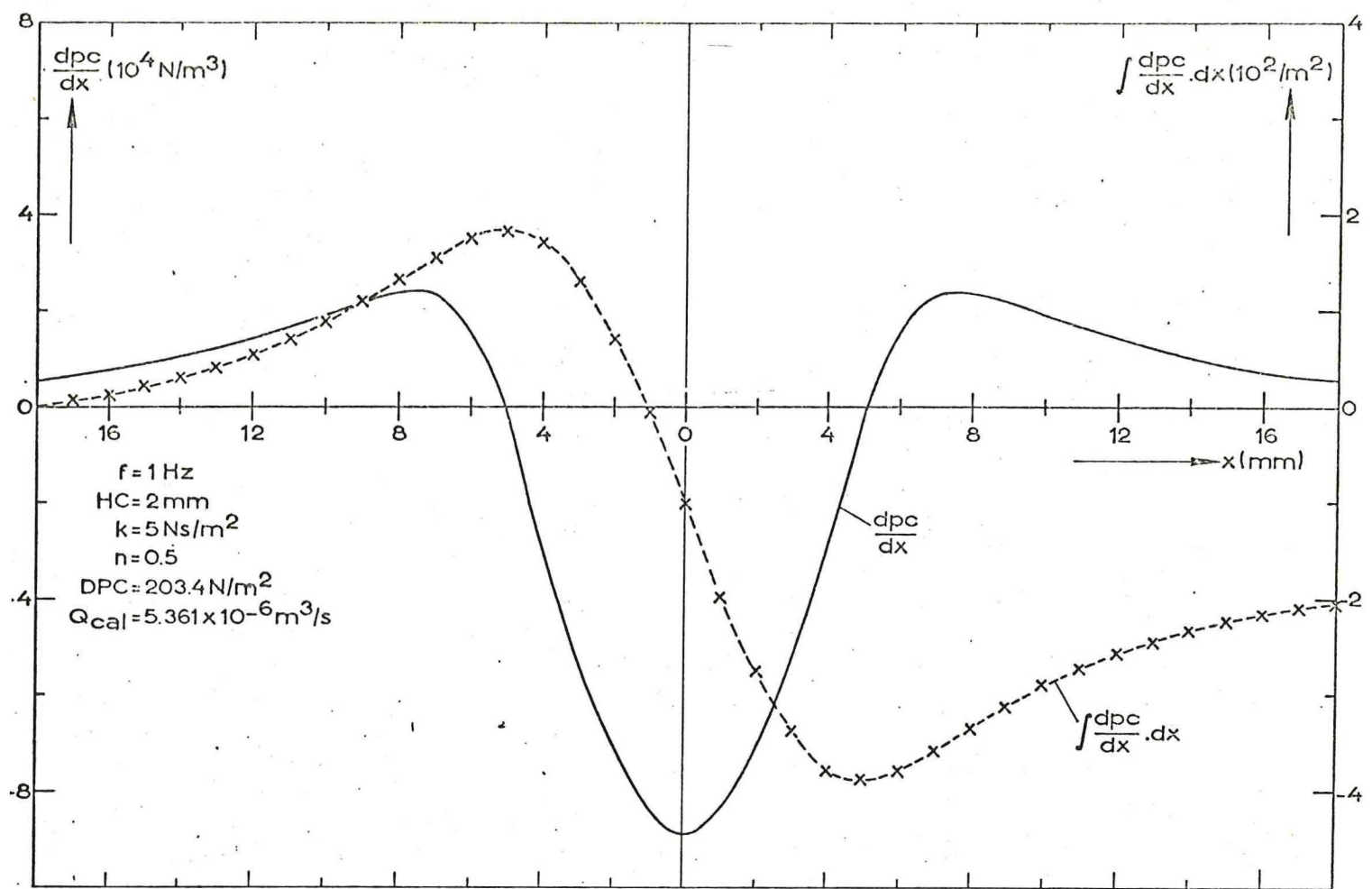


Fig. 6-8 De berekende druk-endrukgradient als functie van de calanderspleetafstand x .

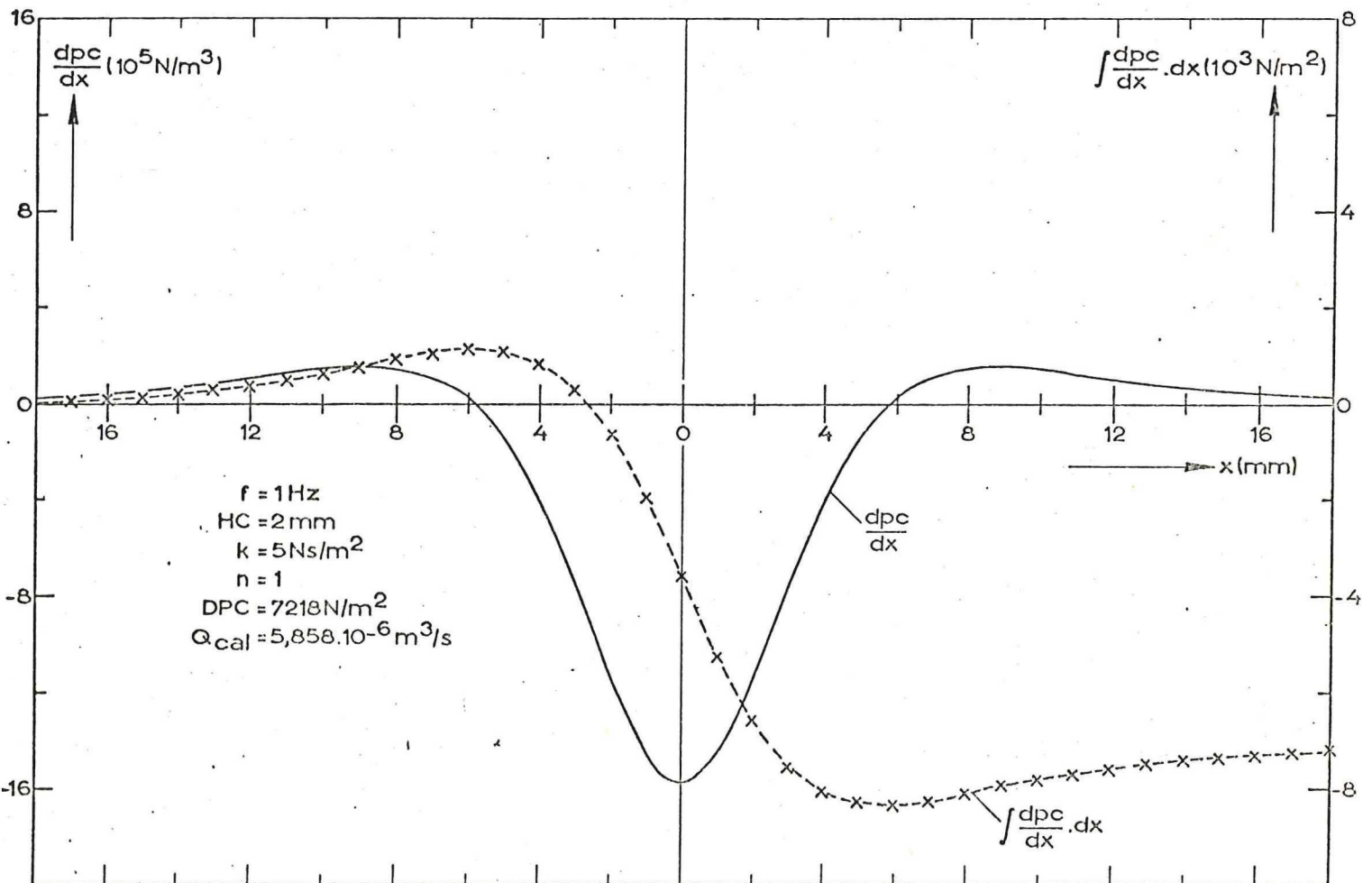
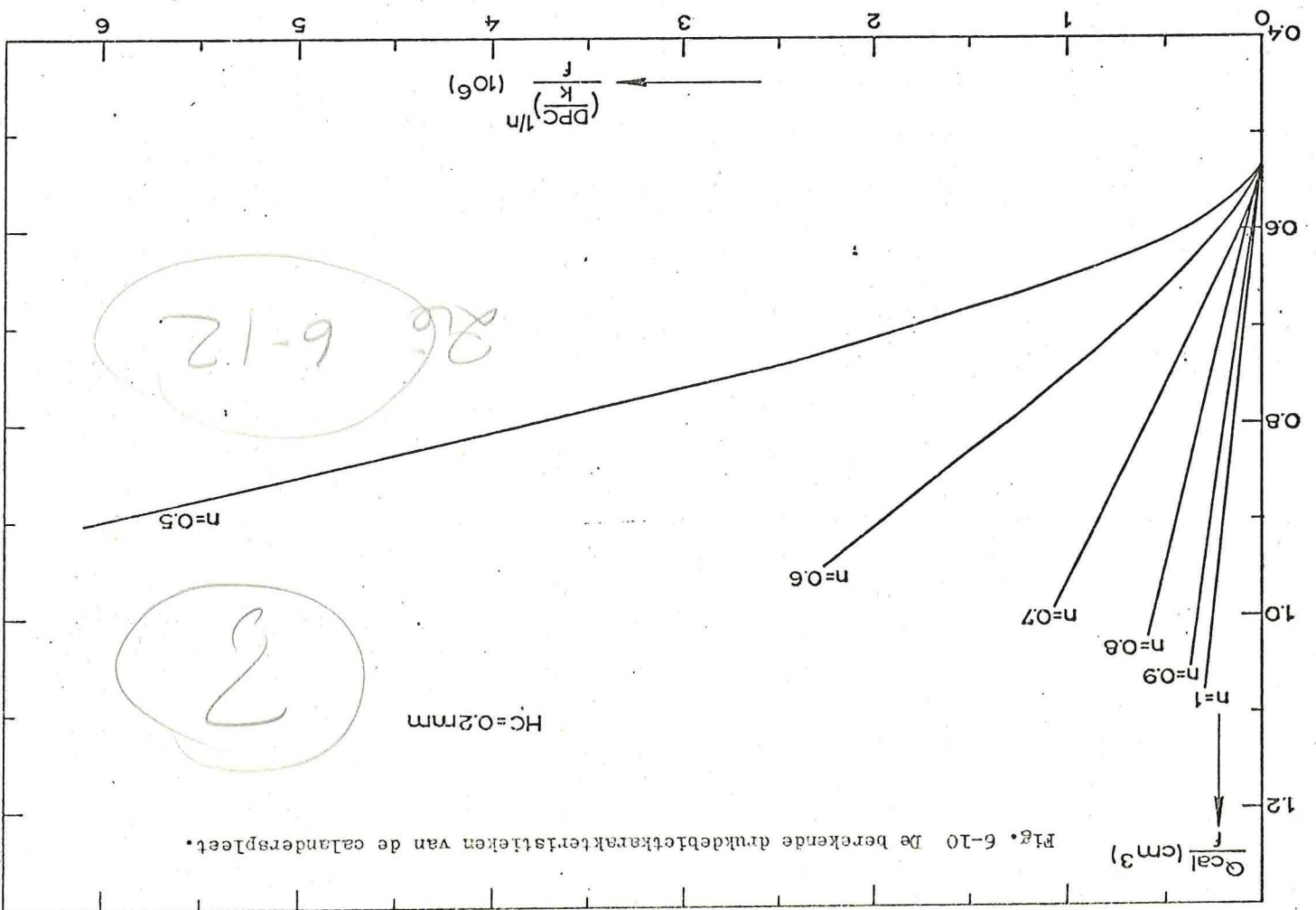
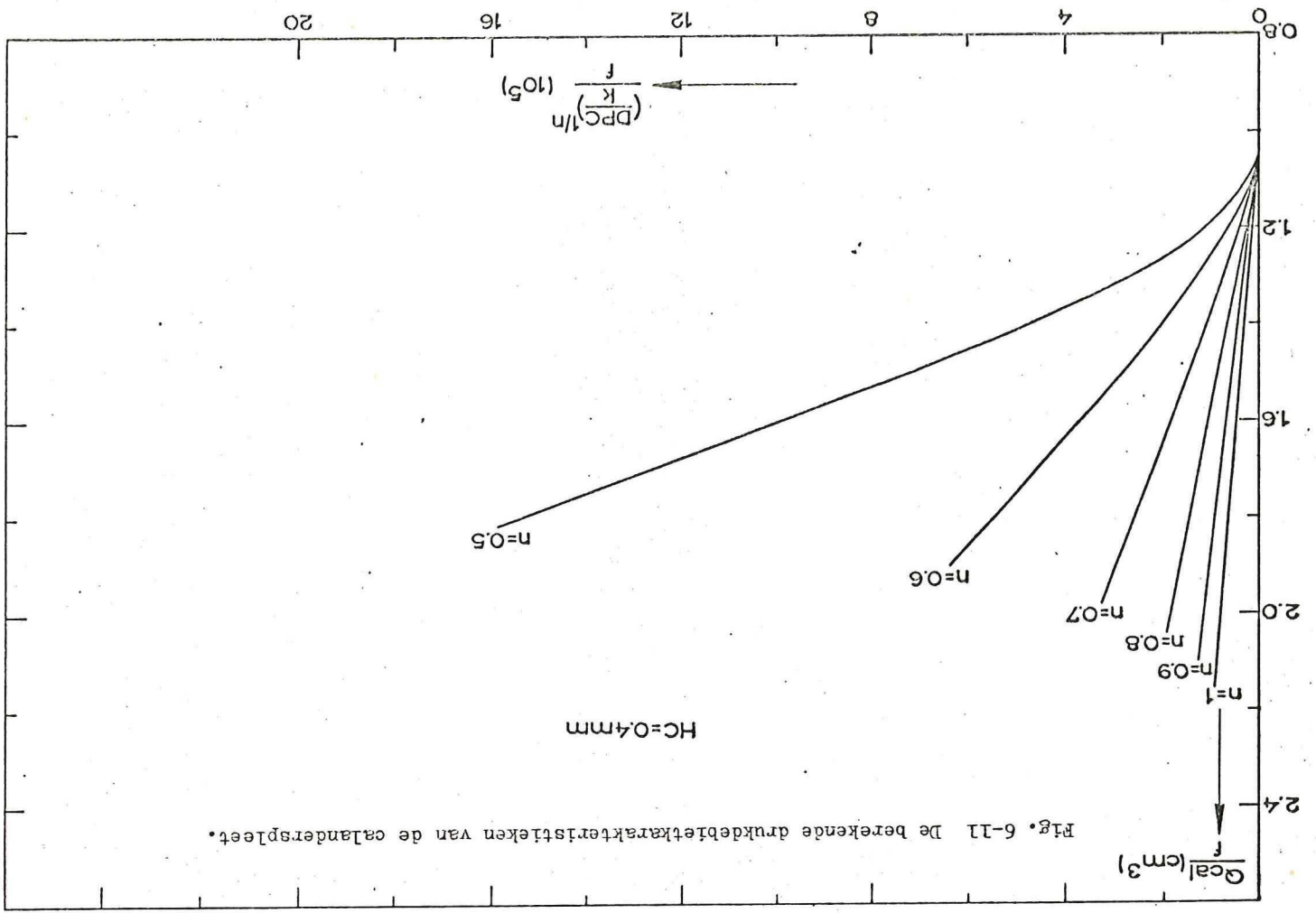
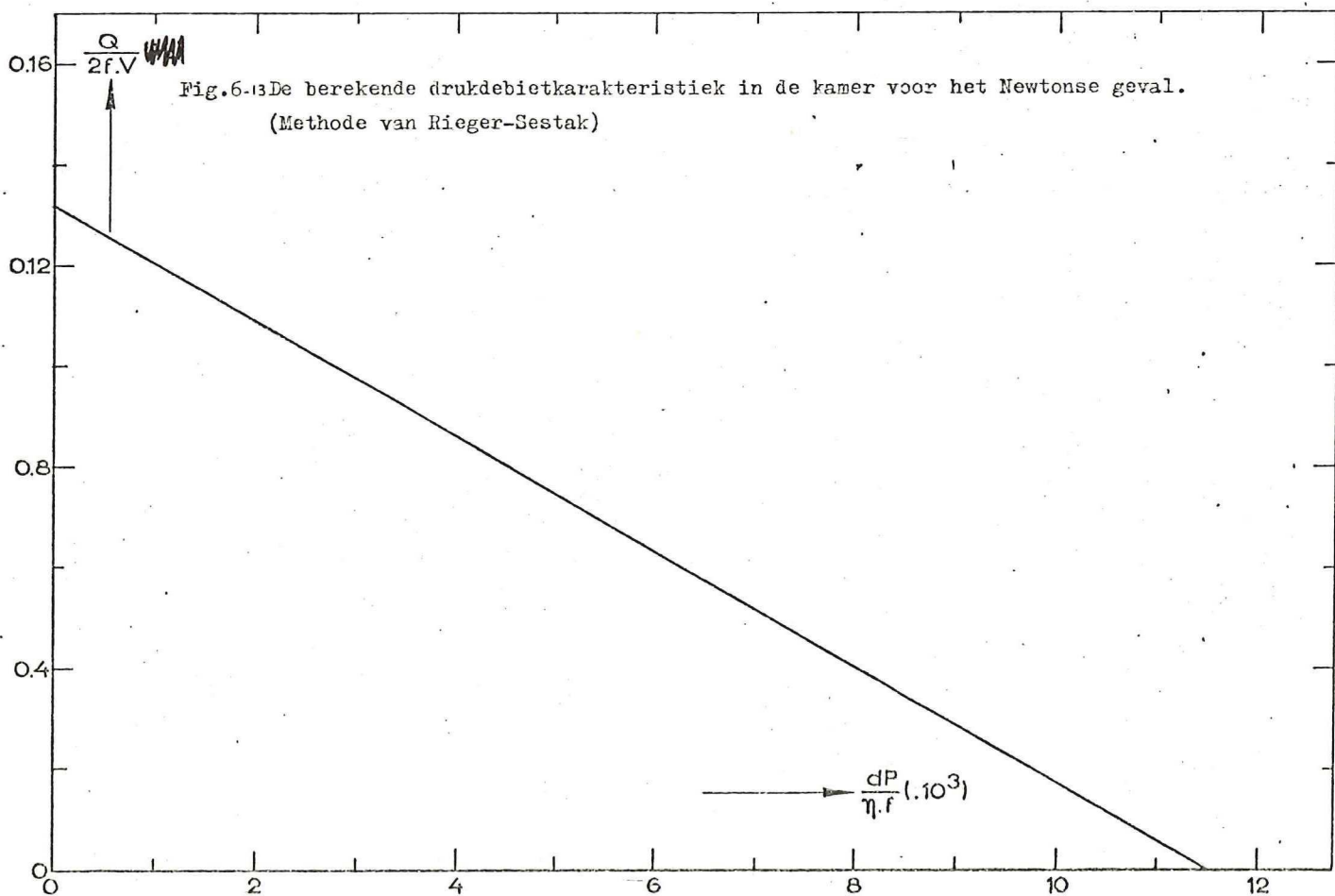
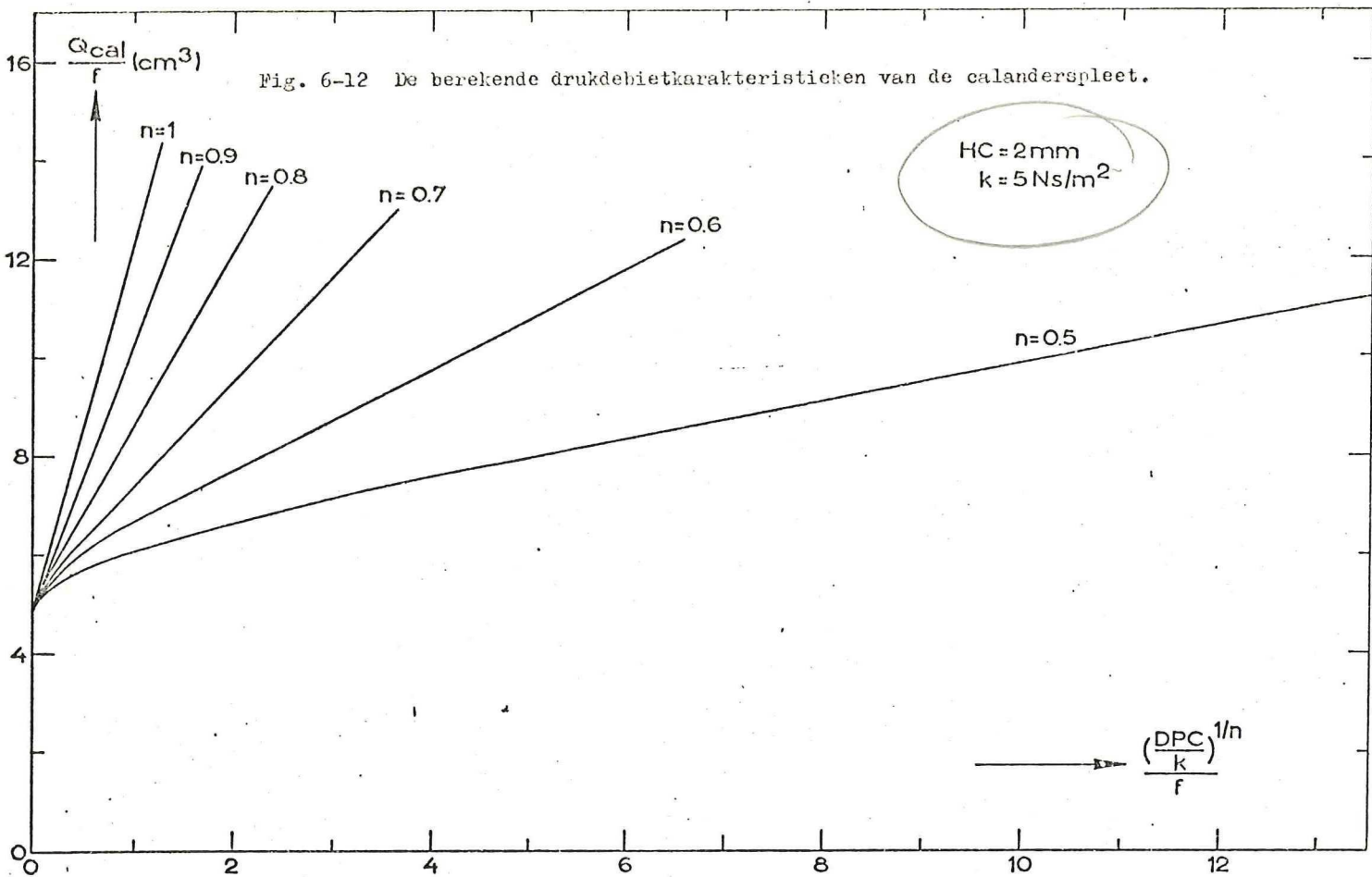


Fig. 6-9 De berekende druk-en drukgradient als functie van de calanderspleetafstand x .







7 De lek door de tetraëderspleet

De geometrie van deze spleet is te ingewikkeld om het stromingsprofiel uit de gereduceerde Navier-Stokes vergelijking op te lossen, daar het hier een drie-dimensionale configuratie betreft. De lek is het gevolg van:

- a) de druklek
- b) de lek t.g.v. de rotatie

Getracht is voor deze spleet een over-all oftewel een gemiddelde effectieve viscositeit te berekenen. Hierbij is als weegfactor het tetraëdervolume gebruikt, zodat de gemiddelde afschuifsnelheid gedefinieerd wordt door de vergelijking

$$dv/ds = \frac{\int dv/ds \cdot \delta V_{tet}}{V_{tet}} \quad (7.1)$$

Hierin zijn: dv/ds = de snelheidsgradiënt voor een bepaalde richting
 V_{tet} = het tetraëdervolume

Uit(7.3) en(7.4) volgt, dat (7.1) te schrijven is als:

$$dv/ds = \frac{\int_{R-H/2}^R \int_0^{\gamma} dv \cdot (r \cdot d\gamma) \cdot dr}{V_{tet}} \quad (7.2)$$

Hierin zijn:

$$V_{tet} = \int_{R-H/2}^R \int_0^{\gamma} ds \cdot (r \cdot d\gamma) \cdot dr \quad (7.3)$$

$$\gamma = \gamma(r) = \arccos\left(\frac{R-H/2}{r}\right) \quad (7.4)$$

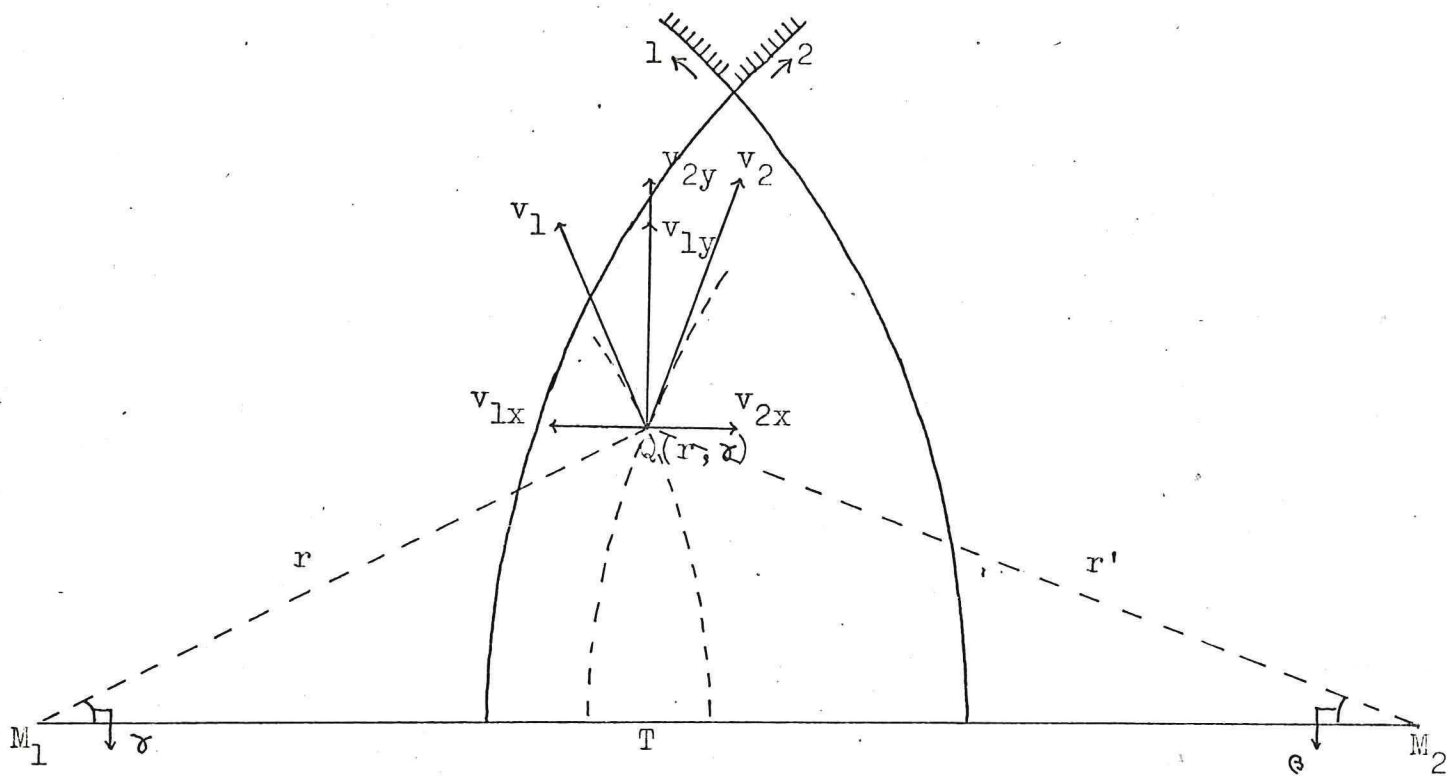


Fig. 7-1 Snelheidsverdeling van tegendraaiende schijven voor een punt Q in het tetraedersschijvenmodel.

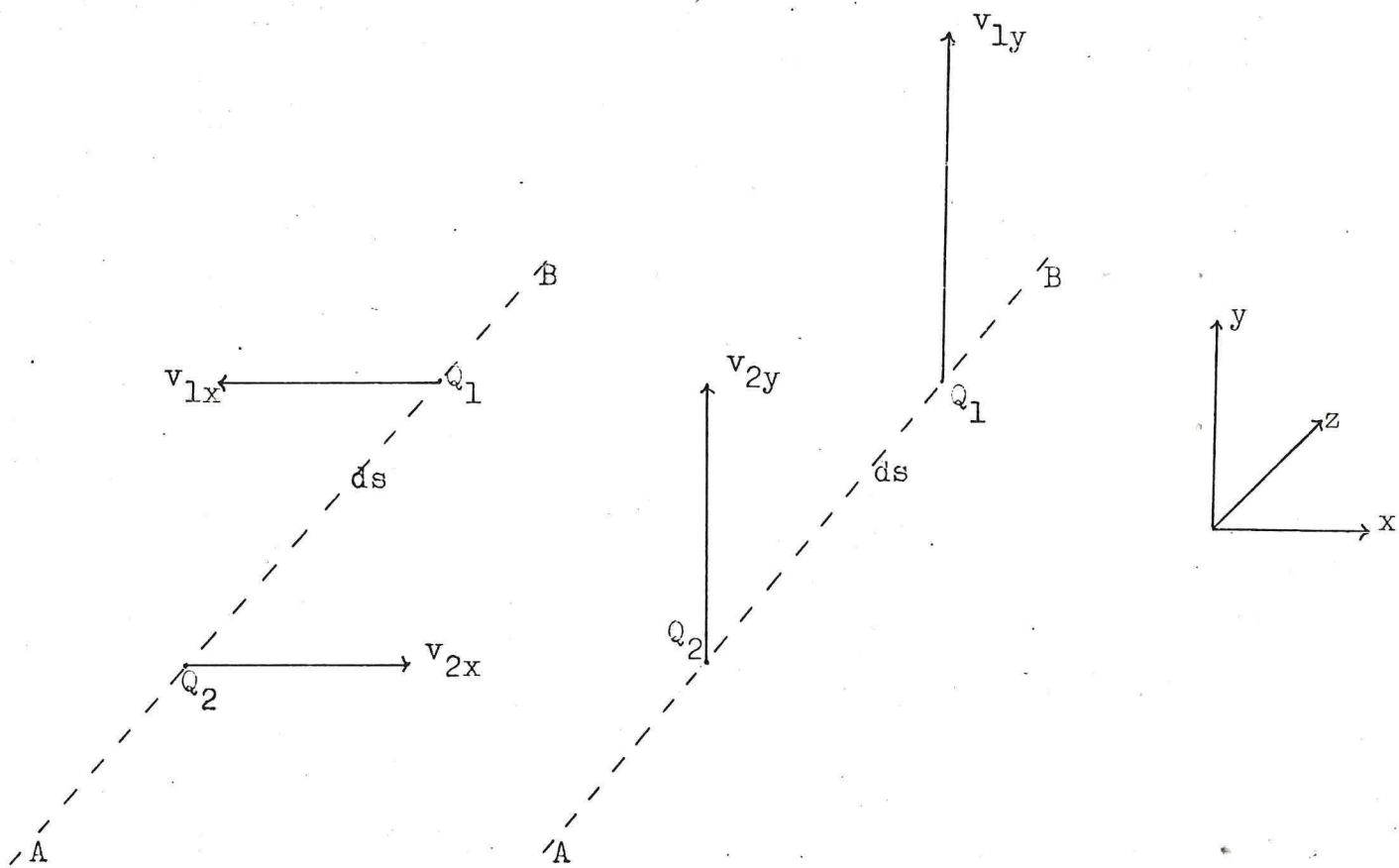


Fig. 7-2 Snelheidsgradiënten in de tetraederspleet voor de x en y -richting in de lengterichting AB van de extruder.

$$ds = \left[r + \left(r^2 + (2R-H)^2 - 2r \cdot (2R-H) \cdot \cos \vartheta \right)^{\frac{1}{2}} - (2R+H) \right] \cdot \tan \psi \quad (7.5)$$

Deze waarden zijn analijstisch bepaald, teneinde het tetraëder-volume hiermede verder numeriek op te lossen. De berekeningen hiervoor zijn verricht in appendix C. Na uitwerking van blijkt, dat voor de effectieve over-all viscositeit geschreven kan worden.

$$\eta_{\text{eff}} = k \cdot \left(\frac{dv}{ds} \right)_{\text{gem}}^{n-1} \quad (7.6)$$

Het bepalen van de snelheidsgradiënt als functie van de poolcoördinaten r en ϑ geschiedt als volgt. In elk willekeurig punt is de snelheidsverdeling berekend als functie van genoemde poolcoördinaten in appendix C. Hetzelfde is gedaan voor de projectie van dit punt Q_1 n.l. het punt Q_2 . De snelheidsgradiënt in een bepaalde richting in Q is het quotiënt van het snelheidsverschil tussen beide punten in die richting (waaronder we dus een x of y richting verstaan) en de afstand $Q_1 Q_2$ genaamd, welke ook als functie van ϑ en r bekend is. Zie de figuren 7-1 en 7-2. De snelheidsgradiënten t.g.v. de rotatie voor het geval van tegendraaiende scijven fig. 7-2.

$$\begin{aligned} v_1 &= w \cdot r & r \cdot \sin \vartheta &= r' \cdot \sin \vartheta \\ v_{1x} &= -w \cdot r \cdot \sin \vartheta & w &= 2 \pi \cdot f \\ v_{2x} &= w \cdot r' \cdot \sin \vartheta \end{aligned} \quad (7.8)$$

De snelheidsgradiënt in de x -richting is:

$$\left(\frac{dv}{ds} \right)_x = \frac{v_{2x} - v_{1x}}{ds} = \frac{4 \pi \cdot f \cdot r}{ds} \cdot \sin \vartheta \quad (7.9)$$

$$\begin{aligned} v_2 &= w \cdot r' \\ v_{1y} &= w \cdot r \cdot \cos \vartheta \\ v_{2y} &= w \cdot r' \cdot \cos \vartheta \end{aligned} \quad (7.10)$$

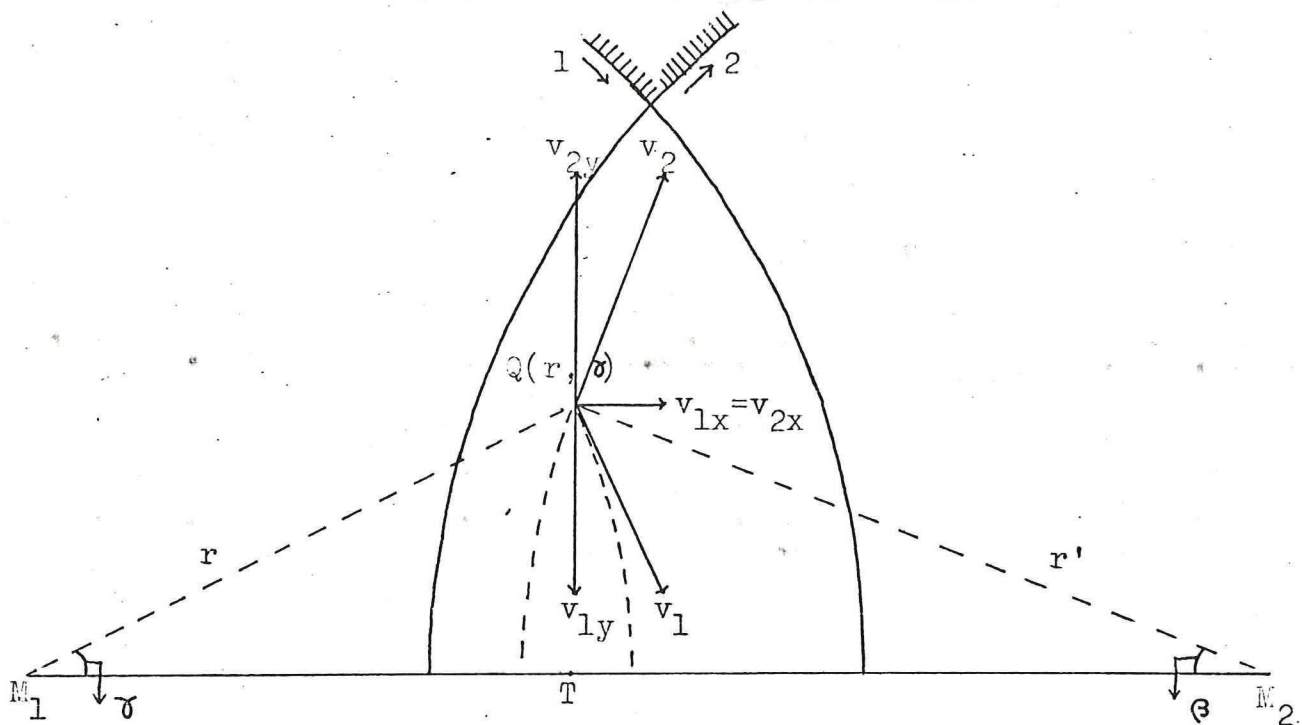


Fig. 7-3 Snelheidsverdeling van meedraaiende schijven voor een punt Q in het tetraederschijvenmodel.

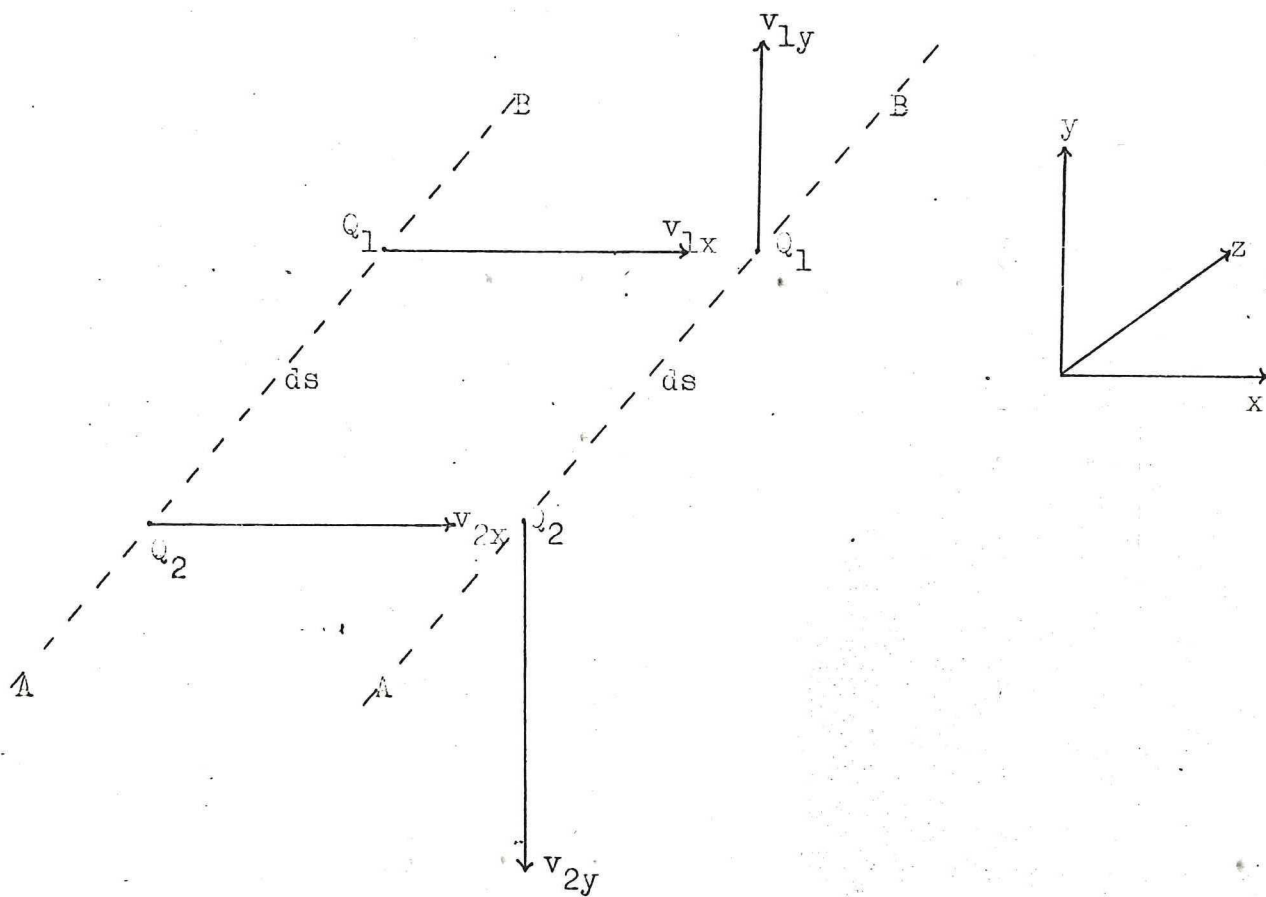


Fig. 7-4 Snelheidsgradiënten in de tetraederspleet voor de x en y -richting in de lengterichting AB van de extruder.

De snelheidsgradiënt in de y-richting is:

$$(dv/ds)_y = \frac{v_{2y} - v_{1y}}{ds} = \frac{2\pi \cdot f \cdot (r \cdot \cos\gamma - r' \cdot \cos\beta)}{ds} \quad (7.11)$$

Daar de snelheden v_{1y} en v_{2y} gelijk gericht zijn is deze snelheidsgradiënt te verwaarlozen t.o.v. die in de x-richting, hetgeen ook uit de berekeningen volgt.

De snelheidsgradiënten voor meedraaiende schijven worden fig. 7-4.

$$\begin{aligned} v_1 &= -w \cdot r & r \cdot \sin\gamma &= r' \cdot \sin\beta \\ v_{1x} &= w \cdot r \cdot \sin\gamma \\ v_{2x} &= w \cdot r' \cdot \sin\beta \end{aligned} \quad (7.12)$$

De snelheidsgradiënt in de x-richting is:

$$(dv/ds)_x = \frac{v_{2x} - v_{1x}}{ds} = 0 \quad (7.13)$$

$$\begin{aligned} v_2 &= w \cdot r' & r' \cdot \cos\beta + r \cdot \cos\gamma &= 2R - H \\ v_{1y} &= -w \cdot r \cdot \cos\gamma \\ v_{2y} &= w \cdot r' \cdot \cos\beta \end{aligned} \quad (7.14)$$

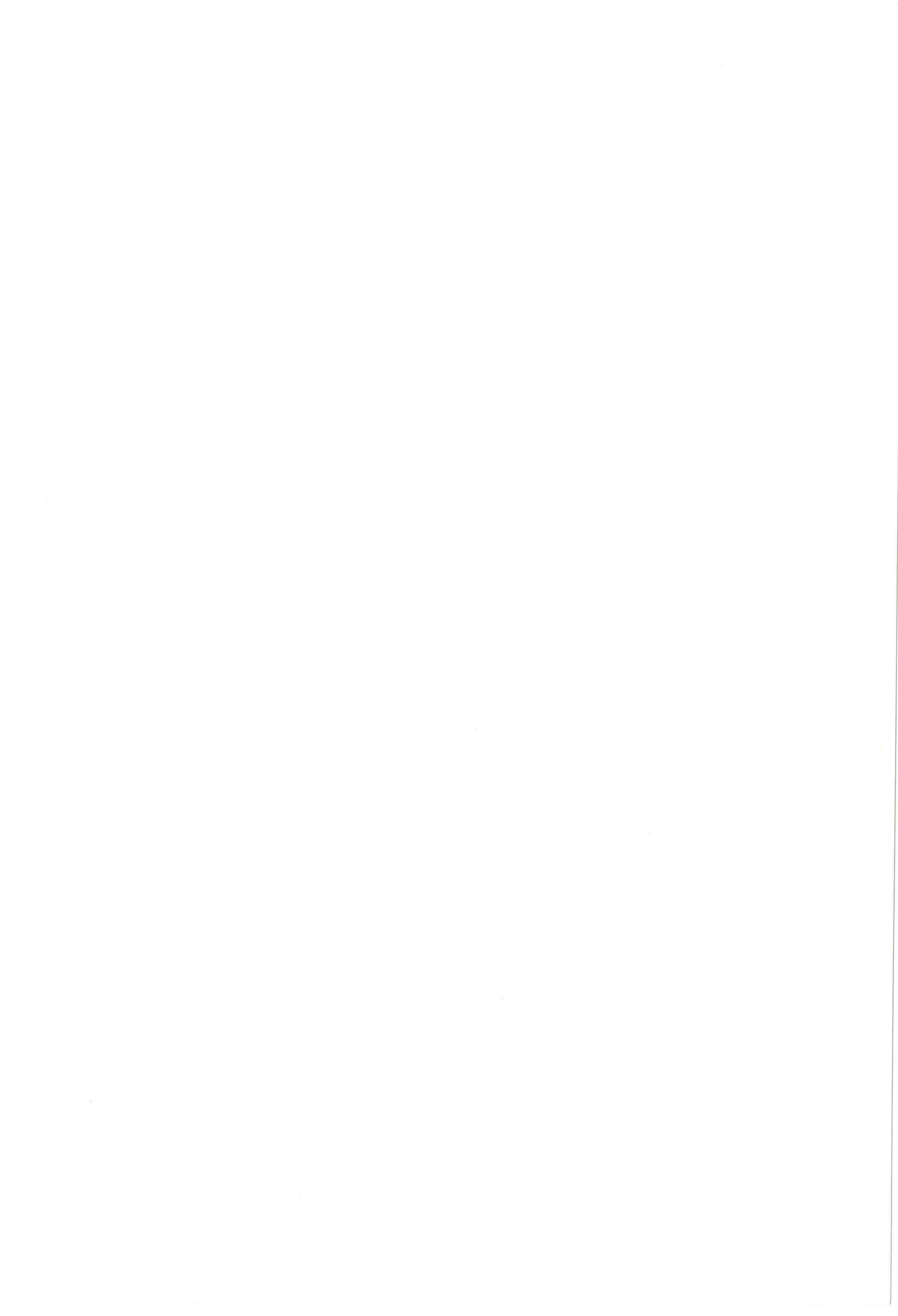
De snelheidsgradiënt in de y-richting is:

$$(dv/ds)_y = \frac{v_{2y} - v_{1y}}{ds} = \frac{2\pi \cdot f}{ds} \cdot (2R - H) \quad (7.15)$$

Dit zijn dus de snelheidsgradiënten als functie van r en γ .

Hun gemiddelde waarden worden bepaald d.m.v. formule (7.2) voor elk der beschouwde gevallen. Het is eenvoudig in te zien, dat de snelheidsgradiënt lineair evenredig is met de frequentie f . Het tetraëdervolume moet vanwege de zeer gecompliceerde vorm van de afstand ds numeriek berekend worden.

De gemiddelde afschuifnelheden zijn in de x-richting en de y-



richting berekend voor verschillende stralen, kamerhoogten, flankhoeken en spleetafstanden bij toerentallen van tien tot zestig per minuut, variërend in stapgrootte van tien toeren per minuut. Deze berekeningen zijn eveneens deels analytisch en deels numeriek opgelost in appendix C.

Als uitgangspunt is in analogie met de bestaande Newtonse theorie de onderstaande formule voor de druk-debietafhankelijkheid gebruikt.

$$Q_{tet} = C \cdot \frac{dP}{\eta_{eff}} = C \cdot \frac{dP}{k} \cdot (dv/ds)^{1-n} \quad (7.16)$$

waarin:

C = constante

dP = de drukval over de tetraëderspleet

Q_t = de tetraederlek

n = power-law index

k = basisviscositeit

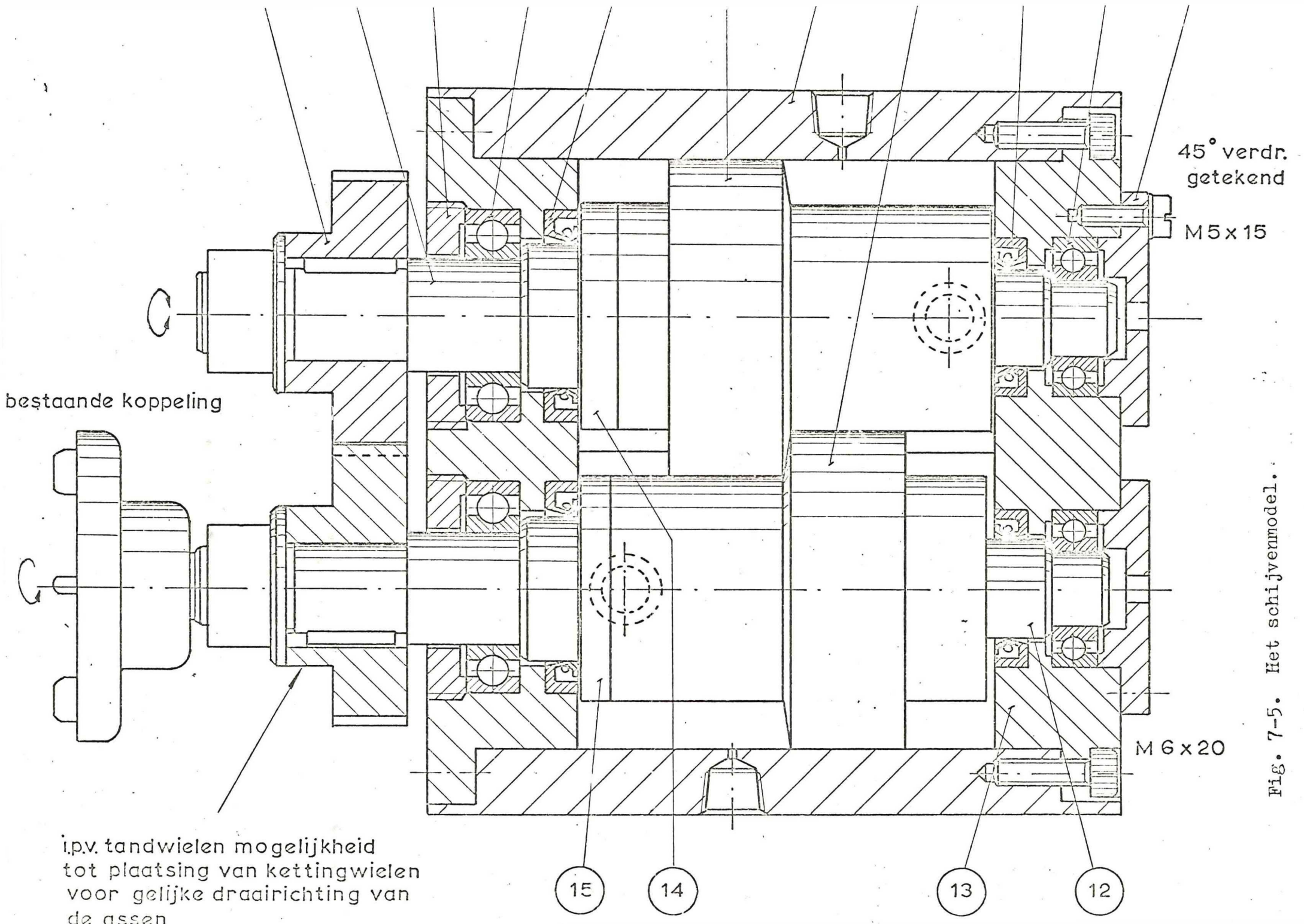
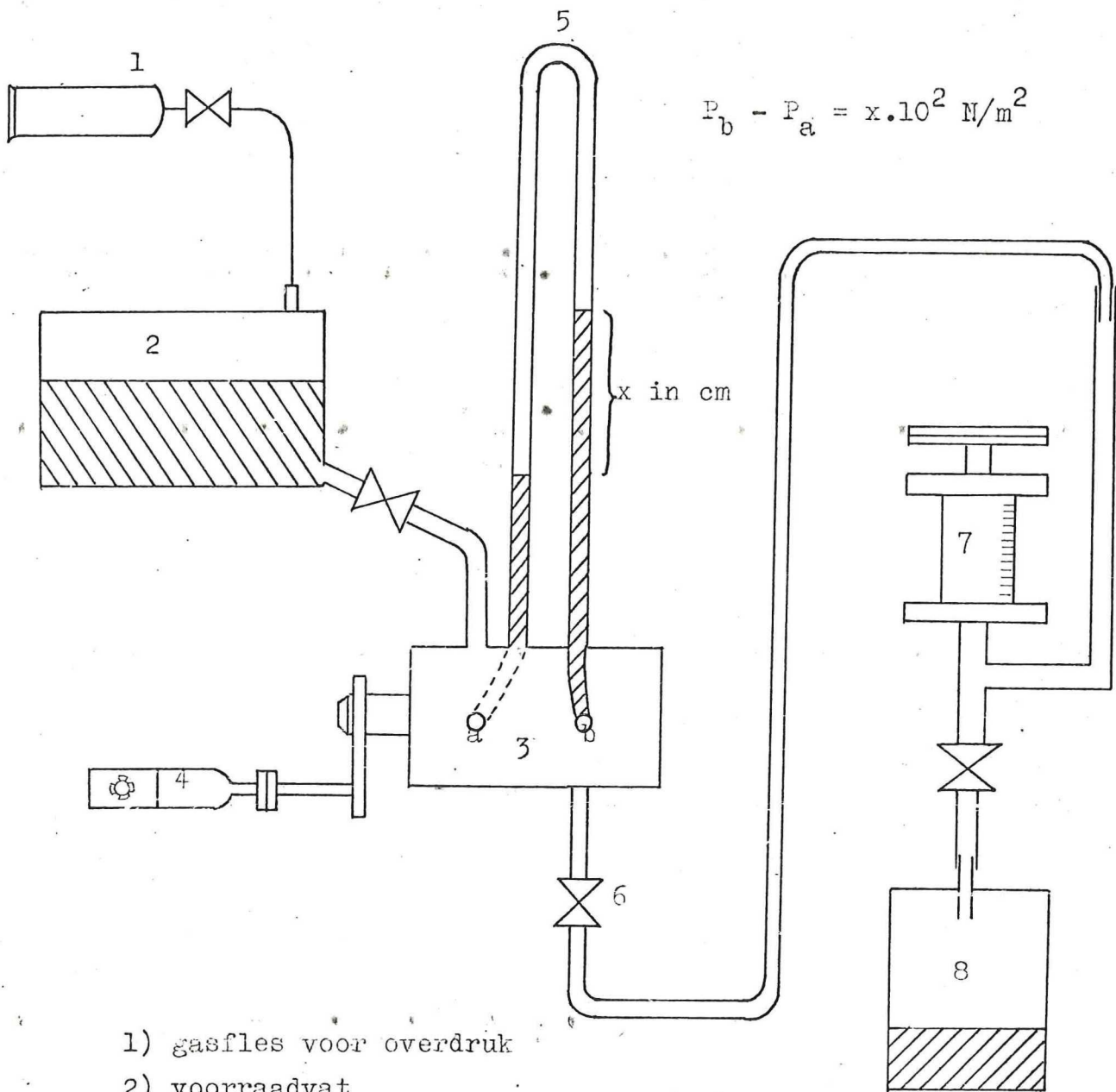


Fig. 7-5. Het schijvenmodel.



- 1) gasfles voor overdruk
- 2) voorraadvat
- 3) schijvenmodel
- 4) variator
- 5) omgekeerde manometer
- 6) regelbare volumekraan
- 7) meetreservoir
- 8) afvoervat

Fig. 7-6 Meetopstelling van het schijvenmodel.

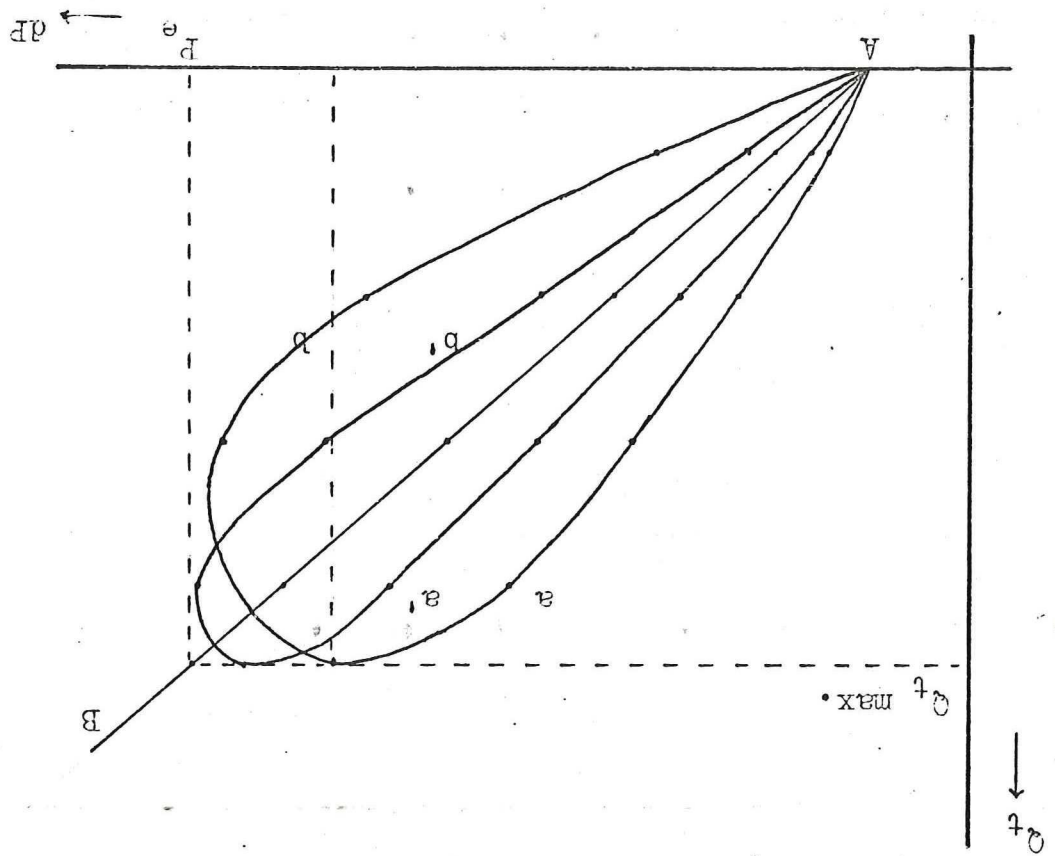
7.1. Meetopstelling van het schijvenmodel

Het schijvenmodel heeft geen spoed, rug en calanderspleet, zodat er alleen sprake is van een tetraëderspleet. Het reservoir met de desbetreffende vloeistof is via een toevoerslang aan het huis gekoppeld. In deze toevoerleiding bevindt zich een kraan waarmee de toevoer te regelen is. Deze is echter gedurende de meting maximaal open gezet. De uitgangsleiding bevat een regelbare kraan, waarmee het volumedebiet en dus de druk te regelen is. Deze leiding mondt uit in een reservoir, waarin het volumedebiet gemeten wordt.

Zodra de vloeistof het maatglas instroomt wordt een stopwatch ingeschakeld en wanneer de vloeistof tot een bepaald niveau gestegen is, wordt de stopwatch uitgezet. De minimale stromingstijd wordt op vier minuten gehouden, hetgeen gedaan is om in- en uitschakelfouten te nivelleren. Drukmetingen m.b.v. een omgekeerde manometer zijn vrij langdurig, vanwege het feit, dat de vloeistof in de manometer slechts langzaam haar eindwaarde bereikt. Er is dan ook vanwege de tijd in één richting gemeten d.w.z. bij toenemend debiet en dus bij toenemende druk. Het volumedebiet wordt bepaald uit de volume hoeveelheid en de daarvoor benodigde tijdsduur. De drukval over de spleet wordt gemeten met een omgekeerde manometer. Het verschil in vloeistofkolom der beide buizen is een maat voor het drukverschil tussen de twee meetpunten.

De overdruk op het voorraadvat is regelbaar en is af te lezen op een kwikmanometer. Het toerental is regelbaar met de variator. De noodzaak om de druk met een manometer en niet met de Bourdonbuis te meten, vindt haar oorzaak in het feit, dat de Bourdonbuis absolute drukken goed weergeeft, maar deze nauwkeurigheid is niet van dien aard, dat drukverschillen tussen de beide meetpunten, die in de orde van grootte van 100 N/m^2 liggen, of zelfs kleiner, niet nauwkeurig genoeg tot uiting komen in de verschillen met de absolute drukken, welke de Bourdonbuis registreert.

Fig. 7-7 Drukdepletiekarakteristiek van de tetraederspleet.



Er is helaas aan een niet doorzichtig model gemeten. Het ont-luchten hiervan, werd als volgt gedaan. De extruder werd schuin gehouden, zodanig dat het drukmeetpunt a hoger stond dan punt b. De vloeistof stroomde via de toevoerleiding de extruder binnen. Er werd uiteraard geen perslucht op het voorraadvat gezet, zodat de luchtbelletjes in deze situatie gemakkelijk via deze leiding konden ontsnappen. Eerst werd de regelbare volumekraan opengezet teneinde de grote luchtballen te laten meestromen met de afvoer, naarmate deze luchtbelletjes minder vaak voorkwamen werd de afvoer gesloten en konden de resterende belletjes via de toevoer ontsnappen. Na een half uur kwamen er praktisch geen luchtballen in de afvoerleiding voor, om echter toch zekerheid hierover te hebben, werd het model gedurende een nacht in deze positie geplaatst teneinde geheel lucht vrij te raken. Een goede indicatie voor het lucht vrij zijn van de extruder is het feit of er al of niet kleine belletjes in de afvoer worden meegevoerd. Is dit het geval dan weet men, dat de extruder niet lucht vrij is. Bij het doorzichtige model blijkt dit altijd op te gaan.

De fout, die op kan treden bij de drukmeting m.b.v. de omgekeerde manometer kan besproken worden aan de hand van fig.7-7. Meten we te snel in b.v. één richting (stapsgewijs steeds het volumede-biet vergroten en dus de druk), dan verkrijgen we de kromme a, fig.7-7, keren we meteen in de andere richting weer terug (dus afnemend debiet en afnemende druk) dan verkrijgen we kromme b.

Naarmate de meettijd verlengt wordt, zullen de krommen overgaan in respectievelijk a' en b' en zal de einddruk zich meer en meer naar P_e verplaatsen, om tenslotte voor beide richtingen samen te vallen met de rechte AB, hetgeen gemiddeld vier tot vijf minuten per meettijd duurt. Dit is ook sterk afhankelijk van de viscositeit van de vloeistof, des te viskeuzer, des te langer duurt de insteltijd. Hiermede is tevens te verklaren, dat t.g.v. de grote instelperiode er gewerkt is in één richting, zodat het vloeistof-niveau in de manometer een zo gering mogelijke wijziging per meetpunt behoeft te ondergaan, hetgeen de meettijd verkort.

7.2. Grafieken

De in de figuren 7-8 en 7-13 getoonde grafieken laten een gedeelte van de gemeten drukdebietkarakteristieken van de tetraëderspleet zien, bij verschillende frequenties voor een bepaalde geometrie van het schijvenmodel. Uit de grafieken komt duidelijk de frequentieafhankelijkheid tot uiting.

De formule gebaseerd op de Newtonse theorie n.l.

$$Q_t = C \cdot \frac{dP}{\eta_{\text{eff}}} = C \cdot \frac{dP}{k} \cdot (dv/ds)^{1-n} \quad (7.16)$$

bleek redelijk bruikbaar, d.w.z. de constant C vertoonde geen grote afwijkingen voor de verschillende frequenties. Deze constante is als volgt bepaald.

In de drukdebietkarakteristieken wordt Q_t als functie van de drukval dP weergegeven. De verhouding Q_t/dP wordt nauwkeurig berekend m.b.v. de kleinste kwadratenmethode, hetgeen mogelijk is, daar de grafieken praktisch lineair verlopen. Uit een bepaalde frequentie volgt de daarbij numeriek berekende snelheidsgradiënt. De basisviscositeit k en de power-law index n worden bepaald volgens de methode, welke in de theorie behandeld is. Uit deze berekende en gemeten waarden volgt tenslotte de constant C , welke grafisch wordt weergegeven als functie van het toerental. Deze functie blijkt dan horizontaal te zijn, vanwege de frequentieonafhankelijkheid van C . De constante wijzigt weliswaar bij veranderende schroefgeometrie, maar blijft hetzelfde voor een andere vloeistof, d.w.z. is onafhankelijk van de viscositeit.

Er is b.v. bij een zelfde geometrie een C.M.C. oplossing en een P.V.P. oplossing gebruikt. De P.V.P. oplossing was praktisch Newtons. Volgens de theorie wordt dan de overall viscositeit gelijk aan de basisviscositeit, zodat de frequentieafhankelijkheid in de viscositeit geelimineerd is en de drukdebietkarakteristieken samenvallen. De P.V.P. oplossing bleek helaas een power-law index van 0,9 te hebben, zodat de constant C op soortgelijke wijze bepaald moest worden, daar ook in de grafieken hiervan in lichte mate de frequentieafhankelijkheid optrad.

Een verder optredend verschijnsel bij de grafieken is het volgende. In geval van tegendraaiende schroeven, welke van boven gezien uit elkaar draaien, is de druk in de eindkamer, wanneer er nog geen lek is, hoger dan die van de beginkamer. Onder beginkamer wordt verstaan, die ruimte, waar de vloeistof de extruder in stroomt en onder de eindkamer dat gedeelte, waar de vloeistof de extruder verlaat. Bij stilstaande schijven staat er geen drukval over de spleet, oftewel de sluitdruk is gelijk aan nul. Bij toenemend volumedebiet neemt de drukval over de spleet ook lineair evenredig toe. De volumedebiet-drukverhouding Q_t/dP wordt bepaald uit de richtingscoëfficiënt van deze grafieken en is zodoende onafhankelijk van deze sluitdruk.

In geval van tegendraaiende schroeven, welke van boven gezien in elkaar draaien, is de druk in de beginkamer hoger dan die van de eindkamer. Dit drukverschil neemt toe bij stijgend toerental. Bij toenemend volumedebiet stijgt de druk in de eindkamer sterker en wordt uiteraard vrij snel groter dan die van de beginkamer. De volumedebiet drukverhouding was in deze configuratie vrijwel gelijk aan de voorafgaand situatie.

In geval van meedraaiende schroeven is de sluitdruk het hoogst bij dat meetpunt, naar hetwelk de schijven draaien, van de bovenzijde gezien. Dit effect wordt in versterkte mate waargenomen bij toenemende frequentie. Voor stijgend volumedebiet geldt ook hier, dat de druk in de eindkamer toeneemt t.o.v. die in de beginkamer. Uit de metingen blijkt de sluitdruk veel hoger te zijn, dan in geval van tegendraaiende schijven uiteraard beschouwd bij een zelfde geometrie en frequentie.

Regeling van de overdruk op het voorraadvat geeft grafieken met dezelfde debiet-drukverhouding, alleen is dan de grote van de lek evenredig met de hoeveelheid overdruk.

7.3. Meetomstandigheden

Carboxymethylcellulose oplossing

Basisviscositeit	k	8.5-25 Ns/m ²
Power-law index	n	0.48-0.65

Polyvinylpyrolidon oplossing

Basisviscositeit	k	3.9 Ns/m ²
Power-law index	n	0.9

Frequentiebereik

10,20,30,40,50 en 60 toeren per minuut

Overdruk

1.3-1.4 10^4 N/m²

Schroefgeometrie

Diameter	D	7	cm
Kamerhoogte	H	1-2	cm
Flankhoek	ψ	5°-10°	

Fig. 7-9 De drukebleetkarakteristieken van de tetraederspleet.

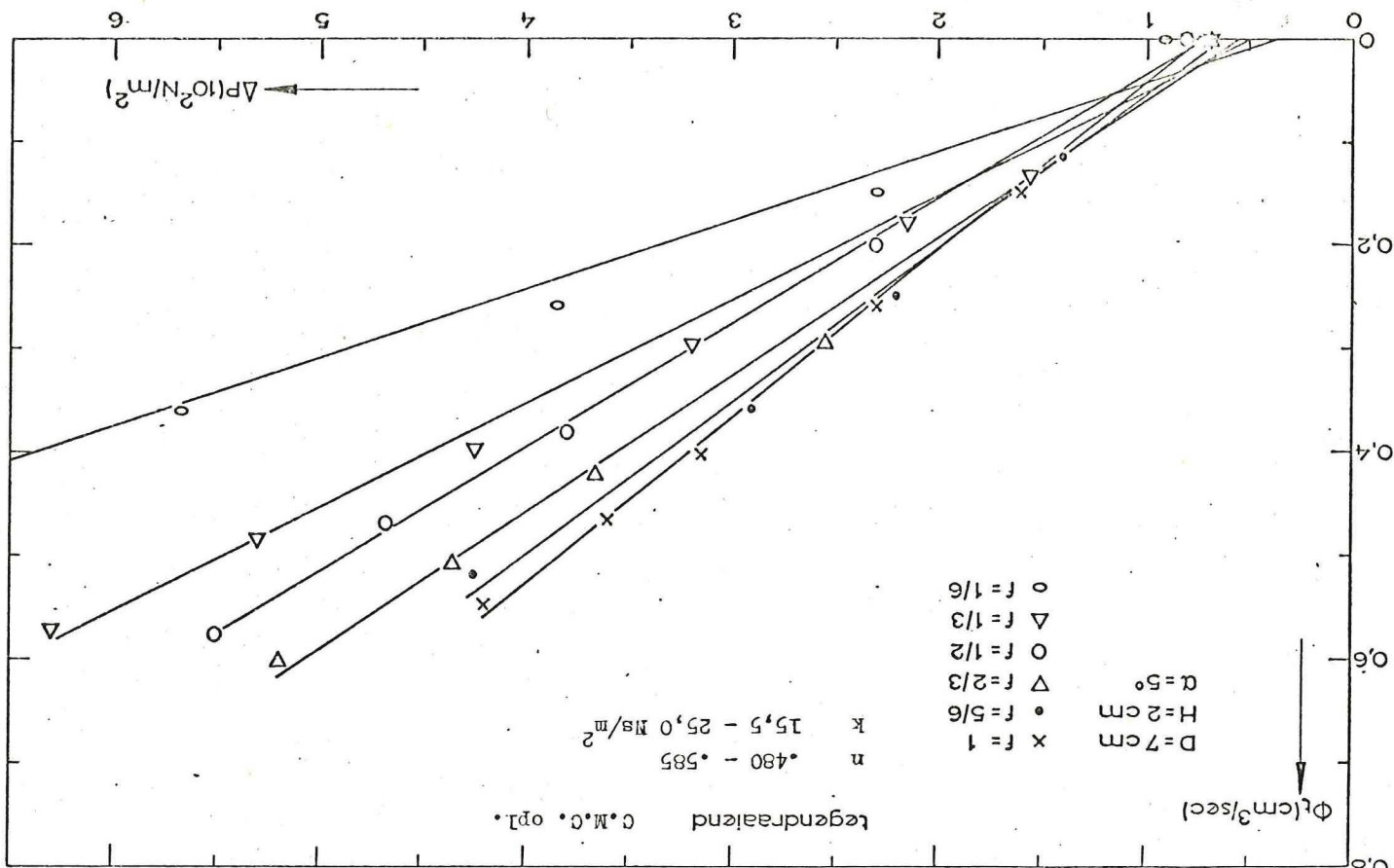
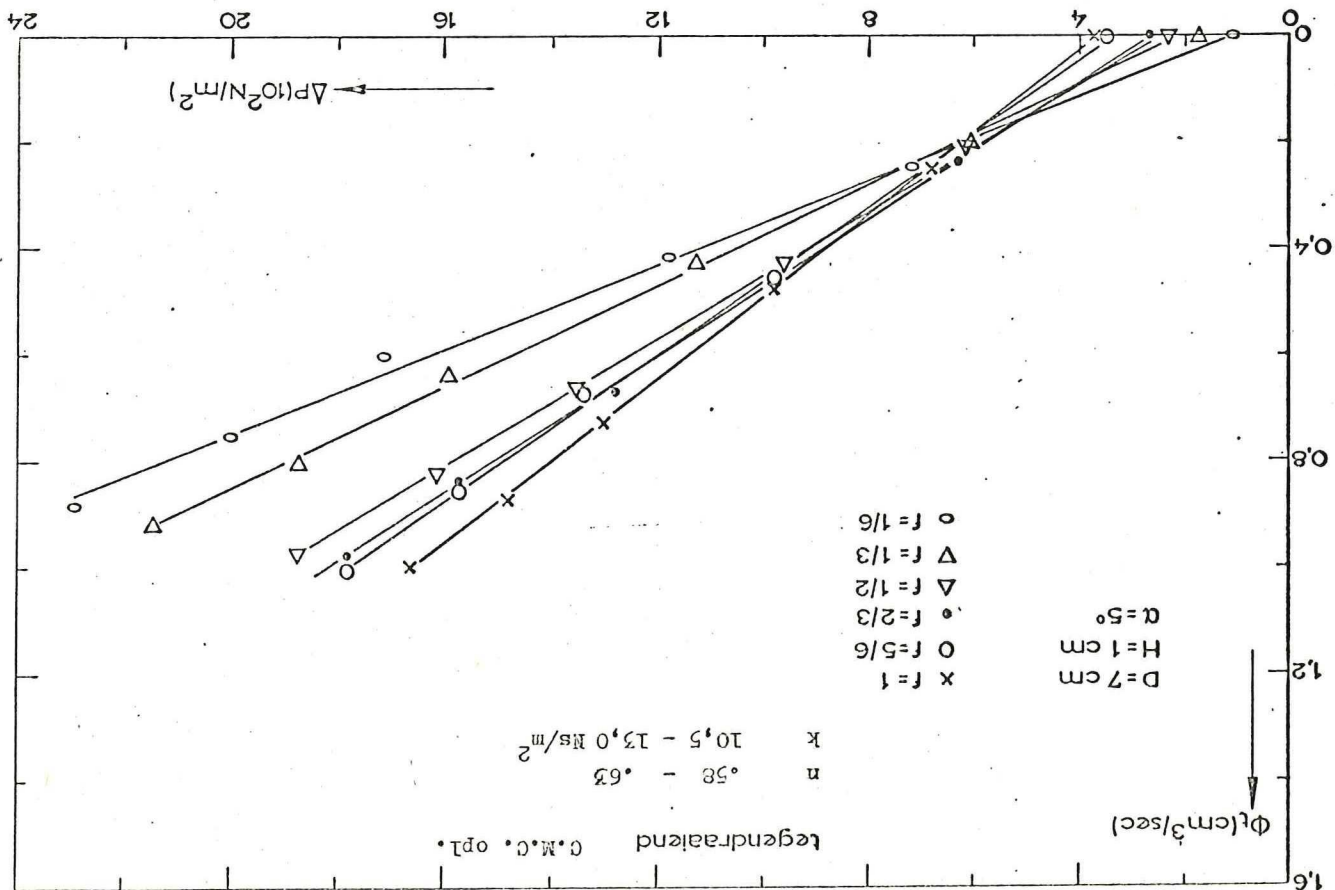


Fig. 7-8 De drukebleetkarakteristieken van de tetraederspleet.



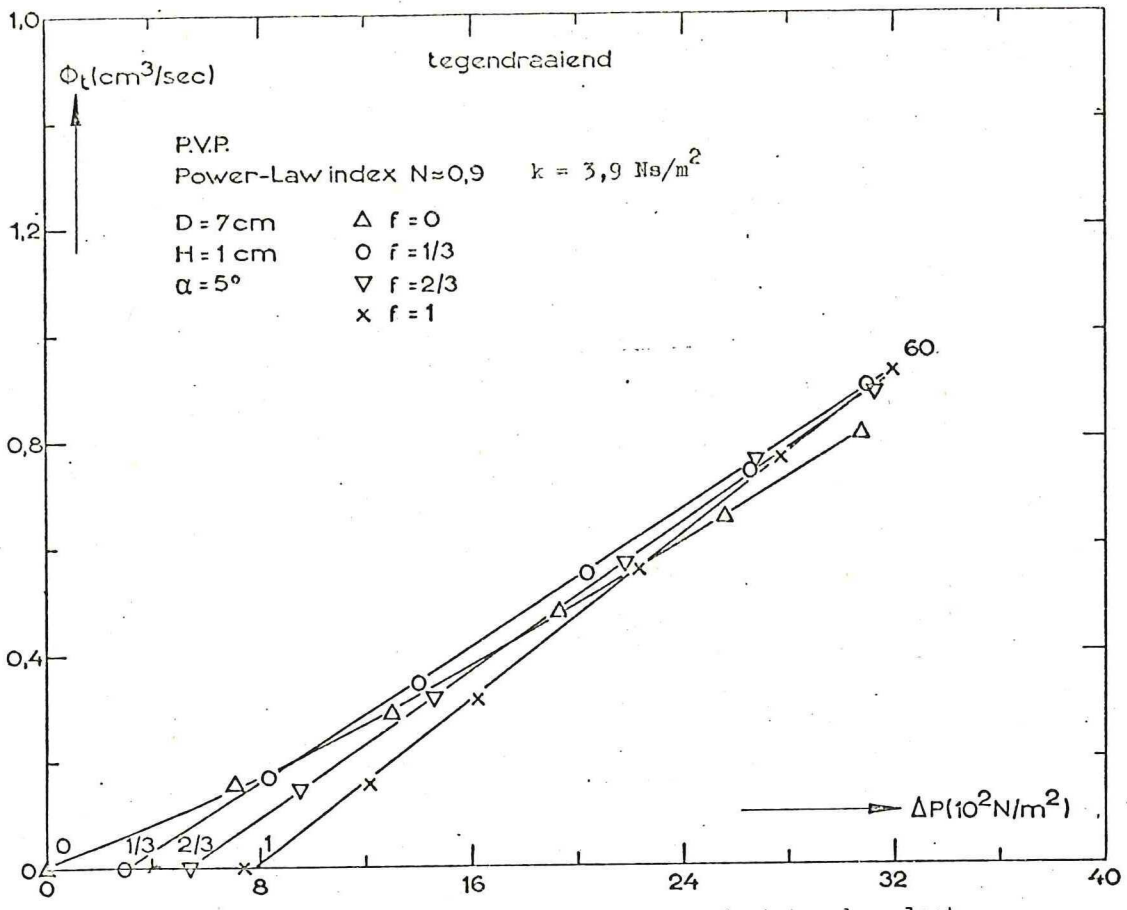


Fig. 7-10 De drukdebietkarakteristieken van de tetraederspleet.

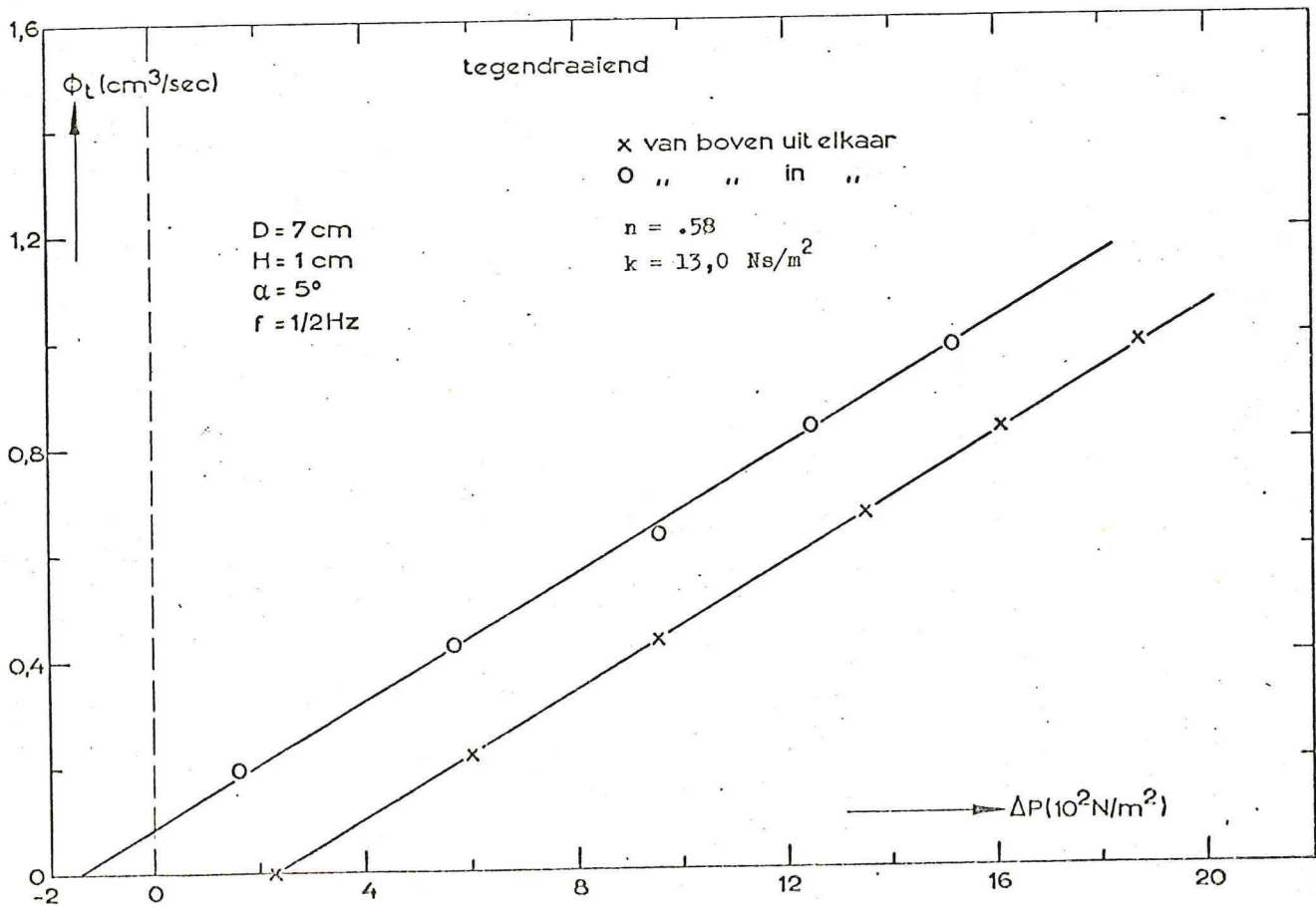


Fig. 7-11 De drukdebietkarakteristieken van de tetraederspleet.

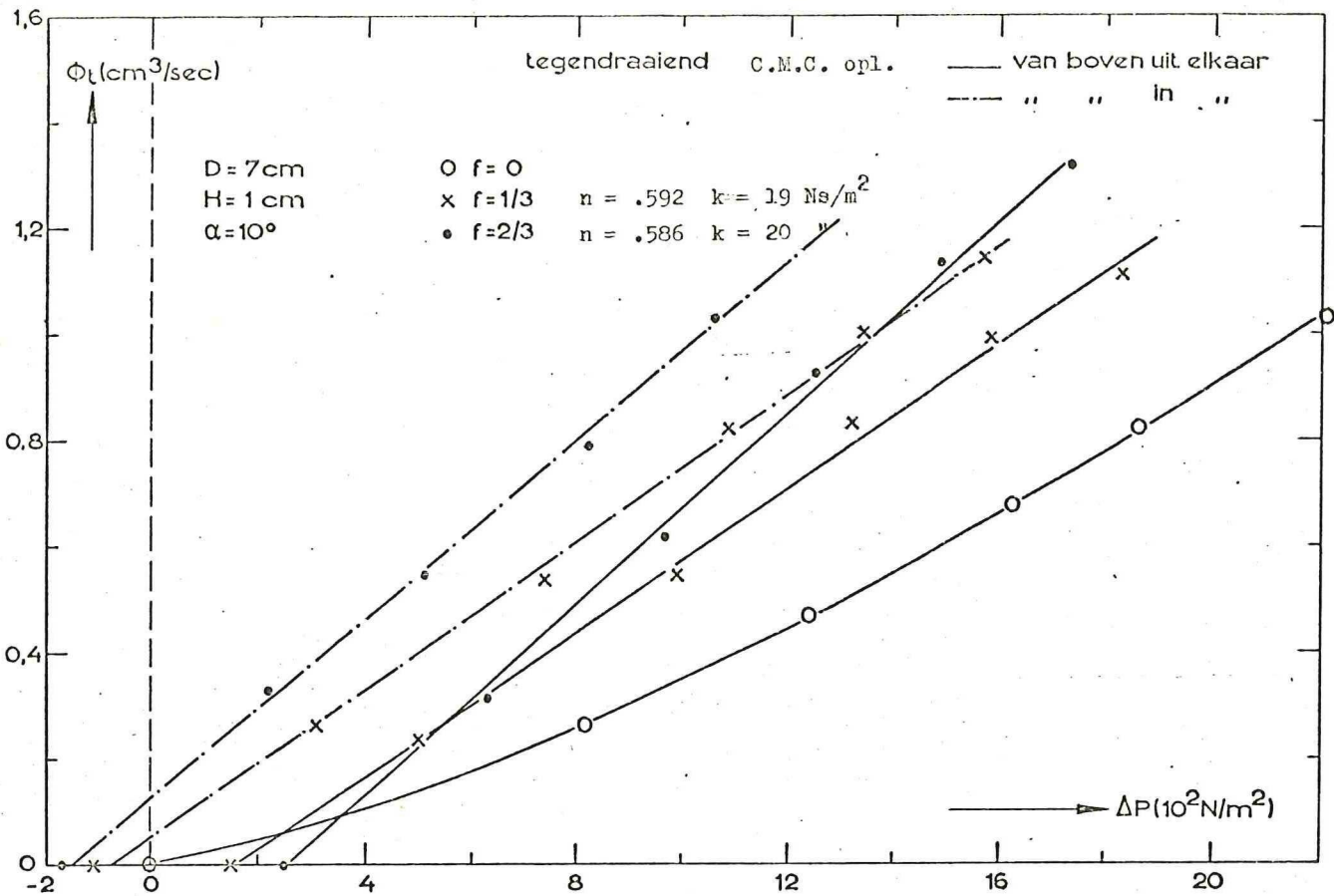


Fig. 7-12 De drukdebietkarakteristieken van de tetraederspleet.

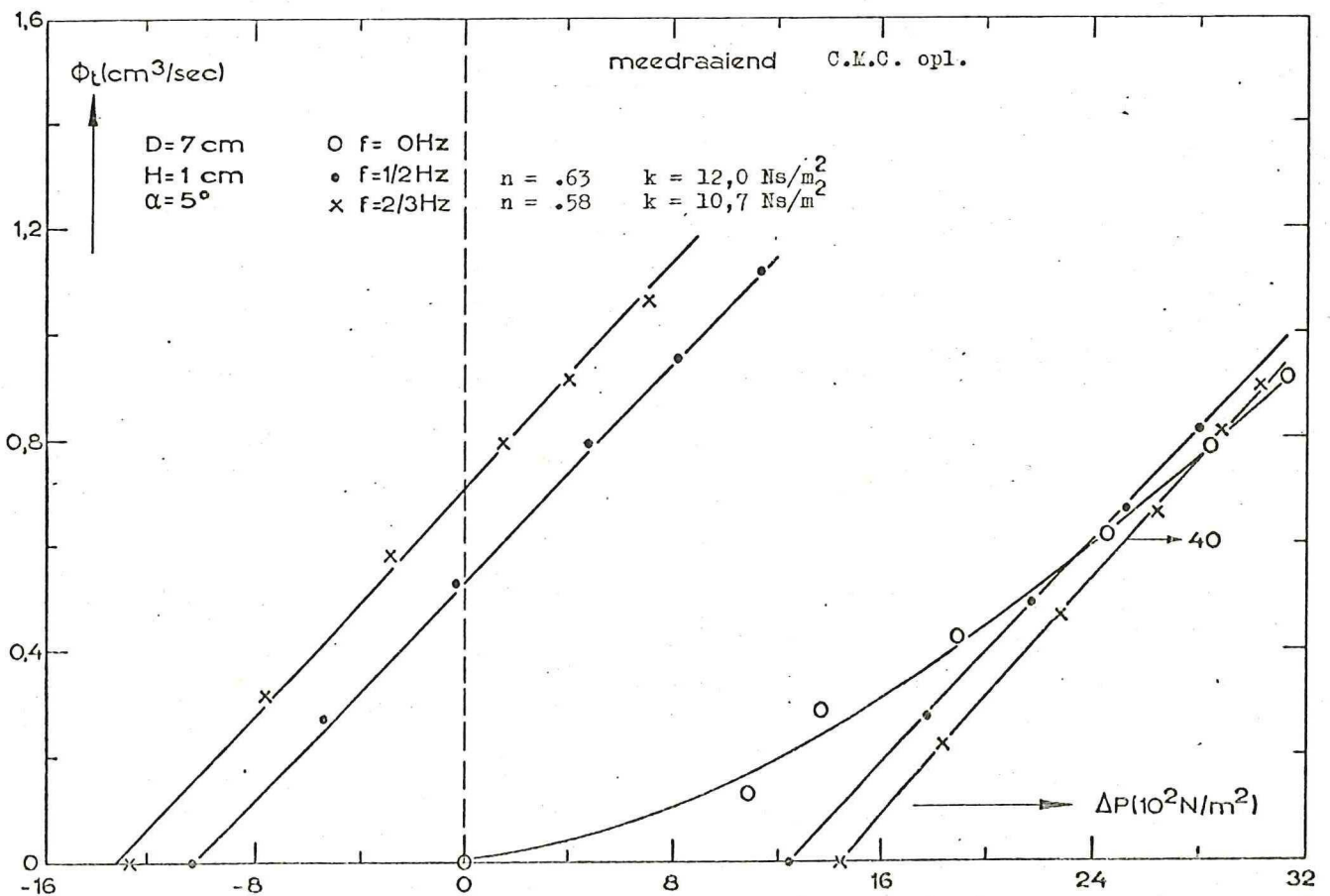


Fig. 7-13 De drukdebietkarakteristieken van de tetraederspleet.

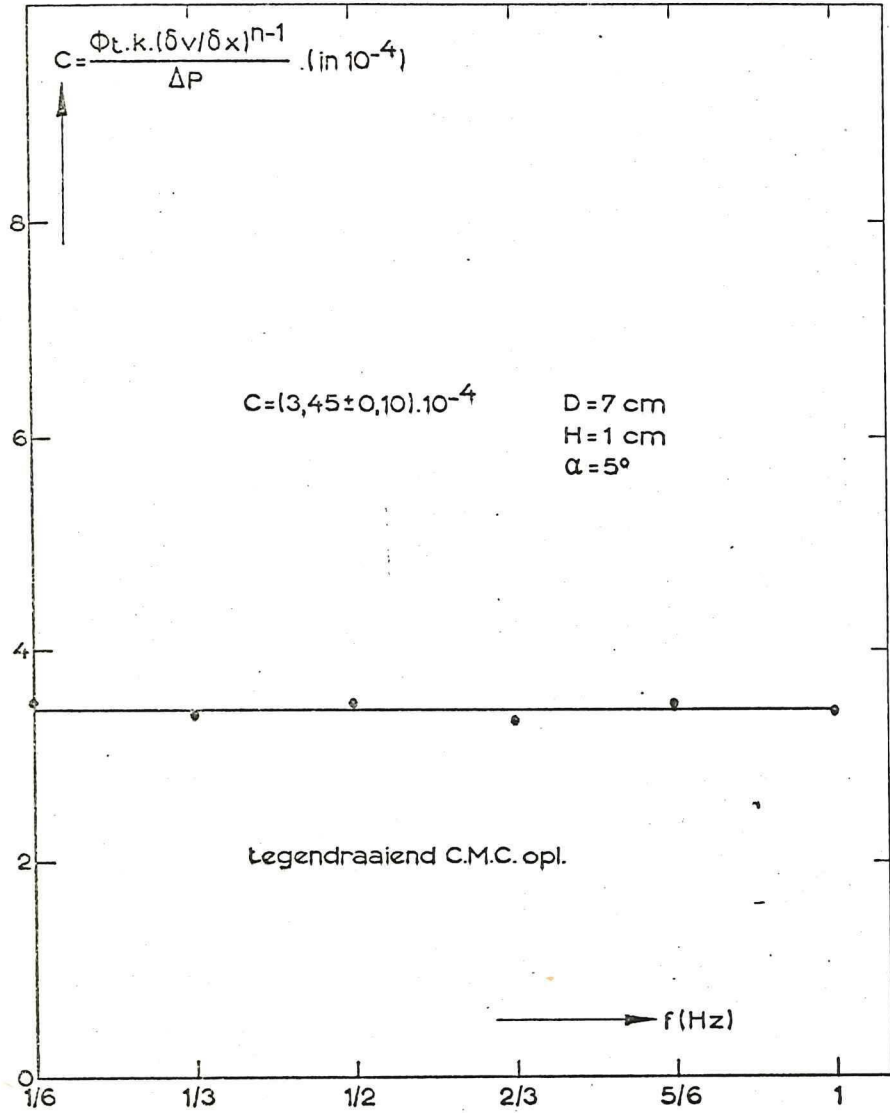


Fig. 7-14 De schroefconstante als functie van de frequentie.

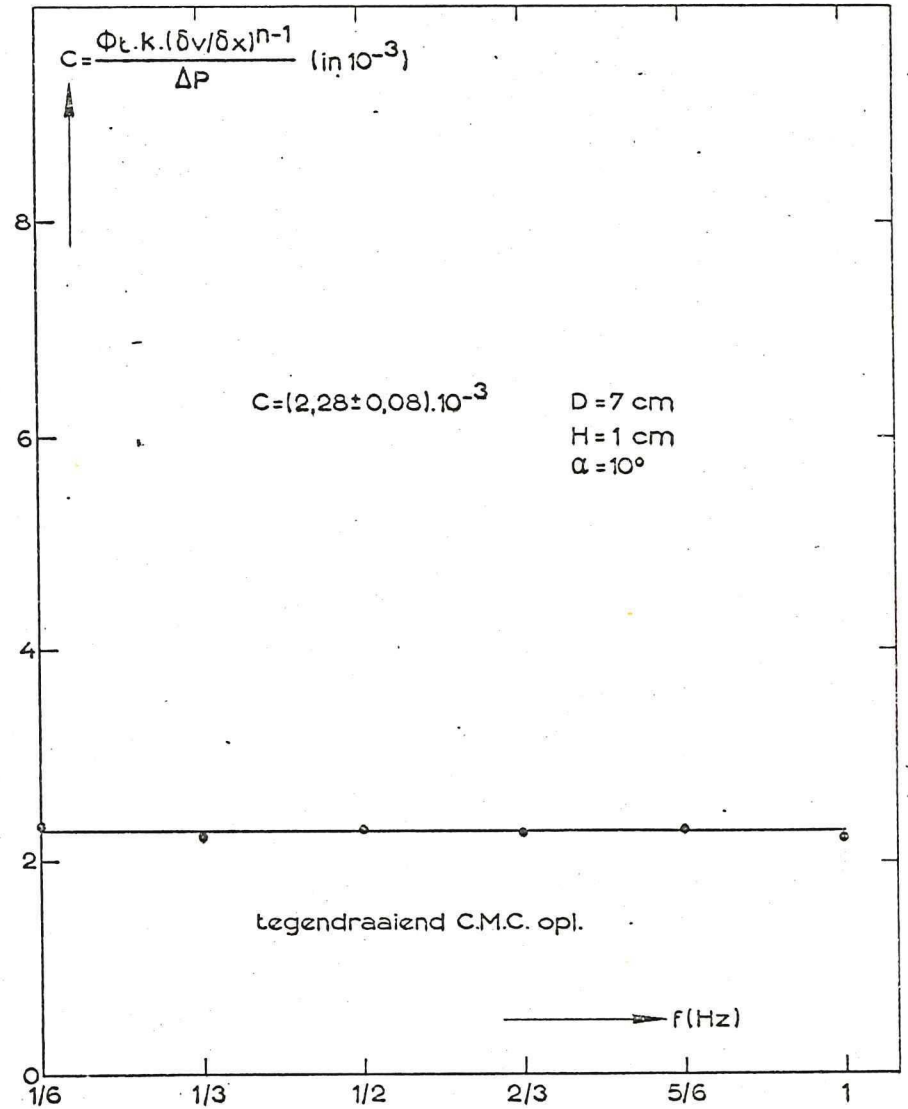


Fig. 7-15 De schroefconstante als functie van de frequentie.

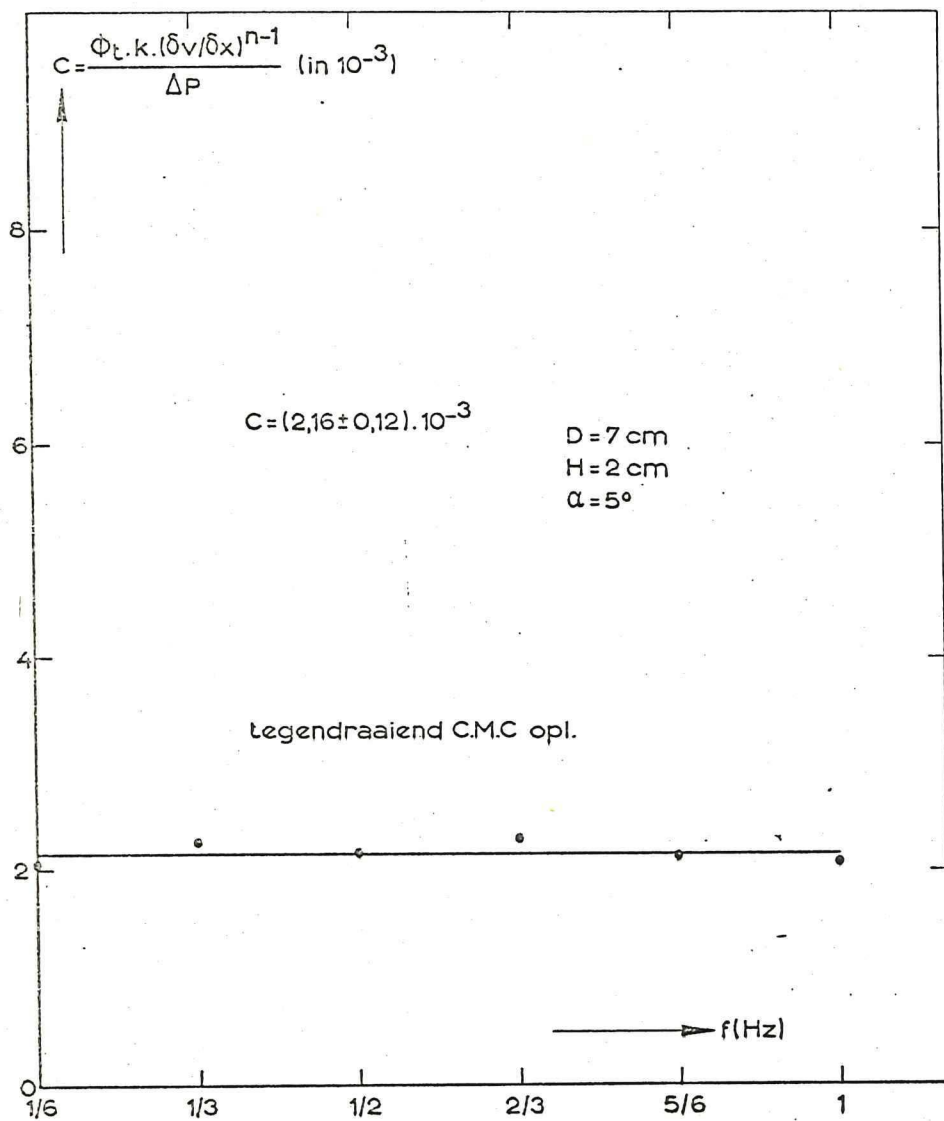


Fig. 7-16 De schroefconstante als functie van de frequentie.

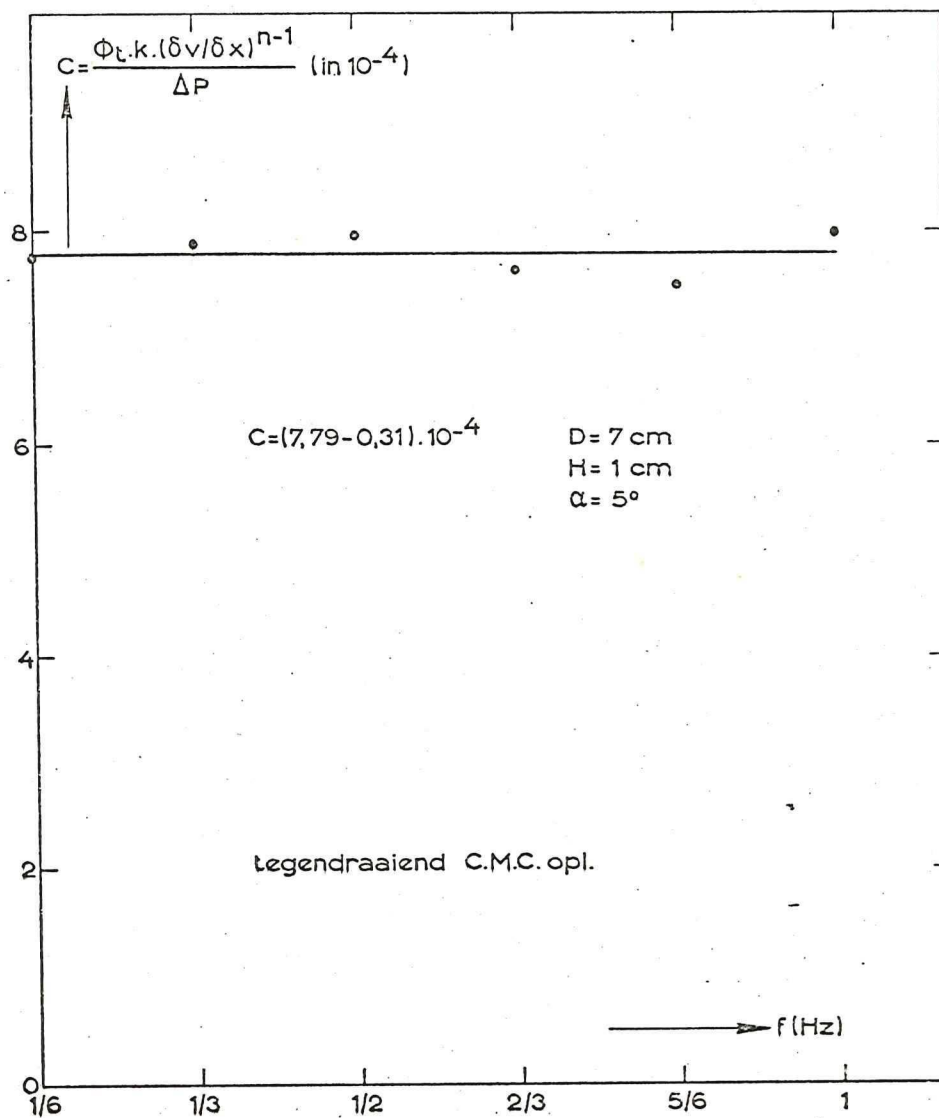


Fig. 7-17 De schroefconstante als functie van de frequentie.

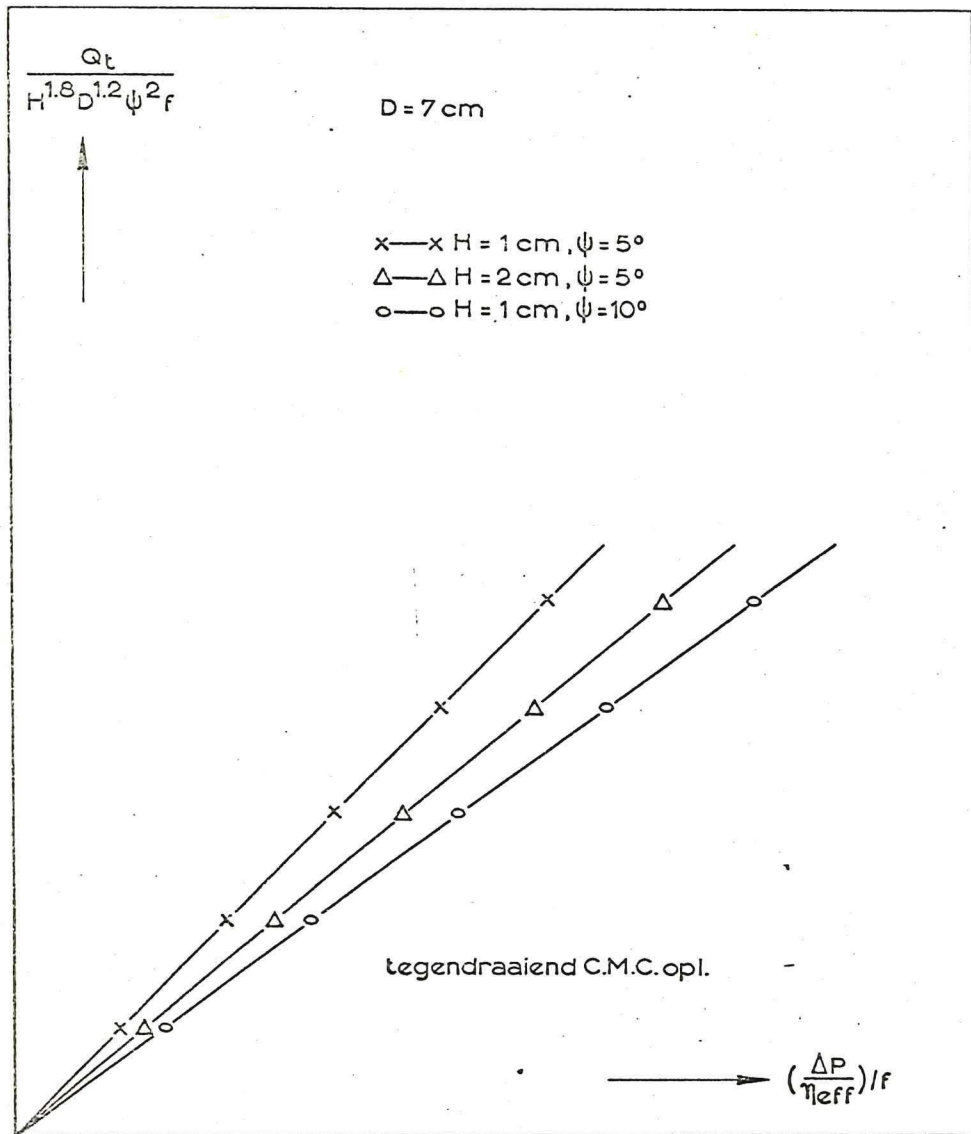


Fig. 7-19 De dimensieloze drukdebietkarakteristieken van de tetraederspleet.

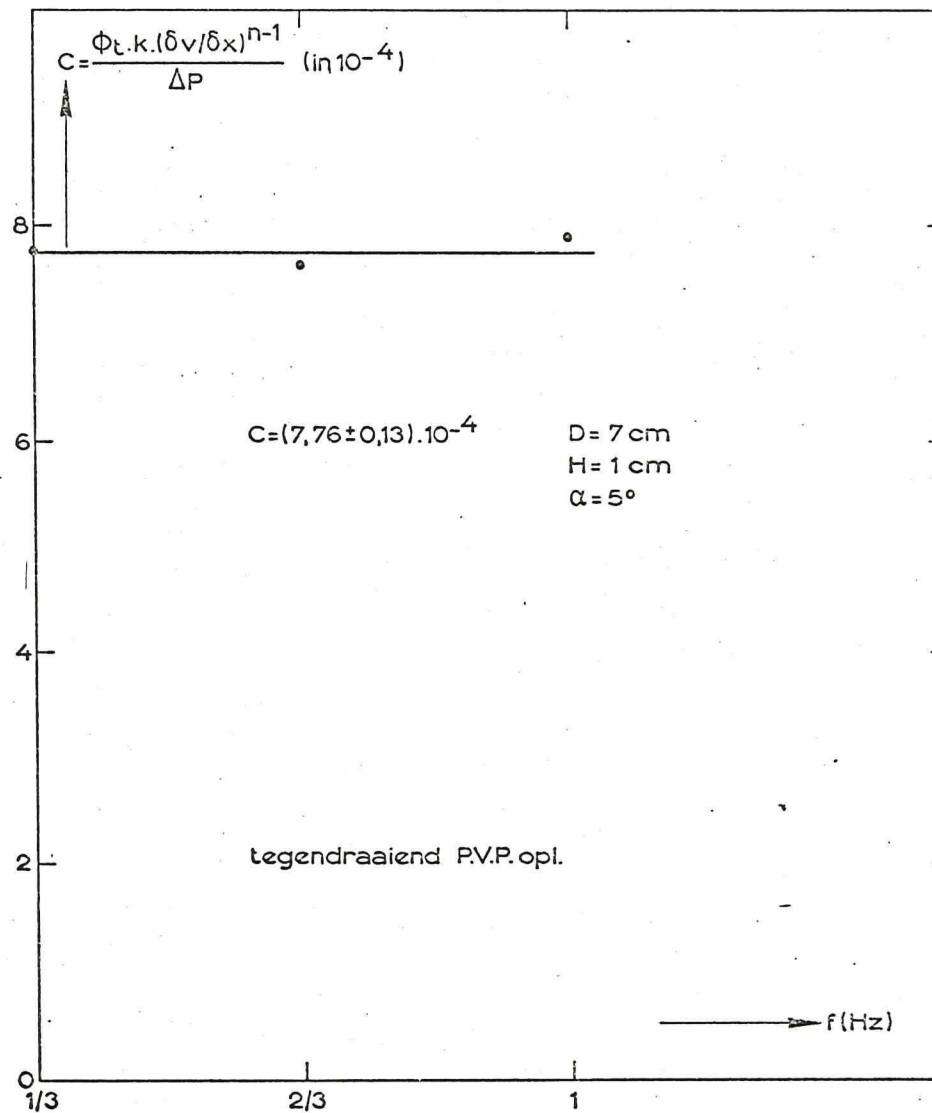


Fig. 7-18 De schroefconstante als functie van de frequentie.

7.4. Conclusies uit de lekdrukafhankelijkheid van de tetraederspleet

Aan de hand van de meetresultaten en de formules

$$Q_{\text{tet}} = C \cdot \frac{dP}{\eta_{\text{eff}}} \quad (7.16)$$

$$\eta_{\text{eff}} = k \cdot \left(\frac{dv}{ds} \right)_{\text{gem}}^{n-1} \quad (7.6)$$

zien we het volgende:

Toename van de frequentie geeft afname van de effectieve viscositeit. Dit volgt uit het feit, dat bij pseudoplastische vloeistoffen de Power-Law index n kleiner dan 1 is en η_{eff} lineair evenredig is met de frequentie. Uit de afname van de effectieve viscositeit volgt, dat de vloeistof minder viskeus wordt en dientengevolge de lek bij een zelfde drukval groter wordt, hetgeen dus vergroting van de factor Q_{tet}/dP met zich meebrengt, die de afname van de effectieve viscositeit praktisch compenseert, zodat C constant blijft. De deels numeriek en deels empirisch gevonden constante C blijkt redelijk goed aan de volgende formule te voldoen.

$$C = 0,0076 \cdot H^{1,8} \cdot D^{1,2} \cdot \psi^2 \quad (7.17)$$

Hierin zijn: H de kamerhoogte
 D de schroefdiameter
 ψ de flankhoek in radialen

zodat de hoeveelheid lek zich redelijk laat beschrijven door de vergelijking van de volgende dimensieloze gedaante.

$$\frac{Q_{\text{tet}} \cdot \eta_{\text{eff}}}{dP \cdot D^3} = 0,0076 \cdot \left(\frac{H}{D} \right)^{1,8} \cdot \psi^2 \quad (7.18)$$

De constante C blijkt bij meedraaiende schijven een andere waarde te hebben, beschouwd bij een gelijke geometrie. Weliswaar behoudt ze haar frequentieonafhankelijkheid, maar deze waarde verandert voor het quasi-Newtonse geval. Gesteld kan worden, dat de druk-debietkarakteristieken hier een andere gedaante hebben, als in (7.18) vastgelegd is voor het geval van tegendraaiende schijven. Er zijn nagenoeg voor deze situatie niet voldoende metingen gedaan, zodat het onmogelijk is, hiervoor een redelijke drukafhankelijkheid te beschrijven.

De snelheidsgradiënt voor tegendraaiende schroeven kan na curvefitting uit de berekeningen van het programma tetra voor bepaalde intervallen sterk vereenvoudigd als volgt worden weergegeven.

$$\left(\frac{dv}{ds}\right)_x = \frac{m \cdot f}{\psi} \quad (7.19)$$

De constante m wordt

$$\begin{aligned} m &= 8,2 \left(\frac{D}{H}\right) & 2 \leq \frac{D}{H} \leq 3 \\ m &= 12,2 \left(\frac{D}{H}\right)^{0,6} & 3 \leq \frac{D}{H} \leq 9 \end{aligned} \quad (7.20)$$

De afwijking in de dimensieloze constante m is voor beide intervallen minder dan drie procent.

8 Conclusies en Verklaringen

Bij constante geometrie kunnen de afzonderlijke lekken bij gebruik van een Power-Law vloeistof als volgt geschreven worden:

$$Q_{\text{rug}} = - C_1 \cdot (\pi - \alpha) \cdot D \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{\text{rug}}^{1/n} + (\pi - \alpha) \cdot f \cdot d \cdot S \cdot D \quad (8.1)$$

$$Q_{\text{cal}} = C_2 \cdot \pi \cdot b \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{\text{cal}}^{1/n} + 2\pi f \cdot b \cdot H_0 \cdot H \cdot \left(\frac{D}{H} + 0,65\right) \quad (8.2)$$

$$Q_{\text{tet}} = 0,0076 \cdot C_3 \cdot \left(\frac{H}{D}\right)^{1,8} \cdot \psi^2 \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{\text{tet}}^{1/n} \quad (8.3)$$

Hierin zijn: $C_1 = C_1(P_e, k, n, d) \quad (8.4)$

$$C_2 = C_2(H_0, k, n) \quad (8.5)$$

Deze constanten zijn numeriek berekend als functie van hun parameters. Het opstellen van een analytische formule hiervoor is te complex. De constante C_3 welke voorkomt in de tetraederlek wordt als volgt bepaald.

$$Q_{\text{tet}} = 0,0076 \left(\frac{H}{D}\right)^{1,8} \cdot \psi^2 \cdot \frac{dP}{\eta_{\text{eff}}} \quad (8.6)$$

Voor de effectieve viscositeit geldt:

$$\eta_{\text{eff}} = k \cdot \left(\frac{dv_x}{dy}\right)^{n-1} \quad (8.7)$$

Volgens de gereduceerde Navier-Stokes vergelijking kan voor de snelheidsgradiënt geschreven worden.

$$\frac{dv_x}{dy} = C \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)^{1/n} \quad (8.8)$$

Substitueer (8.8) in (8.7) en vervolgens (8.7) in (8.6).

Na enige omwerking volgt:

$$Q_{tet} = \frac{0,00}{c^{n-1}} \cdot \left(\frac{H}{D}\right)^{1,8} \cdot \psi^2 \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{tet}^{1/n} \quad (8.9)$$

Dit kan als (8.3) geschreven worden.

Uit de gelijkstelling van (8.3) aan (8.6) volgt de desbetreffende waarde van C_3 . De totale lek in de extruder is gelijk aan:

$$Q_{lek} = Q_{rug} + Q_{cal} + Q_{tet} \quad (8.10)$$

Dit kan geschreven worden als:

$$Q_{lek} = C'_1 \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{rug}^{1/n} + C'_2 \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{cal}^{1/n} + C'_3 \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)_{tet}^{1/n} + C_4 \cdot f \quad (8.11)$$

Hierin zijn:

$$C'_1 = - C_1 \cdot (\pi - \alpha) \cdot D \quad (8.12)$$

$$C'_2 = b \cdot \pi \cdot C_2 \quad (8.13)$$

$$C'_3 = 0,0076 \cdot C_3 \cdot \left(\frac{H}{D}\right)^{1,8} \cdot \psi^2 \quad (8.14)$$

$$C_4 = (\pi - \alpha) \cdot d \cdot S \cdot D + 2 \pi \cdot b \cdot H \cdot O \cdot H \cdot \left(\frac{D}{H} + 0,65\right) \quad (8.15)$$

De drukvallen over de diverse spleten kunnen als volgt samengesteld worden:

$$dP_{rug} = a \cdot dP \quad dP_{cal} = b \cdot dP \quad dP_{tet} = c \cdot dP \quad (8.16)$$

Hierin zijn a, b en c constanten en dP de drukval per kamer. Substitutie van (8.16) in (8.11) geeft:

$$Q_{lek} = \left(C'_1 \cdot a^{1/n} + C'_2 \cdot b^{1/n} + C'_3 \cdot c^{1/n} \right) \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)^{1/n} + C_4 \cdot f \quad (8.17)$$

$$\text{Stel: } A' = C_1' \cdot a^{1/n} + C_2' \cdot b^{1/n} + C_3' \cdot c^{1/n} \quad (8.18)$$

De totale lek is zodoende:

$$Q_{\text{lek}} = A' \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)^{1/n} + C_4 \cdot f \quad (8.19)$$

De opbrengst is gelijk aan de maximale opbrengst minus de lek:

$$Q = Q_{\text{max}} - Q_{\text{lek}} = 2f \cdot N \cdot V - C_4 \cdot f - A' \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)^{1/n} \quad (8.20)$$

Dit kan als volgt dimensieloos geschreven worden:

$$\frac{Q}{2f \cdot V} = N - \frac{C_4}{2V} - \frac{A'}{2V \cdot f} \left(\frac{dP}{k}\right)^{1/n} \quad (8.21)$$

$$\text{Stel: } B = N - \frac{C_4}{2V} \quad (8.22)$$

$$A = \frac{A'}{2V}$$

Substitutie van (8.22) in (8.21) geeft:

$$\frac{Q}{2f \cdot V} = B - A \cdot \left(\frac{dP}{k}\right)^{1/n} \quad (8.23)$$

Het bovenstaande laat zien, dat het ook mogelijk is de Power-Law modellen compact te presenteren en uiteraard op zodanige wijze, dat ze voor $n = 1$ overgaan in het Newtonse model als beschreven in Mulders(4).

Uit de grafieken blijkt echter, dat in het niet-Newtonse geval de drukdebietkarakteristieken niet op dezelfde theoretische wijze samenvallen, door uitzetting van de dimensieloze kentallen langs de assen, zoals bij Newtonse vloeistoffen wel het geval is.

Dit vindt haar oorzaak in de frequentieafhankelijke verandering der drukdebietkarakteristieken. Bij hogere frequentie wordt de Power-Law index n kleiner en de basisviscositeit k groter. (zie hoofdstuk viscositeitsmeting) Hieruit volgt, dat de waarde van

het dimensieloze kental

$$\left(\frac{dP}{k}\right)^{1/n}$$

in feite groter is, dan in werkelijkheid is uitgezet, immers n werkt exponentiël door en k niet, zodat het effect van een afnemende n sterker doorwerkt, dan een toenemende k .

Het is echter onmogelijk geweest van een over-all viscositeit te spreken van alle lekspletten, zodat in de metingen uitgegaan is van een bepaalde basisviscositeit en Power-Law index, waardoor echter wel een fout geïntroduceerd wordt, die de afwijking in de grafieken wat betreft de frequentie kan verklaren.

Uit de formules is te zien, dat aangezien de Power-Law index kleiner is dan 1, de drukafhankelijkheid groter is dan in het Newtonse geval. De schijnbare viscositeit verschilt sterk, daar de afschuifkrachten in de lekspletten veel groter zijn, dan die welke op de polymeer in de kamers werken, zodat het onmogelijk is hiervoor een bepaalde afschuiving vast te stellen en dus de bijbehorende waarden van n en k te bepalen, zoals gedaan is voor de tetraëderspleet. De opbrengst in het Power-Law geval zal niet veel verschillen van het Newtonse geval, dit komt ook duidelijk tot uiting in de meetresultaten. Een verklaring hiervoor is het feit, dat bij laminaire stroming in pompen het debiet onafhankelijk is van de schijnbare viscositeit. De drukopbouw is uiteraard wel afhankelijk van deze grootte.

Uit de resultaten voor het Power-Law model komt de tendens naar voren, dat de meetpunten niet op rechte lijnen liggen, maar veel meer op een hogere graadskromme. De afschuifkrachten t.g.v. einddrukcomponenten in de teruglek zullen n.l. groter zijn, naarmate de teruglek groter is, waardoor deze niet lineariteit geïntroduceerd wordt. Binnen het normale werkgebied van de extruder zijn de afwijkingen echter zo klein, dat linearisatie van de meetresultaten geen onaanvaardbare fout introduceert.

9 Suggesties

De drukmeting aan het tetraederschijvenmodel was een vrij langdurige kwestie. Een Bourdonbuismeter met een aangepast drukbereik (d.w.z. voor zeer nauwkeurige registratie van lage drukken) zou meer geschikt zijn. Het gebruik van een doorzichtig perspex huis zou gunstiger zijn voor het ontluichtingsproces. Tevens zou men het stromingsprofiel m.b.v. kleurstofinjecties tijdens het roteren kunnen fotograferen, teneinde na te gaan of deze redelijkerwijze overeenstemmen met de berekende afschuifsnelheden.

Verder onderzoek zal nog gedaan moeten worden aan een niet-nauwsluitend schijvenmodel, waarbij de spleetafstand te variëren is. Hiernaast moeten er nog meer metingen verricht worden voor het meedraaiende model. Dit is echter alleen relevant als hieromtrent ook voor de resterende spleeten een theorie is opgesteld.

Tijdens de verwerking van de C.M.C. oplossing treedt een geringe degradatie op, wat er op neer komt, dat de Power-Law index n stijgt en de basisviscositeit daalt. Het is dus moeilijk hieruit exact de vloeistofgrootheden te bepalen, daar deze bovendien frequentieafhankelijk zijn.

Een andere wijze van presentatie van de grafieken is het volgende: Als uitgangspunt stellen we, dat er een over-all schijnbare viscositeit van de extruder bestaat. Het debiet wordt als functie van de drukval met de sluitdruk op de bekende wijze bepaald, zodat de mogelijkheid bestaat d.m.v. curvefitting de drukdebietkarakteristieken als rechten te presenteren, uitgaande hierbij van de Newtonse methode van uitzetting van de dimensieloze kentallen. Hieruit kan men de over-all schijnbare viscositeit verkrijgen. Na de omwerking als beschreven in hoofdstuk 8 betreffende de Conclusies voor het geval van de tetraëderspleet vindt men rechtstreeks formule 8-23. De grote beperking echter van deze methode is, dat de constanten A en B in (8.23) niet gedetailleerd bekend zijn als functie van de schroef-en vloeistofgrootheden.

Een nadeel van het bestaande extrudermodel is, dat het hiermee niet mogelijk is exact de temperatuur van de verwerkte polymeer vast te leggen. Een temperatuursverandering van één graad tijdens een meet-

serie kan al een redelijke afwijking teweegbrengen, terwijl de temperatuur in de werkelijke extruder goed bekend is.

Verder zou de viscositeitsmeter een groter bereik moeten hebben voor hoge afschuifsnelheden en tevens een uitgebreider bereik voor zeer lage afschuifsnelheden, teneinde de schuifkracht als functie van de afschuifsnelheid en hiermede dus de vloeistofgrootheden n en k nauwkeuriger te kennen. Een geringe fout in laatstgenoemde grootheden veroorzaakt een afwijking, die sterk kan doorwerken in de drukdebietkarakteristieken.

```

0  REAL*8 REAL P,DPDX,N,KH,CH,PSI,DPE,QF,Q,S,HH,E,D,R,ETA,F,H,ALP,
2  ND,KR,UB,FF,SG,DPS,V,A,NO,N1,N2,CC,DPK,SK,SP;
3  REAL*8 REAL K,FK,DK,HK;
4  COMMENT, COMPUTING OF K1 WITH THE NEWTON-RAPHSON METHOD;
5  X:=.33;
6  FK:=*(1-X)**N2-CC**N1+N*K**N2;
7  DK:=-CC*(1-X)**N1-CC**N0+CC**N1;
8  HK:=-X-FK/DFK; IF ABS((X-HK)/HK) < -3, THEN, GOTO TWO;
9  X:=HK; GOTO ONE;
10 TWO:
11 X1:=4X;
12 END;
13 REAL*8 REAL K,FK,DK,HK;
14 COMMENT, COMPUTING OF K1 WITH THE NEWTON-RAPHSON METHOD;
15 X:=.33;
16 REAL*8 REAL C1;
17 REAL*8 REAL C,F,C,DF,C,HC,B9,AV,W;
18 REGION, REAL C,F,C,DF,C,HC,B9,AV,W;
19 COMMENT, COMPUTING OF C1 WITH THE NEWTON-RAPHSON METHOD;
20 C:=2; W:=(P/ETA)**N0; RA:=(W/VA)**D**N1; VA:=BR/N1;
21 FC:=W*(C**N1-(C-1)**N1)-1; DFC:=BR*(C**N0-(C-1)**N0);
22 HC:=C-FC/DFC; IF ABS((C-HC)/HC) < -3, THEN, GOTO FOUR;
23 C:=HC; GOTO THREE;
24 THREE:
25 FC:=W*(C**N1-(C-1)**N1)-1; DFC:=BR*(C**N0-(C-1)**N0);
26 HC:=C-FC/DFC; IF ABS((C-HC)/HC) < -3, THEN, GOTO FOUR;
27 C:=HC; GOTO THREE;
28 FOUR:
29 C1:=3C;
30 END;
31 REGION, REAL C,F,C,DF,C,HC,B9,AV,W;
32 COMMENT, COMPUTING OF THE FLANK LEAKAGE AND PRESSURE;
33 S:=.02; A:=.01; D:=.07; K:=.935; ETA:=5;
34 ALF:=ARCTAN((SQR(2*W*H-H**2))/(D-H)); E:=D*(PI-ALF);
35 PSI:=ARCTAN(.123); HH:=H*SIN(PSI)/COS(PSI);
36 SK:=S/2+HH; SP:=S/2-HH;
37 FORK:=.35; STEPS=35; UNTIL .175; DO
38 FORF:=.33; STEPS=33; UNTIL .1; DO
39 FORD:=.0002; STEPS=900; UNTIL .001; DO
40 REGION, FOR N:=.5; STEP=1; UNTIL 1.0; DO
41 HEGIN, V:=F*S; V0:=1/N; N1:=1+1/N; N2:=2+1/N;
42 GC:=2*N+1; RR:=(ETA/H)*(V*W*N/H)**N; KH:=K1;
43 DPDX:=RR*((1-KH)**N1-KH**N1)**(-N); DPK:=SK*DPDX;
44 DPE:=ETA*(FVA)**N; DPS:=DPK+2*DPE; P:=DPS/SP; CH:=C1;
45 U:=CH**N1-(CH-1)**N1; FE:=CH**N2-(CH-1)**N2;
46 GG:=FE/N2-(CH-1)**N1; GF:=GG/UG; G:=R#D0*GF#VW;
47 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,4,1,DPDX);
48 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,6,1,DP);
49 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,4,1,DP);
50 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,6,1,DP);
51 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,4,1,DP);
52 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,6,1,DP);
53 LINE(1,2);
54 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,3,1,AV);
55 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,2,1,FE);
56 OUTSTRIM(1,1,1,DPDX=1); FLO(1,2,1,DD);
57 END; LINE(1,3);
58 END;

```

P u q

Appendix A Berekeningen van de rugspleet.

Uit volgt de volgende relatie voor C_2

$$\frac{n}{n+1} \cdot \frac{d}{v_w} \cdot \left(\frac{dP}{dx} \right)^{1+1/n} \cdot \left(\frac{dP}{dx} \right)^{1/n} \cdot \left\{ C_2^{1+1/n} - (C_2-1)^{1+1/n} \right\} - 1 = 0 \quad (A1)$$

De drukgradiënt in de spleet is gelijk aan:

$$\frac{dP}{dx} = \left(\frac{dP}{dx} \right)_{kam} + \frac{2dP_e}{\frac{1}{2}S-H \cdot \tan\psi} \quad (A2)$$

Hierin zijn:

dP_e = de einddruk per kamer

$$\left(\frac{dP}{dx} \right)_{kam} = \frac{k \cdot \left(\frac{1}{2}S+H \cdot \tan\psi \right)}{H \cdot \left(\frac{1}{2}S-H \cdot \tan\psi \right)} \cdot \frac{\left\{ \left(\frac{n+1}{n} \right) \cdot \frac{S}{H} \cdot f \right\}^n}{\left\{ (1-t)^{1+1/n} - t^{1+1/n} \right\}^n} \quad (A3)$$

In (A3) zijn alle grootheden bekend, t kan volgens de wijze als behandeld in het hoofdstuk van de rugspleet bepaald worden. In (A2) is dP_e een willekeurig gekozen waarde, substitueer vervolgens (A3) in (A2). Substitutie van (A2) in (A1) levert een vergelijking op, waarin C_2 de enige onbekende variabele is. Deze is op numerieke wijze op te lossen met de methode van Newton-Raphson.

NO ERRORS FOUND

242
244

END ; LINE (1,3) ;
END ;

C A L A N D

```

0 BEGIN INTEGER I, REAL P, PSI, R, DPOS, ETA, U, F, VN, H, K, IOZ, IIZ,
3 1OKZ, IKZ, KIZ, KOKZ, KIKZ, FN, CN, AN, BN, P, Z, KZ, B, VOI
4 REAL PROCEDURE Bessel(K, N, X, LA3);
5 VALUE X, INTEGER K, N, REAL X;
7 LABEL LAB, CODE;
9 COMMENT COMPUTING OF THE CALANDER LEAKAGE FOR A NEWTONIAN FLUID;
9 B:=.01; R:=.035; H:=.01; PSI:=R/H; K:=(R-H)/R;
14 FOR I TA:=1, STEP 2 UNTIL 5, DO
15 FOR K F:=.33, STEP .33 UNTIL 1, DO
16 BEGIN FOR DPOS:=375, STEP 375 UNTIL 3750, DO
18 BEGIN U:=2*PI*F*R; P:=--((R*H)/(ETA*U))*DPOS; VN:=0; L:=-1;
23 RES: L:=L+2;
25 BEGIN Z:=PSI*L*PI; KZ:=K*Z;
28 IOZ:=BESSEL(3,0,Z,LA3); IIZ:=BESSEL(3,1,Z,LA3);
30 IKZ:=BESSEL(3,0,KZ,LA3); IKZ:=BESSEL(3,1,KZ,LA3);
32 KOZ:=BESSEL(4,0,Z,LA3); KIZ:=BESSEL(4,1,Z,LA3);
34 KOKZ:=BESSEL(4,0,KZ,LA3); KIKZ:=BESSEL(4,1,KZ,LA3);
36 FN:=IKZ*KIZ-IIZ*KIKZ; CN:=2*P/(K*PSI*(L*PI)**3);
38 AN:=CN*(K-2)/(L*PI*CN)**KIKZ-KIZ/FN;
39 BN:=CN*(IIZ-(K-2)/(L*PI*CN))*IKZ/FN;
40 VO:=(AN*(IOZ-IOKZ)-FN*(KOKZ-KOKZ)-2*P*LN(K)/(L*PI)**2)/(L*L);
41 VN:=VN+VO; IF VO/VN > -2, THEN, GOTO RES;
44 END;
45 GO:=4*U*H*R*VN/(PSI*PI*PI);
46 OUTSTRING(1, (DPOS=1)); FLO(1,5,1,DPOS); BLANK(1,5);
49 OUTSTRING(1, (P=1)); FLO(1,7,1,P0); LNF(1,1);
52 END; LNF(1,3);
54 OUTSTRING(1, (F=1)); FLO(1,4,1,F); BLANK(1,5);
57 OUTSTRING(1, (ETA=1)); FLO(1,4,1,ETA); LNF(1,3);
60 END; LNF(1,3);
62 LAB: OUTSTRING(1, (IZ=1)); FLO(1,7,2,IZ); LNF(1,3);
66 END;

```

ERRORS FOUND

Appendix B Berekeningen van de calanderspleet.

Bepaling van het volumedebiet in het nauwste gedeelte van de calanderspleet.

De uitgangsvergelijking is:

$$\left(\frac{dv_x}{dy}\right)^n = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot y + C \quad (B1)$$

De randvoorwaarden zijn (zie fig.)

$$\left. \begin{array}{l} y = C_1, \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \\ y = HO, \quad v_1 = 2\pi f \cdot R \end{array} \right\} \quad C_1 \leq y \leq HO \quad (B2)$$

$$\left. \begin{array}{l} y = -C_1, \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \\ y = HO, \quad v_2 = 2\pi f \cdot (R-H) \end{array} \right\} \quad -C_1 \leq y \leq HO \quad (B3)$$

Substitutie van (B2) in (B1) geeft met enige omwerking

$$\frac{dv_x}{dy} = \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (y-C_1)^{1/n} \quad (B4)$$

Integratie van (B4) geeft m.b.v. (B2)

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (y-C_1)^{1+1/n} - (HO-C_1)^{1+1/n} \right\} + v_1 \quad (B5)$$

Analoog hiermee, geeft substitutie van (B3) in (B1):

$$\frac{dv_x}{dy} = \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (y+C_1)^{1/n} \quad (B6)$$

Integratie van (B6) levert m.b.v. (B3)

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left((y+C_1)^{1+1/n} - (HO+C_1)^{1+1/n} \right) + v_2 \quad (B7)$$

Het volumedebiet door $x = 0$ wordt:

$$Q(0) = Q(0)^a + Q(0)^b = \int_{C_1}^{HO} v_x \cdot dx + \int_{-C_1}^{HO} v_x \cdot dx \quad (B8)$$

$$Q(0)^a = - \frac{n}{2n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (HO-C_1)^{2+1/n} + 2\pi f \cdot R \cdot (HO-C_1) \quad (B9)$$

$$Q(0)^b = - \frac{n}{2n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (HO+C_1)^{2+1/n} + 2\pi f \cdot (R-H) \cdot (HO+C_1) \quad (B10)$$

Het debiet $Q(0)$ wordt zodoende per breedteenheid

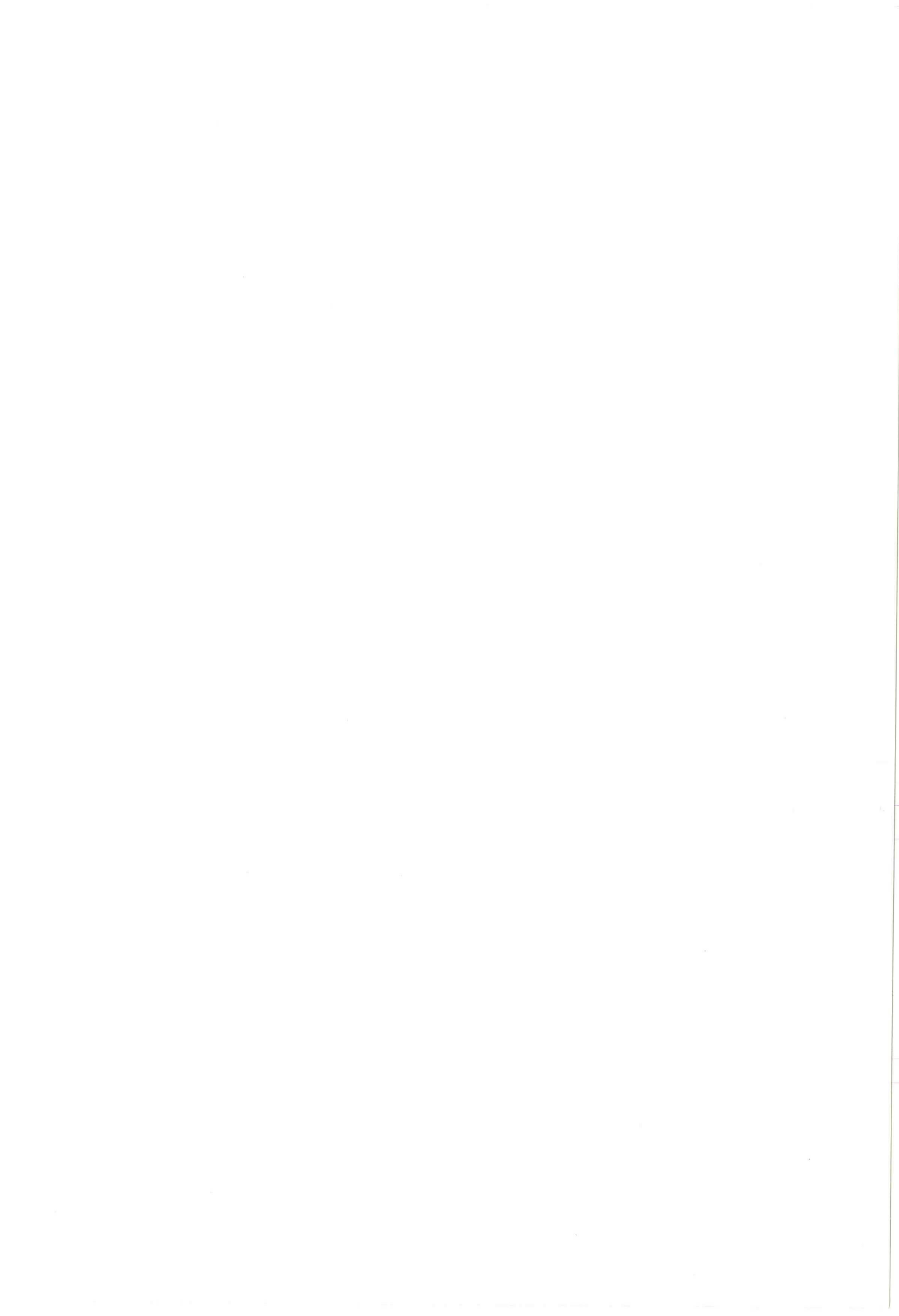
$$Q(0) = - \frac{n}{2n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (HO+C_1)^{2+1/n} + (HO-C_1)^{2+1/n} \right\} + 2 f \cdot \{(D-H) \cdot HO - H \cdot C_1\} \quad (B11)$$

Uit de continuïteit van het snelheidsprofiel gelden de volgende voorwaarden. Substitutie van $y = C_1$ in (B5) geeft:

$$v_x(y=C_1) = - \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (HO-C_1)^{1+1/n} + v_1 \quad (B12)$$

Substitutie van $y = -C_1$ in de verdeling van (B6) levert:

$$v_x(y=-C_1) = - \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (HO+C_1)^{1+1/n} + v_2 \quad (B13)$$



Daar deze gelijk zijn geldt:

$$v_1 - v_2 = 2\pi f \cdot H = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP}{dx}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (HO - C_1)^{1+1/n} - (HO + C_1)^{1+1/n} \right\} \quad (B14)$$

Hieruit volgt:

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)^{1/n} = -\left(\frac{n+1}{n}\right) \cdot 2\pi f \cdot H \cdot \left\{ (HO + C_1)^{1+1/n} - (HO - C_1)^{1+1/n} \right\}^{-1} \quad (B15)$$

$$\text{Stel: } C_1 = t \cdot HO \quad (0 < t \leq 1) \quad (B16)$$

Substitutie van (B16) en (B15) in het volumedebiet van (B11) voor een spleetbreedte b geeft:

$$Q = 2\pi f \cdot H \cdot HO \cdot b \cdot C(t) \quad (B17)$$

De factor C(t) is gelijk aan:

$$C(t) = \frac{\frac{n+1}{2n+1}}{\left\{ (1+t)^{2+1/n} + (1-t)^{2+1/n} \right\} + D/H - 1 - t} \cdot \left\{ (1+t)^{1+1/n} - (1-t)^{1+1/n} \right\}^{-1} \quad (B18)$$

Voor de drukgradient in het midden van de spleet geldt volgens (B15) en (B16)

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_{x=0} = -\frac{k}{HO} \cdot \left\{ \left(\frac{n+1}{n}\right) \cdot 2\pi f \cdot \frac{H}{HO} \right\}^n \cdot \left\{ (1+t)^{1+1/n} - (1-t)^{1+1/n} \right\}^{-n} \quad (B19)$$

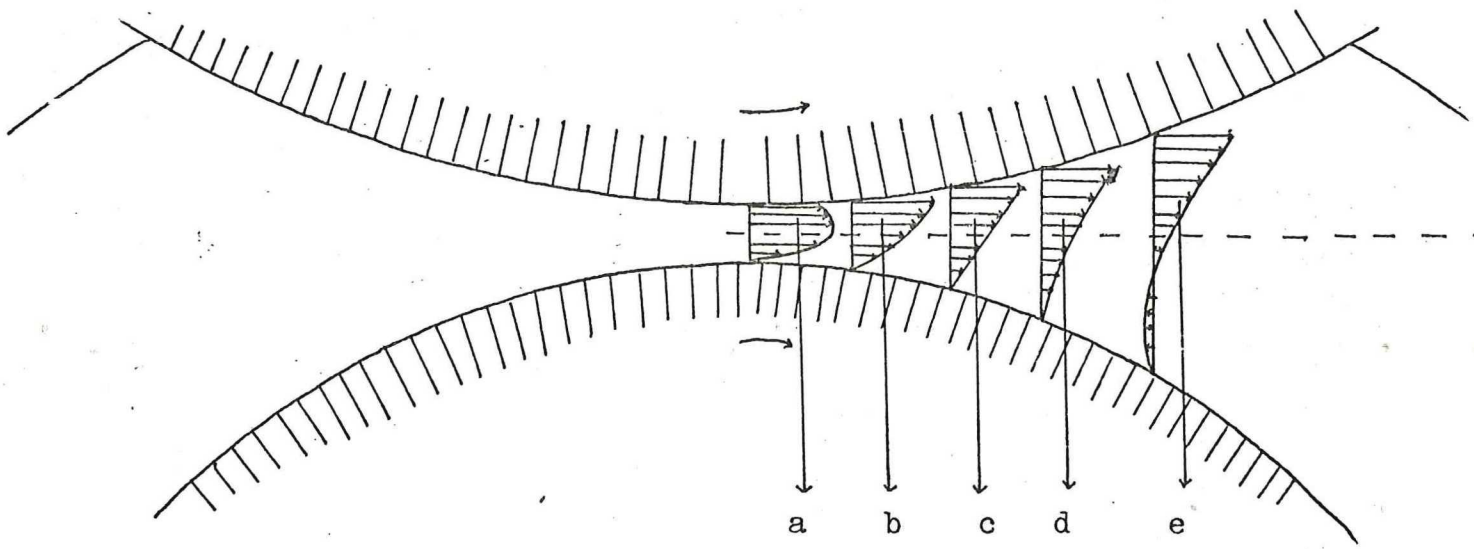


Fig. B1 De snelheidsverdeling als functie van x in de calanderspleet.

- a) en b) De drukgradient kleiner dan nul
- c) De drukgradient gelijk aan nul
- d) en e) De drukgradient groter dan nul

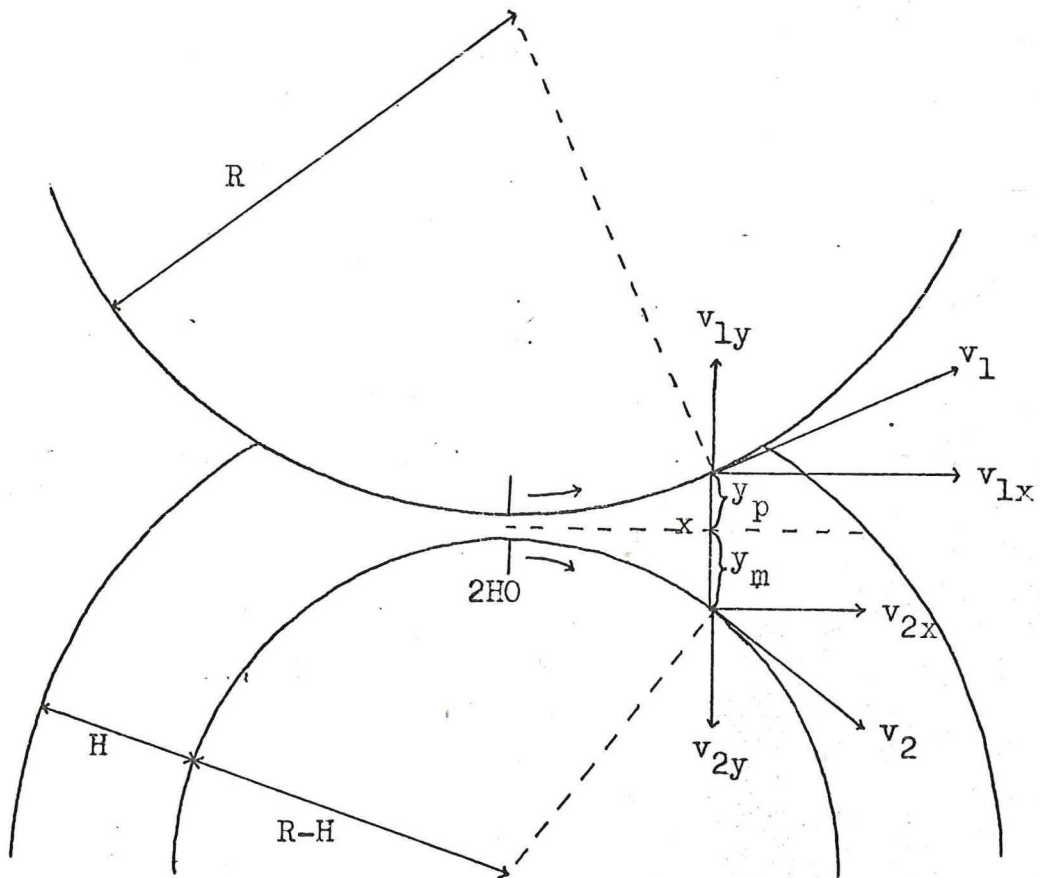


Fig. B2 Snelheidscomponenten langs de wand van de schijven.

Bepaling van de drukgradiënt en de drukval over de calander-spleet als functie van de plaats.

Hierin onderscheiden we drie gebieden:

- 1) De drukgradiënt kleiner dan nul
- 2) De drukgradiënt gelijk aan nul
- 3) De drukgradiënt groter dan nul

1) De drukgradiënt kleiner dan nul

Uit de schroefgeometrie (fig. B2) volgt voor de wandsnelheden:

$$\begin{aligned}
 v_{1x} &= 2\pi f \cdot (R^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} \\
 v_{2x} &= 2\pi f \cdot \{(R-H)^2 - x^2\}^{\frac{1}{2}} \\
 y_p &= H_0 + R - (R^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} \\
 y_m &= H_0 + R - H - \{(R-H)^2 - x^2\}^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned}
 \tag{B20}$$

De randvoorwaarden zijn fig. B3.

$$\left. \begin{aligned}
 y = C_1, & \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \\
 y = y_p, & \quad v = v_{1x}
 \end{aligned} \right\} C_1 \leq y \leq y_p \tag{B21}$$

$$\left. \begin{aligned}
 y = -C_1, & \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \\
 y = y_m, & \quad v = v_{2x}
 \end{aligned} \right\} -C_1 \leq y \leq y_m \tag{B22}$$

Uit de formules (B4) en (B21) volgt na integratie

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP}{dx}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (y-C_1)^{1+1/n} - (y_p-C_1)^{1+1/n} \right\} + v_{2x} \tag{B23}$$

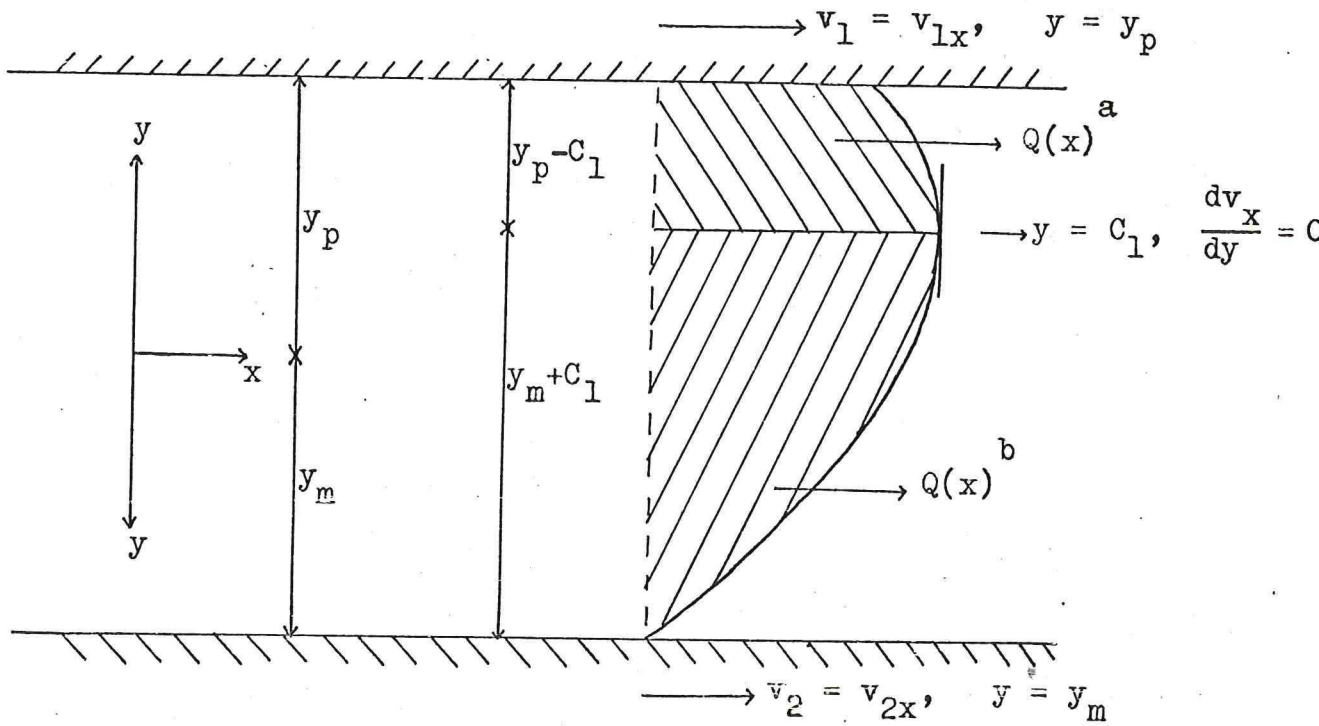


Fig. B3. Snelheidsverdeling op een punt x , waar de drukgradient kleiner is dan nul en er een punt op de kromme is, waar de snelheidsgradient nul is.

Uit de formules (B6) en (B22) volgt na integratie

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP}{dx}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (y+C_1)^{1+1/n} - (y_m+C_1)^{1+1/n} \right\} + v_{2x} \quad (B24)$$

Het volumedebiet is:

$$Q(0) = Q(x) = Q(x)^a + Q(x)^b = b \cdot \int_{C_1}^{y_p} v_x \cdot dx + b \cdot \int_{-C_1}^{y_m} v_x \cdot dx \quad (B25)$$

Na uitwerking volgt:

$$Q(0) = -\frac{n}{2n+1} \cdot \left(\frac{dP}{dx}\right)^{1/n} \cdot b \cdot \left\{ (y_m+C_1)^{2+1/n} + (y_p-C_1)^{2+1/n} \right\} + \\ b \cdot \left\{ v_{1x} \cdot y_p + v_{2x} \cdot y_m + (v_{2x} - v_{1x}) \cdot C_1 \right\} \quad (B26)$$

Uit de continuïteit van het snelheidsprofiel volgt $v_x(y=C_1)$ is gelijk aan $v_x(y=-C_1)$, zodat geldt:

$$v_{1x} - v_{2x} = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP}{dx}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (y_p-C_1)^{1+1/n} - (y_m+C_1)^{1+1/n} \right\} \quad (B27)$$

Hieruit volgt:

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)^{1/n} = \left(\frac{n+1}{n}\right) \cdot (v_{1x} - v_{2x}) \cdot \left\{ (y_p-C_1)^{1+1/n} - (y_m+C_1)^{1+1/n} \right\}^{-1} \quad (B28)$$

zodat er voor de drukgradiënt geschreven kan worden:

$$\frac{dP}{dx} = -k \cdot \left(\frac{n+1}{n}\right)^n \cdot (v_{1x} - v_{2x})^n \cdot \left\{ (y_m+C_1)^{1+1/n} - (y_p-C_1)^{1+1/n} \right\}^{-n} \quad (B29)$$

Substitutie van (B28) in (B26) geeft:

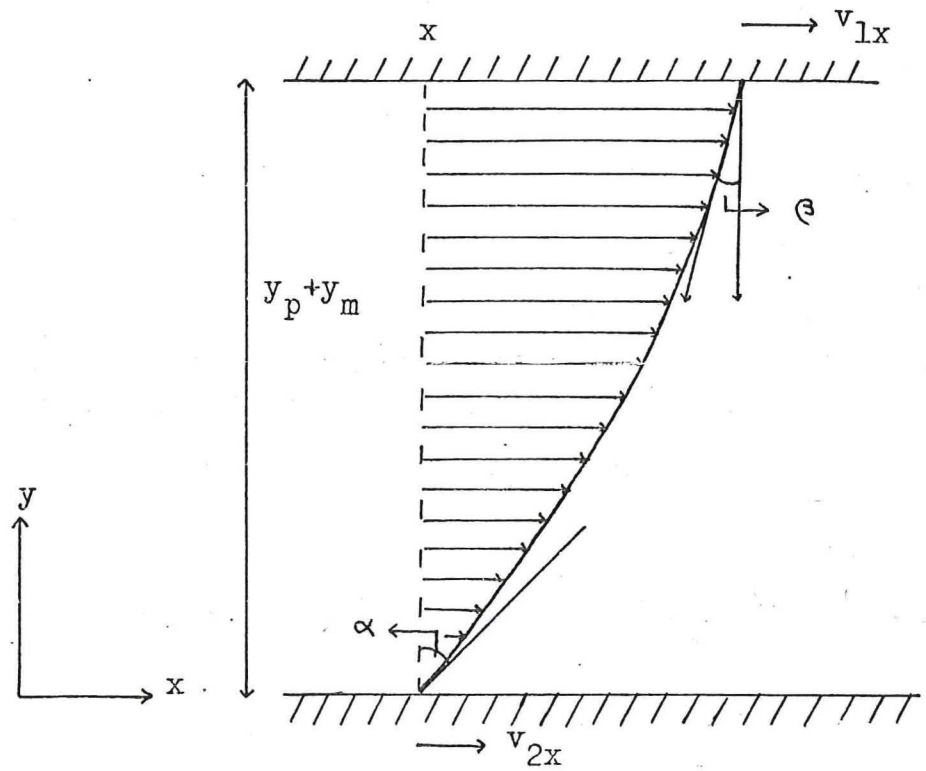
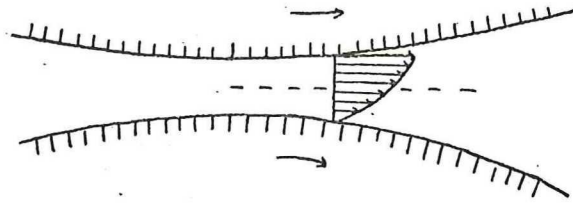


Fig.B4. Snelheidsverdeling op een afstand x van het midden, waar de drukgradient kleiner is dan nul.

$$\tan\theta = (y_p + y_m) \cdot \left(-\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (C_1 - 1)$$

$$\tan\alpha = C_1' = (y_p + y_m) \cdot \left(-\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot C_1$$

$$\begin{aligned}
 Q(0) = & b \cdot \left(\frac{n+1}{2n+1}\right) \cdot (v_{1x} - v_{2x}) \cdot \left\{ (y_m + C_1)^{1+1/n} - (y_p - C_1)^{1+1/n} \right\}^{-1} \\
 & \left\{ (y_m + C_1)^{2+1/n} + (y_p - C_1)^{2+1/n} \right\} + \\
 & (v_{1x} \cdot y_p + v_{2x} \cdot y_m + C_1 \cdot (v_{2x} - v_{1x})) \cdot b
 \end{aligned} \tag{B30}$$

In (B30) zijn alle grootheden behalve C_1 bekend. In het programma Caland is C_1 numeriek bepaald als functie van x met de methode van Newton-Raphson, teneinde hiermede de drukgradiënt als functie van x te kennen. Uit de sommatie van de drukgradiënt volgt de drukval.

De situatie, waarin de drukgradiënt kleiner is dan nul en het stromingsprofiel geen punt meer heeft, waar de snelheidsgradiënt nul is.

Uitgegaan wordt weer van de vergelijking

$$\left(\frac{dv_x}{dy}\right)^n = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot y + C \tag{B31}$$

De randvoorwaarden zijn (zie fig. B4.):

$$\begin{aligned}
 y = y_p + y_m, & \quad v = v_{1x} \\
 y = 0, & \quad v = v_{2x}, \quad \frac{dv_x}{dy} = C_1'
 \end{aligned} \tag{B32}$$

$$\text{Stel: } (C_1')^n = -C_2 \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \quad C_2 \geq 0 \tag{B33}$$

De algemene snelheidsgradient wordt m.b.v. (B31) en (B32) en (B33)

$$\frac{dv_x}{dy} = \left(-\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (C_2 - y)^{1/n} \tag{B34}$$

Integratie van (B34) en substitutie van (B32) geeft:



$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(-\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot \left\{ (c_2)^{1+1/n} - (c_2 - y)^{1+1/n} \right\} + v_{2x} \quad (B35)$$

$$\text{Stel: } c_1 = \frac{c_2}{y_p + y_m} \quad (B36)$$

Gebruik makend van de randvoorwaarden en substitutie van (B36) in (B35) levert:

$$v_{1x} - v_{2x} = \frac{n}{n+1} \cdot \left(-\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (y_p + y_m)^{1+1/n} \cdot \left\{ (c_1)^{1+1/n} - (c_1 - 1)^{1+1/n} \right\} \quad (B37)$$

Hieruit volgt:

$$\left(-\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} = \left(\frac{n+1}{n}\right) \cdot \frac{(v_{1x} - v_{2x})}{(y_p + y_m)^{1+1/n}} \cdot \left\{ (c_1)^{1+1/n} - (c_1 - 1)^{1+1/n} \right\}^{-1} \quad (B38)$$

De drukgradient wordt zodoende:

$$\frac{dP}{dx} = -k \cdot \left(\frac{n+1}{n}\right)^n \cdot \frac{(v_{1x} - v_{2x})^n}{(y_p + y_m)^{n+1}} \cdot \left\{ (c_1)^{1+1/n} - (c_1 - 1)^{1+1/n} \right\}^{-n} \quad (B39)$$

Het volumedebiet is:

$$Q(x) = Q(0) = b \cdot \int_0^{y_p + y_m} v_x \cdot dy \quad (B40)$$

Uitwerking van (B40) en vervolgens substitutie van (B38) in (B40) geeft:

$$Q(0) = b \cdot (v_{1x} - v_{2x}) \cdot (y_p + y_m) \cdot \left[-\frac{n}{2n+1} \cdot \left\{ (c_1)^{2+1/n} - (c_1 - 1)^{2+1/n} \right\} + c_1^{1+1/n} \right] \cdot \left\{ (c_1)^{1+1/n} - (c_1 - 1)^{1+1/n} \right\}^{-1} + v_{2x} \cdot b \cdot (y_p + y_m) \quad (B41)$$

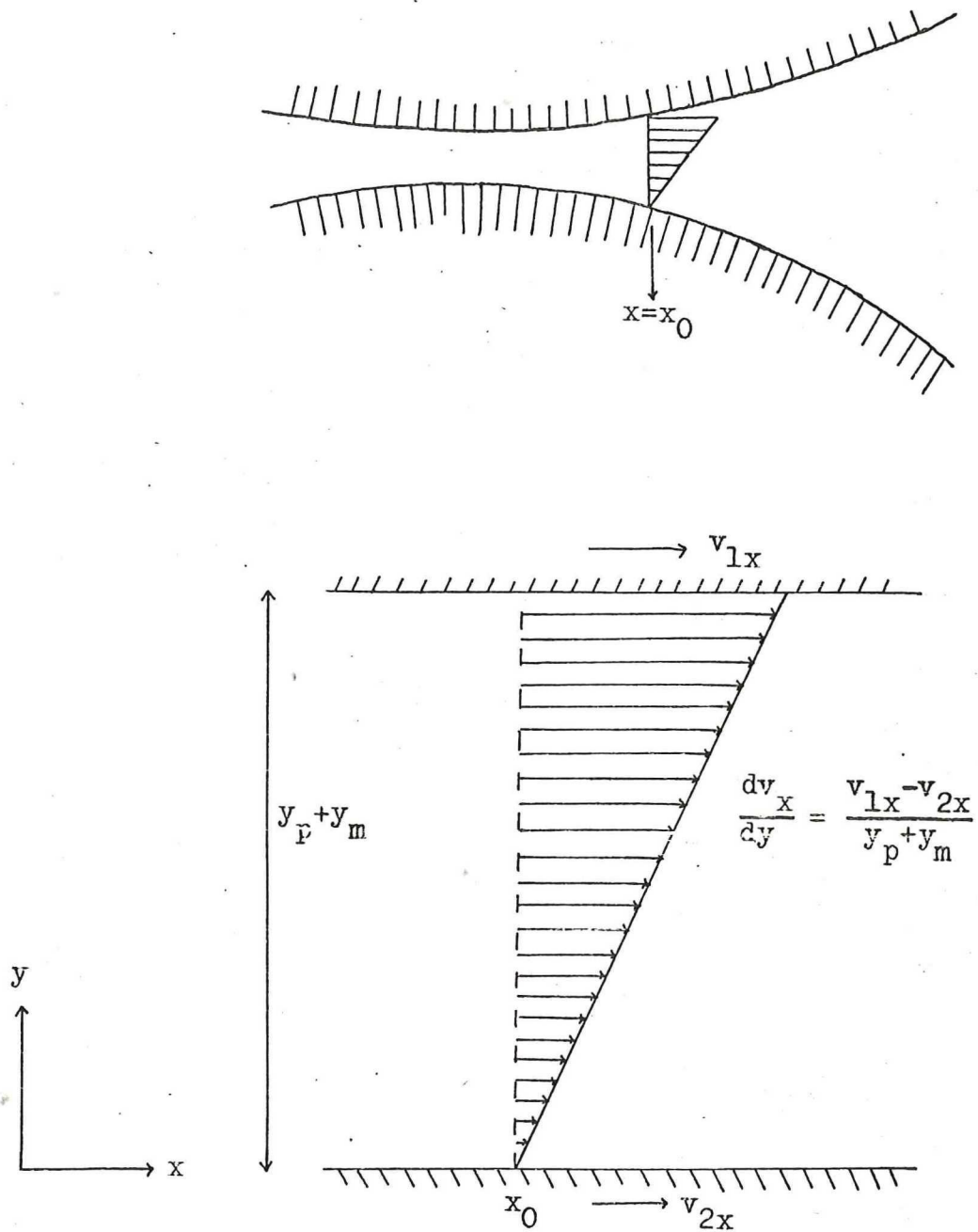


Fig. B5. De snelheidsverdeling voor het punt $x = x_0$ waar de drukgradient nul is.

Behalve C_1 zijn hier verder alle parameters bekend. C_1 is als functie van x bepaald in het programma Caland.

2) De drukgradiënt gelijk aan nul.

De algemene vergelijking:

$$\left(\frac{dv_x}{dy}\right)^n = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot y + C \quad (B1)$$

De randvoorwaarden zijn (zie fig. B5.)

$$\left. \begin{array}{l} \frac{dv_x}{dy} = \frac{v_{1x} - v_{2x}}{y_p + y_m}, \quad \frac{dP}{dx} = 0 \\ y = 0, \quad v = v_{2x} \\ y = y_p + y_m, \quad v = v_{1x} \end{array} \right\} \quad (B42)$$

Integratie van de snelheidsgradiënt geeft m.b.v. (B42)

$$v_x = \frac{v_{1x} - v_{2x}}{y_p + y_m} \cdot y + v_{2x} \quad (B43)$$

Het volumedebiet is: $Q(0) = Q(x) = b \cdot \int_0^{y_p + y_m} v_x \cdot dy \quad (B44)$

Dit kan geschreven worden als:

$$Q(0) = Q(x_0) = \frac{1}{2} b \cdot (v_{1x} + v_{2x}) \cdot (y_p + y_m) \quad (B45)$$

Uit het feit, dat de variabelen in het rechterlid van (B45) bekend zijn als functie van x (zie B(20)) is het mogelijk de bij deze vergelijking behorende waarde van x_0 numeriek te berekenen, hetgeen gedaan is in het programma Caland.

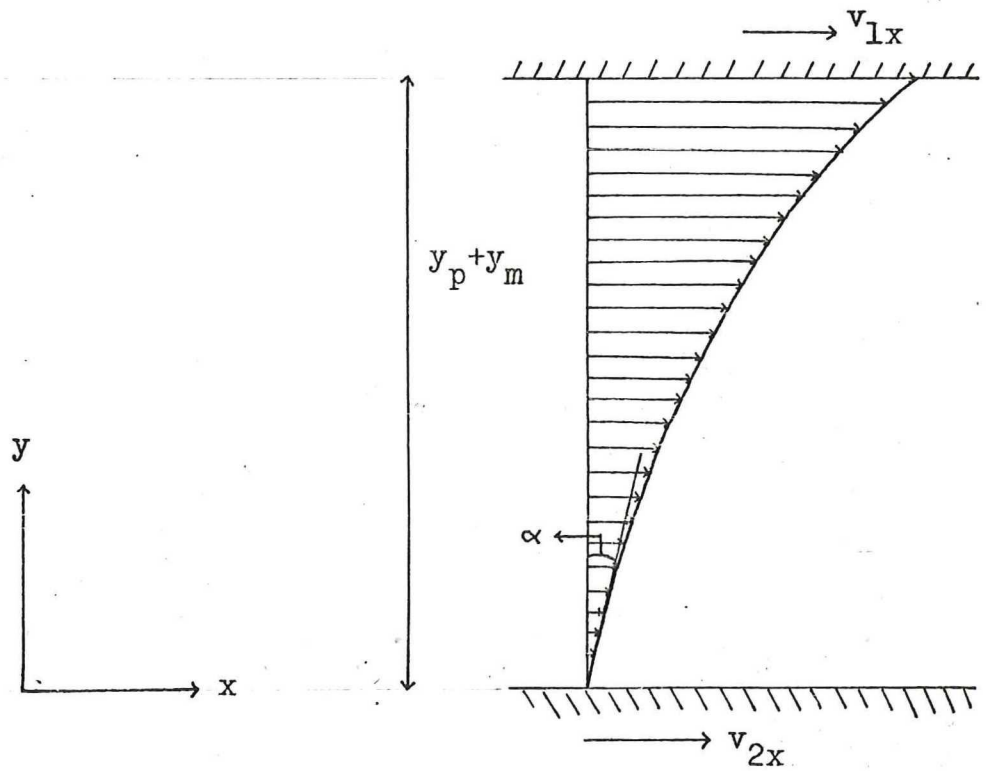
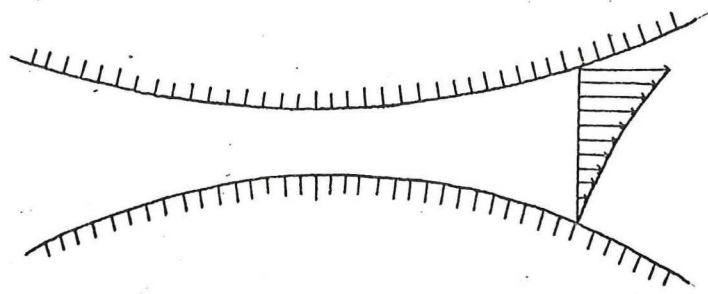


Fig. B6. Snelheidsverdeling voor een punt op een afstand x van het midden van de calanderspleet, waar de drukgradient groter dan nul is.

$$\tan \alpha = (y_p + y_m) \cdot \left(\frac{dP/dx}{k} \right)^{1/n} \cdot C_1$$

- 3) De drukgradient groter dan nul, waarbij er geen punt op het stromingsprofiel is, waar de snelheidsgradient nul is.

De uitgangsvergelijking is weer:

$$\left(\frac{dv_x}{dy}\right)^n = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot y + C \quad (B1)$$

De randvoorwaarden zijn (zie fig. B6.)

$$\left. \begin{array}{l} y = y_p + y_m, \quad v = v_{1x} \\ y = 0, \quad v = v_{2x}, \quad \frac{dv_x}{dy} = C_1' \end{array} \right\} \quad (B46)$$

$$\text{Stel: } (C_1')^n = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot C_2 \quad \text{en} \quad C_1 = \frac{C_2}{y_p + y_m} \quad (B47)$$

Deze situatie wordt op soortgelijke wijze opgelost als het geval, waarbij de drukgradient kleiner is dan nul en er geen punt op het stromingsprofiel is, waarbij de snelheidsgradient nul is.

Na uitwerking volgt voor het volumedebiet:

$$Q(0) = b \cdot (v_{1x} - v_{2x}) \cdot (y_p + y_m) \cdot \left[\frac{n}{2n+1} \cdot \left\{ (C_1+1)^{2+1/n} - C_1^{2+1/n} \right\} - C_1^{1+1/n} \right] \cdot \left\{ (C_1+1)^{1+1/n} - C_1^{1+1/n} \right\}^{-1} + b \cdot (y_p + y_m) \cdot v_{2x} \quad (B48)$$

Voor de drukgradient geldt:

$$\frac{dP}{dx} = k \cdot \left(\frac{n+1}{n}\right)^n \cdot \frac{(v_{1x} - v_{2x})^n}{(y_p + y_m)^{n+1}} \cdot \left\{ (C_1+1)^{1+1/n} - C_1^{1+1/n} \right\}^{-n} \quad (B49)$$

De constante C_1 welke voorkomt in de drukgradient is weer numeriek bepaald uit het volumedebiet. Dit is gedaan in het programma Caland.

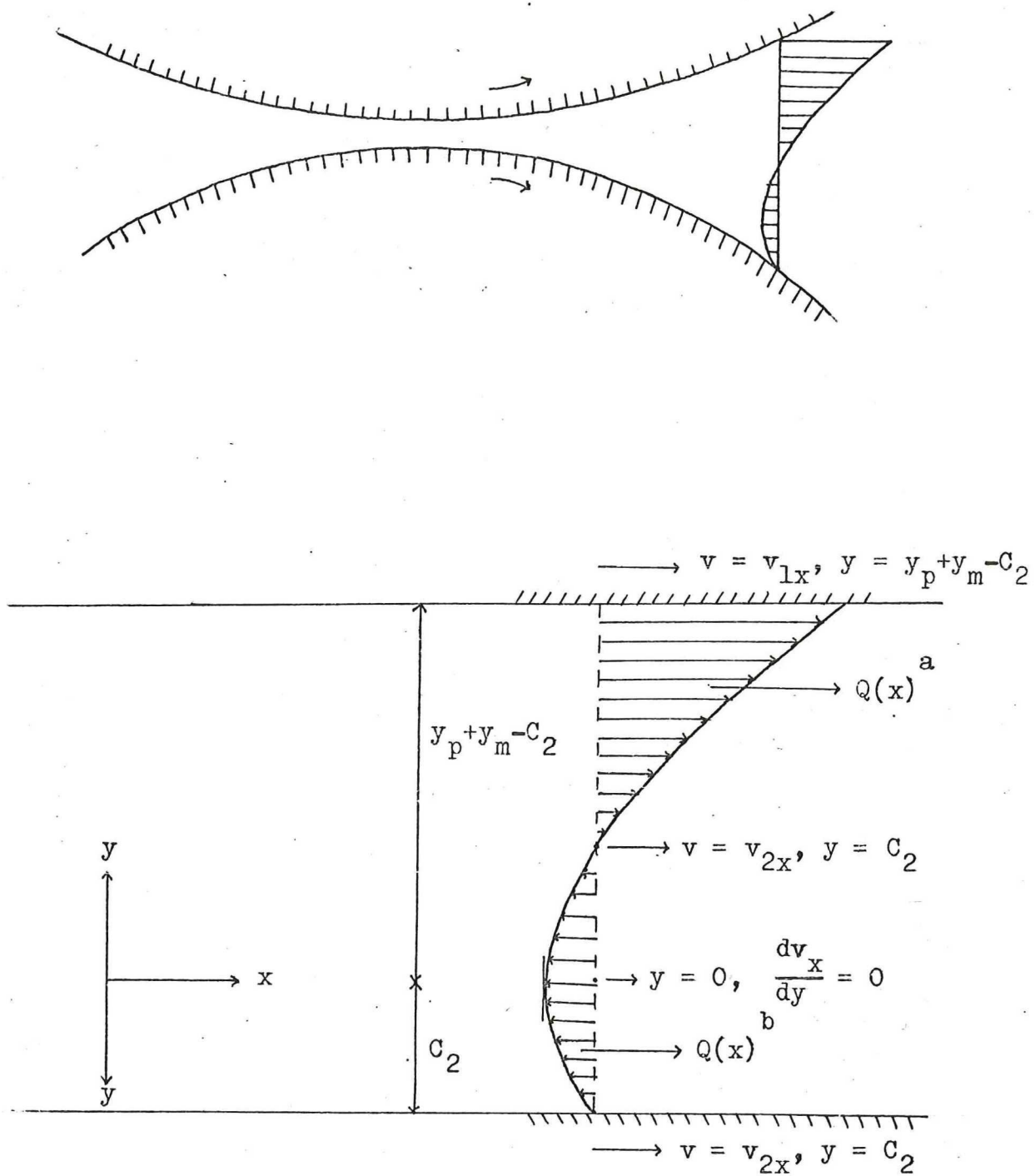


Fig.B7. Snelheidsverdeling voor een punt op een afstand x van het midden van de calanderspleet, waarbij de drukgradient groter dan nul is en waar zich op het stromingsprofiel een punt bevindt, waarvan de snelheidsgradient nul is.

- 3) De drukgradiënt groter dan nul, waarbij er een punt op het stromingsprofiel is, waar de snelheidsgradiënt nul is.

$$\left(\frac{dv_x}{dy}\right)^n = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot y + C \quad (B1)$$

Bij deze waarden van x is de drukgradiënt dusdanig laag, dat er sprake is van een terugsleurdebiet, daar anders het debiet te groot wordt.

De randvoorwaarden zijn (zie fig. B7)

$$\left. \begin{aligned} y = 0, & \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \\ y = C_2, & \quad v = v_{2x} \\ y = y_p + y_m - C_2, & \quad v = v_{1x} \end{aligned} \right\} \quad (B50)$$

De snelheidsgradiënt wordt na substitutie van (B50) in (B1):

$$\frac{dv_x}{dy} = \left(\frac{dP/dx}{k}\right) \cdot y^{1/n} \quad (B51)$$

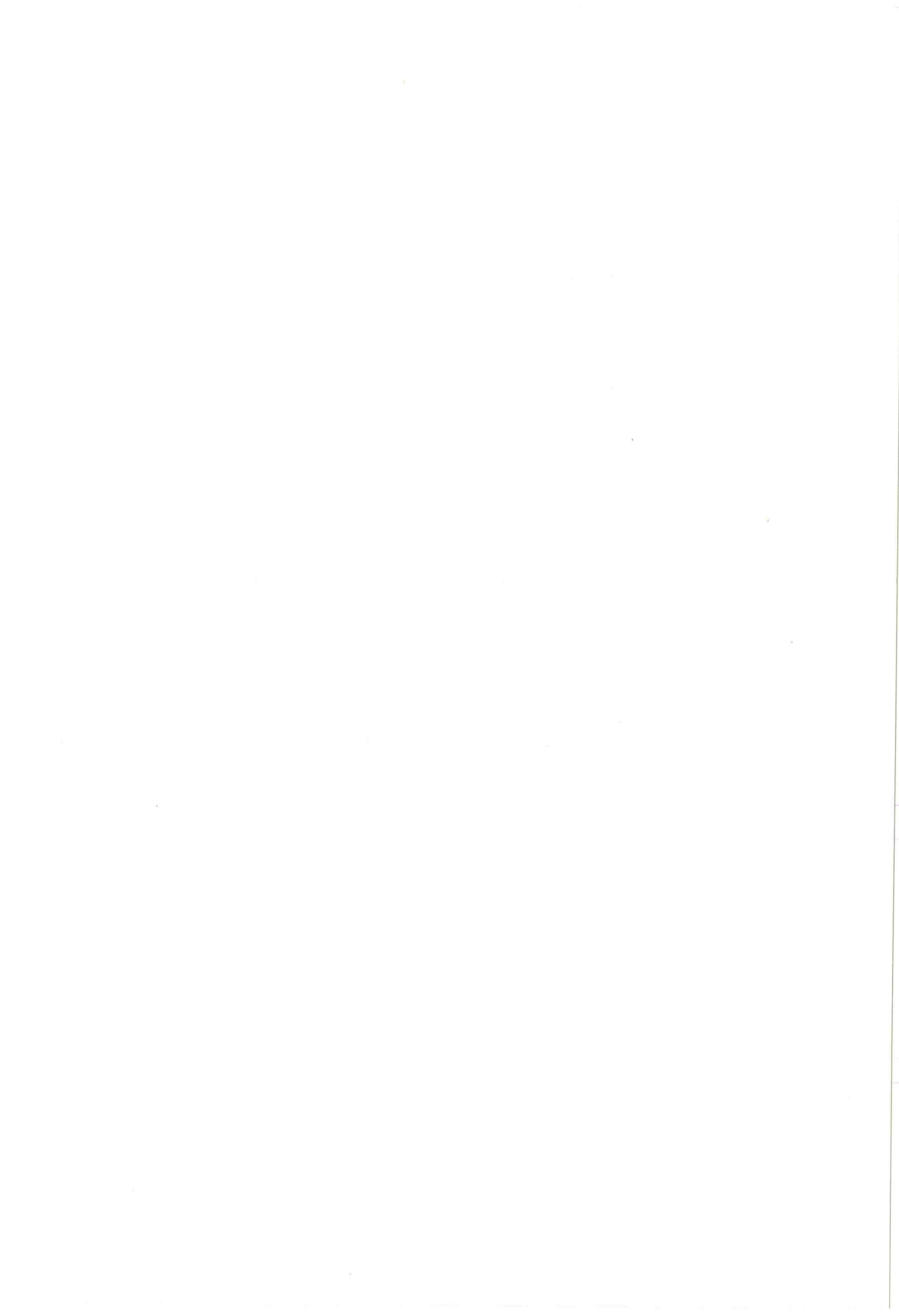
Integratie van (B51) geeft m.b.v. de randvoorwaarden:

$$v_x = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (y^{1+1/n} - C_2^{1+1/n}) + v_{2x} \quad (B52)$$

$$\text{Stel: } C_1 = \frac{C_2}{y_p + y_m} \quad (0 \leq C_1 < \frac{1}{2}) \quad (B53)$$

Uit (B52), (B50) en (B53) volgt:

$$v_{1x} - v_{2x} = \frac{n}{n+1} \cdot \left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} \cdot (y_p + y_m)^{1+1/n} \cdot \left\{ (1 - C_1)^{1+1/n} - C_1^{1+1/n} \right\} \quad (B34)$$



Hieruit volgt:

$$\left(\frac{dP/dx}{k}\right)^{1/n} = \left(\frac{n+1}{n}\right) \cdot \frac{(v_{1x} - v_{2x})}{(y_p + y_m)^{1+1/n}} \cdot \left\{ (1-C_1)^{1+1/n} - C_1^{1+1/n} \right\}^{-1} \quad (B55)$$

De drukgradient kan zodoende geschreven worden als:

$$\frac{dP}{dx} = k \cdot \left(\frac{n+1}{n}\right)^n \cdot \frac{(v_{1x} - v_{2x})^n}{(y_p + y_m)^{n+1}} \cdot \left\{ (1-C_1)^{1+1/n} - C_1^{1+1/n} \right\}^{-n} \quad (B56)$$

Het volume debiet is (zie fig.)

$$Q(0) = Q(x)^a + Q(x)^b = 2b \cdot \int_0^{C_2} v_x \cdot dy + b \cdot \int_{C_2}^{y_p + y_m - C_2} v_x \cdot dy \quad (B57)$$

Na uitwerking en substitutie van (B55) in (B57) volgt:

$$Q(0) = b \cdot (v_{1x} - v_{2x}) \cdot (y_p + y_m) \cdot \left[\left(\frac{n}{2n+1} \cdot \left\{ (1-C_1)^{2+1/n} + C_1^{2+1/n} \right\} - C_1^{1+1/n} \right) \cdot \left\{ (1-C_1)^{1+1/n} - C_1^{1+1/n} \right\}^{-1} + b \cdot (y_p + y_m) \cdot v_{2x} \right] \quad (B58)$$

De constante C_1 is zoals bij alle voorgaande intervallen weer uit het volumedebiet bepaald, om hiermee de drukgradient en dus de drukval als functie van x te kennen. Dit is gedaan in het programma Caland.

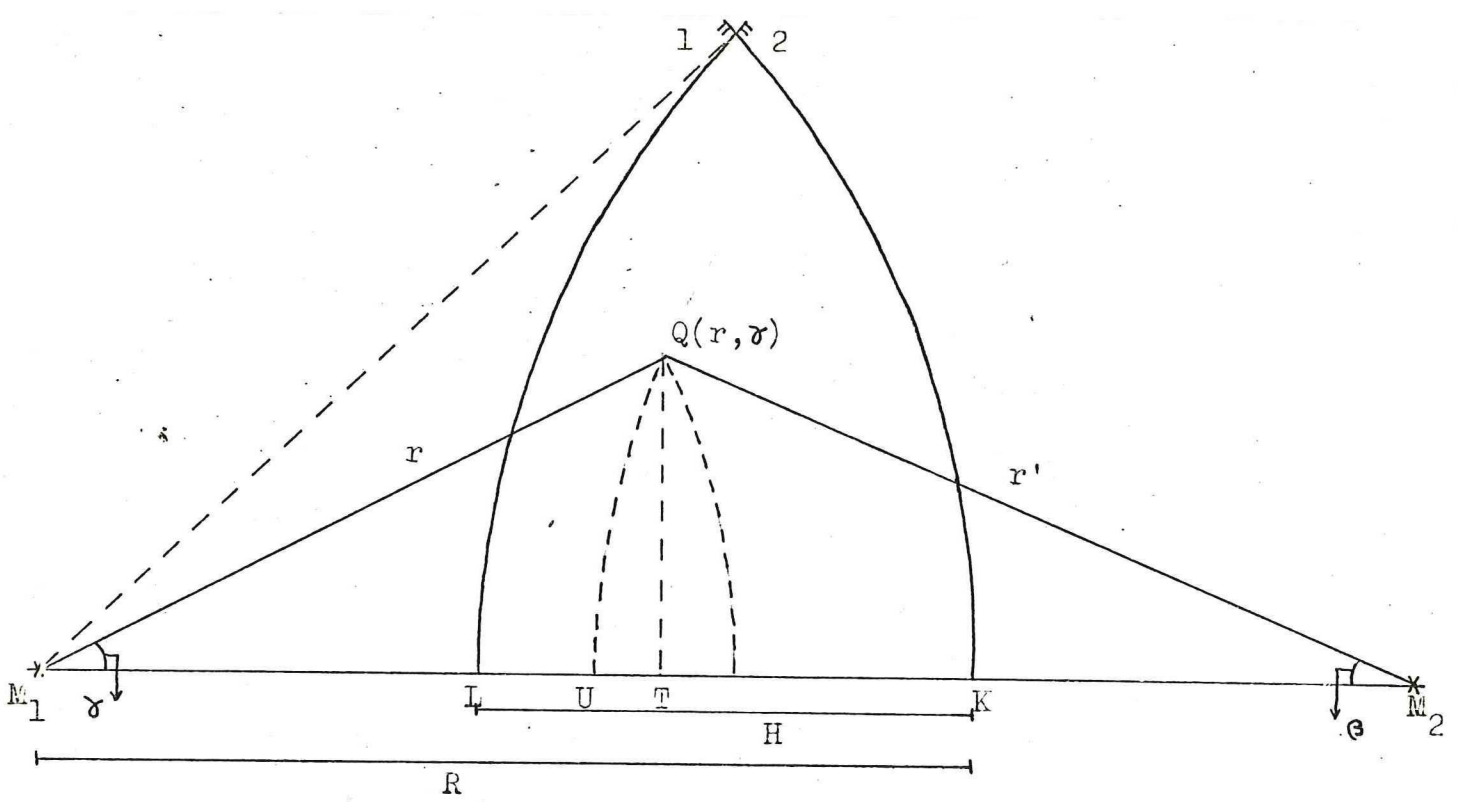


Fig. C1. Dwarsdoorsnede van de tetraëderspleet (schijvenmodel)

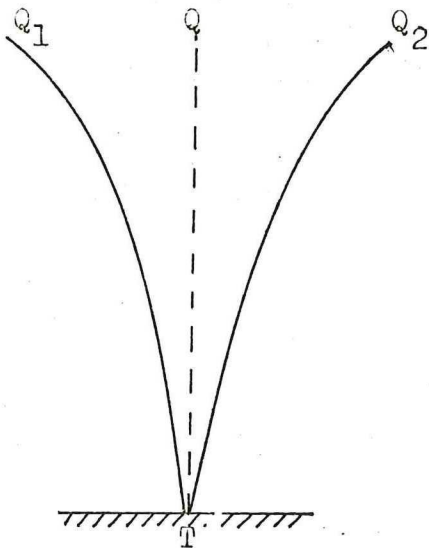


Fig. C2. Bovenaanzicht tetraëderspleet

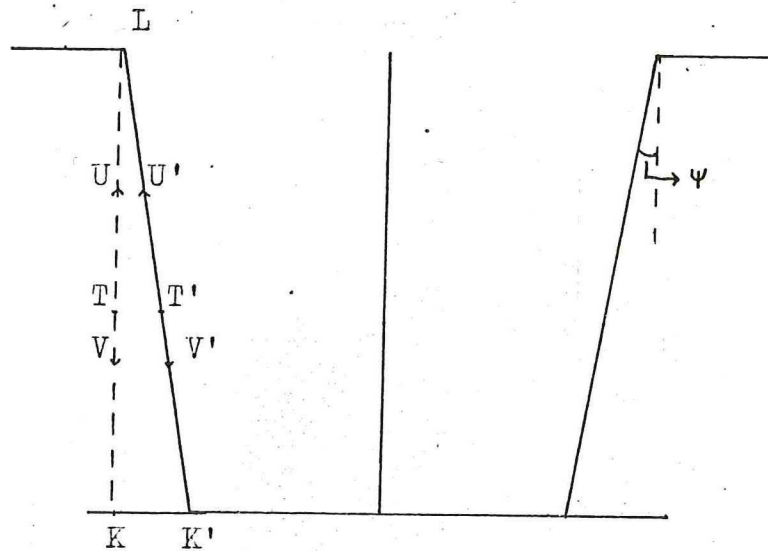


Fig. C3. Zijaanzicht tetraëderspleet

Appendix C Berekeningen van de tetraëderspleet.

Berekening van het tetraëderspleetvolume en de gemiddelde snelheidsgradiënten.

Het volume is berekend voor het schijvenmodel, d.w.z. een as met in elkaar grijpende schijven zonder spoed.

De schijven raken elkaar langs de middellijn M_1M_2 (zie fig.C1.) Een willekeurig punt Q in de spleet wordt in beschouwing genomen. De projectie van Q op de middellijn is T . Het punt Q_1 is de projectie van Q op schijf 1 en punt Q_2 de projectie van Q op schijf 2. De plaatsbepaling van Q in poolcoördinaten gebeurt m.b.v. fig.C1.

$$M_1M_2 = 2R-H \quad M_1Q = r \quad M_2Q = r' \quad (C1)$$

$$\angle QM_1M_2 = \gamma \quad \angle QM_2M_1 = \epsilon \quad (C2)$$

$$QT = r \cdot \sin \gamma = r' \cdot \sin \epsilon \quad (C3)$$

$$r'^2 = r^2 + (2R-H)^2 - 2r \cdot (2R-H) \cdot \cos \gamma \quad (C4)$$

Op de raaklijn van beide schijven, welke in de dwarsdoorsnede samenvalt langs de lijn M_1M_2 geldt voor ieder punt T .

$$LT + TK = LK = H \quad (C5)$$

$$R - r \cdot \cos \gamma + R - r' \cdot \cos \epsilon = H$$

Voor elk punt Q geldt:

VK is de afstand tot de rand van schijf 1

LU is de afstand tot de rand van schijf 2

$$\text{We stellen: } UV = df \quad \text{zodat geldt:} \quad (C6)$$

$$LU + VK + df = H = R - r' + R - r + df \quad (C7)$$

$$R - r \cdot \cos \gamma + R - r' \cdot \cos \epsilon = H \quad (C8)$$

hieruit volgt:

Fig. C5. Volume elementje van de tetraederspleet

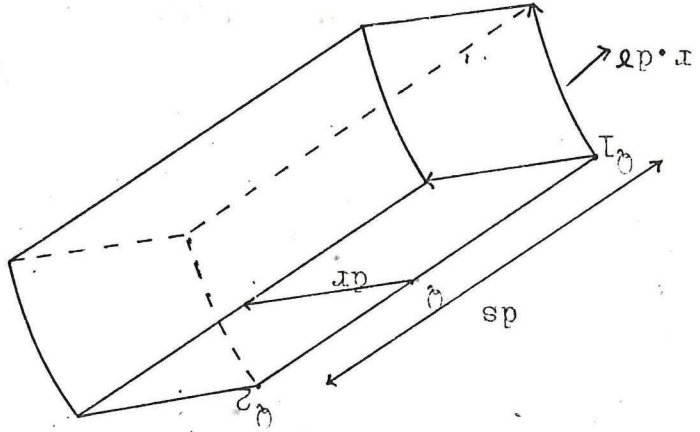
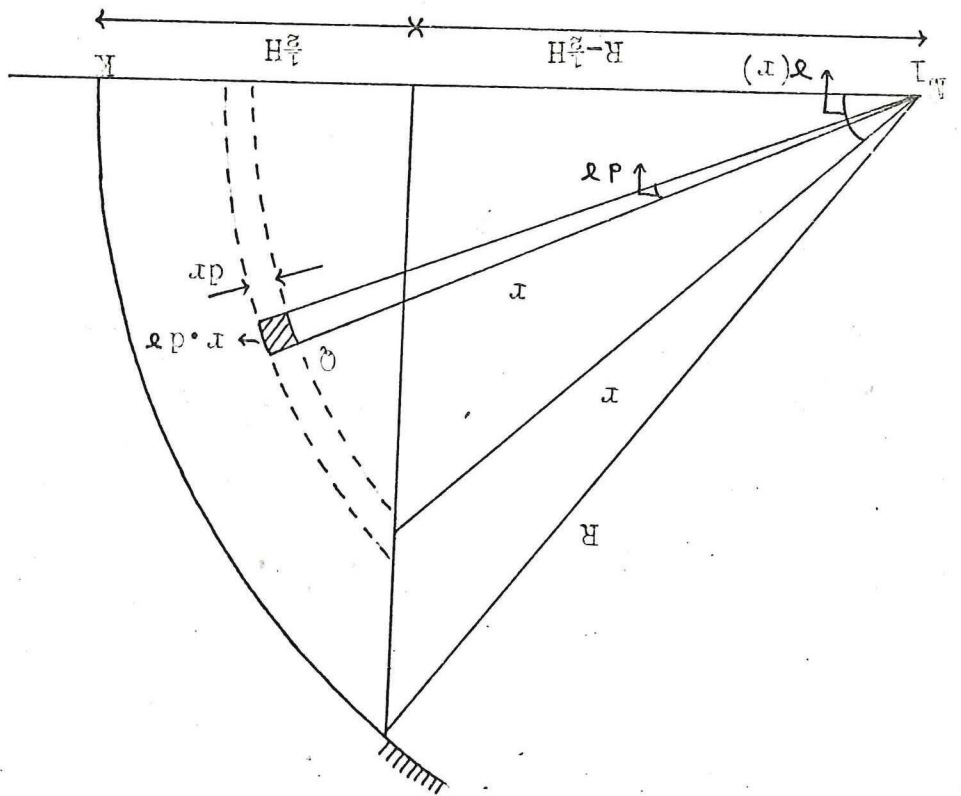


Fig. C4. Dwarsdoorsnede van de tetraederspleet



$$df = r.(1 - \cos\vartheta) + r'.(1 - \cos\Theta) \quad (C9)$$

$$Q_1 Q_2 = V'V - U'U = ds = df.\tan\psi \quad (C10)$$

$$ds = \{r.(1 - \cos\vartheta) + r'.(1 - \cos\Theta)\}.\tan\psi \quad (C11)$$

$$r.\cos\vartheta + r'.\cos\Theta = M_1 T + M_2 T = 2R - H \quad (C12)$$

Substitutie van (C12) in (C11) levert:

$$ds = \{r + r' - (2R-H)\}.\tan\psi \quad (C13)$$

Het volume elementje dV_{tet} wordt als volgt samengesteld (zie fig.C5)

$$dV_{tet} = dr.r.d\vartheta.ds \quad (C14)$$

Bij de bepaling van de grenzen wordt slechts een vierde van het gedeelte van de overlappende schijven in beschouwing genomen. De grenzen hiervan zijn:

$$0 \leq \vartheta \leq \vartheta(r) = \arccos\left(\frac{R-H/2}{r}\right) \quad (C15)$$

$$R - \frac{1}{2}H \leq r \leq R$$

Het volume van de tetraëderspleet is te schrijven als:

$$V_{tet} = \int_{R-\frac{1}{2}H}^R r. \left(\int_0^{\vartheta(r)} ds.d\vartheta \right). dr \quad (C16)$$

Uit (C15) en (C16) volgt dat

$$ds = \left(r + \left(r^2 + (2R-H)^2 - 2r.(2R-H).\cos\vartheta \right)^{\frac{1}{2}} - 2R-H \right). \tan\psi \quad (C17)$$

Het tetraëdervolume is niet op analytische wijze te berekenen vanwege de ingewikkelde waarde van ds . Het is echter wel op numerieke wijze gedaan voor verschillende geometriegrootheden in het programma Tetra.

De berekening van de gemiddelde snelheidsgradiënten.

$$(dv/ds)_{\text{gem}} = \frac{\int_{R-\frac{1}{2}H}^R \int_0^{\vartheta(r)} dv \cdot (r \cdot d\vartheta) \cdot dr}{V_{\text{tet}}}$$

De term in de teller van het rechterlid is voor alle gevallen analytisch op te lossen.

Voor tegendraaiende schijven geldt voor het snelheidsverschil in de x-richting. (zie fig.7-2).

$$(dv)_x = 4\pi \cdot f \cdot r \cdot \sin \vartheta \quad (\text{C18})$$

Substitutie hiervan in

$$\int_{R-\frac{1}{2}H}^R \int_0^{\vartheta(r)} dv \cdot (r \cdot d\vartheta) \cdot dr \quad (\text{C19})$$

geeft:

$$4\pi \cdot f \cdot \int_{R-\frac{1}{2}H}^R r^2 \cdot \left\{ \int_0^{\vartheta(r)} \sin \vartheta \cdot d\vartheta \right\} \cdot dr \quad (\text{C20})$$

Uitwerking van (C20) geeft:

$$\frac{1}{2}\pi \cdot f \cdot H^2 \cdot (R-H/6) \quad (\text{C21})$$

Substitutie van (C21) met $D = 2R$ in geeft:

$$(dv/ds)_x = \frac{\pi \cdot f \cdot H^2}{4V_{\text{tet}}} \cdot (D-H/3) \quad (\text{C22})$$

Voor tegendraaiende schijven geldt voor het snelheidsverschil dv in de y-richting (zie fig.7-2).

$$(dv)_y = 2\pi \cdot f \cdot (r \cdot \cos \vartheta - r' \cdot \cos \vartheta) \quad (\text{C23})$$

Dit kan m.b.v. (C12) geschreven worden als:

$$(dv)_y = 2\pi \cdot f \cdot \{2r \cdot \cos \vartheta - (2R-H)\} \quad (\text{C24})$$

Invullen van (C24) in (C19) levert:

$$4\pi f. \int_{R-\frac{1}{2}H}^R r^2 \cdot \left\{ \int_0^{\gamma(r)} \cos \cdot d\vartheta \right\} \cdot dr - \quad (C25)$$

$$2\pi f. \int_{R-\frac{1}{2}H}^R (2R-H) \cdot r \cdot \left(\int_0^{\gamma(r)} d\vartheta \right) \cdot dr$$

Substitutie van (C25) en $D = 2R$ in C25 geeft na uitwerking:

$$\begin{aligned} (dv/ds)_y = \frac{\pi \cdot f \cdot (2D \cdot H - H^2)^{3/2}}{6V_{tet}} - \frac{\pi f \cdot (D-H)}{4V_{tet}} \cdot \\ \left\{ D^2 \cdot \arccos\left(\frac{D-H}{D}\right) - (D-H) \cdot (2D \cdot H - H^2)^{\frac{1}{2}} \right\} \end{aligned} \quad (C26)$$

Deze waarde blijkt volgens de berekeningen in het programma Tetra verwaarloosbaar te zijn t.o.v. de gemiddelde snelheidsgradiënten in de x-richting.

Voor meedraaiende schijven geldt voor het snelheidsverschil dv in de y-richting zie fig. 7-4.

$$(dv)_y = 2\pi \cdot f \cdot (2R-H) \quad (C27)$$

Substitutie van (C27) in (C19) geeft:

$$(dv)_y = 2\pi \cdot f \cdot (2R-H) \cdot \int_{R-\frac{1}{2}H}^R r \cdot \left(\int_0^{\gamma(r)} d\vartheta \right) \cdot dr \quad (C28)$$

Substitutie van (C28) en $D = 2R$ in (C28) geeft:

$$(dv/ds)_y = \frac{\pi \cdot f \cdot (D-H)}{4V_{tet}} \cdot \left\{ D^2 \cdot \arccos\left(\frac{D-H}{D}\right) - (D-H) \cdot (2D \cdot H - H^2) \right\} \quad (C29)$$

Deze laatste snelheidsgradiënt blijkt duidelijk groter te zijn bij een zelfde geometrie, dan die in het geval van tegendraaiende

schijven. De snelheids gradient in de x-richting is volgens (7.13) gelijk aan nul.

De behandelde gemiddelde snelheidsgradienten zijn numeriek berekend voor verschillende geometriegrootheden in het programma Tetra in appendix C.

T E T R A

```

BEGIN INTEGER N,K; REAL I,H,D,S,ALP,F,R,DALP,B,W,A,P,XI,YI,
Z1,Y2,C,V,VR,PSI;
COMMENT COMPUTING OF THE TETRAEDRON VOLUME AND THE AVERAGE
VELOCITY GRADIENTS IN THE TETRAEDRON GAP;
FOR I = .01,STEP,.01,UNTIL,.02,DO;
FOR I = .08749,STEP,.08889,UNTIL,.17640,DO;
FOR I = .01,STEP,.01,UNTIL,.02,DO;
FOR N = 1,STEP,1,UNTIL,50,DO;
FOR R = .5*(D-H)+.01*N,H;
DALP = .02*ARCTAN((SQR(4*R**2-(D-H)**2)/(D-H)));
FOR K = 0,STEP,1,UNTIL,50,DO;
FOR ALP = K*DALP; S = (R+SQR(R**2+(D-H)**2-2*R*(D-H)*
COS(ALP))-(D-H))*SIN(PSI)/COS(PSI); VR = .01*DALP*R#H#S+VR;
V = V+VR;
END;
A = .125*H#H*(D-H)/3; B = .125*(D-H)*(D*ARCTAN(SQR(2*D#H-H#H))
/(D-H))-(D-H)*SQR(2*D#H-H#H); C = -B+((2*D#H-H#H)**1.5)/12;
FOR F = .166,STEP,.166,UNTIL,1,DO;
BEGIN W = 2*PI*F; XI = W*A/V; Y1 = W*C/V; Y2 = W*B/V;
Z1 = SQR(XI**2+Y1**2);
OUTSTRING(1,('F=')); FLO(1,4,1,F); BLANK(1,4);
OUTSTRING(1,('X1=')); FLO(1,5,1,X1); BLANK(1,4);
OUTSTRING(1,('Y1=')); FLO(1,5,1,Y1); BLANK(1,4);
OUTSTRING(1,('Z1=')); FLO(1,5,1,Z1); BLANK(1,4);
OUTSTRING(1,('Y2=')); FLO(1,5,1,Y2); LINE(1,1);
END; LINE(1,3);
OUTSTRING(1,('H=')); FLO(1,2,1,H); BLANK(1,5);
OUTSTRING(1,('I=')); FLO(1,5,1,I); BLANK(1,5);
OUTSTRING(1,('V=')); FLO(1,7,1,V); LINE(1,3);
END;
END;
59
58
55
52
49
47
44
41
38
35
32
31
26
25
24
22
21
20
19
18
15
14
13
11
10
5
4
3
3
3
0

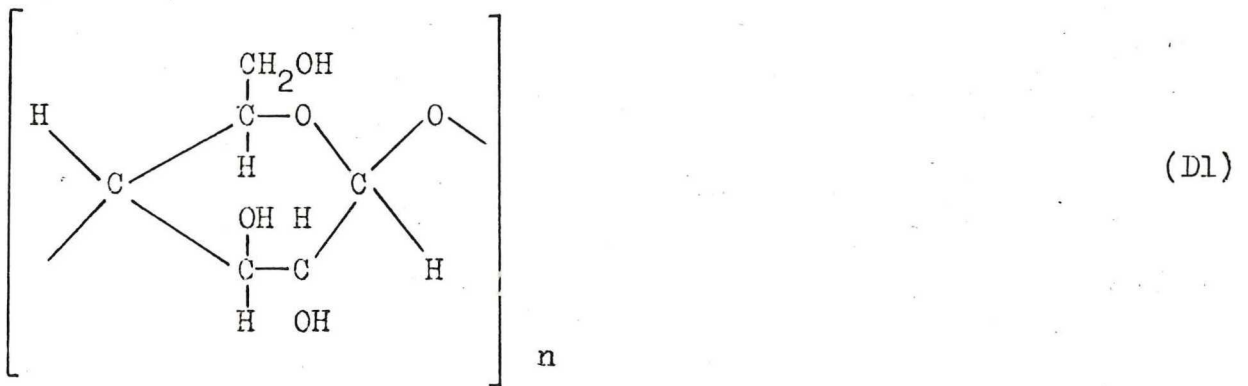
```

Appendix D

Vloeistofeigenschappen

1) Carboxylmethylcellulose

Dit is een van de meest bekende cellulose derivaten. Het is een Na-zout, omdat de bereidingswijze leidt tot deze vorm. De cellulose keten is samengesteld uit opeenvolgende anhydroglycose ringen, waarvan elk drie vervangbare hydroxylgroepen heeft.



De cellulose wordt eerst behandeld met NaOH om alkali cellulose te vormen.



De alkali cellulose wordt vervolgens in reactie gebracht met Natriummonochlooracetaat, teneinde C.M.C. te vormen.



Carboxylmethylcellulose is oplosbaar in zowel heet als koud water. De viscositeit is afhankelijk van de bereidingswijze. De oplossingen zijn pseudoplastisch en soms thixotropisch. T.g.v. haar ionische geaardheid kunnen C.M.C. oplossingen beïnvloed worden door zouten. Geleiachtige neerslag wordt gevormd door toevoeging van driewaardige zouten. C.M.C. is tamelijk hygroscopisch en kan 20-30% vocht absorberen. Het is onoplosbaar in de meeste organische oplossingen en vormt sterke films, die geplastificeerd kunnen

worden door hydroxyl verbindingen. C.M.C. wordt o.a. gebruikt voor textiel lijmen, plak-en isolatiemateriaal en het coaten van papier. Zeer zuivere C.M.C. is geschikt voor voedsel, cosmetica en geneeskundige toepassingen.

2) Polyvinylpyrrolidon

P.V.P. is een kleverige polymeer, die een reactieproduct is van pyrrolidon en acetyleen.



Het is eerst gebruikt als bindmiddel voor bloedplasma. Het feit, dat P.V.P. oplosbaar is in water en alcohol en haar uitstekende filmvorming, maakte het mogelijk haar toe te passen als hars voor haarlakken. Tevens dient het als grondstof voor verdikkingsmiddelen en vruchtendranken. P.V.P. wordt als bindmiddel van tabletten in de geneeskundige industrie gebruikt. Het is evenals C.M.C. geschikt als isolatiemateriaal. P.V.P. is praktisch Newtons.

3) Siliconenolie

De eenvoudigste siliconen zijn de methylsiliconen. Deze zijn onder te verdelen in oliën, harsen en elastomeren. De olie van methylsiliconen bestaat uit lange ketens, die onderling door het Si-atoom zijn verbonden.



Siliconenolie, welke als smeermiddel of in een hydraulische pers gebruikt wordt, bevat moleculen, waarvan ieder gemiddeld 10 Si-

atomen bevat. De interessante eigenschappen van Siliconenolie zijn: de geringe temperatuurafhankelijkheid van de viscositeit, de goede bruikbaarheid bij hoge temperaturen, zonder dat er degradatie optreedt en het feit, dat ze nauwelijks reageert met andere chemicalien. De olie gedraagt zich als een Newtonse vloeistof.

Literatuur

1. Schenkel, G. *Plastics Extrusion Technology and Theory*. London 1966.
2. Byron Bird, R., Stewart, W.E., Lightfoot, E.N. *Transport Phenomena*. Madison 1960.
3. Janssen, L.P.B.M., Mulders, L.P.H.R.M., Smith, J.M. *Pastics and Polymers*, 6 (1975) 93
4. Mulders, L.P.H.R.M., *Afstudeerverslag*. De drukdebietkarakteristieken van een dubbelschroefextruder. Oktober 1973. T.H. Delft.
5. Ingen Housz, J.F. *Kunststoffen 1*. Dictaat T.H. Twente.
6. Gisolf, J.H. *Toepassing van Kunststoffen*. Delft 1973.
7. Skelland, A.H.P. *Non-Newtonian Flow and Heat Transfer*. Indiana 1966.
8. Rieger, F., Sestak, J. *Appl. Sc. Res.* 28 (1973) 89
9. Mark, H.F., Mc Ketta, J.J., Othmer, D.F. *Encyclopedia of Chemical Technology*. New York.
10. Domininghaus, H. *Fortschrittliche Extrudertechnik*. Düsseldorf 1970.
11. Mc Kelvey, J.M. *Polymer Processing*. Missouri 1962.

Lijst van gebruikte symbolen

b	kamerbreedte in axiale richting variabel	(m)
B	maximale kamerbreedte in axiale richting	(m)
d	hoogte van de rugspleet	(m)
D	maximale diameter van de schroef	(m)
Eps	minimale breedte van de schroefrug in axiale richting	(m)
f	frequentie van de extruder	(s ⁻¹)
\vec{g}	gravitatie vector	(m ² /s)
H	diepte van de kamer in radiële richting	(m)
HC	calanderspleet hoogte	(m)
HO	halve calanderspleethoogte	(m)
k	basisviscositeit	(Ns ⁿ /m ²)
n	Power-Law index	(-)
N	aantal kamers van de extruder	(-)
P _e	einddruk per kamer	(N/m ²)
dP _{rug}	drukval over de rugspleet	(N/m ²)
dP _{cal}	drukval over de calanderspleet	(N/m ²)
dP _{tet}	drukval over de tetraëderspleet	(N/m ²)
dP	totale drukval per kamer	(N/m ²)
Q _{rug}	lek door de rugspleet	(m ³ /s)
Q _{cal}	lek door de calanderspleet	(m ³ /s)
Q _{tet}	lek door de tetraëderspleet	(m ³ /s)
R	maximale schroefstraal	(m)
r	variabele straal binnen de schroef	(m)
S	spoed	(m)
V	kamervolume	(m ³)
V _{tet}	tetraedervolume	(m ³)
\vec{v}	snelheidsvector	(m/s)
v _w	wandsnelheid	(m/s)
v _x	snelheid in de x-richting	(m/s)
v _y	snelheid in de y-richting	(m/s)
v _z	snelheid in de z-richting	(m/s)
w	hoeknelheid van de schroeven	(s ⁻¹)

(vervolg symbolenlijst)

x	coördinaat	(m)
y	coördinaat	(m)
z	coördinaat	(m)
α	maximale openingshoek van de kamers	(-)
α_1	openingshoek van de linkerkamer	(-)
α_2	openingshoek van de rechterkamer	(-)
η	schijnbare viscositeit	(Ns/m ²)
φ	schroefhoek	(-)
ψ	flankhoek	(-)
τ	spanningstensor	(N/m ²)