

januari '56.

Warmteoverdrachtproeven in een  
gepakte buis, met messingkata-  
lysator als vulmateriaal.

L.J.Schmit Jongbloed

Warmteoverdrachtproeven in een gepakte buis, met messingkatalysator als vulmateriaal.

Samenvatting.

In dit verslag wordt de opwarming onderzocht van lucht in een met messingkatalysator gevulde proefbuis  $L = 0,4$  m,  $D_t$  resp. 2"-3" en 4". Primair wordt de opwarming beschreven m.b.v. een gemiddelde warmteoverdrachtcoëfficiënt  $\bar{\alpha}$ , waarvan het resultaat vergeleken wordt met vier bestaande correlaties.

Vervolgens wordt onderzocht of de opwarming, onder aanname van een propstroming in het gepakte bed, is te berekenen in analogie met de opwarming van een cilinder, waarvan de wand gedurende een zekere tijd op een verhoogde temperatuur  $T_w$  wordt gehouden, in de aanwezigheid van een warmteoverdrachtcoëfficiënt  $\alpha_w$ . Het bleek dat een voorlopige rekenwijze niet tot de gemeten resultaten voerde, (van de onderzochte proefcondities). Na het uitwerken van een aanvullende rekenmethode, konden uitkomsten berekend worden, welke redelijk in overeenstemming waren met de gemeten waarden.

In de ontwikkelde methode wordt de warmtestroomweerstand in radiale richting niet berekend m.b.v. uitsluitend een gemiddelde warmteoverdrachtcoëfficiënt  $\bar{\alpha}$ . Noch wordt aangenomen dat de warmtestroomweerstand uitsluitend is te verklaren m.b.v. een fictief warmtegeleidingsvermogen van het bed  $\lambda_{\text{fictief}}$ , doch de warmtestroomweerstand wordt gesplitst in een geleidingsweerstand in het bed ( $\lambda_{\text{eff}}$ ) en een overgangswaerstand aan de wand  $1/\alpha_w$ . Hiermee worden de werkelijk aanwezige condities beter benaderd, dan m.b.v. de twee hiervoor vermelde methoden.

## INHOUD.

Samenvatting  
Gebruikte symbolen  
Literatuurlijst  
Inleiding.

### Hoofdstuk I.

1. Toelichting van gedacht principe om de opwarming van een stroom in een gepakt bed te bepalen.
2. Theoretische behandeling en uitwerking van het principe.
3. Bestaande literatuur.
4. Samenvatting van gegeven literatuuroverzicht.

### Hoofdstuk II. (experimenteel gedeelte)

1. Algemeen
2. Apparatuur
3. Gegevens betreffende de katalysatorvulling
4. Meetapparatuur
5. Methode van meten
6. Oriënterende proeven
7. Algemene beschouwing en toelichting op de verrichte proeven.
8. Toegepaste rekenmethode voor verwerking van de meetresultaten.
9. Verrichte proeven
10. Proefresultaten

### Hoofdstuk III.

1. Bespreking van de proefresultaten i.v.m. de nauwkeurigheid etc.
2. Bespreking proefresultaten en toetsing van de rekenwijze volgens collegedictaat Ph WW B.O.
3. Bespreking van vereiste correctie's om de rekenmethode volgens III-2 resulterend te krijgen met de gemeten waarde van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$ .
4. Conclusie's
5. Nabeschouwing.

## Inhoud vervolg

### APPENDIX.

1. Voorbeeld berekening van  $F_0$  en  $Nu_w$ , volgens voorlopige methode van het dictaat Ph WW B.O.
2. Toelichting op de omwerking van fig. 13 - 7 en 13- 9 uit Jakob (8) tot de figuren 8 en 9.

Tabel I	Gegevens betreffende de reactoren.
Tabel II	Gegevens betreffende de katalysatorvullingen.
Tabel II <sup>B</sup>	Resultaten $\lambda_0$ meting voor 2" reactor, $D_p = 10,9$ mm.
Tabel III	Resultaten van geselecteerde proeven; enkele rekengròotheden.
Tabel IV	Berekening $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$ aan de hand van de theorie dictaat Ph WW B.O.
Tabel V	Uitwerking van proefresultaten tot de functie $Pé'$ v.s. $Re_p$ .
Tabel VI.	a) Bepaling van correlatie $Nu_p = 1,27 Re^{0,6}$ b) Bepaling $\alpha_w$ volgens correlatie van Hanratty. c) Vergelijkend resultaat van $\alpha_w$ corr. / $\alpha_w$ Jakob.
Tabel VII	Controle van de uiteindelijk te berekenen waarden van $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$ t.o.v. de gemeten waarden.

### Gebruikte symbolen en eenheden:

In het verslag is - tenzij anders vermeld - gebruik gemaakt van het praktische maatstelsel.

<u>Symbool</u>	<u>Dimensie</u>	<u>Verklaring</u>
$c_p$	J/kg	soortelijke warmte bij constante druk
$D_t$	m	diameter van reactorbuis
$D_p$	m	diameter van katalysatordeeltjes
$E_t$	$m^2/sec$	stromingsdiffusie-coëfficiënt in transversale richting
$F$	$m^2$	oppervlak
$G$	kg	gewichtshoeveelheid
$L$	m	lengte (meestal van de reactor)
$M_D$	$kg/m^2 \text{ sec}$	massastroomdichtheid van de lucht, berekend op de lege buisdiameter
$Pe'$		een analoog getal als het getal van Pé in de theorie over stoftransport $Pe' = VD_p/E_t$
$Q$	J	hoeveelheid warmte
$R$	m	straal van cilinder of reactorbuis
$Re$ of $Re_t$		getal van Reynolds, gedefinieerd op de buisdiameter $Re = \rho V_o D_t / \eta$
$Re_p$		getal van Reynolds, gedefinieerd op de deeltjesdiameter $Re_p = \rho V_o D_p / \eta$
$S$	$m^2/m^3$	oppervlak van de deeltjes per $m^3$ vulmateriaal ( $S = 6(1-\epsilon)/D_p$ )
$\Delta T_U$ of $\Delta T_e$	$^{\circ}C$	verschil tussen wandtemperatuur en gemiddelde stroomtemperatuur bij uittrede uit de reactor
$\Delta T_o$	$^{\circ}C$	verschil tussen wandtemperatuur en stroomtemperatuur bij intrede in de reactorbuis
$V$	$m^3$	volume
$v$	m/sec	werkelijke snelheid ter plaatse
$v_o$	m/sec	snelheid berekend t.o.v. de lege buis

<u>Symbool</u>	<u>Dimensie</u>	<u>Verklaring</u>
$\alpha$	$J/m^2 \text{ } ^\circ C \text{ sec of } W/m^2 \text{ } ^\circ C$	warmteoverdrachtscoëfficiënt
$\bar{\alpha}$	$J/m^2 \text{ } ^\circ C \text{ sec of } W/m^2 \text{ } ^\circ C$	gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt
$\epsilon$		porositeit
$\eta$	$Nsec/m^2$	dynamische viscositeit
$\lambda$	$J/m \text{ sec } ^\circ C \text{ of } W/m \text{ } ^\circ C$	warmtegeleidingsvermogen
$\lambda_0$	$J/m \text{ sec } ^\circ C \text{ of } W/m \text{ } ^\circ C$	warmtegeleidingsvermogen van het gepakte bed met stilstaand medium
$\lambda_{eff}$	$J/m \text{ sec } ^\circ C \text{ of } W/m \text{ } ^\circ C$	effectief warmtegeleidingsvermogen van het gepakte bed tijdens stroming
$\lambda_t$	$J/m \text{ sec } ^\circ C \text{ of } W/m \text{ } ^\circ C$	bijdrage in het warmtegeleidingsvermogen van het gepakte bed, door turbulente stroming
$\lambda_S$	$J/m \text{ sec } ^\circ C \text{ of } W/m \text{ } ^\circ C$	warmtegeleidingsvermogen van het vulmateriaal
$\tau$	sec	verblijftijd van een volumegas in de verwarmingszone
$\rho$	$kg/m^3$	soortelijke massa

Onderschriften:

<u>Symbool</u>	<u>Betekenis</u>
l	d.w.z. lucht
g	d.w.z. stromend medium
t	d.w.z. transversaal
w	d.w.z. wand
m	d.w.z. geldend voor het hart van de reactor

### Literatuurlijst.

- |                             |  |                  |
|-----------------------------|--|------------------|
| 1. Prof. H.Kramers          | Collegedictaat Physische Techn.B.O.1953. |                  |
| 2. M.Leva                   | Ind.Eng.Chem.                            | 42- (1950) -2498 |
| 3. Y.Chu en J.Storrow       | Chem.Eng.Sci.                            | 5- (1952) - 230  |
| 4. H.Verschoor en G.Schuijt | Apl.Sci.Res.                             | A2- (1950) - 97  |
| 5. R.H.Wilhelm c.s.         | Chem.Eng. Progr.                         | 44- (1948) - 105 |
| 6. E.Singer en R.Wilhelm    | Chem.Eng.Progr.                          | 46- (1950) - 343 |
| 7. R.Bernard en R.Wilhelm   | Chem.Eng.Progr.                          | 46- (1950) - 233 |
| 8. M.Jakob                  | Heat Transfer volume I                   |                  |
| 9. C.Schwartz en J.Smith    | Ind.Eng.Chem.                            | 45- (1953) -1210 |
| 10. R.Wilhelm c.s.          | Chem. Eng. Progr.                        | 44- (1950) - 105 |
| 11. A.Klinkengerg           | Chem.Weekbl.                             | 47- (1951) - 472 |
| 12. J.Hanratty              | Chem.Eng.Sci.                            | 3- (1954) - 209  |

Inleiding:

Bij het doorrekenen van een reactor voor de conversie van iso-propyl-alcohol in aceton, kwam de wenselijkheid naar voren meer kennis te verkrijgen over de warmteoverdracht in een gepakte reactorbuis. De huidige literatuur geeft enkele, soms uiteenlopende correlaties, welke aan de hand van een beperkt aantal proeven zijn opgesteld. Deze proeven zijn veelal verricht over een temperatuurtraject van 0 tot 100°C, met lucht als op te warmen medium.

Voor de reactorberekening waren echter gegevens nodig op een temperatuurniveau van 400 à 500°C en het op te warmen medium was in een samenstelling varierende reactiemengsel van iso-propyl-alcohol, aceton, waterdamp en waterstof.

Door Professor Kramers was in zijn dictaat Ph W.W. B O.(1) voorgesteld, het warmtemechanisme niet aan de hand van een empirische correlatie op te stellen, doch in overeenstemming met een fysische voorstellingswijze. "Het op te warmen medium wordt opgevat als een propstrooming, welke gedurende zijn verblijftijd in de hete zone, op gelijke wijze zou worden opgewarmd als een massieve cilinder, waarvan de omtrek gedurende een bepaalde tijd op temperatuur  $T_w$  wordt gehouden."

Voor het laatste geval is de temperatuurtoename van de cilinder als functie van opwarmingstijd en overgangsweerstanden, aan de wand<sup>x)</sup> bekend. In analogie hiermee zou ook de temperatuurtoename van de propstrooming zijn te berekenen, indien de warmte fysische grootheden van deze strooming ( $\lambda, \alpha, c_p$  enz.) zijn te bepalen. Indien de hierna te beschrijven proefresultaten, waarbij lucht van kamertemperatuur tot ca. 80°C wordt opgewarmd, werkelijk met deze fysische voorstellingswijze in overeenstemming zouden zijn, zou het verantwoord zijn, dit mechanisme ook aan te nemen voor hogere temperatuur gebieden en voor andere media.

<sup>x)</sup> en het warmtegeleidingsvermogen van de cilinder.



Hoofdstuk I

- 1) Toelichting van gedacht principe om de opwarming van een stroom in een gepakt bed te bepalen.

De opwarming van een stroom door een gepakt bed, dat uitwendig op een temperatuur  $T$  wordt gehouden, is het eenvoudigst te definieeren, met behulp van een empirische warmteoverdrachtscoefficient  $\bar{\alpha}$ , te bepalen m.b.v. de volgende formule:

$$v_o \rho c_p (\bar{T}_u - \bar{T}_o) \frac{\pi D_t^2}{4} t = \bar{\alpha} \pi D_t L (T_w - T)_{lm}$$

Uit deze formule zijn echter geen conclusies te trekken, hoe de opwarming door verschillende factoren wordt bepaald, of beïnvloed. Toch is dit o.a. in verband met schaaleardeffekten zeer gewenst. Er zijn publicaties van onderzoekers, die al of niet op empirische grondslag een correlatie geven om de opwarming onder verschillende condities te voorspellen. Sommigen geven een correlatie voor  $\bar{\alpha}$ , anderen bepalen de opwarming m.b.v. het quotient  $\Delta T_e / \Delta T_o$ .

Als mogelijkheid om de opwarming op een physische wijze te bepalen, was het een suggestie van Professor Kramers om de opwarming van een stroom<sup>x)</sup> in een gepakt bed te analyseren naar analogie met de opwarming van een cylinder, waarvan de wand gedurende een tijd  $t$  op een temperatuur  $T$  wordt gehouden. De tijd  $t$  komt overeen met de verblijftijd van de stroom in de hete zone.

Voor het geval van opwarming van een homogene cylinder, waarvan de wand op een temperatuur  $T_w$  wordt gehouden, is de opwarming  $\Delta T_o / \Delta T_i$  t.o.v. de tijd  $t$  bekend als d.m.v. functie van  $Fo$ .

Voor een massieve cylinder  $Fo = \frac{4 \lambda t}{c_p \rho D_t^2}$ .

Voor een stroom in een gepakte cylinder is dit om te werken tot:

$$Fo = \frac{4 \lambda L}{c_p \rho \varepsilon v_o D_t^2} = \frac{4 \lambda_{eff} L}{c_p \rho v_o D_t^2}$$

$\frac{L \varepsilon}{v_o}$  = verblijftijd  $t$   
 $\varepsilon \frac{c_p \rho}{v_o}$  = soortel. warmte per volume eenheid van de stroom.

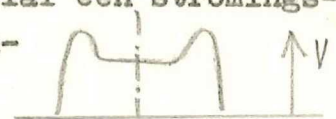
- x) Men neemt hierbij aan dat de stroom zich als een prop door de buis verplaatst.

Indien men  $\lambda_{\text{eff}}$  uit bekende grootheden zou kunnen opbouwen, zou men in staat zijn de opwarming van een stroom in de vorm van het quotient  $\Delta T_e / \Delta T_o$  vooruit <sup>te</sup> kunnen voorspellen. Dit is o.a. verder uitgewerkt door Verschoor en Schuit. Zoals in het betreffende literatuurgedeelte (c) wordt toegelicht heeft men daarbij  $\alpha_w$  oneindig groot verondersteld, hetgeen toch niet waarschijnlijk is.

Professor Kramers stelde daarom voor de opwarming te vergelijken met een cilinder, waarvan de wand gedurende een tijd  $t$  op een temperatuur  $T_w$  wordt gehouden, doch waarbij een warmteoverdrachtscoëfficiënt tussen cilinder en wand aanwezig is:  $\alpha_w$ . Voor deze gevallen wordt in het boek van Jakob (8) het verband  $\Delta T_e / \Delta T_o$  functie ( $F_o$ ) met  $Nu$  als parameter weergegeven. De volgende vragen doen zich o.a. voor:

- a) Is de aanname van een propstroming juist?
- b) Hoe  $\lambda_{\text{eff}}$  in het getal van  $F_o$  te definiëren?
- c) Hoe  $Nu$  te definiëren en te bepalen?

ad a). Het is bekend dat de stroming door een gepakt bed in veel gevallen niet voldoet aan een propstroming. Volgens Schwartz en Smith (9) is er veelal een stromingsprofiel aanwezig, volgens nevenstaande schets.



De pieken worden veroorzaakt door het feit dat langs de wand een grotere porositeit aanwezig is, dan in de rest van de buis.

ad b).  $F_o$  wordt gedefinieerd als:

$$F_o = \frac{4 \lambda_{\text{eff}} L}{c_p \rho v_o D t^2}$$

De vraag is wat voor  $\lambda_{\text{eff}}$  is in te vullen; is  $\lambda_{\text{eff}}$  constant over het dwarsprofiel van de stroming? etc. Hierop wordt in het verdere verslag nader ingegaan.

ad c.) Over de definiëring van  $Nu_w$  is nog moeilijk een antwoord te geven. Het vormt een deel van het onderzoek hierover meer inzicht te verkrijgen.

2. Theoretische behandeling en uitwerking van het principe, de opwarming van een stroom in een gepakt bed te interpreteren als die van een cilinder met een wandtemperatuur  $T_w$ , een warmtegeleidingscoëfficiënt  $\lambda_{\text{eff}}$  en een warmteoverdrachtscoëfficiënt stroom - wand  $\alpha_w$ .

In het volgende wordt nader ingegaan op de suggestie van Professor Kramers, waarbij getracht wordt de opwarming van een stroom in een gepakt bed te bepalen in analogie met de opwarming van een cilinder waarvan de wand op een temperatuur  $T_w$  wordt gehouden, die een warmtegeleidingsvermogen  $\lambda_{\text{eff}}$  bezit en waarbij een warmteoverdrachtscoëfficiënt aanwezig is tussen wand en stroom  $\alpha_w$ . De opwarming kan daarbij beschreven worden met  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0$  als functie  $F_0$  met  $Nu$  als parameter.

Indien  $\lambda_{\text{eff}}$  en  $\alpha_w$  en daarmee  $F_0$  en  $Nu_w$  voor verschillende condities te berekenen zouden zijn, en indien het principe juist blijkt, zou men warmteproblemen aldus kunnen oplossen, aangezien de functie  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0$  v.s.  $F_0$  met  $Nu_w$  als parameter bekend is.

T.o.v. de mogelijkheid om  $\lambda_{\text{eff}}$  en  $\alpha_w$  te berekenen, worden eerst de suggesties verder besproken zoals die in het college dictaat Ph.W.W.B.O. vermeld zijn, eventueel in vergelijking met andere literatuur beschouwingen.

Het effectief transversaal warmtegeleidingsvermogen  $\lambda_{\text{eff}}$  wordt gedacht te zijn samengesteld als  $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_0 + \lambda_t$ .  
 $\lambda_0$ : Het warmtegeleidingsvermogen van het gepakte bed met medium, doch zonder stroming.

$\lambda_t$ : De bijdrage in het warmtegeleidingsvermogen door de stroming, omdat de transversale turbulente menging van het fluidum, gepaard gaat met een warmtetransport.

Empirisch is gebleken dat  $\lambda_0$  afhangt van  $\lambda_g$  van de korrels,  $\lambda_g$  van het fluidum zomede van de porositeit. In het artikel van R. Wilhelm; Wijnkoop c.s. (10) is het verband weergegeven  $\lambda_0 / \lambda_g = \text{fnct.}(\lambda_s / \lambda_g)$ , met  $\xi$  als parameter, o.a. overgenomen in fig. 13, dictaat PhWW B0. Hoewel een empirische betrekking, is het door Singer en Wilhelm (6) geargumenteed dat  $\lambda_0$  beïnvloed wordt door:

$\lambda_s$  .... Dit spreekt voor zichzelf.

$\lambda_g$  .... Aangenomen dat de deeltjes slechts op één punt contact met elkaar hebben, zal de gasfilm in de nabijheid van de contactpunten en daarmee  $\lambda_g$  invloed hebben op  $\lambda_o$ .

$D_p$  .... Het aantal contactpunten per eenheid van volume is afhankelijk van  $D_p$  en  $s$ .

$Re_p$  ....  $Re_p$  is een maat voor de stromingstoestand, welke op zijn beurt invloed uitoefent op de film nabij de contactpunten.

In de voorstellingswijze van Singer en Wilhelm (6) wordt de geleidingsterm  $\lambda_o$  dan ook verdisconteerd m.b.v. de formule:

$$\lambda_o / Re_p \times c_p \eta / \lambda_s \quad (\text{zie literatuur d})$$

Verschoor en Schuit (4) geven een empirische corre-

$$\text{latie: } \lambda_o / \lambda_s = 1,72 (\lambda_s / \lambda_g)^{0,26}.$$

Wordt echter vastgehouden aan de empirische bepaling van  $\lambda_o$  m.b.v. fig. 13 dictaat PhWW B0., dan dient bij temperaturen boven 150°C nog een correctie te worden toegepast i.v.m. straling tussen de deeltjes onderling (zie (10)). De correlatie is niet aangepast aan metallische deeltjes, zodat voor dat geval nog een correctie vereist is, voor de contactgeleiding. Wilhelm c.s. (10) vond door analyse van experimentele gegevens uit vijf publicaties de volgende empirische correctieformule voor metallische contactgeleiding:

$$\log_{10} \Delta \times 10^5 = m + n \times \frac{\lambda_s}{s} \quad \begin{array}{l} m = 0,859 \pm 0,051 \\ n = 3,12 \pm 0,29 \\ \quad (\text{cal/cm sec } ^\circ\text{C})^{-1} \end{array}$$

$\Delta$  = de bijdrage t.g.v. contactgeleiding in cal/cm °C sec.

De bijdrage  $\lambda_t$  aan het transversaal warmtegeleidingsvermogen, kan op grond van een mengingstheorie worden voorgesteld als:

$$\lambda_t = E_t c_p \rho = \frac{1}{2} \beta^2 D_p \bar{v} c_p \rho = \frac{\beta^2}{28} D_p v_o c_p \rho = C D_p v_o c_p \rho$$

$\beta$  is van de orde 0,5, d.w.z. de stroom wordt bij botsing met een deeltje ca.  $\frac{1}{2}$  deeltje opzij gestuwd. Indien men - zoals vrij veel het geval is -  $s$  ca. 0,4 aanneemt, zou met de ruwe waarde  $\beta = 0,5$  de constante  $C$  ca. 0,31 worden. Op grond van vergelijking van empirisch door drie onderzoekers gevonden waarden, stelt Klinkenberg (11) voor om voor  $C$  de waarde  $0,18 \pm 0,02$  aan te houden.

Indien wordt teruggevallen op de formule  $E_t c_p \rho = C D_p v_o c_p \rho$ , dan blijkt dat voor C geschreven kan worden:

$$C = E_t / D_p v_o = E_t / D_p v \xi = 1 / \xi P \acute{e}'$$

$P \acute{e}' = D_p v / E_t$ , waarin v de werkelijke plaatselijke snelheid.

C is dus rechtstreeks afhankelijk van  $P \acute{e}'$  en  $\xi$ .

De meeste experimenten met warmteoverdracht in gepakte buizen zijn geschied met ronde deeltjes en veelal met  $D_p / D_t < 1/20$ .

In dat opzicht is het vergelijkende onderzoek van Klinkenberg enigszins misleidend, want - hoewel vermeld - zijn resultaat  $C = 0,18 \pm 0,02$  is alleen geldig voor  $D_p / D_t < 1/20$  en  $\xi$  ca. 40%.

Het blijkt dat  $P \acute{e}'$  voor deze omstandigheden voor een groot gebied van  $Re_p$  ( $Re_p < 5000$ ) varieert rond 12, waaruit m.b.v.  $\xi = 0,4$  voor C volgt:  $C = 1 / \xi P \acute{e}' = 1 / 0,4 \times 12 = 0,21$ .

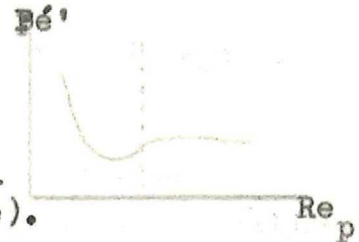
Het feit dat drie onderzoekers werkend met analoge proefcondities, doch met een afwijkende formulaire uitwerking van hetzelfde principe tot eenzelfde resultaat komen, ondersteunt de aanname dat de voorstellingswijze  $\lambda_{eff} = \lambda_o + \lambda_t$  tot goede resultaten kan leiden.

In de door ons verrichte proeven wordt gewerkt met een stroming waarbij  $1000 < Re_p < 10.000$ , redelijk analoog met de proefcondities van de vergelijking van Klinkenberg. De porositeit varieert echter tussen 45 en 55%;  $0,08 < D_p / D_t < 0,35$ . Beide condities wijken dus af van de hiervoor besproken condities  $D_p / D_t < 0,05$   $\xi =$  ca. 0,4.

Bedenkend dat  $C = 1 / \xi P \acute{e}'$  een redelijke voorstellingswijze is, zouden we  $\lambda_t$  voor de bij ons aanwezige proefcondities kunnen bepalen indien  $P \acute{e}'$  onder de gevarieerde condities zou zijn te berekenen. Over de bepaling van  $P \acute{e}'$  zijn o.a. twee publicaties:

Singer en Wilhelm (6) (zie ook het literatuuroverzicht ad c) die  $P \acute{e}'$  voor een aantal gevallen m.b.v. een door hen voorgestelde theorie terugrekenden aan de hand van proefresultaten, en daarmee  $P \acute{e}'$  functie  $Re_p$  met  $D_p / D_t$  als parameter konden bepalen. De functie blijkt redelijk overeen te stemmen met praktische metingen van  $P \acute{e}'$  fnc't.  $Re_p$ , zoals verricht door Bernard en Wilhelm (7). De laatsten bepaalden  $P \acute{e}'$  fnc't.  $Re_p$  m.b.v. stofoverdrachtsmetingen. Zij namen een uniforme stroomverdeling aan.

Het verloop van  $P\check{e}'$  fnc't  $Re_p$  bleek een verloop te hebben volgens nevenstaande schets (vergelijk fig. 11 van bijgevoegde publicatie (7)). (zie fig. 12 voor fotocopie).



Het gedeelte rechts van de stippellijn zou regelmatig zijn, omdat door een ~~zekere~~ hoge turbulentie de stroomverdeling voldoende statistisch is. Links van de stippellijn is een gebied waarbij de wervels groter zijn dan de deeltjes, waardoor een meer onregelmatige verdeling van de stroom tot stand komt. Het zij nog vermeld, dat uit het feit dat de frictiefactor  $f$  een continu verloop had t.o.v.  $Re_p$ , er in een gepakt bed geen scherpe scheiding is te onderkennen tussen een laminair en turbulent gebied.

M.b.v. voorgaande vermeldingen is het aannemelijk te maken dat de grens tussen het linker en het rechter gebied <sup>zich</sup> kan verplaatsen met toepassing van andere deeltjesgrootte's, eventueel met  $\xi$ . In fig. 11 van de publicatie (7) ligt de grens bij  $Re_p = ca. 200$  ( $D_p/D_t < 0,05$ ). Bij de door ons practisch uitgevoerde experimenten met  $0,08 < D_p/D_t < 0,35$  ligt de grens bij  $Re_p = 1000 \text{ à } 3000$ .

Het is nog niet mogelijk  $P\check{e}'$  wiskundig vast te stellen. Met betrouwbare grafieken van  $P\check{e}'$  fnc't.  $Re_p$  en  $D_p/D_t$  als parameter, zou m.b.v. voorgaande theorie echter een deel van de warmteproblemen (bepaling  $\lambda_{eff.}$ ) zijn op te lossen. Bij de interpretatie van de meetresultaten wordt hier nader op ingegaan.

Als tweede en niet minder belangrijke grootheid dient  $Nu_w$  bepaald te worden. Indien weer het dictaat PhWW gevolgd wordt, zou men  $Nu_w$  kunnen voorstellen als  $\alpha_w D_t / \lambda_{eff.}$ , waarmee het probleem gedeeltelijk verschoven wordt naar de bepaling van  $\alpha_w$ .

Hierover zijn nog geen gegevens bekend. In eerste benadering kan men zich denken, dat de warmtegeleidingscoëfficiënt  $\lambda_{eff.}$  over een dikte  $D_p$  afneemt tot  $\lambda_0$ . Neemt men het geometrische gemiddelde van  $\lambda_0$  en  $\lambda_{eff.}$ , dan zou voor  $\alpha_w$  zijn te stellen:

$$\alpha_w(\cdot) = \frac{\sqrt{\lambda_0 \lambda_{eff.}}}{D_p}$$

In het dictaat PHWW B0. wordt als evenredigheidsconstante 1,1 genoemd. In de bespreking van de proefresultaten wordt op de bepaling van  $\alpha_w$  verder ingegaan.

3. Bestaande literatuur.

T.o.v. de bekende literatuur is er van afgezien een uitgebreid onderzoek in te stellen naar de correlaties, welke door de diverse schrijvers zijn opgesteld. In het navolgende zijn echter van ~~vies~~ schrijvers hun theorieën vermeld.

a) Max Leva. (2) (~~zie artikel in bijvoegsel.~~)

Hij onderzoekt de warmteoverdracht in gepakte bedden, in het gebied van een hoge verhouding  $D_p/D_t$ ; (0,35), waarbij hij onverwacht hoge waarden vond voor  $\bar{\alpha}$ . In met stoom verwarmde pijpen van  $\frac{1}{2}$ ",  $\frac{3}{4}$ " en 2" werd de opwarming van lucht gemeten, onder gevarieerde stroom condities. Als correlatie voor  $\bar{\alpha}$ , als functie van de diverse variabelen vond hij voor  $0,35 < D_p/D_t < 0,6$

$$\bar{\alpha} = 0,120 \frac{\lambda}{D_p} \times (Re_p)^{0,75}$$

$\bar{\alpha}$  blijkt vrijwel onafhankelijk van  $D_t$ , hetgeen volgens Leva echter niet zonder meer is te extrapoleren voor grotere pijpdiameters.

Voor  $D_p/D_t < 0,35$  werd gevonden:

$$\bar{\alpha} = 0,813 \frac{\lambda}{D_t} e^{-6D_p/D_t} \times (Re_p)^{0,9}$$

Beide correlaties worden gegeven tot een onderzochte massastroomdichtheid ~~van de~~ lucht van  $5 \text{ kg/m}^2 \text{ sec}$ .

Vooruitlopend op de uiteindelijke proefresultaten is in tabel 1 een overzicht gegeven, waarbij de berekende waarde van  $\bar{\alpha}$  volgens Leva en de waargenomen waarde van  $\bar{\alpha}$ , in een aantal extreme gevallen voor de drie reactoren zijn weergegeven. <sup>onderzochte</sup>

Tabel I.

Vergelijkende resultaten van  $\bar{\alpha}$  berekend volgens Leva en  $\bar{\alpha}$  praktisch gemeten in de hierna te bespreken proefopstelling.

	$D_p$ mm	$D_p/D_t$	$M_D$	$\bar{\alpha}_{Leva}$	$\bar{\alpha}_{Gemeten}$	$\bar{\alpha}_{gem}/\bar{\alpha}_{Lev.}$
2" reactor	8,2	0,164	2,9	96	132	1,38
	8,2	0,164	13,3	385	384	1,00
	17,6	0,35	2,9	69	108	1,57
	17,6	0,35	15,3	244	333	1,36
3" reactor	8,2	0,112	3,2	101	146	1,44
	8,2	0,112	9,5	272	330	1,22
	17,6	0,24	3,1	92	131	1,42
	17,6	0,24	9,5	280	292	1,04
4" reactor	8,2	0,082	1,9	56	107	1,90
	8,2	0,082	8,8	225	329	1,45
	17,6	0,176	1,7	57	91	1,60
	17,6	0,176	8,6	248	284	1,14

De waargenomen  $\bar{\alpha}$  is in vrijwel alle gevallen dus hoger dan volgens Leva wordt berekend. Mogelijk veroorzaakt door het feit dat als vulmateriaal in de hier behandelde metingen messing is toegepast en door Leva voornl. glas en klei. Het merkwaardige is dat Leva de invloed van het vulmateriaal geheel buiten beschouwing laat. Hij heeft slechts één proef met koperen cilinders verricht, welke hoewel aanleiding tot een gunstige waarde van  $\bar{\alpha}$ , niet opvallend verschilt t.o.v. de overige series.

Uit voorgaande tabel blijkt dat met de correlatie volgens Leva onder deze t.o.v. elkaar weinig verschillende proefcondities een hogere  $M_D$ , ca. 50% afwijking ontstaat tussen  $\bar{\alpha}$  berekend en  $\bar{\alpha}_{gemeten}$ . De afwijking neemt af naar hogere  $M_D$ . Opvallend is nog dat de afwijking weinig afhankelijk is van de pijpdiameter. Dit naar aanleiding van het feit dat Leva de correlatie poneert, onder vermelding dat het effect van grotere pijpdiameters nog onbekend is.



b) Chu en Storrow (3) (~~zie artikel in bijvoegsel~~)

Zij onderzochten eveneens de opwarming van lucht, dit maal in een 1" buis, ook nu weer m.b.v. condenserende stoom uitwendig @p 100°C gehouden.

Hun werk resulteerde in twee empirische correlaties, ieder geldend in een bepaald gebied van Re.

$$a) \text{ Re} < 1600 \quad \frac{\bar{\alpha}_{D_t}}{\lambda_s} = 0,134 \left(\frac{D_p}{D_t}\right)^{-1,13} \left(\frac{L}{D_t}\right)^{-0,90} (\text{Re}_p)^{1,17}$$

$$b) 1600 < \text{Re} < 3500 \quad \frac{\bar{\alpha}_{D_t}}{\lambda_s} = 15(L/D_t)^{-1,82} (D_p/D_t)^{-0,90} (\text{Re}_p)^{0,55} (L/D_t)^{0,165}$$

Opm.: De bovengrens Re=3500 werd bepaald door de beschikbare apparatuur.

De  $\lambda$  van het vulmateriaal bleek geen invloed te hebben in het gebied a, doch wel in het gebied b. Uit de correlatie blijkt hier echter niets van en in het betrokken artikel (~~zie bijvoegsel~~) wordt er niet nader op ingegaan. De luchthoeveelheden waren lager, dan die onderzocht door Leva, doch volgens Chu en Storrow ziet het er naar uit dat de gegevens in overeenstemming blijken met de correlatie van Leva, opgesteld voor grotere luchthoeveelheden. Het opvallendste van de proeven was dat in het onderzochte gebied de verhouding  $L/D_t$  een belangrijke variabele vormde, doch dat de diameter van het vulmateriaal weinig invloed had op de warmte overdracht. Het onderzoek werd verricht met vrijwel gladde bolvormige deeltjes van loodhagel, staal, glas etc.  $\lambda_s$  variërend van 0,8 tot 45 J/m°C sec.  $D_p$  variërend van 1 tot 6,5 mm en daarmee  $D_p/D_t$  van 0,04 tot 0,4. Men was beperkt tot  $M_D = 4,7$ . De variabele  $L/D_t$  werd onderzocht voor waarden van 12 tot 48.

Vooruitlopend op het praktisch verrichte onderzoek, zijn in tabel II weer voor een aantal uiteenlopende voorbeelden de  $\bar{\alpha}$  berekend volgens Chu en Storrow vergeleken met de  $\bar{\alpha}$  waargenomen.

Tabel II.

Vergelijkende resultaten van  $\bar{\alpha}$  berekend volgens Chu en Storrow en  $\bar{\alpha}$  praktisch gemeten in de hierna te bespreken proefopstelling.

	$\frac{D_p}{D_t}$	$\frac{D_p}{D_t}$	$L/D_t$	$M_D$	Re	$Re_p$	$\bar{\alpha}$ C en S	$\bar{\alpha}$ gem.	$\bar{\alpha}$ gem.	$\bar{\alpha}$ ber.
2" reactor	8,2	0,164	8	2,9	7340	1200	232	132	0,57	
	8,2	0,164	8	13,3	33800	5540	750	384	0,51	
	17,6	0,35	8	2,9	7210	2540	212	108	0,51	
	17,6	0,35	8	15,3	39600	5900	677	333	0,49	
3" reactor	8,2	0,112	5,5	3,2	11900	1340	251	146	0,58	
	8,2	0,112	5,5	9,5	35700	4000	560	330	0,59	
	17,6	0,24	5,5	3,1	11500	2780	214	131	0,61	
	17,6	0,24	5,5	9,5	35700	9600	540	292	0,54	
4" reactor	8,2	0,082	4,9	1,9	9800	803	322	107	0,33	
	8,2	0,082	4	8,8	45800	3760	545	329	0,61	
	17,6	0,176	4	1,7	8650	1520	252	91,5	0,36	
	17,6	0,176	4	8,6	44600	7840	795	284	0,36	

Volledigheidshalve is in onderstaand overzicht nog weergegeven hoe de in het navolgende behandelde proefcondities vergelijkbaar zijn met de proefcondities van Chu en Storrow.

	Chu en Storrow	hier behandelde proeven
$D_p/D_t$	0,04 tot 0,4	0,082 tot 0,176
$M_D$	bepikt tot 4,7	1,9 tot 15,3
$L/D_t$	12 tot 48	4 tot 8

Zoals door vergelijking blijkt zouden afwijkingen kunnen ontstaan in de resultaten, omdat geëxtrapoleerd wordt naar afwijkende  $L/D_t$  waarden. Hierdoor zijn naar ik meen de grôte afwijkingen, zoals die in tabel II voorkomen, echter niet te verklaren. De voornaamste oorzaak lijkt mij dat Chu en Storrow hun onderzoek verrichtten in een 1" buis en de hier behandelde proeven alle verricht zijn met een 2", 3" of 4" buis.

c) H. Verschoor en G. Schuit (4) (~~zie artikel in bijvoegsel~~)

Verschoor en Schuit onderzochten een voorstellingswijze, van de opwarming in een gepakt bed, welke enigszins te vergelijken is met die van Professor Kramers. (zie het verdere verslag.) Op enkele punten is hun methode echter afwijkend. Zij namen een propstroming aan, waarvan de opwarming- in analogie met de theorie van Professor Kramers- wordt berekend, overeenkomstig als van een cilinder, waarvan de buitenwand gedurende de tijd  $t$  (verblijftijd in de hete zone) op een temperatuur  $T$  wordt gehouden. Stelt Professor Kramers echter voor de warmte weerstand te splitsen in een overgangsweerstand aan de wand,  $(:)/\alpha_w$  en een warmtegeleidingsweerstand evenredig met  $1/\lambda$ ,

Verschoor en Schuit onderscheiden twee gevallen:

- a) De warmte weerstand wordt uitsluitend bepaald m.b.v.  $\lambda_{eff}$ .
- b) De warmte weerstand wordt uitsluitend bepaald m.b.v.  $\bar{\alpha}$ .

Zij analyseren hun metingen met theorie ontwikkeld voor geval a). Achteraf wordt een verband gegeven tussen  $\bar{\alpha}$  ad b) en  $\lambda$  ad a), waarna  $\bar{\alpha}$  dus te vinden is, als functie van een aantal grootsheden, welke m.b.v. de theorie ad a) zijn gecorreleerd.

Hun apparatuur bestond uit een met condenserende stoom op  $100^\circ\text{C}$  gehouden koperen buis  $D_t=50$  mm  $L=300$  mm. Als vulmateriaal bolletjes van glas, staal of lood; als op te warmen medium lucht, in enkele gevallen waterstof. In hun publicatie wordt de stroming gekarakteriseerd door  $\rho v/\eta S$ ; i.p.v. door  $Re_p$ ; de verhouding  $D_p/D_t$  wordt vervangen door  $SD_t$ .

$\lambda_{eff}$  wordt evenals in de in het navolgende te behandelen theorie gedacht te zijn opgebouwd uit  $\lambda_o + \lambda_t$ . Zij komen tot de empirisch gevonden betrekking:

$$\lambda_{eff} = \lambda_o + C (SD_t)^{0,5} (\rho v/\eta S)^{0,69}$$

$$S = 6(1-\epsilon)/D_p$$

Voor $\lambda_o$ en C bijv. de volgende waarden:	lucht - glas	$0,21$	$2,5 \frac{C}{\lambda_o} \times 10^{-3}$
	lucht - staal	$0,49$	$2,5 \times 10^{-3}$
	lucht - lood	$0,49$	$2,5 \times 10^{-3}$
	Voor waterstof	$0,47$	$1,3 \times 10^{-2}$

Omdat  $C_{lucht} : C_{H_2} = \lambda_1 : \lambda_{H_2}$ , wordt als formule voorgesteld:

$$C = 0,1 \lambda_g$$

Voor de bepaling van  $\lambda_0$  wordt verwezen naar Wilhelm (5).  
 Voor een porositeit van 35 tot 45% zou de <sup>volgende</sup> ~~eenvoudiger~~ formule  
 eveneens bruikbare resultaten geven:

$$\lambda_0/\lambda_g = 1,72 (\lambda_s/\lambda_g)^{0,26}$$

Na uitwerken van het verband tussen  $\alpha$  en  $\lambda_{eff}$  wordt de volgen-  
 de formule gegeven, waaruit  $\alpha$  te berekenen is:

$$Nu = 5,783 \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_g} + 0,092 \frac{c_p \rho v D_t}{\lambda_g} \cdot \frac{D_t}{L}$$

De volgende tabel geeft een overzicht van hun proefcondities;  
 benevens van die, geldend voor de nog te behandelen proeven.

<u>Versch. en Schuit</u>	$\lambda_g$	$\lambda_s$	$D_p$ mm	$S = D_t$ mm	$L$ m	$\rho v$	$\epsilon$	$\eta \cdot 10^7$
ondergrens	0,029	0,25	3	350	29	0,21	0,37	94
bovengrens	0,20	45	10	1593	50	0,3	0,42	182

Op het laboratorium verrichte proeven:

ondergrens	0,027	100	8,2	355	50	0,4	2,9	0,49	200
bovengrens	0,027	100	17,6	372	100	0,4	15,3	0,552	200

In tabel III zijn voor dezelfde voorbeelden als in a) en b)  
 weer de vergelijkende resultaten gegeven van  $\alpha$  zoals volgens  
 de theorie van Verschoor en Schuit berekend, en de door ons  
 praktisch waargenomen  $\alpha$ .

Tabel III.

	Vergelijkende resultaten $\bar{\alpha}$				Versch. en Sch. t.o.v. $\bar{\alpha}$ gemeten.			$\bar{\alpha}$ bep.	$bcp/\bar{\alpha}$	Ven.S.
	$D_{p\text{mm}}$	$M_D$	S	$\lambda_0$	$\lambda_{eff}$	$\alpha_v \& S$	$\bar{\alpha}$			
2" reactor	8,2	2,95	355	0,35	1,09	161	132	0,82		
	8,2	13,3	355	0,35	4,57	686	384	0,56		
	17,6	2,87	153	0,30	1,16	168	108	0,64		
	17,6	15,3	153	0,30	3,10	540	333	0,62		
3" reactor	8,2	3,2	354	0,50	1,45	167	146	0,87		
	8,2	9,53	354	0,50	2,52	362	330	0,91		
	17,6	3,12	155	0,40	1,51	173	131	0,76		
	17,6	9,54	155	0,40	2,77	382	292	0,76		
4" reactor	8,2	1,93	372	0,56	1,34	123	107	0,87		
	8,2	8,78	372	0,56	2,78	366	329	0,90		
	17,6	1,70	173	0,48	1,30	115	91,5	0,79		
	17,6	8,60	173	0,48	2,99	374	284	0,76		

Opm.:  $\lambda_0$  is ingevuld zoals praktisch werd gemeten, hetgeen vrij  
 goed in overeenstemming was met  $\lambda_0$ , zoals vermeld in het  
 overzicht onderaan voorgaande blz.

In aanmerking genomen dat Verschoor en Schuit hun correlatie geven onder voorbehoud dat de werkelijke waarde  $\pm 40\%$  kan afwijken van de volgens hun correlatie berekende, is ~~is~~  $\ddot{}$  zou hun correlatie voor de door ons verrichte metingen dus inderdaad gelden. Vooral voor grotere pijpdiameters, waar de gemiddelde afwijking slechts min  $17\%$  bedraagt. (<sup>t.o.v.  $\alpha$  bep.</sup> ~~Vergelijk~~ laatste kolom tabel III).

Er valt nog op te merken dat  $\lambda_{eff.}$  zoals berekend volgens V en S. niet dezelfde functie bekleedt, als die welke in het navolgende wordt besproken en waarbij rekening gehouden wordt, met een eindige  $\alpha_w$ . V. en S. daarentegen definiëren  $\lambda_{eff.}$  onder aanname  $\alpha_w = \infty$ . Op te merken is nog, dat V. en S. hun theorie hebben opgesteld om de temperatuurgradient over het dwarsprofiel van een reactor m.b.v. hun  $\lambda_{eff.}$  te kunnen berekenen. Door het aannemen van  $\alpha_w = \infty$ , wordt  $\lambda_{eff.}$  echter ~~gafik~~ te laag berekend, hetgeen dus aanleiding zal zijn, dat een berekende temperatuur gradient groter is dan de werkelijke.

Voorts zij nog vermeld dat de constante C, zoals die voorkomt in de correlatie van V. en S. geen direct verband heeft met de constante C zoals in het verdere verslag gedefinieerd.

Opm.: De theorie van V. en S. heeft wel waarde voor grote buisdiameter en (of) kleine deeltjes diameters, waarbij de warmteoverdracht aan de wand relatief een te verwaarlozen rol speelt.

d) E. Singer en H. Wilhelm. (6).

Singer en Wilhelm geven een beschouwing van de opwarming in een gepakt bed op grond van vier warmtestromen:

- a) Convectie stroming van het fluidum, gepaard gaand met een warmtetransport.
- b) Warmtegeleiding via de vaste deeltjes.
- c) Warmteoverdracht van deeltjes naar het fluidum.
- d) Warmtegeleiding in het fluidum, te splitsen in  $\lambda_o$  en  $\lambda_t$ .

Voor een cilindrische bedstapelning en zonder aanwezigheid van reactiewarmte, wordt een vergelijking ontwikkeld, waarin  $\frac{\Delta T}{\Delta T_o}$  volgens een reeks bepaald is:  
 $= A \times e^B + A' \times e^{B'} + \dots$

In de exponenten B, B' enz. komt steeds de term voor:

$$\left( \frac{1}{Re_p \times \frac{c_p}{\lambda_o} + S_n} + \frac{\epsilon}{Re_p Pr.} + \frac{1}{Pe'} \right) \times \frac{D_p}{D_t} \times \frac{L}{D_t}$$

De functies van de termen wordt als volgt toegelicht:

- 1<sup>e</sup> term: Hiermee wordt de warmtestroom naar het gas door geleiding verdisconteerd. De warmtestroom door geleiding is inderdaad afhankelijk te achten van  $\lambda_o$ . En daar de filmlaag tussen twee deeltjes (een onderdeel van  $\lambda_o$ ) door  $Re_p$  wordt beïnvloed, is ook de aanwezigheid van  $Re_p$  te verklaren.
- $S_n$  : Een dimensieloze grootte, waarmee de warmteoverdracht van deeltje naar het gas wordt verdisconteerd. Ook dit speelt natuurlijk een rol in het hier besproken mechanisme.
- 2<sup>e</sup> term: Een term, ter verdiscontering van de geleiding via het fluidum. Pr. vormt een maat voor de stoffeïenschappen (waarin  $\lambda_g$ ) van het fluidum. Met  $v (=v_o/\epsilon)$  hoog, en dus  $Re_p$  groot, zal de geleiding van het fluidum, weinig invloed uitoefenen, an omgekeerd met v laag waarmee de functie van  $Re_p$  is te verklaren.
- 3<sup>e</sup> term:  $1/Pe' = E_t/vD_p$ , een factor waarmee  $\lambda_t$  wordt verdisconteerd.  $E_t$  is per definitie een maat voor de dwarsdiffusie ten gevolge van stroming van het warmtetransport.

Alleen  $S_n$  varieert per term, doch als  $S_n$  klein t.o.v.  $Re_p \frac{c_p}{\lambda_o}$ , is de exponent  $B = B'$  enz.; door Singer en Wilhelm P gesteld.

Voor  $\bar{\alpha}$  is de formule afgeleid:

$$\bar{\alpha} = 5,79 \times \text{Re}_p \text{Pr} \frac{\lambda}{D_t} \cdot P + 0,0912 \frac{M_D c_p D_t}{L}$$

Onder aanname dat de formules juist zijn, is aan de hand van een groot aantal experimenten  $\text{Pé}'$  terug gecijferd, waarna uiteindelijk een figuur is gegeven ((6)fig.5), waarin  $\text{Pé}'$  fnc $t.$ ( $\text{Re}_p$ ) met  $D_p/D_t$  als parameter is weergegeven. (Fig 12 van dit verslag)  
De waarde van de berekening is nog moeilijk te beoordelen; b.v. wordt nergens rekening gehouden met het feit dat het stromingsprofiel in een buis niet homogeen is over een dwarsdoorsnede. Ook al neemt men aan dat de theorie geldt voor een geïdealiseerde stroming, dan nog blijft het dubieus  $\text{Pé}'$  langs wiskundige weg terug te rekenen, daar vrijwel alle praktische metingen zijn verricht in relatief nauwe buizen. Hier tegenover staat, dat de door de schrijvers berekende waarden van  $\text{Pé}'$  fnc $t.$ ( $\text{Re}_p$ ) goed overeenstemmen met de waarden welke Bernhard en Wilhelm (7) gemeten hebben m.b.v. stofoverdrachtsproeven.

Het zij vermeld dat van de gegeven waarden van  $\text{Pé}'$  fnc $t.$ ( $\text{Re}_p$ ) in het navolgende o.a. gebruik is gemaakt voor een vergelijkende berekening van  $\lambda_t$  (theoretisch) in de proefresultaten. In tabel IV is voor een aantal uiteenlopende voorbeelden, de vergelijking gegeven van  $\bar{\alpha}$  berekend volgens S.en W. t.o.v.  $\bar{\alpha}$  bepaald.

Tabel IV.

Vergelijkende resultaten  $\bar{\alpha}$  S.en W. t.o.v.  $\bar{\alpha}$  bepaald.

2<sup>n</sup> reactor:

$D_p$	$M_D$	$\frac{\lambda_0}{\text{Re}_p c_p} 10^{-2}$	$\frac{\lambda}{\text{Re}_p \text{Pr}} \cdot 10^{-4}$	$\frac{1 \cdot 10^{-2} P}{\text{Pé}'}$	$0,0912 \frac{M_D c_p D_t}{L}$	$\bar{\alpha}$ S & W	$\bar{\alpha}$ bep.	$\frac{\bar{\alpha}}{\text{bep. S & W}}$
8,2	2,9	0,42	0,6	2,8	34,3	146	132	0,91
8,2	13,3	0,32	1,3	2,8	153	535	384	0,72
17,6	2,9	0,58	3,1	0,66	33,4	128	108	0,87
17,6	15,3	0,11	0,6	0,66	178	518	333	0,65

3<sup>n</sup> reactor:

8,2	3,2	1,86	5,5	4,2	54	178	146	0,82
8,2	9,5	0,62	1,9	3,1	162	389	330	0,85
17,6	3,1	0,72	2,8	1,6	53	152	131	0,86
17,6	9,5	0,21	0,8	0,9	161	333	292	0,87

4<sup>n</sup> reactor:

8,2	1,9	3,51	8,7	5,9	45	140	107	0,76
8,2	8,8	0,75	1,9	5,9	203	483	329	0,68
17,6	1,7	1,59	5,0	2,8	39	113	91	0,81
17,6	8,6	0,31	1,0	2,2	199	417	284	0,68

4) Samenvatting van voorgaand literatuuroverzicht.

Bij beschouwing van voorgaande vier methoden om  $\bar{\alpha}$  te berekenen, komt men tot de conclusie dat drie van de vier methoden redelijk bruikbare resultaten geven. In het onderstaande overzicht is een resumé gegeven van de resultaten der vier onderzoekers, zoals uit de voorgaande tabellen I t.m. IV naar voren komt.

De afwijking van  $\bar{\alpha}$  berekend t.o.v.  $\bar{\alpha}$  bepaald, en de variatie daarvan, als functie van de aangegeven grootheden.

	<u>Leva</u>	<u>Chu &amp; Stor.</u>	<u>Ver. &amp; Schw.</u>	<u>Sing. &amp; Wilh.</u>
Uitkomst	te laag	te hoog	te hoog	te hoog
afwijking t.o.v. $\bar{\alpha}_{bep.}$	- 25%	+ 106%	+32%	+36%
Als $M_D$ toen neemt	beter	weinig effect	weinig effect	slechter
Als $D_t$ toe- neemt	slechter	slechter	beter	slechter
Als $D_p$ toe- neemt	weinig effect	slechter	slechter	weinig effect
Als $D_p/D_t$ toeneemt	optimum 0,16 t.m. 0,24	slechter	slechter	weinig effect.

Toelichting:

De afwijking t.o.v.  $\bar{\alpha}_{bepaald}$ ,  $(= \frac{\bar{\alpha}_{ber.} - \bar{\alpha}_{bep.}}{\bar{\alpha}_{bep.}})$ ,

is weergegeven als de gemiddelde waarde in de besproken 12 voorbeelden.

De invloed van  $D_p/D_t$  is steeds nagegaan voor de hoogste  $M_D$ .

Opm.: Het dient te worden vermeld, dat  $\bar{\alpha}_{bepaald}$ , berekend is, met  $T_w - T$  lucht gemiddeld, als  $\Delta T$  in de formule  $Q = \alpha \times F \times \Delta T$ .

Was hier - hetgeen nauwkeuriger is -  $\Delta T_{l.m.}$  toegepast dan zou  $\bar{\alpha}_{bepaald}$  ca. 5% hoger zijn uitgevallen. Voor de laatste drie methoden betekent dit dat de afwijking minder is, dan vermeld in bovenstaand overzicht.

Opm.: Mc.Adams geeft de berekeningsmethode van  $\bar{\alpha}$ , afkomstig van Singer en Wilhelm.



## Hoofdstuk II.

### EXPERIMENTEEL GEDEELTE

#### 1) Algemeen.

Het doel van het onderzoek is, meer inzicht te verkrijgen in de opwarming van een stroom in een gepakt bed, zo mogelijk geldend voor alle soorten media. Om de beginselen van het principe, de opwarming van de stroom te bepalen in analogie met de opwarming van een cilinder, ( $\dot{Q}_{eff}; \dot{Q}_w; T_w$ ) kan dit primair worden geanalyseerd m.b.v. lucht als stromend medium.

T.a.v. de aard van het gepakte bed, is de keuze geleid door het feit dat er praktisch interesse bestond naar - eventueel empirische - warmteoverdrachtsgegevens t.o.v. messing katalysator ( $5\text{mm} < D_p < 25\text{mm}$ ). Daar men het meest geïnteresseerd was in pijpdiameters van 3" en 4", is de proefopstelling hieraan zoveel mogelijk aangepast. D.w.z. de proeven zijn verricht in een 3" en een 4" reactor, en voor de volledigheid ook in een 2" reactor. Omdat een mengsel van stukgroottes van de katalysator deeltjes te ongedefinieerd zou zijn voor berekeningen, zijn drie gemiddelde deeltjes-groottes geselecteerd met in acht name van hun voorradigheid.

#### 2) Apparatuur.

In fig. 1 is de algemene opstelling weergegeven voor de 3" reactor, welke in fig. 2 verder is gedetailleerd. De reactor van 2" en 4" zijn analoog in uitvoering en kunnen op eenvoudige wijze worden aangesloten op de 50/20 kwadrantmeetschijf van de luchttoevoer. Fig. 4 geeft de 4" reactor, fig. 3 de 2" reactor. Op de tekeningen welke grotendeels voor zich zelf spreken, ziet men dat de drie reactoren alle over een zelfde lengte van 40 cm van een, m.b.v. condenserende stoom op 100 °C te brengen, verwarmingszone zijn voorzien. Ter vermijding dat de omgevingstemperatuur invloed uitoefent op de in- of uitlaattemperatuur van de lucht, is zowel de in- als de uitlaatzijde van een isolatielaag voorzien. Dit geldt in sterkere mate voor het uitstroom gedeelte waarin de uitlaattemperatuurmeting plaats vindt.

Het katalysatorbed rust op een zeefplaatje, op die hoogte aangebracht waar de verwarmingssectie ophoudt. Door de re-

actor te vullen tot de bovengrens van de verwarmingssectie is men zeker van een gedefinieerde lengte van het gepakte bed, welke aan verwarming is blootgesteld. Ter vermindering van inloopeffecten (vooral voor proeven in een lege buis) zijn de reactoren van een inloopsectie voorzien, met daaren-boven 10 kalmeringsgaasjes bij de instroom opening. Ter voorkoming van warmtegeleiding in axiale richting door de buiswand, is het gedeelte waarin de verwarming plaats vind m.b.v. een 10 mm asbestpakking aan onder- en bovenzijde t.o.v. de overige gedeelten geïsoleerd. De thermokoppels in het hart van het gepakte bed, worden vóór het vullen in de reactor gebracht, waarbij zij tijdens het vullen m.b.v. een tijdelijke spaninrichting in het centrum worden gefixeerd.

Voor gegevens van de reactoren betreffende maten etc. zij verwezen naar de fig. 1, 2 en 3. en 4 en tabel I v.d. appendix

### 3) Gegevens betreffende de katalysatorvulling.

Voor de vulling van de reactoren waren drie gemiddelde deeltjesdimeters gekozen, welke werden geselecteerd m.b.v. een gewichtscontrole.

A) 1 gram $< G < 4$ gram	$G_{\text{gem.}}$ 2,35 gr.	$D_{\text{gem.}}$ 8,2 mm.
B) 4 gram $< G < 8$ gram	$G_{\text{gem.}}$ 5,5 gr.	$D_{\text{gem.}}$ 10,9 mm.
C) 18 gram $< G < 30$ gram	$G_{\text{gem.}}$ 23,1 gr.	$D_{\text{gem.}}$ 17,6 mm.

$D_{\text{gem.}}$  is bepaald als de diameter van de bol met  $G = G_{\text{gem.}}$

De deeltjes zijn uitgezocht op een zo goed mogelijke rondachtige vorm, d.w.z. platte, sterk hoekige of langwerpige deeltjes zijn verwijderd. Dit betekent niet dat de deeltjes echt bolvormig zijn. Ter verkrijging van een indruk zijn monsters van de drie charges achterin, gefotografeerd, weergegeven.

Het vullen van de reactor met katalysator geschiedt nadat de hartthermokoppels zijn gefixeerd. Onder voortdurend hameren wordt de katalysator met kleine hoeveelheden tegelijk ingebracht. De hoeveelheid wordt per vulling gewogen, zodat per proef de porositeit bekend is. In tabel II in de appendix zijn van de katalysator vullingen de gegevens vermeld.

#### 4) Meetapparatuur.

De luchthoeveelheid werd gemeten m.b.v. een 50/20 kwadrantmeetschijf, opgenomen in de luchtaanvoerleiding. Het drukverschil over en de statische druk vóór de meetflens, was af te lezen op U-buis manometers, gevuld met resp. manometervloeistof s.g. 2 en kwik. Als temperatuur werd aangehouden de temperatuur van de lucht direct voor intrede in de reactor.

De meting van de luchtintreetemperatuur vond plaats m.b.v. een thermometer in de vernauwde buis, direct voor intrede in de reactor. Daar zowel de temperatuur van de lucht als van de aanvoerbuis en van de omgeving weinig van elkaar verschilt is er vrijwel geen gevaar, dat door straling een foutieve aanwijzing ontstaat. De luchtuitreetemperatuur werd bepaald m.b.v. thermometers, op drie plaatsen gemoniteerd in het luchtuitstromingskanaal. Over de kwaliteit van deze meting wordt verder ingegaan bij de bespreking van de oriënterende proeven. Alle thermometers waren geijkt en tot  $0,2^{\circ}\text{C}$  afleesbaar; temperatuurbereik van  $-5$  tot  $+80^{\circ}\text{C}$ .

Op een centrale chromeldraad waren op afstanden van 10 cm, vijf allumeldraden gelast, waarmee 5 thermokoppels gevormd worden ter indicatie van het temperatuurverloop in het hart van de reactor. De draden zomede de lassen waren van isolatie voorzien. De thermospanning werd "direct" met een Lysplet galvanometer (meetbereik 0 tot 5 mV) gemeten. Er werd gecorrigeerd voor de weerstand van aan- en afvoerdraden; in het circuit was een op  $0^{\circ}\text{C}$  gehouden koude las opgenomen. De mV meter is apart geijkt; een controle van de thermospanning bij een temperatuurverschil van smeltend ijs/kokend water gaf een temperatuuraanwijzing voor alle koppels binnen 1% nauwkeurig. Voor de gegevens van ijking, correcties etc. van thermometers of thermokoppels zij verwezen naar het werkoverzicht blz. 1 en 9.

Het drukverschil over het reactorbed werd afgelezen op een U-buis manometer gevuld met kwik. De stoomdruk in de verwarmingsmantel van de reactor werd eveneens op een U-buis manometer afgelezen, doch gevuld met water.

### 5) Methode van meten.

De luchthoeveelheid was in te stellen m.b.v. een plugafsluiter. Hiermee was de luchthoeveelheid goed op de gewenste waarde in te stellen. Behalve voor zeer grote hoeveelheden lucht ( $G > 200$  kg/h) werd geen verloop geconstateerd. De beschikbare compressor hield tot  $G_{\text{lucht}} = \text{ca. } 200$  kg/h de voordruk constant op 4 atmosfeer. Zoals o.a. uit de figuren 1 en 2 blijkt, hadden de metingen plaats onder atmosferische druk. (afgezien van stromingsweerstand) De luchtintreettemperatuur nam veelal toe naarmate de compressor op temperatuur kwam, of naarmate de buitenluchttemperatuur steeg, b.v. van  $18^{\circ}\text{C}$  's ochtends tot  $24^{\circ}\text{C}$  's middags. Deze toeneming werkte door op de luchtuitlaattemperatuur, doch had geen invloed op de proefresultaten of berekeningen.

Nadat de lucht hoeveelheid was ingesteld, werd gewacht totdat de lucht uitlaattemperatuur, eventueel met inachtnaam van een wijziging in de lucht inlaattemperatuur, constant was. Dit duurde voor de lagere luchthoeveelheden ca. 60 min., bij de hogere luchthoeveelheden ca. 45 min. Na het bereiken van de evenwichtscondities werden de luchthoeveelheid afgelezen ( $\Delta P$  en  $P_{\text{st. meetflens}}$ ); het drukverschil over de reactor, zomede de statische uitstromingsweerstand.  $P_{\text{st. uitstroming}} + \frac{1}{2} \rho v^2$  geeft de gemiddelde druk in de reactor vereist voor de bepaling van  $\rho_{\text{lucht}}$  voor de betrokken proefcondities. Vervolgens werd zo snel mogelijk na elkaar afgelezen:  $T_{\text{inl.}}$ ,  $T_{\text{uitl.}}$ , zomede de 5 hartthermokoppels, waarmee een meting was afgesloten. Hierna werd de luchtinstelling veranderd. Tijdens normaal werken werd steeds begonnen met de minste hoeveelheid lucht, waarna  $G_{\text{lucht}}$  trapsgewijs werd opgevoerd.

De wandtemperatuur van de reactor werd bepaald m.b.v. de gemeten stoomdruk in de verwarmingsmantel (ca. 4 cm water overdruk), in combinatie met de barometerstand.

Als apart onderdeel van de beproeving werd per vulling  $\lambda_0$  bepaald d.w.z. het warmtegeleidingsvermogen van het gepakte bed met stilstaand fluidum. Hier toe werd plotseling stoom op de reactorwand geplaatst, waarna de harttemperatuur van het bed als functie van de tijd werd gemeten. Uit het quotient  $\Delta T_m / \Delta T_0$  als functie van  $Fo (= \lambda_0 t / c_p \rho R^2)$  was  $\lambda_0$  te berekenen; zie in het verdere verslag. Ter vermijding van stralingsverliezen werd <sup>daarbij</sup> een glimmende blindplaat geschoven tussen inloop- en verwarmingssectie. Om eventuele luchtstroming te voorkomen werd de uitstroomopening afgeplugd.

6) Oriënterende proeven.

Bij het testen van de opstelling m.b.v. opwarming van lucht in de lege reactor bleek dat de meting van de luchtuittretemperatuur extra aandacht vereiste. Ondanks een door  $Re = \text{ca. } 20,000$  gekarakteriseerde turbulentie in het 40 mm uitloopkanaal, werden onderlinge temperatuurverschillen waargenomen van soms  $3^{\circ}\text{C}$ , indien de thermometers willekeurig verdeeld in het uitloopkanaal werden geplaatst.

Ter verbetering werd de uitstromende lucht in een speciale wervelkamer gemengd; de lucht werd afgevoerd door een vrij van de wand gemonteerd 16 mm  $\phi$  pijpje. De gemeten opwarming werd primair gecontroleerd m.b.v. de formule:

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}.$$

Deze formule is slechts geldig voor  $L/D_t > 60$ . Daar in ons geval  $L/D_t = 5,5$ , was een correctie vereist

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_{\infty}} = 1,11 \left( \frac{Re^{0,2}}{(L/D_t)^{0,8}} \right)^{0,275} \quad (\text{Mc Adams blz. 225.})$$

Met inachtnaam van deze formule gaf de verbeterde temperatuurmeting bevredigende resultaten tot  $M_D < 3 \text{ kg/m}^2 \text{ sec}$ . Voor bijzonderheden zij verwezen naar het werkoverzicht blz. 6 t.m. 8. Hieronder een overzicht van enkele resultaten.

$M_D$ $\text{kg/m}^2 \text{ sec.}$	= 1,9	$Q_{\text{gemeten}}/Q_{\text{berekend}}$	= 1,04
" "	= 3,0	" "	= 1,06
" "	= 5,7	" "	= 0,82
" "	= 8,7	" "	= 0,79

Een deel van de afwijkingen kan nog verklaard worden door het feit dat  $L/D_t$  moeilijk is te definiëren. Is  $L/D_t$  n.l. te berekenen t.o.v. de verwarmingssectie plus inloopsectie of alleen t.o.v. de verwarmingssectie. Anderzijds kwam vast te staan dat bij snelheden in het 16 mm uitstromingspijpje groter dan 50 m/sec. fouten in de temperatuurmeting kunnen ontstaan i.v.m. adiabatische expansie optredend indien de lucht overmatig wordt versneld. Een berekening toont aan, (zie blz. 24 en 25 werkoverzicht) dat hierbij onverwacht grote temperatuurdalingen kunnen optreden, te weten ca.  $14^{\circ}\text{C}$  bij een versnelling van de luchtsnelheid van 8 tot 175 m/sec.

Dat deze temperatuurdaling praktisch niet wordt waargenomen, vindt zijn oorzaak in het feit dat, rond de thermometer weer een adiabatische compressie plaats vind. Hiermee wordt het effect grotendeels gecompenseerd. Omdat beide effecten niet volkomen identiek zijn, is het ongewenst temperatuurmetingen te verrichten in luchtstromen met  $v > 50$  m/sec. Voor de verdere metingen is het 16 mm vernauwingspijpe weer verwijderd, de wervelkamer werd wel gehandhaafd. Bovendien werd in het 40 mm  $\phi$  uitstromingskanaal een poreuze massa Cu-krullen aangebracht, waarna het mogelijk bleek de temperatuur zodanig te meten, dat de drie thermometers, op willekeurige plaatsen in de Cu-krullen geplaatst, minder dan  $\pm 0,2^\circ\text{C}$  t.o.v. elkaar afweken. Aldus werden alle temperatuurmetingen verricht, waarbij de gemiddelde temperatuur van de drie uittreedthermometers werd aangehouden.

7) Algemene beschouwing en toelichting op de verrichte proeven.

a) De bepaling van  $\lambda_0$  d.m.v. de meting van het temperatuurverloop van het hart van de reactor als functie van de tijd, (zonder stromend medium) gaf goede resultaten. Er werd voor de berekening gebruik gemaakt van de in het dictaat PhWW I. P.15 gegeven functie  $\Delta T_m / \Delta T_0$  inct. Fo voor een cilinder  $L/D_t = \infty$ . Voor grote waarden van  $\Delta T_m / \Delta T_0$  (groter dan 0,1) is het moeilijk de grafiek nauwkeurig te interpreteren. Voor kleine waarden van  $\Delta T_m / \Delta T_0$  is de kans op neven invloeden van warmtegeleiding via de wand etc. vergroot. Practisch werd de meting steeds voortgezet totdat  $T_{\text{hart}} = \text{ca. } 95^\circ\text{C}$ . In fig. 5 zijn voor de drie reactoren enkele willekeurige metingen grafisch weergegeven.

$\lambda_0$  werd berekend aan de hand van  $\Delta T_m$  op drie uiteenlopende tijdstippen, b.v. na 1400- 2000 en 3000 sec. bij de 4" reactor. Omdat het bovenste- en onderste koppel door rand effecten wordt beïnvloed, zijn uitsluitend de drie middenkoppels als maatgevend gebruikt. Het is mogelijk dat een der koppels toevallig tussen twee deeltjes is geklemd, of zich bevindt in de vrije ruimte tussen de deeltjes, resulterend in een onderlinge afwijking. Daarom is  $\lambda_0$  steeds bepaald voor de drie afzonderlijke koppels op de drie verschillende tijden. Vrijwel elke proef werd per vulling gedupliceerd en er werden steeds tenminste twee vullingen onderzocht, D.w.z. per reactor en vulling werden 36 waarden van  $\lambda_0$  verkregen.

Hieruit werd de meest waarschijnlijke waarde van  $\lambda_0$  vastgesteld. In tabel II<sup>e</sup> in appendix is een voorbeeld gegeven van de waarnemingen voor de 2" reactor;  $D_p = 10,9$  mm. Tabel IV geeft het overzicht van de  $\lambda_0$  waarden, zoals deze voor de drie reactoren in combinatie met de drie deeltjesdiameters is aangehouden.

- b) De uiteindelijke meting van de opwarming van de lucht is in hoofdstuk II, 5 reeds toegelicht. Na vulling met een bepaalde katalysator werd de opwarming dus bepaald als functie van  $G_{\text{lucht}}$ . Deze proef werd veelal de volgende dag geduplicateerd, waarna de katalysatorvulling werd verwijderd. Na menging met de surplus hoeveelheid katalysator van dezelfde  $D_p$ , werd de reactor opnieuw gevuld en de meting  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0$  functie  $G_1$  herhaald, eventueel met deze nieuwe vulling <sup>geduplicateerd</sup> herhaald. Daar tussen de duplo's, zonder tussentijdse herstapeling nagenoeg geen verschil in resultaat was waar te nemen, is van deze duplo meting uiteindelijk afgezien, en werden gitsluitend duplo's verricht met een tussentijdse herstapeling. De onderlinge reproduceerbaarheid was daarbij veelal binnen 3% nauwkeurig. Ter illustratie is in fig. 6  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0$  als functie van  $1/M_D$  weergegeven voor de 4" reactor;  $D_p$  resp. 8,2- 10,9 en 17,6 mm. Zoals uit de figuur blijkt was er geen merkbaar verschil bij een vulling met 8,2 of 10,9 mm deeltjes.

Voor uitvoerige resultaten van  $\lambda_0$ , en van de bepaling  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0$  funct.  $G_1$  zij verwezen naar het werkoverzicht.

- 8) Toegepaste rekenmethode voor de verwerking v.d. <sup>meet</sup> ~~proef~~ resultaten.

- a) De  $\lambda_0$  waarden voor de respectievelijke reactor/ $D_p$  combinaties zijn zoals reeds vermeld weergegeven in tabel IV van de appendix.

De berekening van  $\lambda_0$  is hieronder geïllustreerd aan de hand van de bepaling van  $\lambda_0$  voor de 3" reactor,  $D_p = 10,9$  mm.  $V_{\text{reactor}} = 1670 \text{ cm}^3$ ;  $G_{\text{kat.}} = 6,69 \text{ kg}$ ; Op 1500 sec.  $T_m = 79,0^\circ\text{C}$ ;  $T_w = 100,0^\circ\text{C}$ ;  $T_m = 23,0^\circ\text{C}$ .

$$\text{Op 1500 sec. } \frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{100,0 - 79,0}{100,0 - 23,0} = 0,273.$$

Uit fig. P.15 dictaat PH WW I. blijkt dat  $F_0$  daarbij behorend  $= 0,3$  ( $F_0 = \lambda_0 t / c_p \rho R^2$ ).

- $\lambda_0$  .... wordt gezocht.  
 $t$  .... 1500 sec.  
 $c_p$  .... omdat  $G_{\text{lucht}}$  te verwaarlozen is t.o.v.  $G_{\text{kat.}}$ , is voor  $c_p$  aangehouden  $c_p$  messing  $50^\circ\text{C} = 419 \text{ J/kg}$ .  
 $\rho$  .... het gewicht per volume eenheid van de cilinder.  
 Met verwaarlozing van  $G_{\text{lucht}}$  wordt  $\rho_{\text{cilinder}} = G_{\text{kat.}} / V_{\text{reactor}} = 6,697/1670 \times 10^{-6} = 4000 \text{ kg/m}^3$ .  
 $R$  ....  $R = \frac{1}{2} \times 0,073 = 0,0365 \text{ m}$ .

Met de aldus verzamelde gegevens wordt berekend:

$$\lambda_0 = 0,3 \times 419 \times 400 \times 3,65^2 \times 10^{-4} / 1500 = 0,51 \text{ J/m}^\circ\text{C sec.}$$

De bepaling van de opwarming van de lucht als functie van  $G_{\text{lucht}}$ , kan op diverse manieren geschieden. Het is het voornaamste doel van dit onderzoek, hiervoor een zo algemeen mogelijke methode te vinden; ~~=====~~ een éénduidige methode <sup>is</sup> nog niet direct ~~is~~ aan te geven. In dit gedeelte wordt dan ook meer de rekenmethode voor een aantal veel voorkomende grootsheden besproken. Ter illustratie is elke grootheid één keer voorgerekend. Hiervoor is één bepaalde, doch willekeurig gekozen, evenwichtsconditie gekomen, van proeven met de 3" reactor. Van deze evenwichtsconditie volgen hieronder de waarnemingen:

3" reactor	$D_p = 8,2 \text{ mm}$ .		
$G_{\text{lucht}}$	= 48,0 kg/h	Bar, stand	= 749 mm Hg
$T_{\text{lucht in}}$	= 18,5 $^\circ\text{C}$ .	$\Delta P_{\text{bed}}$	= 6940 N/m <sup>2</sup>
$T_{\text{lucht uit}}$	= 72,0 $^\circ\text{C}$ .	$P_{\text{uitstroming}}$	= 36 mm Hg
$T_{\text{wand}}$	= 99,7 $^\circ\text{C}$ .	$P_{\text{gemiddeld}}$	= 785 mm Hg
Thermokoppel 1	= 54,8 $^\circ\text{C}$ .		
	2 = 43,8 $^\circ\text{C}$ .		
	3 = 30,8 $^\circ\text{C}$ .		
	4 = 22,5 $^\circ\text{C}$ .		
	5 = 18,8 $^\circ\text{C}$ .		

b) Het quotient  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0$ .

Met  $T_{\text{lucht in}}$ ,  $T_{\text{lucht uit}}$  en  $T_w$  is op eenvoudige wijze het quotient samen te stellen  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0 = \frac{T_w - T_{\text{lucht uit}}}{T_w - T_{\text{lucht in}}}$ .

Voor de vermelde condities geldt:  $\Delta \bar{T}_e / \Delta T_0 = \frac{99,7 - 72,0}{99,7 - 18,5} = 0,339$



c) Het quotient  $\Delta T_m / \Delta T_o$ .

M.b.v. de 5 harttemperatuurkoppels, waarvan de axiale positie in het bed bekend is, (koppel 1 bevond zich 10 mm boven het zeefplaatje) is via extrapolatie  $T_m$  van de uittredende lucht te bepalen. Hiermee wordt het quotient  $\Delta T_m / \Delta T_o$  berekend.

Voor de vermelde condities ~~gaidix~~ geeft de extrapolatie:

$$T_m = 56,0^\circ\text{C}. \Delta T_m / \Delta T_o \text{ wordt } \frac{99,7 - 56,0}{99,7 - 18,5} = 0,541.$$

d)  $T_{\text{gem}}$  lucht.

De gemiddelde luchttemperatuur zoals gebruikt voor de verder te berekenen fysische grootheden, is berekend als het rekenkundig gemiddelde van  $T_i$  en  $T_u$ .

$$\text{Voor de vermelde condities: } T_{\text{gemiddeld}} = \frac{72,0 + 18,5}{2} = 45,3.$$

e)  $\rho$  lucht.

De berekening van  $\rho$  lucht geschiedt per evenwichtsstand door  $\rho$  lucht  $0^\circ\text{C}, 760 \text{ mm Hg}$  te corrigeren t.o.v.  $P_{\text{gem}}$  en  $T_{\text{gem}}$ .

$$\text{Voor de vermelde condities: } \rho = 1,293 \frac{785 \times 318,3}{760 \times 273} = 1,14 \text{ kg/m}^3$$

f)  $M_D$ .

De massastroomdichtheid van de lucht betrokken op de lege doorsnede wordt berekend m.b.v.  $G_{\text{lucht}}/h$  en de aanwezige pijpdiameter.

$$\text{Voor de vermelde condities: } M_D = \frac{48,0}{3600 \times \frac{\pi}{4} \times 0,073^2} = 3,20 \text{ kg/m}^2 \text{ sec.}$$

g)  $v_o$ .

$v_o$ , de luchtsnelheid betrokken op de lege buis, wordt berekend als  $M_D / \rho$ .

$$\text{Voor de vermelde condities: } v_o = 3,20 / 1,14 = 2,80 \text{ m/sec.}$$

h)  $\eta_{\text{lucht}}$ .

De viscositeit van de lucht is bepaald m.b.v. grafiek P 2 dictaat PH WW I, waarin  $\eta_{\text{lucht}}$  is gegeven functie (T).  $\eta$  is berekend voor de gemiddelde luchttemperatuur.

$$\text{Voor de vermelde condities: } \eta_{\text{lucht}} 45,3^\circ\text{C} = 19,6 \times 10^{-6} \text{ Nsec/m}^2.$$

i)  $Re_t$ .

M.b.v. voorgaande gegevens is het getal van Reynolds betrokken op de buisdiameter te berekenen.  $Re_t = \frac{\rho v_o D_t}{\eta}$ .

$$\text{Voor de vermelde condities: } Re_t = 1,14 \cdot 2,87 \cdot 3 \cdot 10^{-2} / 19,6 \cdot 10^{-6} = 11900.$$

j)  $Re_p$

Ook  $Re_p$ , het Reynolds getal t.o.v.  $D_p$ , is m.b.v. voorgaande gegevens te berekenen;  $Re_p = v_0 D_p / \eta$ .  
Voor de vermelde condities:  $Re_p = 1,14 \times 2,8 \times 8,2 \times 10^{-3} / 19,6 \times 10^{-6} = 1305$ .

k)  $\Delta T_L$

$\Delta T_L$ , de opwarming van de lucht in  $^{\circ}C$ , is berekend als  $\bar{T}_u - T_i$ .

Voor de vermelde condities:  $\Delta T_L = 72,0 - 18,5 = 53,5^{\circ}C$ .

l)  $\Delta T_{w-L}$

$\Delta T_{w-L}$  is het temperatuursverschil zoals dat voor de berekening van  $\bar{\alpha}$  is ingevuld in de formule:

$$Q = \bar{\alpha} F \Delta T_{w-L} = Q \times c_p \times \Delta T_L$$

Omdat in dit onderzoek relatief weinig interesse uitgaat naar  $\bar{\alpha}$ , is er van af gezien in de laatste vergelijking voor  $\Delta T$  het logaritmisch gemiddelde toe te passen van  $\Delta T_i$  en  $\Delta T_u$ .

Voor de vermelde condities:  $\Delta T_{w-L} = 99,7 - 45,3 = 54,4^{\circ}C$ .

m)  $\bar{\alpha}$

$\bar{\alpha}$  is de bruto warmteoverdrachtscoëfficiënt berekend met de formule:  $G_L c_p \Delta T_L = \bar{\alpha} D_t L \Delta T_{w-L}$ .

Voor de vermelde condities:

$$48,0 \times 1020 \times 53,5 = \bar{\alpha} \pi \times 7,3 \times 10^{-2} \times 0,4 \times 54,4$$
$$\bar{\alpha} = 146 \text{ J/m}^2 \text{ } ^{\circ}C \text{ sec.}$$

9) Verrichte proeven:

Wat betreft de opwarming van lucht in een gepakte buis, zijn in het hier behandelde onderzoek in principe 9 proeven verricht, welke ieder voor zich bestaan uit de bepaling van :

- a)  $\lambda_0$
- b)  $\Delta T_u / \Delta T_0$  en  $\Delta T_m / \Delta T_0$  als functie van  $M_D$ .

Hieronder het schematisch overzicht van de proeven met hun nummering:

	Gemiddelde deeltjesdiam.	8,2mm	10,9 mm	17,6 mm
2" reactor.....	Proefnr:	2-A	2-B	2-C
3" reactor.....	" "	3-A	3-B	3-C
4" reactor.....	" "	4-A	4-B	4-C

Elke proef is minstens gedupliceerd met een tussentijdse herstapeling van de katalysator, doch veelal had ook per vulling nog een duplo meting plaats. Het is slechts éénmaal nodig gebleken een proef met een tussentijdse herstapeling te tripliceren, omdat de duploproef vreemde resultaten gaf.

10) Proefresultaten:

- a) De bepaling van  $\lambda_0$ .

Zoals reeds eerder vermeld, werd  $\lambda_0$  bepaald voorafgaand aan elke metingen serie van  $\Delta T_u / \Delta T_0$  functie  $M_D$ .  $\lambda_0$  werd afzonderlijk berekend t.o.v. de drie middenkoppels, waarbij dus per proef van b.v. vier metingen series 12 waarden bekend zijn van  $\lambda_0$ . Deze resultaten zijn niet gemiddeld, doch beoordeeld op de meest waarschijnlijke waarde. Indien een koppel n.l. eens uit het hart van de reactor gelegen is blijkt dit door afwijkende cijfers, welke t.o.v.  $\lambda_0$  geen vergelijkende waarden hebben. Ook blijkt soms dat  $\lambda_0$  afneemt naarmate deze berekend wordt op een grotere waarde van  $t$ . In dat geval dient aan  $\lambda_0$ , berekend voor de kleinere waarden van  $t$  meer waarde te worden gegeven. (vergelijk tabel II<sup>B</sup> v. appendix)

Voor uitvoerige cijfers van  $\lambda_0$  zij verwezen naar het werkoverzicht. In de tabel op volgende pagina zijn de waarden vermeld zoals deze uiteindelijk zijn aangehouden.

In fig.5 is ter illustratie voor elke reactor steeds met  $D_p = 10,9 \text{ mm}$   $T_m$  als functie van  $t$  weergegeven.

λ<sub>0</sub> zoals aangehouden voor de respectievelijke proeven: in W/m°C.

	Gemiddelde deeltjesdiam.	8,2 mm	10,9mm	17,6
2" reactor.....		0,35	0,41	0,30
3" reactor.....		0,50	0,50	0,40
4" reactor.....		0,56	0,58	0,48

b) De meting van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$  als functie van  $1/M_D$ .

Per proef werd  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$  bepaald voor ca. 5 waarden van  $M_D$ . Het heeft weinig zin al de metingen in extenso weer te geven. In fig. 6 is voor de 4" reactor als voorbeeld grafisch het resultaat weergegeven van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$  als functie  $1/M_D$ , waarin alle gemeten punten zijn weergegeven. In fig. 7 zijn de gezamenlijke resultaten weergegeven, zoals die voor de drie reactoren uiteindelijk zijn aangehouden.

Opm.:  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$  is weergegeven als functie  $1/M_D$ , omdat primair  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$  ruw onderzocht werd als functie van

$$Fo = \frac{4 \lambda_{\text{eff.}} L}{c_p \rho v_0 D^2} = \frac{4 \lambda_{\text{eff.}} L}{c_p M_D D^2}, \quad \text{waarbij dus } M_D, \text{ in de noemer}$$

voorkomend, vergelijkbaar is met  $Fo$ . ( $\lambda_{\text{eff.}}$  voorlopig constant aangenomen).

Daar van elke proef de resultaten der duplo's zeer goed t.o.v. elkaar vergelijkbaar bleken, is voor de verdere beschouwingen uit de veelheid van cijfers, voor elke proef een aantal waarnemingen geselecteerd, welke zo min mogelijk afwijken van de kromme, welke als resultaat geldt van alle cijfers  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_0$  v.s.  $1/M_D$ .

In tabel III van de appendix zijn van de geselecteerde proeven de meest essentiële resultaten weergegeven. Hierbij is ook een kolom opgenomen voor de waarde  $\bar{\alpha}$  zoals berekend uit de formule  $Q = \bar{\alpha} F \Delta T_{w\tau L}$ .

Hoofdstuk III.

1) Bespreking van de proefresultaten in verband met de nauwkeurigheid, etc.

a) Voor de bepaling van  $\lambda_0$  werd voor het quotient  $\Delta T_m / \Delta T_0$  met grafiek P.15 het bijbehorende getal van  $F_0$  bepaald. ( $= 4 \lambda_0 t / c_p \rho D_t^2$ ). Aan de hand van de curve geldend voor een cilinder  $L/D_t = \infty$ . Omdat er geen systematisch verschil is gebleken tussen de resultaten berekend met het middenkoppel 3 of de daarboven en onder gelegen koppels 2 en 4, is het aan te nemen dat grafiek P15 met  $L/D_t = \infty$  inderdaad toegepast mag worden voor onze condities  $L/D_t = 4$  tot 8.

De fout in de meting van  $t$ ,  $\rho$  en  $D_t$  is te verwaarlozen, zomede de warmtecapaciteit van de cilinderwand. Dit laatste is verantwoord, omdat in de berekeningen  $t > 600$  sec. en het opwarmen van de cilinderwand b.v. in twee sec. is geschied.

Voor  $c_p$  is de soortelijke warmte van messing aangehouden, hetgeen voor een wijd gebied van Cu-Zn mengsels juist is. De warmtecapaciteit van de in de reactor aanwezige lucht is verwaarloosd. (Dit veroorzaakt een fout van 0,05%)

De grootste benadering is dat  $\lambda_0$  over de dwarsdoorsnede van de cilinder constant is verondersteld. Door de invloed van de wand is er aan de omtrek echter een grotere porositeit dan in het centrum, en met  $c$  zal ook  $\lambda_0$  variëren. Deze benadering is echter voorlopig aanvaard.

Bij de uitwerking van de berekening is  $\Delta T_m / \Delta T_0$  steeds zo gekozen, dat grafiek P 15 zo nauwkeurig mogelijk was af te lezen.

De nauwkeurigheid van de bepaling van  $\lambda_0$  varieert per reactor. Bovendien wordt de nauwkeurigheid niet zo zeer vastgesteld daar de juistheid waarmee  $T$ ,  $t$  enz. is vast te stellen, doch voornamelijk door de dupliceerbaarheid van meetresultaten, met een tussentijdse herstelling van de katalysator.

Uit beschouwing van de resultaten zoals in het werkoverzicht weergegeven op blz. 33-40 en 48 blijkt dat de bepaling van  $\lambda_0$  gemiddeld  $\pm 7\%$  nauwkeurig is. Daarbij is dus afgezien van de benadering dat  $\lambda_0$  over een dwarsdoorsnede constant is aangenomen.

b) De bepaling  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$ , als functie van  $M_D$ .

De inlaattemperatuur was te bepalen met een nauwkeurigheid van  $0,1^\circ\text{C}$ , de uitlaattemperatuur met  $0,3^\circ\text{C}$  en  $T_w$  met  $0,1^\circ\text{C}$ . De theoretische nauwkeurigheid van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  wordt hiermee 1,5%. (gemiddeld)

De fout in  $M_D$  is te schatten op 1%.

Uit de onderlinge dupliceerbaarheid van metingen met een tussentijdse her stapeling blijkt echter een nauwkeurigheid van  $\pm 5\%$ .

c) Over de nauwkeurigheid van  $D_p$  is moeilijk te discussieeren. Zoals onder het hoofd katalysator vermeld is, vormt  $D_p$  slechts een rekenkundige waarde van  $D_p$  gemiddeld van een bepaalde deeltjesfractie. De deeltjes op zich zelf zijn daarenboven niet zuiver rond. Van een fout in  $D_p$  is moeilijk te spreken. Het is op zich zelf echter interessant of de technische grootte, welke  $D_p$  in feite vormt, vergelijkende resultaten geeft.

2) Algemene bespreking van de proefresultaten, en toetsing t.o.v. de rekenmethode zoals gesuggereerd in het dictaat Ph WW BO.

a) De porositeitsmetingen.

Onderstaand een overzicht van  $\epsilon$ , zoals gemeten in de negen proeven.

	gemiddelde deeltjesdiameter.		
	8,2 mm	10,9 mm	17,6 mm
2" reactor..... $\epsilon =$	51,4%	51,6%	55,2%
3E reactor..... $\epsilon =$	51,6%	50,6%	54,3%
4" reactor..... $\epsilon =$	49,2%	48,7%	53,2%

Voor een bolstapeling van rhombische of tetragonale structuur, bedraagt de theoretische porositeit 26 tot 30%. Practisch is echter gebleken dat men met een technische bolstapeling vrijwel niet verder komt dan ca. 40% porositeit. Neemt men in aanmerking dat de katalysator ruw is, en matig rond, dan is een porositeit van ca. 50% geen onverwachte waarde.

$\epsilon$  neemt af met toenemende  $D_t$  omdat de wandinvloed relatief in deze richting afneemt. Theoretisch is de porositeit onafhankelijk van de boldiameter. Omdat met toenemende  $D_p$  de wandinvloed sterker wordt en relatief over een diepere zone merkbaar is, is het ook verklaarbaar dat  $\epsilon$  toeneemt met toenemende  $D_p$ .

Er is nog getracht door het opstellen van reeksen van  $\epsilon$  bepalingen in een 1"-2"-3"-4"- en 5" buis een inzicht te verkrijgen over  $\epsilon_{\text{wand}}$  t.o.v.  $\epsilon_{\text{hart}}$ . Omdat de beschikbare hoeveelheden katalysator echter onvoldoende waren (het selecteren is zeer tijdrovend), konden de grotere buisdiameters slechts tot een korte hoogte gevuld worden. (5" reactor h=25 cm). Omdat bij korte vulhoogtes het onder- en bovengrandsvlak relatief een te belangrijke rol speelt, wordt de nauwkeurigheid van  $\epsilon$  bepaling daarbij gering. De volgende resultaten gelden dan ook als een ruwe maat.

Verkregen waarden van  $\epsilon$ :

deeltjesdiameter	buisdiameter				
	1"	2"	3"	4"	5"
8,2 mm	55%	49%	50%	50%	50%
10,9	56	48	49	47	47
17,6	—	54	52	53	52

Om een idee te geven van het verschil tussen  $\epsilon_{\text{hart}}$  en  $\epsilon_{\text{wand}}$  zou men (zeer ruw) kunnen stellen:

	$\epsilon_{\text{hart}}$	$\epsilon_{\text{wand}}$
8,2 mm deeltjes	49%	55%
10,9 mm deeltjes	46%	55%
17,6 mm deeltjes	51%	56%

b) De metingen van  $\lambda_0$ .

Volledigheidshalve is onderstaand nogmaals het overzicht gegeven van de  $\lambda_0$  metingen.

Metingen van  $\lambda_0$  J/m<sup>0</sup>C sec.

	deeltjesdiameter		
	8,2 mm	10,9 mm	17,6 mm
2" reactor	0,50	0,50	0,40
3" reactor	0,50	0,50	0,40
4" reactor	0,56	0,58	0,48

Vergelijkt men dit resultaat van  $\lambda_0$  met die welke op voorgaande pagina zijn vermeld van  $\epsilon$  per reactor, dan blijkt dat  $\lambda_0$  ruw benaderd evenredig is met  $1/\epsilon^3$ .

Dat  $\lambda_0$  toeneemt met toenemende buisdiameter stemt overeen met het feit dat de wandinvloed op  $\epsilon$ , relatief in deze richting afneemt. Van verdere theorie omtrent de opbouw van  $\lambda_0$ , wordt afgezien.

In het navolgende wordt de gemeten waarde van  $\lambda_0$  vergeleken met waarden welke op grond van gegevens van diverse onderzoekers zou worden berekend.

- ad.1) Verschoor en Schuit geven gemiddelde waarden van  $\lambda_0$  voor een aantal gevallen. (vergel. blz. /3 ). Voor lucht- staal en lucht- lood geven zij  $\lambda_0 = 0,5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ , waarbij de waarden van onze proeven zeer goed aansluiten.

Zij geven ook een benaderingsformule voor  $\lambda_0$  voor porositeiten van 35 tot 45%:

$$\lambda_0 / \lambda_g = 1,72 \left( \lambda_s / \lambda_g \right)^{0,26}$$

Voor onze proeven zou hiermee berekend worden ( $\lambda_s = 100$ ;  $\lambda_g = 0,0275 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ )  $\lambda_0 = 0,40 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ , hetgeen als een goede overeenstemming is te beschouwen.

- ad.2) R.Wilhelm, R.Wynkoop etc. geven  $\lambda_0$  via een empirische correlatie:  $\lambda_0 / \lambda_s = \text{fnct.} \left( \lambda_s / \lambda_g \right)$ , welke o.a. in fig. 13 van dictaat Ph WW B0. is overgenomen.

De waarde  $\lambda_s / \lambda_g = 100 / 0,0275 = 3600$  valt buiten de figuur. Met  $\epsilon = 0,5$  en geextrapoleerd zou echter verkregen worden  $\lambda_0 = 7,5 \lambda_g = 0,21 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ . Deze waarde dient echter voor het geval van goed geleidende deeltjes gecorrigeerd te worden, waarvoor geldt:  $\lambda$

$$\log \Delta x 10^5 = m + n x \frac{\lambda_s}{\epsilon}$$

$m = 0,86 \pm 0,05$   
 $n = 3,12 \pm 0,29$   
 $\lambda_s$  in cal/cm sec  $^\circ\text{C}$ .  
 $\lambda_s = 0,239$ .

Berekend met de gemiddelde waarden van m en n, en omgerekend tot  $\text{W/m}^\circ\text{C}$ , zou gevonden worden voor  $\lambda_0: 0,21 + 0,89 = 1,10$ . Wordt de laagste waarde van m en n aangehouden, dan zou voor  $\lambda_0$  gevonden worden:  $0,21 + 0,59 = 0,80 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ , hetgeen benaderd juist is te achten.

- ad.3) In het dictaat PH WW B0. is voor de bepaling van  $\lambda_0$  de methode van Wilhelm en Wynkoop aanbevolgen, welke dus benaderd juist is te achten. Zij heeft het voordeel dat de porositeit  $\epsilon$  erin is verwerkt., hetgeen b.v. bij Verschoor en Schuit achterwege is gebleven.

Opm.:  $\lambda_s$  is aangenomen op  $100 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ , hetgeen echter geen definitieve waarde is.



c) Het quotient  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  als functie van  $M_D$ .

De bespreking van den gemeten en de te berekenen waarde van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  vormt één van de belangrijkste onderwerpen van dit onderzoek.

Voor de berekening wordt de gedachtengang gevolgd van het dictaat Ph WW BO., waarbij  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  bepaald wordt als functie van  $Fo$  met  $Nu_w$  als parameter. Primair wordt nu onderzocht of de suggesties voor de bepaling van de resp. vereiste grootheden bruikbaar zijn. ( $\lambda_{eff.}, \alpha_w$ ).

$\lambda_{eff.}$  wordt samengesteld uit  $\lambda_o + \lambda_t$ .

T.o.v.  $\lambda_o$  is in het voorgaande (ad b) besproken dat deze redelijk nauwkeurig m.b.v. de correlatie van Wilhelm, Wynkoop etc. te bepalen is, waarbij  $0,8 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$  gevonden zou worden. Voor de verdere berekening is echter gebruik gemaakt van de gemeten waarden van  $\lambda_o$ , welke nu bovendien per conditie is aan te passen. ( $\lambda_o$  varieert van  $0,4$  tot  $0,6 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$ ).

Voor  $\lambda_t$  wordt de formule gegeven  $\lambda_t = C D_p v_o c_p \rho$ .

Met  $\varepsilon = \text{ca. } 40\%$ , en  $D_p/D_t < 0,05$ , bedraagt  $C = 0,18 \pm 0,02$ . Daar deze condities voor de verrichte proeven echter niet aanwezig zijn, is de constante  $C$  verder geanalyseerd, waarbij kwam vast te staan dat  $C = 1/\varepsilon \text{ Pé}'$ . (zie I-2).

$\text{Pé}'$  vormt een dubieuze schakel in de thans toegepaste theorie. Er dient n.l. te worden teruggevallen op een grafiek van  $\text{Pé}'$  v.s.  $Re_p$  met  $D_p/D_t$  als parameter, zoals deze door Singer en Wilhelm langs rekenkundige weg bepaald is.<sup>x)</sup> (o.a. weergegeven in Mc Adams blz. 294 fig. 11-9). Dit is echter een figuur, samengesteld door één onderzoeker c.s. aan de hand van een beperkt aantal proeven. Als gunstig feit bleek dat voor lage waarden van  $D_p/D_t$  (tot  $0,08$ ) analoge resultaten werden berekend, als door Bernard en Wilhelm werden bepaald aan de hand van stofoverdrachtsproeven.

Voorlopig zal echter gerekend moeten worden met de waarden van  $\text{Pé}'$  zoals deze zijn te bepalen aan de hand van het fig. van Singer en Wilhelm, als fig. 12 in dit verslag opgenomen. Voor de bepaling van  $\lambda_t = C D_p v_o c_p \rho$  wordt de constante  $C$  per meting bepaald via  $C = 1/\varepsilon \text{ Pé}'$  waarbij  $\text{Pé}'$  als functie van  $Re_p$  en met de bijbehorende verhouding  $D_p/D_t$  als parameter, wordt bepaald met behulp van fig. 12. In tabel IV in de appendix zijn de resp. waarden van  $\text{Pé}'$ ,  $C$  en  $\lambda_t$  weergegeven, voor de geselecteerde metingen.

x) Zie ook fig. 12 van dit verslag.

Nu  $\lambda_t$  bekend is, kan per meting ook  $\lambda_{\text{eff.}}$  bepaald worden ( $= \lambda_o + \lambda_t$ ). En met  $\lambda_{\text{eff.}}$  bekend en per conditie ook  $v_o$ , is ook  $Fo$  per meting te bepalen. ( $= 4 \lambda_{\text{eff.}} L / c_p v_o D_t^2$ ) Ook deze waarden zijn vermeld in tabel IV van de appendix.

Als volgende grootheid dient  $Nu_w = \alpha_w D_t / \lambda_{\text{eff.}}$  te worden berekend. Met  $\lambda_{\text{eff.}}$  bekend, komt dit neer op de bepaling van  $\alpha_w$ . Voor  $\alpha_w$  was voorgesteld de formule:  $\alpha_w = 1,1 \sqrt{\frac{\lambda_o \lambda_{\text{eff.}}}{D}}$

Wordt deze formule voorlopig aangehouden, dan is  $Nu_w$  nu ook per conditie vastgelegd.

Uiteindelijk is nu met  $Fo$  en  $Nu_w$  m.b.v. fig. 12 dictaat Ph WW BO.  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  berekend vast te stellen. Alle successievelijk berekende grootheden zijn in tabel IV vermeld, waarbij tot slot een kolom is opgenomen, met  $\frac{\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o}{\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o}$  berekend  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  bepaald.

Zoals uit de laatste kolom blijkt varieert het quotient van 2,8 bij de 2" reactor tot 1,2 bij de 4" reactor.

De conclusie luidt dan ook dat de voorlopige uitwerking van de rekenmethode volgens het dictaat Ph WW BO. voor onze condities, niet zonder meer is toe te passen. Opm.: In de appendix blz. 43 is als voorbeeld voor een meting de bepaling van de hier besproken grootheden in extenso uitgewerkt.

- 3) Bespreking van de correcties of veranderingen in de rekenmethode dictaat Ph WW BO., welke vereist zijn om de theoretisch te berekenen waarden van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  in overeenstemming te brengen met de gemeten waarden van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$ .

Zoals aan het slot van de vorige paragraaf naar voren is gekomen, leidt de daar aangegeven rekenmethode niet zonder meer tot een bruikbaar resultaat. Het blijft echter aantrekkelijk door een hernieuwde beschouwing te onderzoeken, in hoeverre een verbetering is te verkrijgen. Er kan daarbij gesteund worden op gemeten waarden, van diverse grootheden. Dit maakt het mogelijk enkele tussen-trappen op hun waarde te controleren.

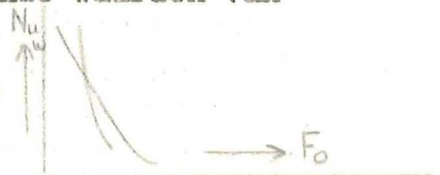
Primair is er vanuit gegaan dat de suggestie om de opwarming van een stroom in een gepakt bed te bepalen in analogie met de opwarming van een cilinder bruikbaar is. D.w.z. een analogie met de opwarming van een cilinder welke gedurende een tijd  $t$  aan een verhoogde temperatuur wordt blootgesteld, doch waarbij een overgangscoefficient  $\alpha_w$  in het spel is; eventueel ondergebracht in  $Nu_w$ . Voor dat geval is in het boek van Jakob grafisch het verband gegeven  $\Delta T_u / \Delta T_o$  functie  $Fo$  met  $Nu_w$  als parameter (Jakob 278 fig- 13-9).

Bovendien wordt ook het verband gegeven  $\Delta T_m / \Delta T_o$  functie  $Fo$  en  $Nu_w$ . ( $\Delta T_m = T_w - T_i$  in hart van cilinder). (Jakob 278 fig. 13-7) Opm.: Jakob gebruikt andere grootheden voor dezelfde begrippen, welke in dit verslag ter sprake zijn gekomen. In de appendix paragraaf III is toegelicht hoe de figuren uit Jakob zijn te transformeren tot in dit verslag gebruikelijke voorstellingswijzen. De op dit verslag aangepaste grafieken zijn weergegeven in fig. 8 en 9.

Aangenomen dus dat de theorie juist is, behoort bij één bepaalde waarde van  $Nu_w$  en  $Fo$  één waarde van  $\Delta T_u / \Delta T_o$  en eveneens één éénduidige waarde van  $\Delta T_m / \Delta T_o$ . Omgekeerd redenerend kan men ook zeggen bij één waarde van  $\Delta T_u / \Delta T_o$  behoort één waarde van  $Nu_w$  en één waarde van  $Fo$ . Heeft men echter één waarde van  $\Delta T_u / \Delta T_o$  dan blijkt het niet mogelijk met behulp van fig. 8 de éénduidige waarde van  $Nu_w$  te bepalen. Er zijn n.l. een oneindig aantal combinaties mogelijk van  $Nu_w$  en  $Fo$ .

Het feit dat we ook beschikken over  $\Delta T_m / \Delta T_o$  kan de oplossing brengen. Want ook uitgaand van één waarde van  $\Delta T_m / \Delta T_o$  is een oneindig aantal combinaties van  $Fo$  en  $Nu_w$  te bepalen. Er zijn voor één stel bij elkaar behorende waarden van

$\Delta T_u / \Delta T_o$  en  $\Delta T_m / \Delta T_o$  twee grafieken te construeeren, waarbij  $Fo$  en  $Nu_w$  als een continue functie van elkaar zijn weergegeven. (zie schets).



Het snijpunt van deze grafieken geeft die waarden van  $Nu_w$  en  $Fo$  die zowel in fig. 8 als in fig. 9 tot de uitgangswaarden van  $\Delta T_u / \Delta T_o$  en  $\Delta T_m / \Delta T_o$  voeren. Het zijn de waarden van  $Nu_w$  en  $Fo$ , welke als het ware bijbehorend zijn aan de betrokken conditie. M.a.w. per gemeten conditie is  $Nu_w$  en  $Fo$  éénduidig bepaald.

In fig. 10 is deze bepalingmethode voor  $Fo$  en  $Nu_w$  aangegeven voor de 3" reactor.

Het probleem een correlatie te zoeken om de gemeten waarden van  $\overline{\Delta T_u} / \Delta T_o$  vooraf te berekenen, is hiermee aanmerkelijk gevorderd. Nu  $F_o$  en  $Nu_w$  bekend zijn is het probleem n.l. verschoven naar de vraag: hoe kan men voor een conditie tot de bijbehorende waarden van  $F_o$  en  $Nu_w$  komen.

Tabel V van de appendix geeft voor de proeven de waarden van  $Nu_w$  en  $F_o$  zoals deze volgens voorgaande methode is vastgesteld.

Met  $F_o$  bekend =  $4 \lambda_{eff} L / c_p v_o D_t^2$ , is nu tevens de waarde van  $\lambda_{eff}$  te bepalen. Uit  $\lambda_{eff}$  is door vermindering met  $\lambda_o$  (eveneens bekend)  $\lambda_t$  te bepalen =  $C v_o D_p c_p^o$ . Met  $\lambda_t$  bekend is de constante  $C$  terug te rekenen ( $= 1 / Pé' \epsilon$ ), waarna daar ook  $\epsilon$  per proef bekend is de waarde van  $Pé'$  te bepalen is. De grootheden zijn in de resp. volgorde in tabel V van de appendix vermeld.

Er wordt nu dus beschikt over de waarden van  $Pé'$ , en o.a.  $Re_p$  per meting. In fig. // is  $Pé'$  grafisch weergegeven als functie  $Re_p$ , op. vrijwel dezelfde schaal als gebruikt in het artikel van Singer en Wilhelm. (6). (Opn.: Singer en Wilhelm gaven  $Pé'$  functie  $Re_p$  zoals zij dat langs rekenkundige weg uit proefresultaten vast konden stellen. In fig. 12 zijn fotocopieën gegeven van de overeenkomstige grafieken van Singer en Wilhelm. T.o.w. de vorm van de curven door ons berekend en tussen die weergegeven in het betreffende artikel, blijkt een goede overeenstemming. Het minimum verschuift van  $Re_p = 1000$  (S.en W.) naar  $Re_p = 3000$  voor onze proefcondities. Licht echter bij S.en W. de waarde van  $Pé'$  voor een groot aantal condities bij ca. 12, voor onze proeven bedraagt deze waarde ca. 20. Mogelijk wordt dit veroorzaakt doordat bij onze proeven gewerkt is met onregelmatige deeltjes, welke een ruw oppervlak hebben en bovendien niet éénduidig van diameter zijn.

Terugkerend naar het feit dat men  $F_o$  rekenkundig wenst te bepalen, kan men thans opmerken dat het probleem verschoven is naar de bepaling van  $Pé'$  ( $= D_p v / E_t$ ), of zelfs  $E_t$ . Met  $Pé'$  n.l. bekend, is de constante  $C$  te bepalen, vervolgens  $\lambda_t$ ;  $\lambda_{eff}$  en daarmee  $F_o$ .

I.v.m. de oorspronkelijke opzet van het werk is er mee volstaan  $Pé'$  bepaald te achten voor deze katalysator, en in de onderzochte buisdiameters.

Men was n.l. geïnteresseerd in de opwarming van een isopropylalcohol- aceton- H<sub>2</sub>O en H<sub>2</sub> dampmengsel in een gepakte buisreactor van één der onderzochte buisdiameters, en met de hier beproefde katalysatoren. Aangezien Pé' onafhankelijk is te achten van stoffeïgenschappen van het fluidum, zoals  $\lambda$ ,  $\gamma$ , e.d. kan men de gevonden waarden van Pé' ook interpoleren voor dit laatste probleem.

Kunnen we voorlopig aannemen dat het redelijk mogelijk is voor willekeurige media een waarde voor Fo voor de betrokken reactor berekening te vinden, er resteert nog het probleem de waarde van  $Nu_w$  langs theoretische weg te bepalen.

$$Nu_w = \alpha_w D_t / \lambda_{eff.}$$

Met  $\lambda_{eff.}$  bekend, (zomede  $D_t$ ) is het mogelijk  $\alpha_w$  te berekenen, nu per conditie  $Nu_w$  bekend is. ( $\alpha_w$  is vermeld in tabel V appendix) opm.:  $\alpha_w$  is een andere grootheid als  $\bar{\alpha}$ ) Het probleem van de bepaling van  $Nu_w$  is hiermee verschoven naar de bepaling van  $\alpha_w$ . Voor de bepaling van  $\alpha_w$  zijn nog weinig of geen correlaties bekend.

Hanratty (12) geeft als correlatie:  $Nu_p = 1,1 Re_p^{1/2} Pr_p^{1/2} (Nu_w = \frac{\alpha_w D_p}{\lambda_g})$   
Een toetsing toonde echter aan dat  $\alpha_w$  zoals in onze metingen bepaald was, niet met voornaemde correlatie strookte.

Grafisch bleek dat  $\log \alpha_w$  v.s.  $\log Re_p$  een redelijk rechtlijnig verband gaf voor de in extenso nagerekende proeven. D.w.z.  $\alpha_w$  is een eenvoudige functie van  $Re_p$ . Bepaling van de richtingscoëfficiënten van de rechten in fig. 13 en 14 gaf onderstaand vermelde resultaten. (Omdat beschouwd wordt  $\log \alpha_w$  functie  $Re_p$ , wordt de waarde van m in de fig. 13 en 14 gevonden als x-ordinaat / y-ordinaat.

Waarden van m	Gemiddelde deeltjesdiameter.		
	8,2 mm	10,9 mm	17,6 mm
2" reactor	0,83	0,56	0,60
3" reactor	0,62	0,55	0,60
4" reactor	0,71	0,59	0,61

Indien  $m = 0,60$  als gemiddeld gunstigste waarde wordt aangehouden, betekent dit, dat  $\alpha_w$  evenredig is met  $Re^{0,60}$ . Wenst men tot een dimensiloze uitdrukking te komen, waarin  $\alpha_w$  verwerkt is, dan kan men stellen:

$$Nu_p = \alpha_w D_p / \lambda_g = C_1 Re^{0,60}.$$

Bij narekenen aan de hand van waarnemingsseries blijkt  $C_1$  redelijk constant te zijn per combinatie  $D_p/D_t$ . (vergelijk tabel VI). De gemiddeld per combinatie aanwezige waarde van  $C_1$  is vermeld in volgend overzicht:

Waarden van eventuele constanten  $C_1$ .

	gemiddelde deeltjesdiameter.		
	8,2 mm	10,9 mm	17,6 mm
2" reactor	1,17	0,88	0,88
3" reactor	1,31	0,35	1,02
4" reactor	1,31	1,31	1,17

Rangschikt men de waarden van  $C_1$  in volgorde van toenemende verhouding  $D_p/D_t$ , dan blijkt dat  $C_1$  afneemt, naarmate de verhouding  $D_p/D_t$  groter wordt, vergelijk navolgend overzicht. Opm.: Het is mogelijk dat ook de richtingscoëfficiënt  $m$  door de verhouding  $D_p/D_t$  beïnvloed wordt. Dit blijkt echter niet uit de cijfers. Volledigheidshalve zijn ook de waarden van  $m$  in navolgend overzicht vermeld.

$D_p/D_t$	richtings- coëfficiënt $m$	Eventuele constante $C_1$ .
0,082	0,76	1,27
0,112	0,59	1,27
0,110	0,62	1,31
0,150	0,49	1,35
0,164	0,83	0,17
0,176	0,61	1,17
0,218	0,56	0,88
0,240	0,60	0,02
0,350	0,55	0,88

Daar in principe gezocht wordt naar een warmteoverdrachts correlatie voor een praktisch reactor van 3" of 4", met een maximale verhouding van  $D_p/D_t = 0,16$ , worden de waarden van  $C_1$ , boven een verhouding  $D_p/D_t = 0,2$  buiten beschouwing gelaten.

Het blijkt dat met een waarde van  $C_1 = 1,27$  en  $m = 0,60$  doch met de beperking  $D_p/D_t < 0,2$  redelijk overeenstemmende waarden verkregen worden van  $\alpha_w$  berekend t.o.v.  $\alpha_w$  bepaald. Vergelijk tabel VI, waar de verhouding van  $\alpha_w$  corr. /  $\alpha_w$  bep. is weergegeven.  $\alpha_w$  is daarbij dus berekend m.b.v. de correlatie  $Nu_p = \alpha_w D_p / \lambda_g = 1,27 Re^{0,60}$ .

Het voert buiten het kader van dit verslag om dieper in te gaan op de eventuele systematische verschillen inzake  $C_1$ . Er wordt volstaan met voor  $C_1$  de meest gunstige waarde aan te houden, waarmee voornl. de resultaten van de 3" en 4" reactor zijn te beschrijven.

Omdat  $Nu$  meestal wordt uitgedrukt als een functie van  $Re^m Pr^{0,33}$ , kan ook voor dit geval (ongegrond t.o.v. de proeven) in analogie met de gebruikelijke correlaties gesteld worden:  $Nu = C_2 Re^{0,6} Pr^{0,33}$ .

Met voor  $Pr_{lucht}^{0,33}$  de waarde 0,88 zou de eindformule dan worden:

$$Nu_p = \alpha_w D_p / \lambda_g = 1,45 Re^{0,6} Pr^{0,33}.$$

met de restrictie  $D_p/D_t < 0,2$

Deze formule verantwoordt op de gemiddeld meest juiste wijze de resultaten van de proeven, waarbij lucht overeen gepakt bed van messing katalysator wordt geleid, d.w.z. de waarden van  $\alpha_w$ , en bij proeven  $D_p/D_t < 0,2$ .

De mogelijkheid bestaat dat deze formule ook geldig is, voor andere fluida dan lucht, doch dit zou geverifieerd moeten worden met proeven waarbij  $CO_2$ ,  $H_2$ , stoom of andere fluida worden opgewarmd.

Samenvattend wat in het voorgaande is ontwikkeld kan men zeggen:

- a) De opwarming van een stroom in een gepakt bed kan worden beschouwd in analogie met de opwarming van een homogene cilinder, welke gedurende een tijd  $t$  aan verhoogde wandtemperaturen wordt blootgesteld, onder aanwezigheid van een warmteoverdrachtscoëfficiënt  $\alpha_w$ .
- b) Voor de berekening van de opwarming van een stroom volgens voorgaand principe, dient men te beschikken over het getal van  $Fo$ , aangepast aan deze voorstellingswijze. ( $Fo = \frac{4 \lambda_{eff} L}{c_p v_o D_t^2}$ )
- c) Voor de bepaling van  $\lambda_{eff}$  kan gebruik gemaakt worden van de voorstellingswijze:  $\lambda_{eff} = \lambda_o + \lambda_t$ .  
 $\lambda_o$  is te bepalen m.b.v. gegevens van R. Wilhelm, C. Johnson c.s. (5)  
 Voor  $\lambda_t$  kan de formule toegepast worden  $\lambda_t = C D_p v_o c_p$   
 Ter bepaling van de constante  $C$  moet beschikt worden over de functie  $Ré'$  v.s.  $Re_p$  voor de betrokken proefcondities.  
 Voor de hier vermelde proeven is de funct. weergegeven in fig. 11.

d) Voor de bepaling van  $\alpha_w$  is nog geen algemene correlatie te geven. Voor de hier behandelde proeven worden redelijke resultaten verkregen met de formule:

$$Nu_p = \alpha_w D_p / \lambda_g = 1,45 Re^{0,6} Pr^{0,33} (D_p/D_t < 0,2.)$$

Controle van de ontwikkelde rekenmethode:

Na de vele manipulaties en eventuele benaderingen is het wenselijk te controleren of de gemeten resultaten nu m.b.v. de aangegeven rekenmethode zijn te berekenen. Daartoe zijn de geselecteerde proeven vanuit de oorspronkelijke waarnemingen nogmaals onafhankelijk van voorgaande berekeningen volledig nagecijferd, waarbij nu gebruik gemaakt wordt van fig. 11 voor de bepaling van  $C$ , (aan de hand dus van de getrokken krommen) en van de correlatie  $Nu_p = 1,45 Re^{0,6} Pr^{0,33}$ , voor de bepaling van  $\alpha_w$ .

Na de bepaling van  $Po$  en  $Nu_w$  is vervolgens m.b.v. fig. 8 de te berekenen waarden van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  bepaald, welke tot slot vergeleken worden met de bepaalde waarden van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$ . In tabel VII is de controle van de betreffende proeven stap voor stap weergegeven, waarbij in de slotkolom de verhouding wordt gegeven  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  berekend /  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  bepaald.

In fig. 15 zijn de berekende waarden van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  grafisch weergegeven t.o.v. de gemeten waarden. D.w.z. bij weergeven van de bepaalde waarden van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  door een aaneengesloten lijn, zijn de berekende waarden puntsgewijs weergegeven.

Uit de figuur blijkt dat de in dit verslag ontwikkelde rekenmethode niet zonder meer naar hogere of lagere waarden van  $M_d$  geëxtrapoleerd mag worden.

De gemiddelde nauwkeurigheid blijkt redelijk, voor de waarden van  $D_p/D_t < 0,2$ . Toegelicht in het navolgende overzicht

$D_p/D_t$	gem. afwijking	$D_p/D_t$	gem. afwijking
0,082	+3%	0,218	-20%
0,110	-2%	0,240	-10%
0,112	+4%	0,350	-20%
0,150	+11%		
0,164	+1%		
0,176	-2%		



4) Conclusies.

Uit voorgaand verslag zijn de volgende conclusies naar voren gekomen:

- 1<sup>e</sup>. Voor de berekening van een gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt  $\bar{\alpha}$  voor het geval van lucht, die opgewarmd wordt in een 2"-3" of 4" buis, gepakt met messing katalysator  $D_p$  resp. 8,2-10,9 en 17,6 mm, geven de correlaties van M. Leva; H. Verschoor en G. Schuit; E. Singer en R. Wilhelm afwijkingen van ca. 25%; Y. Chu en J. Storrow ca. 100%.
- 2<sup>e</sup>. Indien men de opwarming <sup>van een stroom</sup> in een gepakt bed in ~~aan~~ wil beschrijven, in analogie met de opwarming van een homogene cilinder, welke onder aanwezigheid van een warmteoverdrachtscoëfficiënt  $\alpha_w$ , aan een hogere temperatuur wordt blootgesteld, is de berekening zoals voorgesteld in het dictaat Ph WW B.O. niet zonder meer bruikbaar, voor de door ons onderzochte proefcondities.
- 3<sup>e</sup>. De berekening van de opwarming volgens voorgaand vermeld principe kan tot bruikbare resultaten leiden, indien men beschikt over een bekende functie  $Pé'$  v.s.  $Re_p$  en over een correlatie voor  $\alpha_w$ .
- 4<sup>e</sup>. De functie  $Pé'$  v.s.  $Re_p$  zoals gegeven door E. Singer en R. Wilhelm, noch de correlatie van Hanratty voor de bepaling van  $\alpha_w$ , bleken algemeen geldig voor de, hier toegepaste proefcondities.
- 5<sup>e</sup>. Voor de hier toegepaste proefcondities (lucht als medium) was een functie  $Pé'$  v.s.  $Re_p$  op te stellen, zomede een correlatie voor  $\alpha_w$  waarmee de te berekenen waarden van  $\Delta T_w / \Delta T_o$  in overeenstemming zijn met de bepaalde waarden.

Voor conclusie 6 en 7 zie blz. 42

- 6<sup>e</sup>. Indien men bij de reactorberekening voor de conversie van isopropylalcohol in aceton het temperatuurprofiel dwars over de reactor wil bepalen, kan waarschijnlijk met vrucht gebruik gemaakt worden van  $\lambda_{\text{eff}}$ , zoals ontwikkeld in dit verslag.
- 7<sup>e</sup>. Voor de bepaling van de temperatuur van een gasstroom, dient men niet te meten onder sterk verhoogde stromingscondities. ( $v > 50$  m/sec.)

## 5. Nabeschouwing.

In voorgaand verslag is een theorie voor de opwarming van een stroom in een gepakt bed nader uitgewerkt, onder aanname van een propstroming door de buis. Deze aanname is aan twijfel onderhevig en voor eventueel meer gefundeerde conclusies, zouden dus nog proeven vereist zijn ter precisering van de stromingscondities.

De proeven zijn verricht met moeilijk te definiëren pakkingsmateriaal. De proeven zouden aan eenvoud winnen, indien zij verricht konden worden met bolletjes van uiteenlopend materiaal. Voorts is een uitgebreider gebied van onderzoek gewenst, van de verhouding  $D_p/D_t$  dan 0,08 ( $D_p/D_t < 0,35$ , daarenboven dient nog de invloed van  $L/D_t$  te worden nagegaan, zomede die v.h. fluidum.

De theorie is geponoord, als zou het nu mogelijk zijn het temperatuurprofiel aan de binnenzijde van een gepakte buis (in dwarsrichting) redelijk nauwkeurig te berekenen. Een meer definitief antwoord over de waarde van de theorie kan worden verkregen, als de proeven zó zouden worden ingericht, dat de uittretemperatuur b.v. verdeeld over vijf plaatsen op de diameter zou kunnen worden gemeten.

1) Voorbeeld van de berekening van  $R_0$  en  $Nu^v$  volgens de aangegeven voorlopige methode van het diaaat Ph.W.M. Bo, voor de berekening van  $\Delta T^u/\Delta T^o$ .

Vergel. III-2-c

Als voorbeeld is dezelfde meting gekozen als in II-8-b.

De volgende grootheden zijn gemeten, of langs eenvoudige weg te bepalen:

- 3<sup>e</sup> reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,112$   $\lambda^o = 0,50 \text{ W/m}^o \text{ C}$   $\epsilon = 0,516$
- g lucht  $= 48,0 \text{ kg/h}$
- $M^o = 3,20 \text{ kg/m}^2 \text{ sec}$
- $v^o = 2,80 \text{ m/sec}$
- $p^o = 1,14 \text{ kg/m}^3$
- $c_{p,L}^o = 1020 \text{ J/kg}$
- $\lambda^o = 0,5 \text{ W/m}^o \text{ C}$
- $Re_p^o = 1,14 \times 2,80 \times 8,2 \times 10^{-3} / 19,6 \times 10^{-6} = 1340$
- $\lambda^t = c \times D_p^o \times v^o \times p^o$

$\epsilon = \frac{e \cdot p^o}{1}$  (uit fig. 11-9, blz. 294 McAdams)  
 (met  $D_p/D_t = 0,112$  en  $Re_p^o = 1340$  volgt)  
 ( $p^o = 24$ )

$$\epsilon = \frac{24 \times 0,516}{1} = 0,081$$

$$\lambda^t = 0,081 \times 8,2 \times 10^{-3} \times 1,14 \times 2,80 \times 1020 = 2,2$$

$$\lambda^{\text{eff.}} = \lambda^o + \lambda^t = 0,5 + 2,2 = 2,7$$

$$F_0^o = \frac{4 \lambda^{\text{eff.}} \cdot L}{4 \times 2,7 \times 0,4} = \frac{4 \times 2,7 \times 0,4}{1020 \times 1,14 \times 2,8 \times 0,073^2} = 0,25$$

$$\alpha^o W = 1,1 \times \frac{\sqrt{\lambda^o \times \lambda^{\text{eff.}}}}{D_p^o} = 1,1 \times \frac{\sqrt{0,5 \times 2,7}}{0,0082} = 156$$

$$Nu^v = \alpha^o W \cdot D_t^o = \frac{156 \times 0,073}{2,7} = 4,2$$

Het gebruik van fig. 12 Ph.W.M. Bo is af te lezen met  $F_0^o = 0,25$ ;  $Nu^v = 4,2$ ;  
 $\Delta T^u/\Delta T^o = 0,49$ .

Opmeking: Voor deze meting is bepaald  $\Delta T^u/\Delta T^o = 0,339$

Het quotiënt  $\frac{\Delta T^u/\Delta T^o \text{ bepaald}}{\Delta T^u/\Delta T^o \text{ berekend}}$  wordt: 1,44.

2. Toelichting op de omwerking fig. 13-7 en fig. 13-9 blz. 278 van het boek van Jakob (8) tot de figuren 8 en 9 van dit verslag

Jakob geeft in fig. 13-7 het verband  $\Delta T_m / \Delta T_o$  v.s. (bs) met als parameter  $at/r^2$ .

$$b = \alpha_w / \lambda_{\text{cil.}} \quad s = \text{straal van cilinder} = \frac{1}{2} D_t$$

$$\text{Hieruit volgt } b \times s = \frac{1}{2} \alpha_w D_t / \lambda_{\text{cil.}} = \frac{1}{2} Nu_w$$

De parameter  $at/r^2$  is equivalent met Fo zoals blijkt bij invullen van  $a = \lambda / c_p \rho$ .

$$at/r^2 = \lambda t / c_p \rho \quad r^2 = 4 \lambda_{\text{cil.}} t / c_p \rho D_t^2$$

In fig. 13-7 is dus letterlijk weergegeven  $\Delta T_m / \Delta T_o$  v.s.  $\frac{1}{2} Nu_w$  met Fo als parameter. Deze figuur is omgewerkt tot  $\Delta T_m / \Delta T_o$  v.s. Fo met  $Nu_w$  als parameter in fig. 8.

Fig. 13-9 in het boek van Jakob geeft letterlijk  $H/H_i$  v.s. (b.s) met  $at/r^2$  als parameter.

$b \times s$  is weer identiek met een  $\frac{1}{2} Nu_w$ ;  $at/r^2$  met Fo.

$H_i$  is het enthalpie verschil van de cilinder t.o.v. de temperaturen  $T_w - T_o$  ( $\Delta T_o$ ).

$H$  = het enthalpieverschil van de cilinder t.o.v. de temperaturen  $T_w - T$  ( $= \Delta \bar{T}_u$ ).

Het enthalpieverschil is gedefinieerd op de cilinder in zijn geheel d.w.z.

$$H = \frac{\pi}{4} D^2 h \rho c_p \Delta T$$

voor de verhouding  $H/H_i$  is dus te schrijven:

$$\frac{H}{H_i} = \frac{\sqrt[4]{4} D^2 h c_p \rho \Delta \bar{T}_u}{\sqrt[4]{4} D^2 h c_p \rho \Delta T_o} = \frac{\Delta \bar{T}_u}{\Delta T_o}$$

$H/H_i$  is dus identiek met de in dit verslag gebruikte grootheid  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$ .

Fig- 13-9 welke dus identiek is met de waergaven van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  v.s.  $\frac{1}{2} Nu_w$  met Fo als parameter is in fig. 9 van dit verslag weergegeven, na omwerken tot  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  v.s. Fo met  $Nu_w$  als parameter.

Tabel I. Gegevens betreffende de reactoren.

	L (m).	D <sub>t</sub> mm.	Dwarsopp. cm <sup>2</sup>	Inhoud cm <sup>3</sup>
2" reactor	0,4	50	19,6	784
3" reactor	0,4	73	41,8	1670
4" reactor	0,4	100	78,6	3140

Tabel II. Gegevens betreffende de katalysatorvullingen.

reac- tor.	8,2 mm			10,9 mm			17,6 mm deeltjes.		
	G vull. kg	% ε	aant. deeltj.	G vull. kg	% ε	aant. deeltj.	G vull. kg	% ε	aant. deeltj.
2"	3,10	51,4	1230	3,08	51,6	565	2,87	55,2	123
3"	6,57	51,6	2800	6,70	50,6	1230	6,20	54,3	270
4"	12,96	49,2	5500	13,03	48,7	2400	11,93	53,2	510

Tabel II<sup>B</sup>. Resultaten  $\lambda_0$  (W/m°C) meting voor de 2" reactor D = 10,9 mm. x

t(sec)	koppel 2			koppel 3			koppel 4.		
	2000	1400	800	2000	1400	800	2000	1400	800
1 <sup>e</sup> vulling	0,31	0,34	0,35	0,30	0,33	0,36	0,27	0,33	0,33
2 <sup>e</sup> vulling	0,32	0,39	0,32	0,33	0,43	0,34	0,30	0,35	0,33
duplo	0,34	0,40	0,47	0,36	0,44	0,49	0,33	0,36	0,43
3 <sup>e</sup> vulling	0,33	0,39	0,43	0,33	0,38	0,43	0,31	0,35	0,33
4 <sup>e</sup> vulling	0,36	0,41	0,42	0,38	0,42	0,45	0,35	0,38	0,43

Aangehouden waarde: 0,42 0,43 0,38  
 Gemiddelde waarde: 0,41 W/m°C.

x) Het betreft hier dus  $\lambda_0$  metingen, m.b.v. de drie middenkoppels 2-3 en 4, in het hart van de reactor.  $\lambda_0$  is berekend voor de temperatuurwaarnemingen op 2000- 1400- en 800 sec.

Daar het resultaat op 2000 sec. kennelijk door neveneffecten beïnvloed is, is de uiteindelijk aangenomen waarde voornl. gebaseerd op de metingen van 1400 en 800 sec.

Tabel III

Resultaten van proeven, welke de minste afwijkingen vertonen t.o.v. het gemiddelde, opgemaakt voor het totaal aantal proeven.

2" reactor  $D_p = 8,2$  mm  $D_p/D_t = 0,164$   $e = 51,4$   $\mu$   $\lambda_o = 0,35$  W/m °C

Proef	$M_D$	$V_o$	$\bar{T}_u$	$T_m$	$\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$	$\Delta T_m / \Delta T_o$	$Re_t$	$Re_p$	$\bar{\alpha}$ W/m <sup>2</sup> °C
2 - a	2,95	2,65	85,9	80,2	0,185	0,260	7340	1200	132
"	3,74	3,25	83,3	76,8	0,223	0,308	9310	1530	152
"	3,86	3,32	82,3	75,4	0,222	0,310	9680	1590	156
"	5,03	4,16	80,1	71,7	0,252	0,357	12650	2070	191
"	5,86	4,66	78,9	70,0	0,271	0,384	14750	2420	214
"	7,30	5,52	76,1	64,4	0,304	0,452	18400	3020	248
"	9,11	6,50	73,7	60,0	0,337	0,511	23000	3780	288
"	12,6	7,64	70,5	57,0	0,376	0,548	32000	5250	364
"	13,3	7,69	70,5	58,1	0,375	0,532	33800	5540	384

2" reactor  $D_p = 10,9$  mm  $D_p/D_t = 0,218$   $e = 51,6$   $\mu$   $\lambda_o = 0,41$  W/m °C

2 - b	2,97	2,50	84,3	79,5	0,204	0,266	7400	1610	126
"	3,61	3,17	81,2	75,2	0,249	0,328	9000	1960	138
"	5,84	4,79	77,1	70,0	0,309	0,401	14600	3190	197
"	7,04	5,54	74,3	66,6	0,335	0,435	17700	3860	223
"	10,5	7,10	70,0	61,5	0,394	0,504	26700	5810	291
"	14,1	8,29	68,3	59,5	0,410	0,523	36000	7840	375

2" reactor  $D_p = 17,6$  mm  $D_p/D_t = 0,350$   $e = 55,2$   $\mu$   $\lambda_o = 0,30$  W/m °C

2 - c	2,87	2,56	79,9	77,0	0,261	0,298	7210	2540	108
"	3,72	3,23	76,3	72,8	0,300	0,344	9290	3300	127
"	4,77	4,12	73,9	70,5	0,329	0,372	12050	4240	153
"	5,85	4,88	71,7	67,9	0,367	0,416	14800	5210	172
"	7,02	5,52	70,3	65,2	0,386	0,454	17800	6260	198
"	10,65	7,24	65,5	60,4	0,436	0,500	27500	9690	267
"	12,6	8,00	64,0	57,8	0,465	0,544	32500	11450	293
"	13,9	8,42	63,9	58,5	0,474	0,545	35800	12600	317
"	15,3	8,75	62,0	55,5	0,493	0,575	39600	13900	333

Tabel III (vervolg.)

Geselecteerde proeven.

3<sup>o</sup> reactor  $D_p = 8,2$  mm  $D_p/D_c = 0,112$   $e = 51,6$   $\mu$   $\lambda_o = 0,50$  W/m °C

Proef	$H_D$	$V_o$	$T_u$	$T_m$	$\Delta T_u / \Delta T_o$	$\Delta T_m / \Delta T_o$	$Re_t$	$Re_p$	$\bar{\alpha} \frac{W}{m^2 \text{ } ^\circ C}$
3 - a	3,20	2,80	72,0	56,0	0,339	0,541	11900	1340	146
"	3,94	3,40	71,4	53,0	0,352	0,580	14700	1650	176
"	5,26	4,24	68,5	50,0	0,387	0,616	19600	2200	216
"	6,27	4,90	66,7	46,4	0,413	0,668	23400	2630	244
"	7,69	5,65	65,0	46,9	0,435	0,662	28800	3230	282
"	7,25	5,40	66,0	44,5	0,426	0,694	27100	3040	273
"	9,70	6,70	65,0	45,3	0,437	0,684	36300	4070	354
"	9,53	6,56	64,0	42,1	0,456	0,736	25700	4000	330

3<sup>o</sup> reactor  $D_p = 10,9$  mm  $D_p/D_c = 0,150$   $e = 50,6$   $\mu$   $\lambda_o = 0,50$  W/m °C

3 - b	3,12	2,71	75,4	63,0	0,318	0,478	11550	1720	147
"	4,02	3,41	72,9	59,6	0,348	0,516	14900	2220	181
"	5,23	4,26	70,5	57,6	0,384	0,549	19400	2890	217
"	6,41	5,05	68,1	52,1	0,408	0,612	23900	3560	252
"	7,75	5,82	66,6	49,6	0,427	0,644	28900	4320	290
"	9,48	6,62	64,5	50,5	0,461	0,642	35200	5270	326

3<sup>o</sup> reactor  $D_p = 17,6$  mm  $D_p/D_c = 0,240$   $e = 54,3$   $\mu$   $\lambda_o = 0,40$  W/m °C

3 - c	3,12	2,71	70,6	61,6	0,380	0,496	11500	2780	131
"	3,94	3,44	69,4	61,7	0,405	0,502	14600	3520	157
"	5,22	4,38	67,2	58,2	0,431	0,548	19400	4690	193
"	6,36	5,22	65,5	55,8	0,452	0,578	23700	5700	224
"	7,65	6,02	63,9	54,3	0,477	0,603	28500	6880	252
"	9,54	7,06	60,8	49,0	0,505	0,657	35000	9600	292

Tabel III (vervolg)

Geselecteerde proeven.

4" reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,082$   $\epsilon = 49,2 \%$   $\lambda_o = 0,56 \text{ W/m}^\circ\text{C}$

Proef	$M_D$	$V_o$	$\bar{T}_u$	$T_m$	$\Delta\bar{T}_u/\Delta T_o$	$\Delta T_m/\Delta T_o$	$Re_t$	$Re_p$	$\bar{\alpha} \text{ W/m}^\circ\text{C}$
4 - a	1,93	1,67	70,3	47,0	0,393	0,696	9800	803	107
"	2,14	1,82	69,5	45,2	0,404	0,721	10800	890	116
"	2,97	2,45	65,5	41,8	0,444	0,748	15300	1260	145
"	3,64	2,93	63,9	39,3	0,463	0,765	18000	1540	169
"	4,68	3,62	62,9	36,5	0,486	0,827	24200	1980	205
"	5,91	4,31	61,0	34,6	0,510	0,850	30600	2500	243
"	6,90	4,75	59,8	33,5	0,526	0,867	35900	2950	273
"	8,18	5,31	58,6	32,2	0,541	0,884	42700	3500	309
"	8,78	5,48	58,0	31,1	0,545	0,890	45800	3760	329

4" reactor  $D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,110$   $\epsilon = 48,7 \%$   $\lambda_o = 0,58 \text{ W/m}^\circ\text{C}$

4 - b	1,73	1,50	72,1	54,5	0,368	0,595	8770	955	102
"	2,16	1,83	68,3	46,8	0,406	0,678	11000	1200	116
"	2,94	2,53	65,5	44,1	0,444	0,715	15100	1640	144
"	3,61	2,91	63,6	40,2	0,466	0,764	18500	2020	167
"	4,67	3,58	61,1	37,1	0,495	0,795	24200	2640	202
"	5,81	4,24	59,1	35,0	0,517	0,816	30300	3310	235
"	7,34	4,95	57,0	32,9	0,542	0,842	38400	4180	276
"	8,29	5,30	56,1	32,3	0,555	0,852	43400	4740	302
"	9,30	5,66	56,3	36,0	0,561	0,825	48600	5300	332

4" reactor  $D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,176$   $\epsilon = 53,2 \%$   $\lambda_o = 0,48 \text{ W/m}^\circ\text{C}$

4 - c	1,70	1,50	68,4	58,0	0,406	0,538	8650	1520	915
"	2,11	1,84	65,4	54,0	0,442	0,587	10800	1900	104
"	2,86	2,44	63,0	50,5	0,477	0,640	14700	2580	129
"	3,48	2,90	61,0	47,8	0,500	0,670	17900	3150	147
"	4,46	3,57	60,5	45,0	0,515	0,715	22900	4030	182
"	6,55	4,77	56,9	41,5	0,560	0,760	33800	5960	236
"	8,60	5,70	54,5	38,5	0,587	0,794	44600	7840	284



Berekening  $\overline{\Delta T}_u / \Delta T_o$  aan de hand van de theorie dictaat Ph. W.W. B0. Voor proeven welke de minste afwijking tonen t.o.v. het gemiddelde, opgemaakt voor het totaal aantal proeven.

Tabel IV

2<sup>n</sup> reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,164$   $\varepsilon = 51,4 \%$   $\lambda_o = 0,35 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$

$M_D$	$Re_p$	$Pe'$	$C$	$\lambda_t$	$\lambda_{\text{eff.}}$	$\alpha_w$	$F_o$	$Nu_w$	$\Delta T / \Delta T_{\text{ber.}}$	$\Delta T / \Delta T_{\text{bep.}}$	$\frac{\Delta T / \Delta T_{\text{ber.}}}{\Delta T / \Delta T_{\text{bep.}}}$
2,95	1200	36	0,054	1,3	1,65	102	0,35	3,1	0,46	0,185	2,5
3,74	1530	36	0,054	1,7	2,05	114	0,34	2,8	0,48	0,223	2,15
3,86	1590	36	0,054	1,7	2,05	114	0,33	2,8	0,50	0,222	2,25
5,03	2070	38	0,051	2,1	2,45	124	0,305	2,5	0,57	0,252	2,26
5,86	2420	39	0,050	2,4	2,75	132	0,29	2,4	0,58	0,271	2,14
7,30	3020	40	0,049	3,0	3,35	145	0,29	2,2	0,61	0,304	2,00
9,11	3780	42	0,046	3,5	3,85	156	0,26	2,0	0,66	0,337	1,96
12,6	5250	44	0,044	4,6	4,95	177	0,25	1,8	0,70	0,376	1,86
13,3	5540	45	0,043	4,8	5,15	180	0,24	1,75	0,72	0,375	1,92

2<sup>n</sup> reactor  $D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,218$   $\varepsilon = 51,6 \%$   $\lambda_o = 0,41 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$

2,97	1610	40	0,048	1,6	2,0	91	0,42	2,3	0,48	0,204	2,35
3,61	1960	43	0,045	1,8	2,2	96	0,38	2,2	0,52	0,249	2,08
5,84	3190	47	0,041	2,7	3,1	114	0,33	1,85	0,62	0,309	2,00
7,04	3860	48	0,040	3,1	3,5	120	0,31	1,7	0,64	0,335	1,91
10,50	5810	52	0,037	4,3	4,7	140	0,28	1,5	0,68	0,394	1,73
14,10	7840	55	0,035	5,5	5,9	157	0,26	1,3	0,76	0,410	1,85

2<sup>n</sup> reactor  $D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,350$   $\varepsilon = 55,2 \%$   $\lambda_o = 0,30 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$

(geschat)

2,87	2540		0,012	0,62	0,92	33	0,20	1,8	0,75	0,261	2,88
3,72	3300		0,012	0,81	1,1	36	0,185	1,65	0,80	0,300	2,66
4,77	4240			1,0	1,3	39	0,17	1,5	0,83	0,329	2,52
5,85	5210			1,3	1,6	44	0,17	1,4	0,86	0,367	2,34
7,02	6260			1,5	1,8	46	0,16	1,3	0,88	0,386	2,28
10,65	9690			2,3	2,6	55	0,15	1,05	0,88	0,436	2,02
12,60	11450			2,7	3,0	60	0,15	1,0	0,89	0,465	1,91
13,90	12600			3,0	3,3	62	0,15	0,95	0,90	0,474	1,89
15,30	13900			3,3	3,6	65	0,145	0,90	0,90	0,493	1,82

Tabel IV (vervolg)

3" reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,112$   $e = 51,6 \%$   $\lambda_o = 0,50 \text{ W/m}^\circ\text{C}$

$M_D$	$Re_p$	$Pe'$	$c$	$\lambda_t$	$\lambda_{eff.}$	$\alpha_w$	$F_o$	$Nu_w$	$\Delta T/\Delta T_{ber.}$	$\Delta T/\Delta T_{dep.}$	$\frac{\Delta T/\Delta T_{ber.}}{\Delta T/\Delta T_{dep.}}$
3,20	1340	24	0,081	2,2	2,7	156	0,25	4,2	0,49	0,339	1,44
3,94	1650	25	0,078	2,6	3,1	167	0,23	3,9	0,55	0,352	1,56
5,26	2200	27	0,072	3,2	3,7	184	0,21	3,6	0,59	0,387	1,53
6,27	2630	28	0,069	3,6	4,1	193	0,19	3,4	0,62	0,413	1,50
7,69	3230	30	0,065	4,2	4,7	206	0,18	3,2	0,64	0,435	1,47
7,25	3040	29	0,067	4,1	4,6	204	0,19	3,2	0,63	0,426	1,48
9,70	4070	32	0,061	4,9	5,4	221	0,16	3,0	0,68	0,437	1,55
9,54	4000	32	0,061	4,9	5,4	221	0,17	3,0	0,67	0,456	1,47

3" reactor  $D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,150$   $e = 50,6 \%$   $\lambda_o = 0,50 \text{ W/m}^\circ\text{C}$

3,12	1720	32	0,062	2,2	2,7	117	0,25	3,2	0,56	0,318	1,76
4,02	2220	33	0,060	2,7	3,2	128	0,23	2,9	0,61	0,348	1,80
5,23	2890	34	0,058	3,4	3,9	141	0,22	2,6	0,64	0,384	1,66
6,41	3560	36	0,055	3,9	4,4	150	0,20	2,5	0,68	0,408	1,66
7,75	4320	37	0,053	4,6	5,1	161	0,19	2,3	0,70	0,427	1,64
9,48	5270	38	0,052	5,5	6,0	175	0,19	2,1	0,72	0,461	1,58

3" Reactor  $D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,240$   $e = 54,3 \%$   $\lambda_o = 0,40 \text{ W/m}^\circ\text{C}$

3,12	2780	62	0,030	1,7	2,1	57	0,20	2,0	0,72	0,380	1,90
3,94	3520	68	0,027	1,9	2,3	60	0,17	1,9	0,76	0,405	1,88
5,22	4690	78	0,024	2,2	2,6	64	0,15	1,8	0,79	0,431	1,83
6,36	5700	85	0,022	2,5	2,9	68	0,13	1,7	0,84	0,452	1,85
7,65	6880	90	0,021	2,8	3,2	71	0,12	1,6	0,88	0,477	1,84
9,54	9600	110	0,017	2,9	3,3	73	0,10	1,6	0,89	0,505	1,76

Tabel IV (vervolg)

4" reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,082$   $\varepsilon = 49,2 \%$   $\lambda_o = 0,56 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$

$M_D$	$Re_p$	$P_6'$	$c$	$\lambda_t$	$\lambda_{eff.}$	$\alpha_w$	$F_o$	$Nu_w$	$\Delta T/\Delta T_{ber.}$	$\Delta T/\Delta T_{bep.}$	$\frac{\Delta T/\Delta T_{ber.}}{\Delta T/\Delta T_{bep.}}$
1,93	803	17	0,12	1,9	2,5	159	0,20	6,4	0,48	0,393	1,22
2,14	890	17	0,12	2,1	2,7	165	0,20	6,1	0,49	0,404	1,21
2,97	1260	17	0,12	3,0	3,6	190	0,19	5,3	0,54	0,444	1,22
3,64	1540	17	0,12	3,6	4,2	206	0,18	4,9	0,57	0,463	1,23
4,68	1980	17	0,12	4,7	5,3	232	0,18	4,4	0,58	0,486	1,20
5,91	2500	17	0,12	5,9	6,5	256	0,17	3,9	0,63	0,510	1,23
6,90	2950	17	0,12	6,9	7,5	274	0,17	3,6	0,64	0,526	1,22
8,18	3500	17	0,12	8,2	8,8	298	0,17	3,4	0,67	0,541	1,24
8,78	3760	17	0,12	8,8	9,4	308	0,17	3,3	0,68	0,545	1,25

4" reactor  $D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,110$   $\varepsilon = 48,7 \%$   $\lambda_o = 0,58 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$

1,73	955	23	0,090	1,7	2,3	116	0,21	5,0	0,53	0,368	1,43
2,16	1200	24	0,085	2,0	2,6	124	0,19	4,8	0,57	0,406	1,40
2,94	1640	25	0,082	2,7	3,3	140	0,18	4,2	0,59	0,444	1,33
3,61	2020	26	0,079	3,2	3,8	150	0,17	4,0	0,61	0,466	1,31
4,67	2640	27	0,076	3,9	4,5	163	0,15	3,6	0,66	0,495	1,33
5,81	3310	30	0,068	4,4	5,0	172	0,135	3,4	0,72	0,517	1,39
7,34	4180	33	0,062	5,1	5,7	184	0,12	3,2	0,75	0,542	1,39
8,29	4740	34	0,060	5,5	6,1	190	0,12	3,1	0,76	0,555	1,37
9,30	5300	35	0,059	6,1	6,7	200	0,11	3,0	0,78	0,561	1,39

4" reactor  $D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,176$   $\varepsilon = 53,2 \%$   $\lambda_o = 0,48 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$

1,70	1520	35	0,054	1,65	2,15	63	0,20	3,0	0,64	0,406	1,58
2,11	1900	36	0,052	2,0	2,5	68	0,19	2,7	0,67	0,442	1,52
2,86	2580	37	0,051	2,6	3,1	76	0,17	2,45	0,70	0,477	1,47
3,48	3150	38	0,050	3,1	3,6	82	0,16	2,3	0,74	0,500	1,48
4,46	4030	40	0,047	3,8	4,3	90	0,15	2,1	0,77	0,515	1,50
6,55	5960	42	0,045	5,3	5,8	104	0,14	1,8	0,82	0,560	1,46
8,60	7840	45	0,042	6,5	7,0	115	0,13	1,6	0,84	0,587	1,43

Tabel V.

Uitwerking van proefresultaten tot de functie  $Pé'$  v.s.  $Re_p$  na bepaling van  $Nu_w$  en  $Fo$  door verwerking van de proefresultaten m.b.v. fig. 8 en 9.

2" reactor:  $D_p=8,2$  mm  $D_p/D_t=0,164$   $\epsilon=51,4\%$   $\lambda_o=0,35$  W/m°C.

$Re_p$	$\frac{Re_p}{\epsilon}$	$Fo$	$Nu_w$	$\lambda_{eff.}$	$\lambda_t$	$C$	$Pé'$	$\alpha_w$ Jakob <sup>x)</sup>
1200	2340	0,675	4,2	3,2	2,9	0,118	16,5	270 89
1530	2980	0,58	4,3	3,4	3,1	0,099	19,7	295 97
1590	3100	0,58	4,3	3,5	3,2	0,099	19,7	306 100
2070	4020	0,48	4,9	3,8	3,5	0,083	23,4	375 123
2420	4710	0,43	5,4	4,0	3,7	0,075	26,0	432 142
3020	5880	0,32	7,0	3,7	3,4	0,056	34,7	520 170
3780	7350	0,28	7,8	4,1	3,7	0,048	40,5	635 208
5250	10200	0,27	6,5	5,4	5,1	0,048	40,5	700 230
5540	10800	0,29	5,8	6,1	5,8	0,052	37,2	675 220

$D_p=10,9$  mm  $D_p/D_t=0,218$   $\epsilon=51,6\%$   $\lambda_o=0,41$  W/m°C.

1610	3120	0,81	2,7	3,8	3,4	0,103	18,8	207 90
1960	3800	0,72	2,5	4,1	3,7	0,092	21,2	206 90
3190	6190	0,63	2,4	5,8	5,4	0,083	23,4	280 122
3860	7480	0,58	2,4	6,5	6,1	0,078	24,9	312 136
5810	11300	0,50	2,3	8,4	8,0	0,068	28,5	386 160
7840	15200	0,46	2,6	8,4	8,0	0,051	38,0	436 190

$D_p=17,6$  mm  $D_p/D_t=0,350$   $\epsilon=55,2\%$   $\lambda_o=0,30$  W/m°C.

2540	ca 1,60	ca 0,8	ca 7,3	ca 7,0	ca 0,136	ca 13,4	ca 117	
3300	" 0,8	" 1,0	" 8,6	" 8,3	" 0,125	" 14,5	" 172	
4240	" 1,4	" 1,0	" 10,6	" 10,3	" 0,121	" 15,0	" 221	
5210	" 1,0	" 1,0	" 11,1	" 10,8	" 0,103	" 17,6	" 222	
6260	11300	0,60	2,0	6,7	6,4	0,051	35,6	268 104
9690	17500	0,65	1,4	11,0	10,7	0,056	32,5	310 210
11450	20800	0,54	0,82	10,8	10,5	0,047	38,7	390 274
12600	22800	0,61	1,5	13,5	13,2	0,053	34,4	405 280
13900	25200	0,50	1,7	12,2	11,9	0,044	41,4	415 290

\* Ter vermijding van verwarring met andere waarden van  $\alpha_w$  is  $\alpha_w$  bepaald m.b.v. bovenstaande tabel van de index "Jakob" voorzien en d.w.z. bepaald m.b.v. figuren uit het boek van Jakob.

$\lambda_g = 0,025$

Tabel V. vervolg.

3<sup>o</sup> reactor.  $D_p = 48,8 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,112$   $\epsilon = 51,6\%$   $\lambda_0 = 0,50 \text{ W/m}^2\text{C}$ .

$Re_p$	$Re_{p/c}$	$Nu_w$	$\epsilon_{IT}$	$\lambda$	$C$	$P\epsilon_1$	$\alpha_w$ (Jakov)
1340	2670	0,27	7,9	2,9	0,090	21,5	314
1650	3200	0,26	8,2	3,4	0,117	16,6	378
2200	4200	0,25	7,8	4,3	0,087	22,3	460
2630	5100	0,24	6,7	5,0	0,086	22,6	460
3230	6200	0,24	5,0	6,2	0,087	22,3	507
3040	5900	0,23	6,9	5,5	0,083	23,4	525
4070	7900	0,23	6,2	7,6	0,087	22,3	645
4000	7700	0,22	6,3	7,0	0,082	23,3	605

$D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,150$   $\epsilon = 50,6\%$   $\lambda_0 = 0,50 \text{ W/m}^2\text{C}$ .

1720	3400	0,28	8,3	2,9	0,069	26,8	330
2220	4300	0,27	7,5	3,6	0,070	28,3	373
2890	5700	0,28	6,0	4,9	0,076	26,1	402
3560	7000	0,27	5,6	5,9	0,075	26,3	454
4320	8500	0,24	6,3	6,2	0,066	30,0	535
5270	10400	0,26	4,7	8,2	0,073	27,2	532

$D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,240$   $\epsilon = 54,3\%$   $\lambda_0 = 0,40 \text{ W/m}^2\text{C}$ .

2780	5100	0,44	3,0	4,6	0,076	24,3	191
3520	6400	0,52	2,2	6,8	0,091	20,3	206
4690	8630	0,45	2,4	7,8	0,080	23,0	258
5700	10500	0,42	2,3	8,9	0,075	24,6	280
6880	12700	0,40	2,2	10,2	0,072	25,6	307
9600	17700	0,30	3,0	9,6	0,054	34,3	394

x) In afwijking met de tabel 52

Tabel V. vervolg.

4" reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,082$   $\xi = 49,2\%$   $\lambda_o = 0,56 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ .

$Re_p$	$\frac{Re_p}{\varepsilon}$	Fo	$Nu_w$	$\lambda_{eff.}$	$\lambda_t$	C	Pé'	$\alpha_w^{x)}$ Jak
803	1630	0,22	8,5	2,7	2,1	0,130	15,6	235
890	1810	0,22	8,5	3,0	2,4	0,135	15,0	255
1260	2560	0,21	7,3	4,1	3,5	0,141	14,4	296
1540	3130	0,21	6,8	4,8	4,3	0,142	14,3	330
1980	4030	0,18	7,9	5,2	4,6	0,118	17,3	411
2500	5880	0,16	8,2	6,0	5,4	0,110	18,5	490
2950	6000	0,15	8,5	6,6	6,0	0,105	19,4	560
3500	7110	0,15	9,0	7,8	7,2	0,105	19,4	700
3760	7640	0,13	9,4	7,3	6,7	0,092	22,1	686

$D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,110$   $\xi = 48,7\%$   $\lambda_o = 0,58 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ .

955	1960	0,25	8,0	2,7	2,2	0,115	17,8	220
1200	2460	0,22	7,5	3,1	2,5	0,104	19,8	233
1640	3370	0,22	6,6	4,1	3,6	0,110	18,7	274
2020	4150	0,21	6,7	4,8	4,2	0,105	19,5	324
2640	5410	0,19	6,1	5,7	5,2	0,100	20,5	350
3310	6800	0,18	6,2	6,8	6,3	0,098	21,0	425
4180	8600	0,17	6,3	8,0	7,2	0,088	23,3	505
4740	9700	0,16	6,0	8,7	8,1	0,088	23,3	521
5300	10900	0,19	4,8	11,2	10,6	0,102	20,1	540

$D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,176$   $\xi = 53,2\%$   $\lambda_o = 0,48 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ .

1520	2860	0,34	4,0	3,7	3,2	0,105	18,0	148
1900	3570	0,31	4,0	4,2	3,7	0,098	19,2	168
2580	4850	0,27	4,0	5,0	4,5	0,088	21,4	202
3150	5920	0,26	4,0	5,7	5,3	0,086	21,8	230
4030	7570	0,24	5,2	6,8	6,3	0,070	26,0	354
5960	11200	0,23	3,4	9,8	9,3	0,080	23,5	338
7840	14700	0,23	3,0	12,7	12,2	0,079	23,8	380

\* ) Zie opmerking oëraan blz 52

Tabel VI.

- a) Bepaling van de correlatie  $Nu_p = \alpha_w D_p / \lambda_g = 1,27 Re^{0,6}$   
 b) Bepaling  $\alpha_w$  volgens correlatie van Hanratty.  
 c) Vergelijkend resultaat van  $\alpha_w$ . Bepaald volgens correlatie ad a) t.o.v.  $\alpha_w$  Jakob (gemeten).

2" reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,164$ .

$Re_p$	$\alpha_w$ Jakob	$Re^{0,6}$	$C_1$	$\alpha_w$ Hanr.	$\alpha_w$ corr.	$\alpha_w$ corr. / $\alpha_w$ Jakob.
Zie tabel V.		70,3	1,13	106	299	1,11
		81,5	1,09	149	347	1,17
		83,4	1,09	122	354	1,15
		105	1,06	140	416	1,11
		107	1,20	151	460	1,06
		123	1,27	168	522	1,00
		140	1,35	188	595	0,96
		171	1,20	222	726	1,04
		176	1,17	228	748	1,10

$D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,218$

Zie tabel V		83,9	0,98	96	268	1,30
		94,4	0,83	102	302	1,46
		127	0,88	130	406	1,45
		143	0,88	143	455	1,46
		181	0,84	175	580	1,50
		217	0,80	205	695	1,60

$D_p = 17,6 \text{ MM}$   $D_p/D_t = 0,350$

Zie tabel V.		118	0,66	72	220	1,90
		129	0,84	82	256	1,50
		150	0,95	93	297	1,35
		170	0,84	103	337	1,47
		190	0,91	113	375	1,40
		247	0,80	140	490	1,60
		272	0,91	153	538	1,40
		288	0,88	160	570	1,40
		306	0,88	168	606	1,46

Zie tabel V.

Zie tabel V

Tabel VI. vervolg.

3" reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,112$ .

$Re_p$	$\alpha_w$ Jakob	$Re^{0,6}$	$C_1$	$\alpha_w$ Hanr.	$\alpha_w$ coörr.	$\alpha_w$ coörr. / $\alpha_w$ Jakob
Zie tabel	V.	75,2	1,23	112	320	1,02
		85,3	1,31	124	362	0,96
		101	1,35	143	430	0,93
		113	1,20	157	480	1,04
		127	1,20	174	540	1,06
		123	1,27	168	522	0,99
		147	1,31	195	630	0,98
		145	1,23	193	616	1,02

$D = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,150$

$Re_p$	$\alpha_w$ Jakob	$Re^{0,6}$	$C_1$	$\alpha_w$ Hanr.	$\alpha_w$ coörr.	$\alpha_w$ coörr. / $\alpha_w$ Jakob
Zie tabel	V.	87,5	1,49	96	280	0,85
		102	1,46	109	326	0,87
		119	1,35	125	381	0,95
		135	1,35	138	432	0,95
		152	1,33	152	486	0,91
		171	1,23	168	547	1,03

$D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,240$

$Re_p$	$\alpha_w$ Jakob	$Re^{0,6}$	$C_1$	$\alpha_w$ Hanr.	$\alpha_w$ coörr.	$\alpha_w$ coörr. / $\alpha_w$ Jakob
Zie tabel	V.	116	1,06	75	230	1,20
		134	0,98	85	265	1,30
		159	1,06	98	317	1,20
		180	0,98	108	356	1,27
		201	0,98	118	397	1,30
		245	1,02	140	485	1,23



Tabel VI  
VERVOLG.

4<sup>er</sup> reactor  $D_p = 8,2$  mm  $D_p/D_t = 0,082$ .

$Re_p$	$Re_{0,6}$	$G_1$	$w$ Hamr.	$w$ corr.	$w$ Jakob.
55	1,27	87	235	1,00	1,00
59	1,27	91	250	0,98	1,04
71	1,23	108	308	1,04	1,06
81	1,20	120	348	1,06	0,98
93	1,31	136	405	0,98	0,94
108	1,35	152	463	0,94	0,92
120	1,38	166	514	0,92	0,81
132	1,57	180	570	0,81	0,86
140	1,46	187	590		

$D_p = 10,9$  mm  $D_p/D_t = 0,110$

Zie tabel V.	$Re_p$	$Re_{0,6}$	$G_1$	$w$ corr.
61	1,42	72	196	0,89
70	1,31	80	225	0,97
84	1,27	94	272	0,99
95	1,35	104	308	0,95
113	1,23	119	362	1,03
129	1,31	133	416	0,98
148	1,35	150	476	0,94
159	1,31	159	515	0,99
171	1,23	169	547	1,01

$D_p = 17,6$  mm  $D_p/D_t = 0,176$

Zie tabel V.	$Re_p$	$Re_{0,6}$	$G_1$	$w$ corr.
81	1,17	55	161	1,09
92	1,17	62	183	1,09
111	1,17	72	222	1,010
124	1,20	80	250	1,08
145	1,57	91	290	0,82
183	1,20	110	365	1,08
215	1,13	126	430	1,13

Tabel VII.

Controle hoe  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  berekend voor de proefresultaten onafhankelijk van voorgaande tabellen, nagerekend m.b.v. de in het verslag ontwikkelde rekenmethode, uiteindelijk vergelijkbaar is met  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  gemeten.

2<sup>n</sup> reactor.  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,164$   $\epsilon = 51,4\%$   $\lambda_o = 0,35 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$ .

Re <sub>p</sub>	Pe'	C <sub>kl.</sub>	$\lambda_t$	$\lambda_{\text{eff.}}$	Pe	( $\alpha_w^x$ ) Nu <sub>w</sub>	$\Delta T / \Delta T_{\text{ber.}}$	$\Delta T / \Delta T_{\text{bep.}}$	$\frac{\Delta T / \Delta T_{\text{ber.}}}{\Delta T / \Delta T_{\text{bep.}}}$
1200	17,2	0,113	2,8	3,1	0,67	4,7	0,18	0,185	0,97
1530	20,0	0,097	3,0	3,4	0,56	5,1	0,22	0,22	0,98
1590	20,0	0,097	3,1	3,5	0,56	5,1	0,21	0,22	0,95
2070	23,5	0,083	3,5	3,8	0,48	5,4	0,24	0,285	0,96
2420	24,2	0,081	3,9	4,3	0,46	5,4	0,285	0,287	0,983
3020	31,0	0,063	3,8	4,2	0,36	6,42	0,258	0,30	0,984
3780	37,0	0,053	4,0	4,3	0,30	6,8	0,325	0,304	1,094
5250	49,0	0,040	4,2	5,5	0,23	8,8	0,43	0,38	1,13
5540	52,0	0,037	4,2	5,4	0,21	8,3	0,44	0,38	1,15

$D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,218$   $\epsilon = 51,6\%$   $\lambda_o = 0,41 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$ .

1610	19,0	0,102	3,4	3,7	0,78	3,6	0,17	0,20	0,85
1960	19,5	0,099	3,9	4,4	0,76	3,4	0,18	0,25	0,72
3190	22,0	0,088	5,7	6,1	0,65	3,3	0,24	0,31	0,77
3860	23,5	0,083	6,4	6,8	0,61	3,3	0,26	0,34	0,76
5810	28,5	0,068	7,9	8,4	0,50	3,5	0,31	0,39	0,79
7840	39,0	0,049	7,8	8,1	0,36	4,3	0,38	0,41	0,93

$D_p = 17,6$   $D_p/D_t = 0,350$   $\epsilon = 55,2\%$   $\lambda_o = 0,30 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$

ca 2540	14,0	0,130	6,7	7,0	ca 0,53	1,6	0,28	0,26	1,08
ca 3300	14,5	0,125	8,3	8,6	ca 1,45	1,5	0,26	0,30	0,87
ca 4240	16,0	0,113	9,6	9,9	ca 1,30	1,5	0,25	0,33	0,76
ca 5210	17,5	0,103	10,8	11,1	ca 1,18	1,5	0,22	0,37	0,60
6260	19,5	0,093	11,7	12,0	1,06	1,6	0,30	0,39	0,77
9690	28,0	0,065	12,4	12,7	0,875	1,9	0,33	0,44	0,75
11450	33,0	0,055	12,4	12,7	0,63	2,1	0,37	0,47	0,79
12600	40,0	0,045	11,3	11,6	0,53	2,5	0,38	0,47	0,81
13900	53,0	0,034	9,4	9,7	0,40	3,1	0,40	0,49	0,82

- x) In de met ca. gemerkte regels is de waarde van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  in fig. 8 alleen door extrapolatie te schatten.
- X)  $\alpha_w$  is vermeld in kolom 6 tabel VI en is aldaar m.b.v. de ontwikkelde correlatie onafhankelijk berekend.

Tabel VII vervolg.

5" reactor  $D_p = 8,2 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,112$   $\epsilon = 51,6\%$   $\lambda_0 = 0,50 \text{ W/m}^2\text{C}$

$Re_p$	$Re_t$	$C_{kl}$	$\lambda_t$	$\lambda_{erf}$	$Pr_x$	$Pr_w$	$\Delta T/\Delta T_{ber}$	$\Delta T/\Delta T_{dep}$	$\Delta T/\Delta T_{be}$
1340	21,5	0,090	2,4	2,9	0,27	8,1	0,36	0,34	1,05
1650	16,0	0,121	4,0	4,5	0,33	5,9	0,34	0,35	0,97
2200	22,0	0,088	3,9	4,4	0,24	7,1	0,38	0,39	0,97
2630	22,5	0,086	4,5	5,0	0,23	7,0	0,43	0,41	1,05
3230	23,0	0,084	5,4	5,9	0,23	6,7	0,47	0,44	1,07
3040	23,0	0,084	5,1	5,6	0,22	6,8	0,47	0,43	1,09
4070	23,0	0,084	6,8	7,3	0,22	6,3	0,48	0,44	1,09
4000	23,0	0,084	6,7	7,2	0,22	6,25	0,49	0,46	1,06

$D_p = 10,9 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,150$   $\epsilon = 50,6\%$   $\lambda_0 = 0,50 \text{ W/m}^2\text{C}$

1720	28,5	0,065	2,4	2,9	0,27	8,1	0,38	0,32	1,18
2220	27,0	0,073	3,3	3,8	0,28	6,3	0,39	0,35	1,12
2890	26,0	0,076	4,4	4,9	0,27	5,7	0,39	0,35	1,12
3560	27,0	0,074	5,2	5,6	0,26	5,6	0,43	0,38	1,23
4320	30,5	0,065	5,5	6,0	0,23	5,9	0,48	0,43	1,12
5270	35,0	0,056	5,9	6,4	0,20	6,3	0,49	0,46	1,06

$D_p = 17,6 \text{ mm}$   $D_p/D_t = 0,240$   $\epsilon = 54,3\%$   $\lambda_0 = 0,40 \text{ W/m}^2\text{C}$

2780	24,0	0,077	4,3	4,7	0,44	3,6	0,35	0,38	0,92
3520	22,0	0,084	5,9	6,3	0,47	3,1	0,35	0,40	0,87
4690	23,0	0,080	7,5	7,9	0,44	2,9	0,38	0,43	0,88
5700	25,5	0,077	8,8	9,2	0,42	2,8	0,41	0,45	0,91
6880	28,0	0,066	9,1	9,5	0,26	3,1	0,54	0,48	1,12
9600	35,0	0,053	9,0	9,4	0,29	3,8	0,48	0,50	0,96

x)  $\lambda_0$ : zie opmerking onderaan blz. 58.

Tabel VII. vervolg.

4" reactor.  $D_p = 8,2$  mm  $D_p/D_t = 0,082$   $\epsilon = 49,2\%$   $\lambda_0 = 0,56$  W/m°C.

$Re_p$	$Pe'$	$C_{KL}$	$\lambda_t$	$\lambda_{eff.}$	$Fo_w^{(x)}$	$Nu_w$	$\Delta T / \Delta T_{ber.}$	$\Delta T / \Delta T_{bep.}$	$\frac{\Delta T / \Delta T_{ber.}}{\Delta T / \Delta T_{bep.}}$
803	15,5	0,131	2,1	2,7	0,22	8,8	0,42	0,39	1,07
890	15,0	0,136	2,4	3,0	0,22	8,4	0,42	0,40	1,05
1260	14,5	0,140	3,5	4,0	0,21	7,6	0,43	0,44	0,98
1540	16,0	0,127	3,9	4,4	0,19	7,8	0,47	0,46	1,02
1980	17,0	0,120	4,7	5,3	0,18	7,7	0,48	0,49	0,98
2500	18,0	0,113	5,6	6,2	0,16	7,5	0,51	0,51	1,00
2950	19,5	0,104	6,0	6,6	0,15	7,8	0,55	0,53	1,04
3500	21,0	0,097	6,6	7,2	0,14	8,0	0,59	0,54	1,09
3760	22,0	0,092	6,7	7,3	0,13	8,1	0,57	0,55	1,04

$D_p = 10,9$  mm  $D_p/D_t = 0,110$   $\epsilon = 48,7\%$   $\lambda_0 = 0,58$  W/m°C.

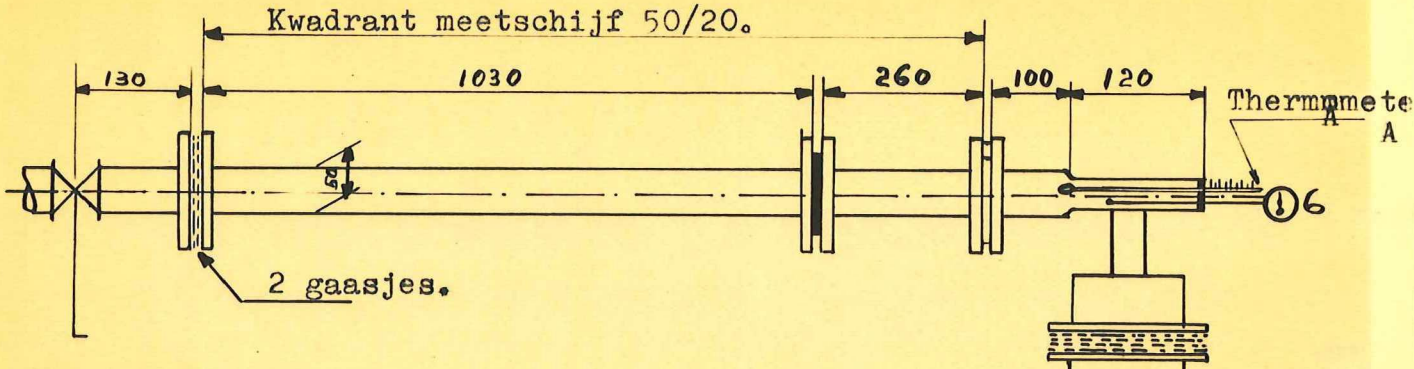
955	18,0	0,114	2,2	2,8	0,25	7,0	0,40	0,37	1,08
1200	18,0	0,114	2,7	3,3	0,24	6,8	0,41	0,41	1,00
1640	18,0	0,114	3,7	4,3	0,23	6,3	0,42	0,44	0,96
2020	19,0	0,108	4,3	4,9	0,21	6,3	0,47	0,47	1,00
2640	19,5	0,105	5,4	6,0	0,20	6,0	0,49	0,49	1,00
3310	21,0	0,098	6,3	6,9	0,19	6,0	0,52	0,52	1,00
4180	22,5	0,091	7,4	8,0	0,17	6,0	0,54	0,54	1,00
4740	24,0	0,086	7,9	8,5	0,16	6,1	0,57	0,56	1,02
5300	25,0	0,083	8,5	9,1	0,15	6,0	0,57	0,56	1,02

$D_p = 17,6$  mm  $D_p/D_t = 0,176$   $\epsilon = 53,2\%$   $\lambda_0 = 0,48$  W/m°C.

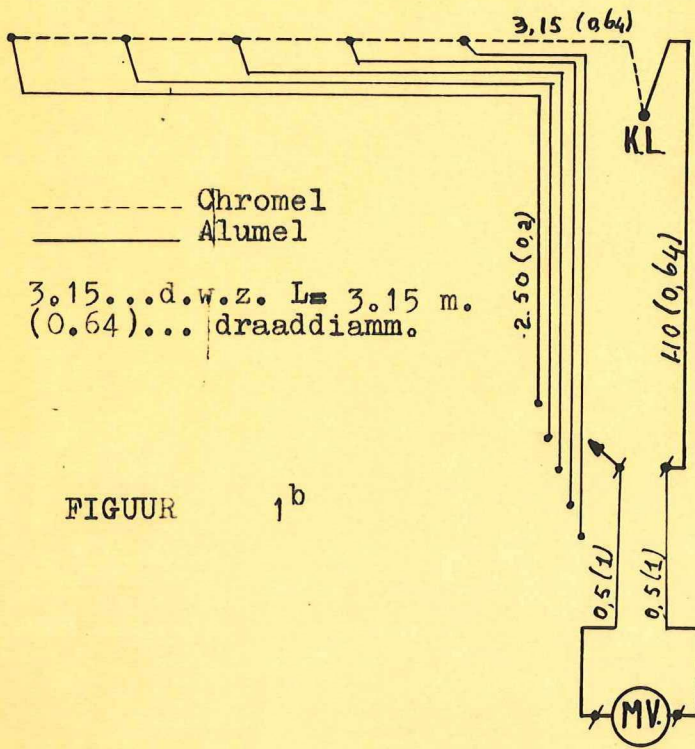
1520	17,5	0,107	3,3	3,8	0,35	4,3	0,38	0,41	0,93
1900	19,5	0,097	3,6	4,1	0,30	4,5	0,44	0,44	1,00
2580	21,0	0,090	4,6	5,1	0,29	4,4	0,45	0,48	0,94
3150	22,0	0,085	5,3	5,8	0,26	4,3	0,49	0,50	0,98
4030	23,5	0,080	6,4	6,9	0,24	4,2	0,51	0,51	1,00
5960	24,0	0,078	9,2	9,7	0,23	3,8	0,57	0,56	1,02
7840	24,0	0,078	12,1	12,6	0,23	3,4	0,59	0,59	1,00

x)  $\alpha_w$ : zie opmerking onderaan blz. 58.

DD  
DI



FIGUUR 1<sup>a</sup>



FIGUUR 1<sup>b</sup>

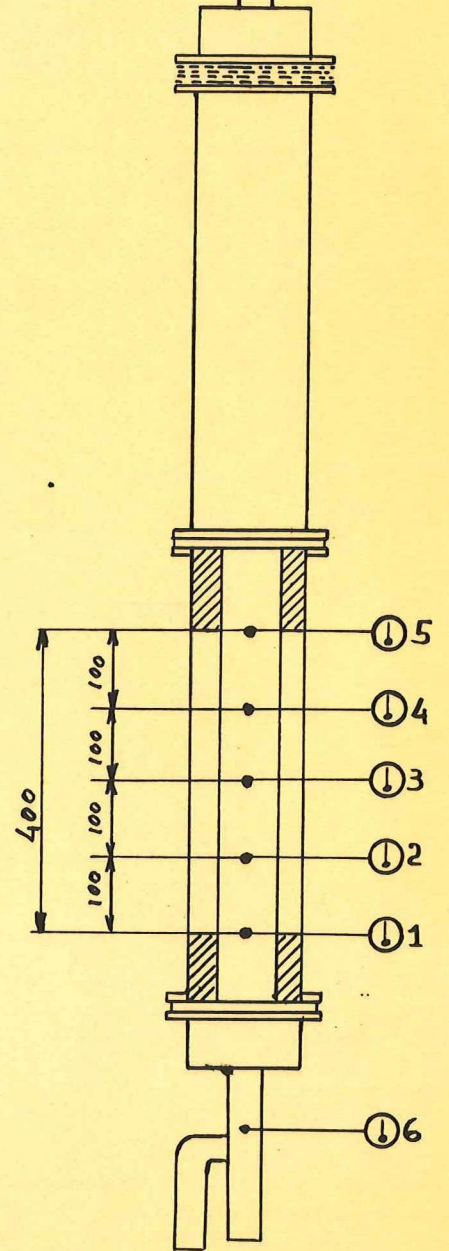
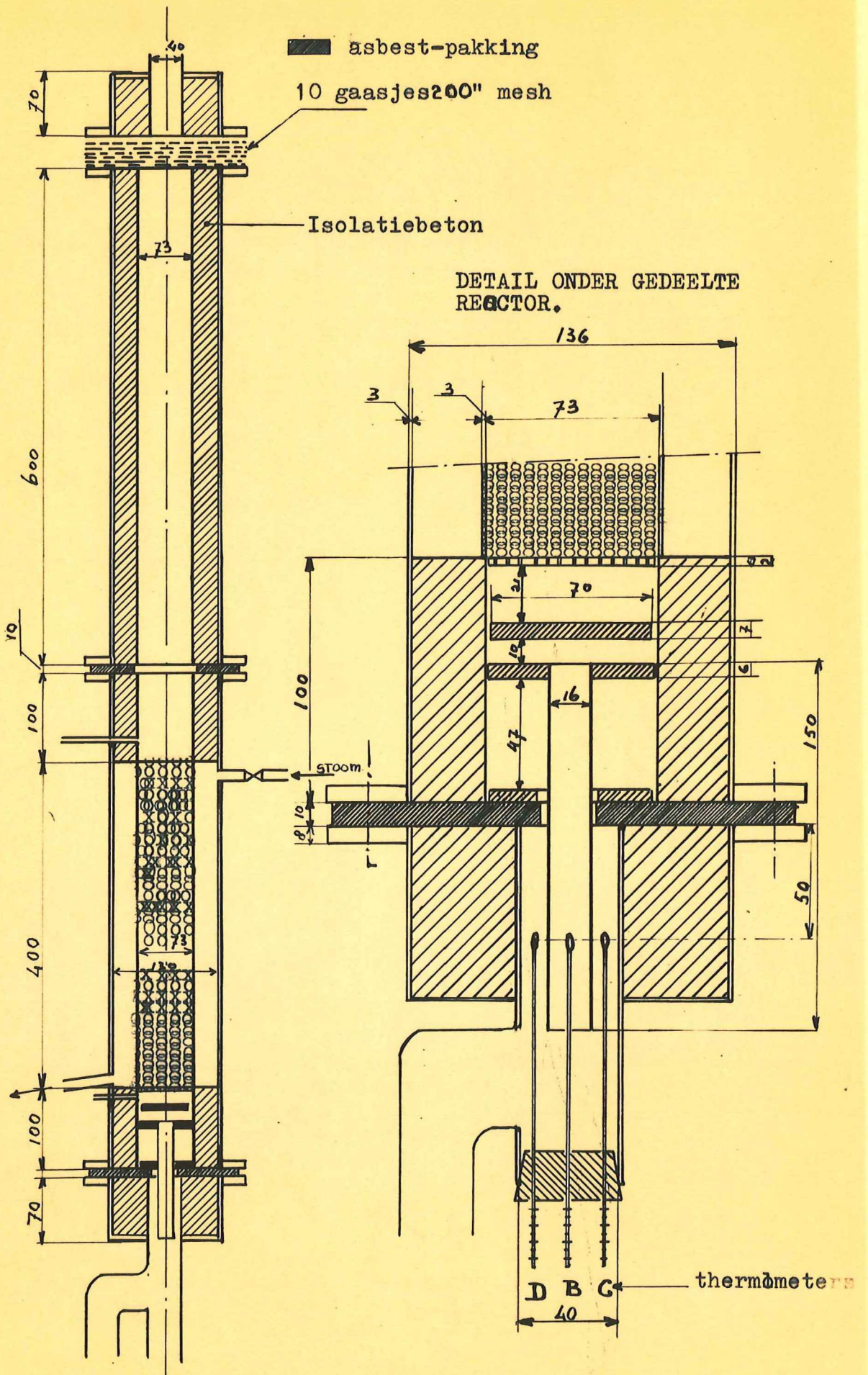


FIG 1<sup>a</sup> SITUATIESCHETS OPSTELLING EN PLAATSING THERMOKOPPELS.  
FIG 1<sup>b</sup> SCHEMA THERMOKOPPELBEDRADING.

BEH. BIJ:  
ZIE OOK:

GET.  
PAR.

BEH.  
ACC.



GET. *[Signature]*  
 PAR. *[Signature]*  
 BEH. BIJ:  
 ZIE OOK:

BEH.  
 ACC.

FIG 2  
 UITVOERING REACTOR. (3")

(voor de uiteindelijke metingen is het 16 mm uitstromingsbuisje verwijderd.)

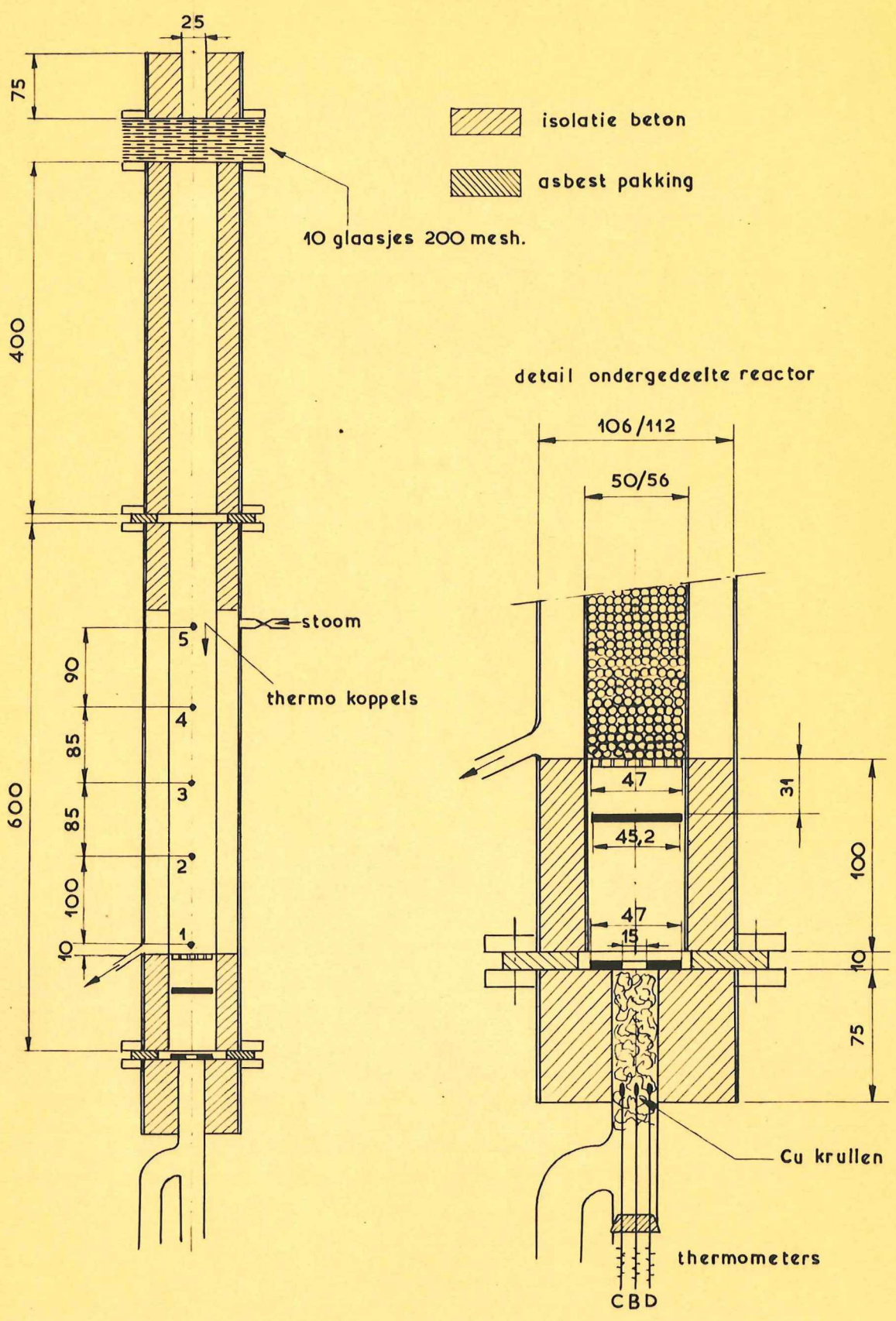


FIG. 3 UITVOERING 2" REACTOR MET DETAIL UITSTROMINGSSTUK

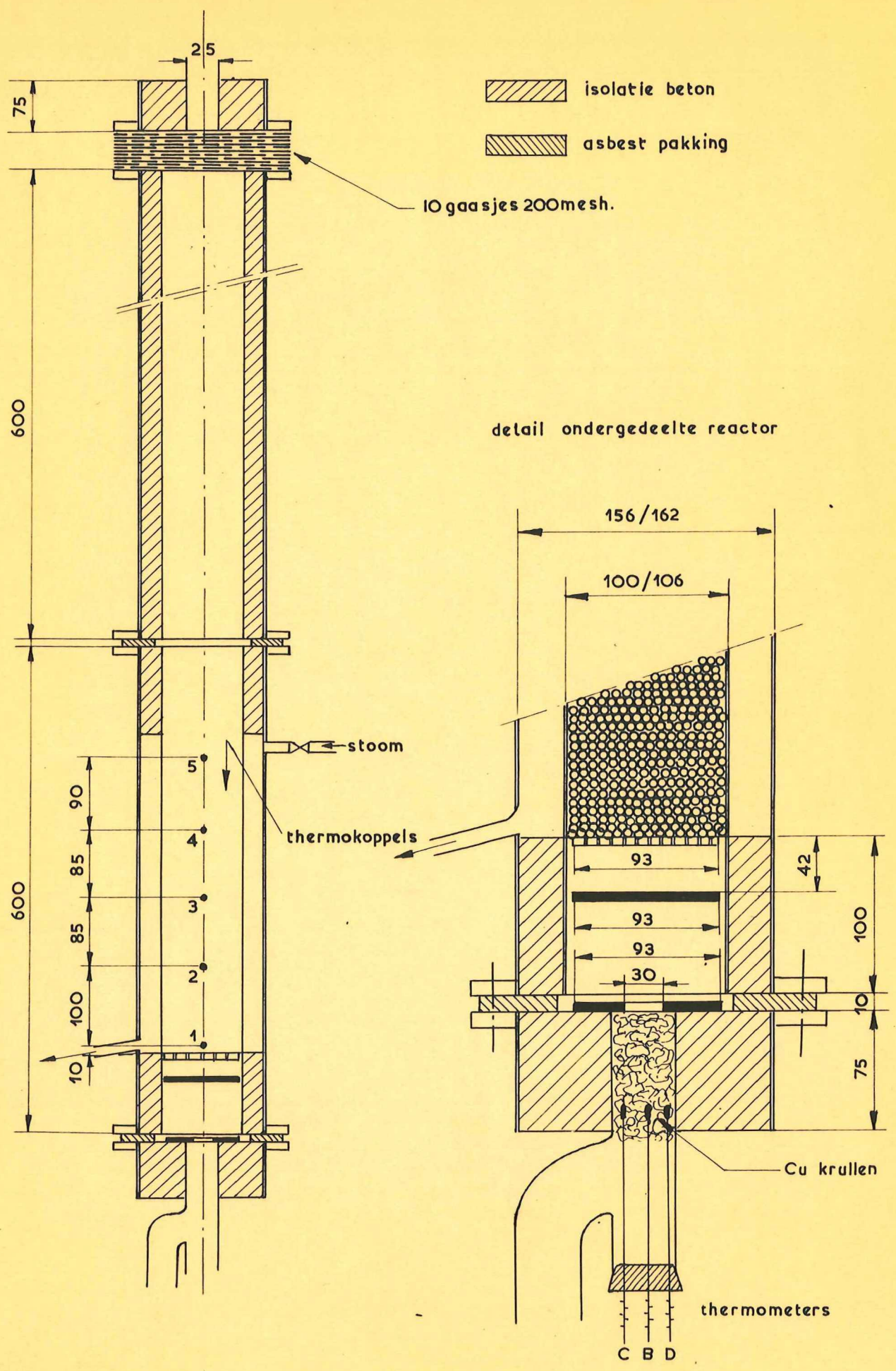


FIG. 4 UITVOERING 4" REACTOR MET DETAIL UITSTROMINGSSTUK



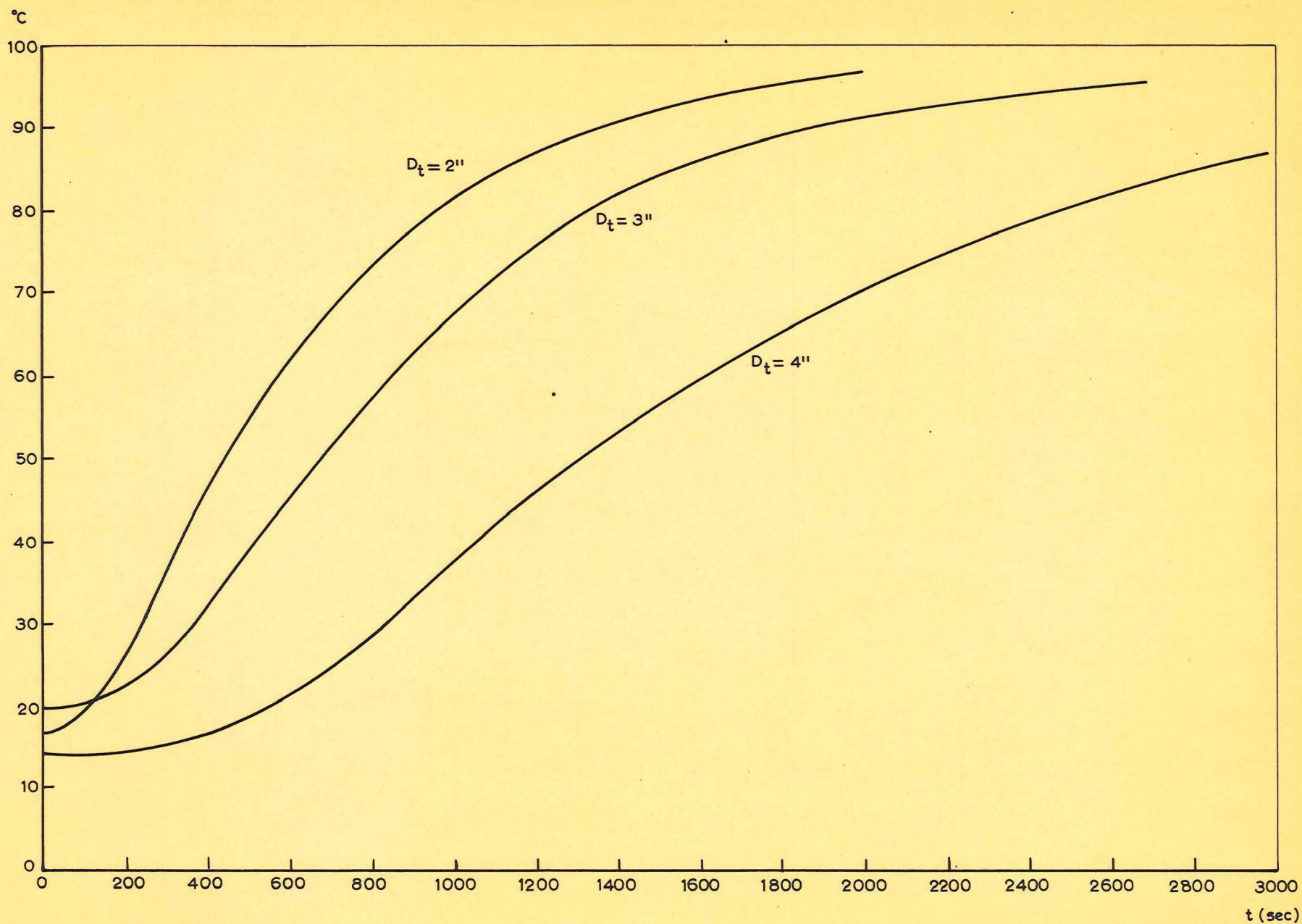
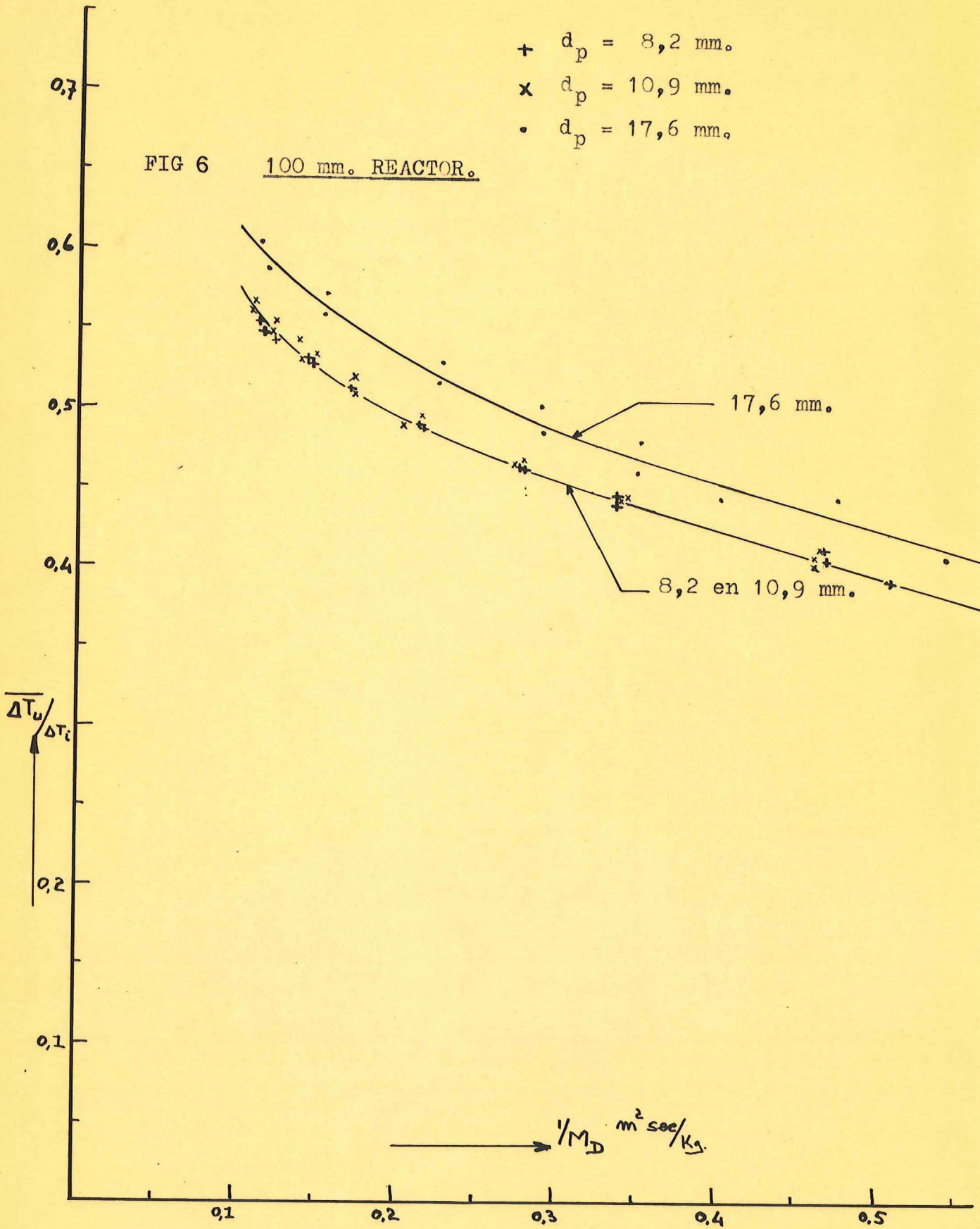


FIG. 5 ENKELE VOORBEELDEN VAN HET VERLOOP VAN  $T_{\text{koppel } 3}$  ALS FUNCTIE (t) VOOR  
DE REACTOREN  $D_t = 2''$   $3''$  EN  $4''$  MET  $D_p = 10,9$  mm



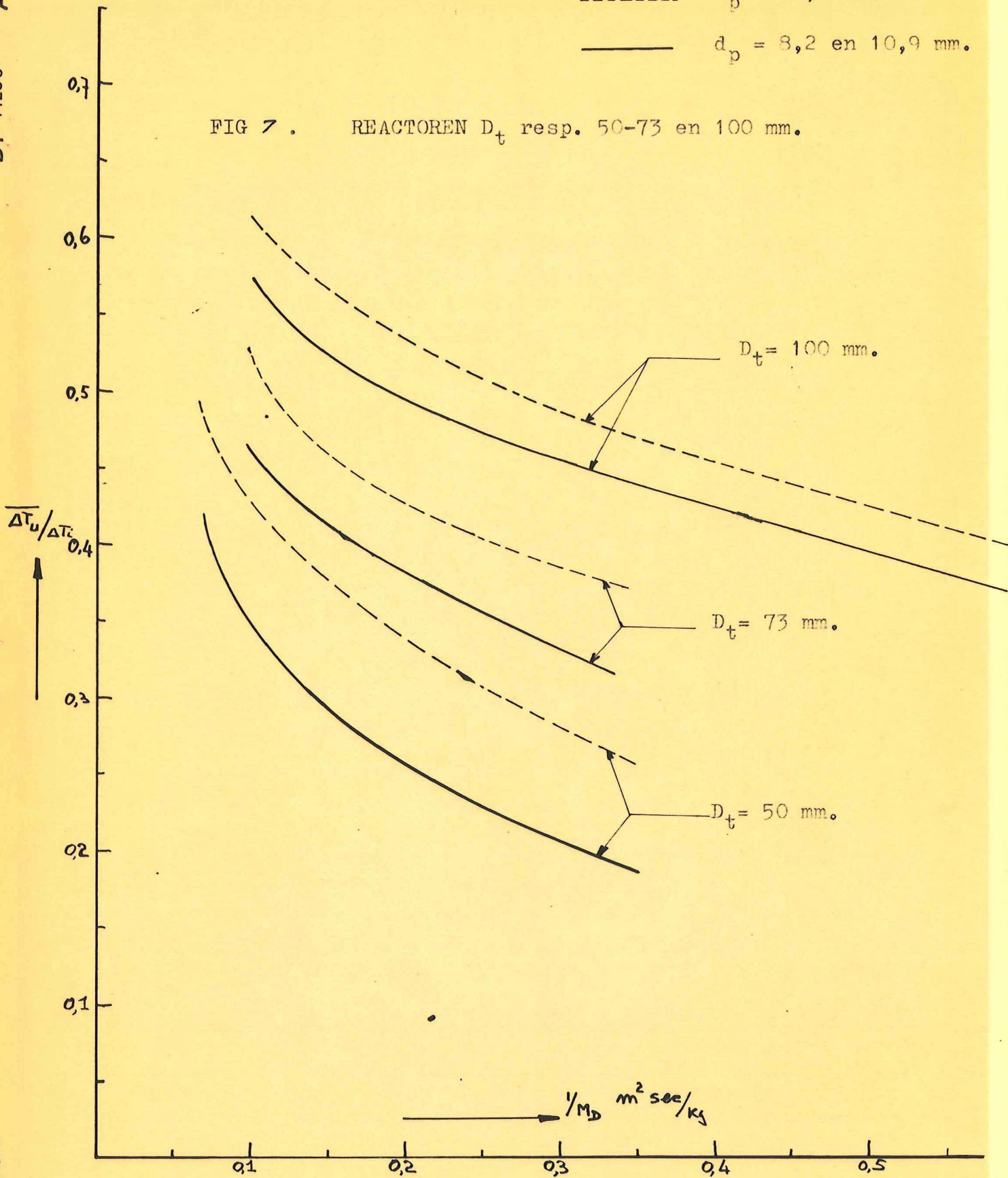
FIGUUR 6 100 mm. REACTOR  $\Delta T_u/\Delta T_i$  als functie  $1/M_D$  (lucht)  $d_p$  respectievelijk 8,2 - 10,9 - 17,6 mm.

BEH. BIJ:  
ZIE OOK:

GET. 1104  
PAR.

BEH. SJO  
ACC.

-----  $d_p = 17,6$  mm.  
 ————  $d_p = 8,2$  en  $10,9$  mm.

FIG 7. REACTOREN  $D_t$  resp. 50-73 en 100 mm.

FIGUUR 7.  $\Delta T_u / \Delta T_i$  als functie  $1/M_D$  (lucht) voor de respectievelijke reactoren  $D_t = 50, 73$  en  $100$  mm.  
 $d_p$  respectievelijk  $(8,2$  en  $10,9) - 17,6$  mm.

BEH. BIJ:  
 ZIE OOK:

GET. *[Signature]*  
 PAR. *[Signature]*

BEH. SJO  
 ACC.

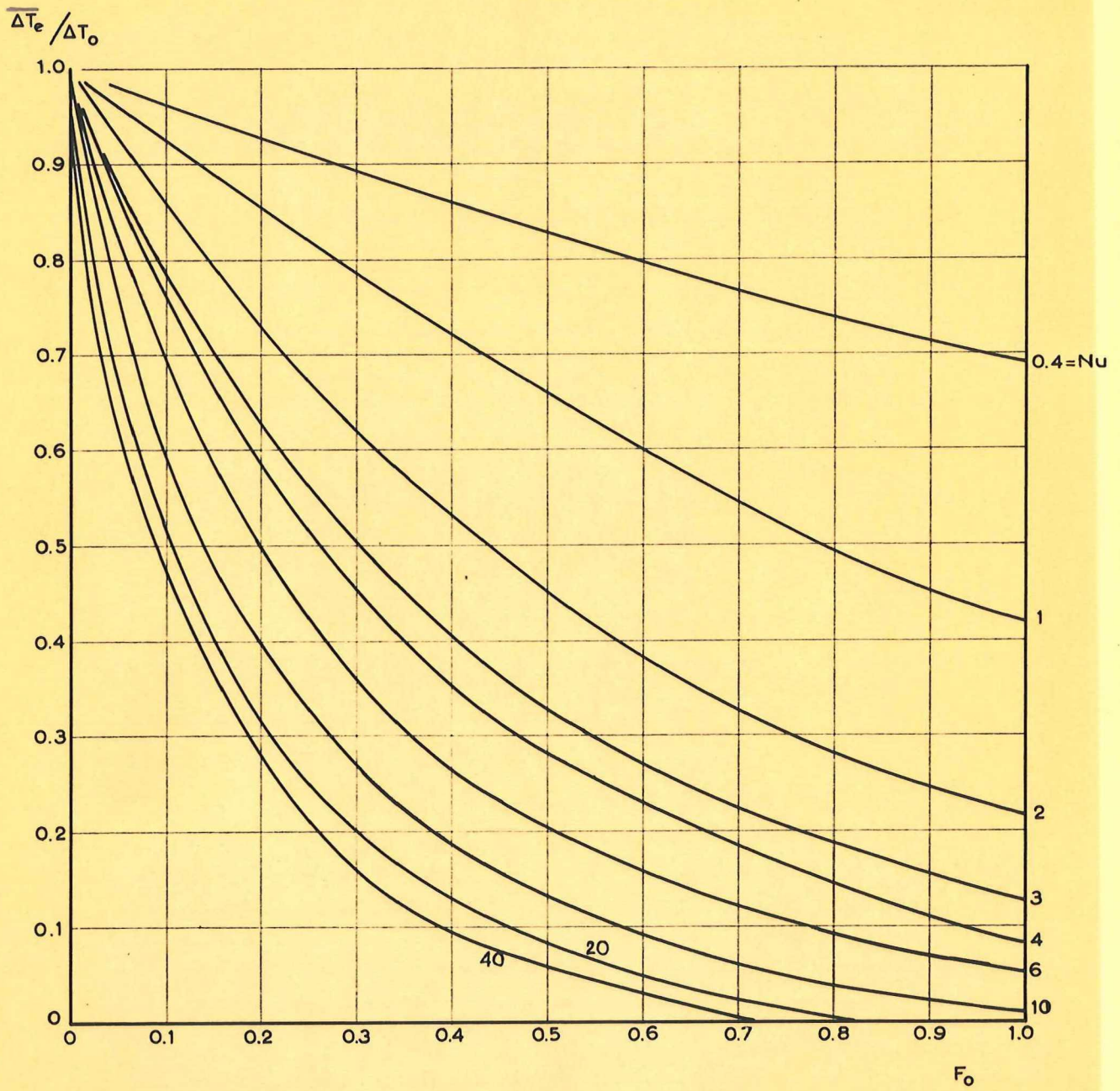


FIG. 8  $\overline{\Delta T_e} / \Delta T_0$  VOOR EEN CILINDER ALS FUNCTIE VAN  $F_0$  MET Nu ALS PARAMETER

Bepaald met behulp van fig. 13-9, blz. 278, Jakob (8)

BEH. SJO  
ACC. ~~PAR.~~ ZIE OOK:  
GET. Msn  
BEH. BIJ:

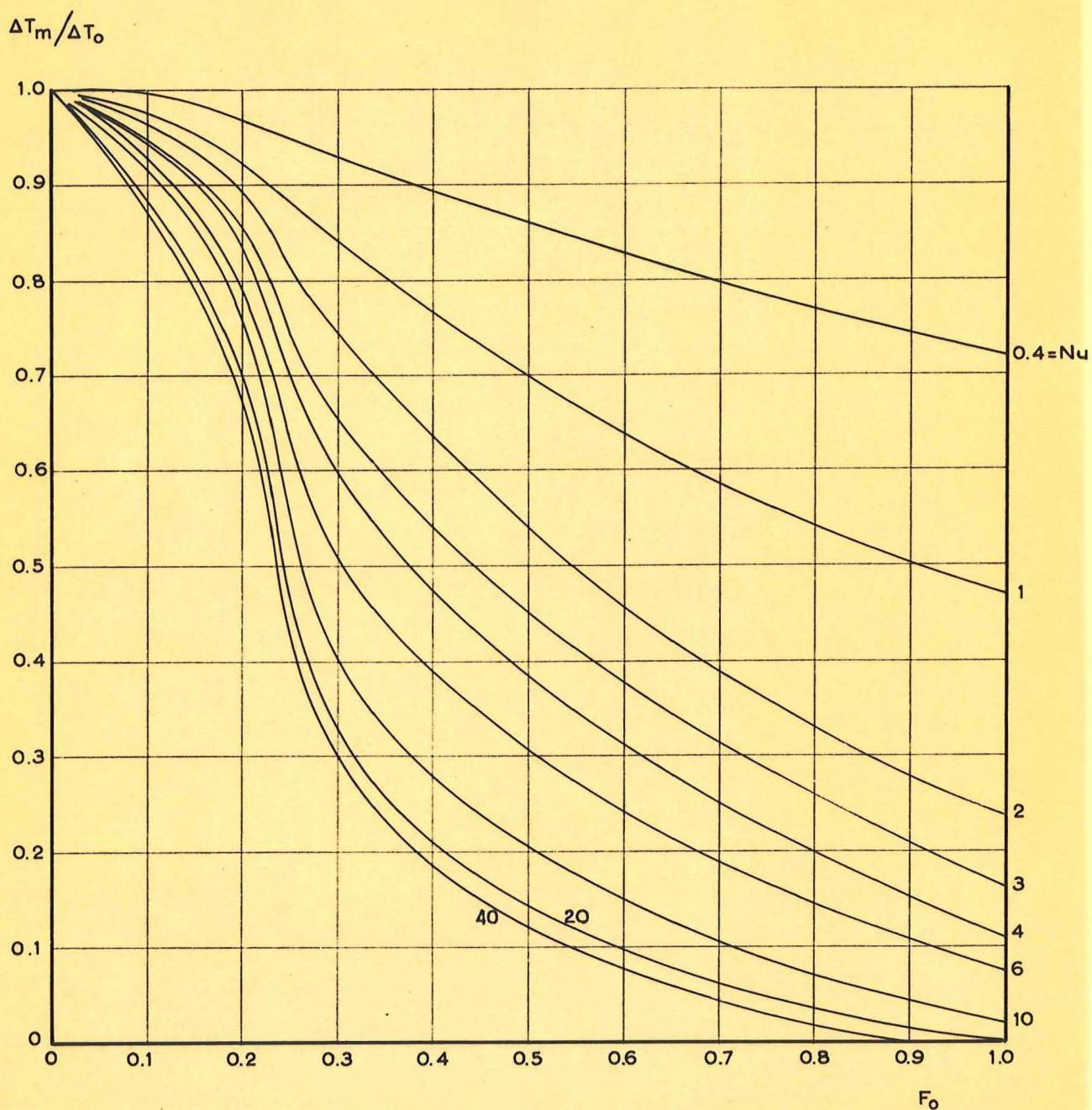


FIG.9  $\Delta T_m / \Delta T_0$  VOOR EEN CILINDER ALS FUNCTIE VAN  $F_0$  MET  $Nu$  ALS PARAMETER

Bepaald met behulp van fig. 13-7, blz. 27B, Jakob (8)

BEH. SJO  
 ACC. *[Handwritten signature]*  
 GET. Msn  
 PAR. *[Handwritten signature]*  
 BEH. BIJ:  
 ZIE OOK:

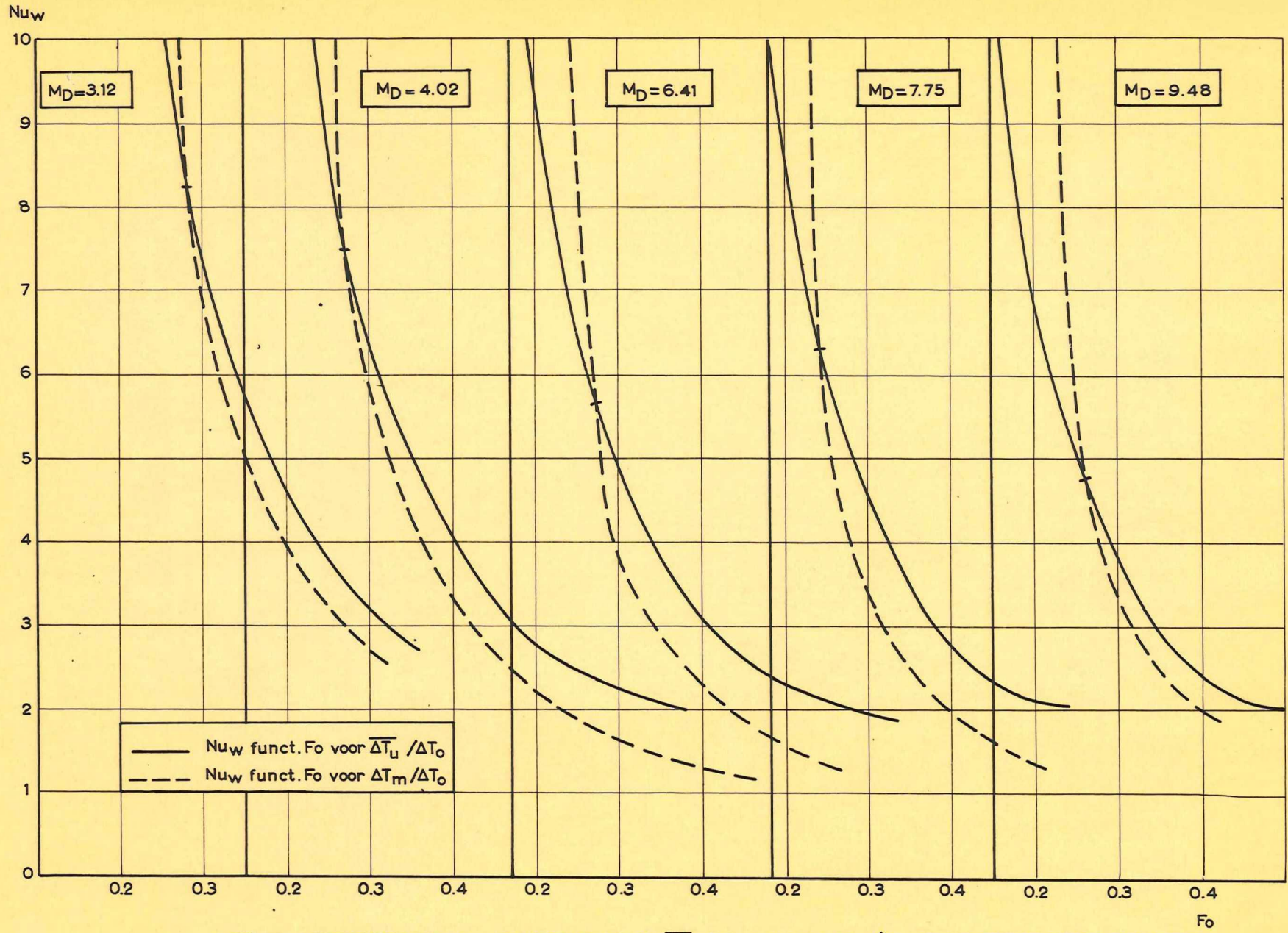


FIG. 10 VOORBEELD VAN  $Nu_w$  FUNCTIE  $Fo$  VOOR  $\overline{\Delta T_u} / \Delta T_o$  EN VAN  $\Delta T_m / \Delta T_o$  ZOALS PER CONDITIE GEMETEN  
 Geldend voor 3" reactor,  $D_p = 10.9\text{mm}$  en verschillende waarden van  $M_D$  ( $\text{kg lucht/m}^2\text{sec}$ )

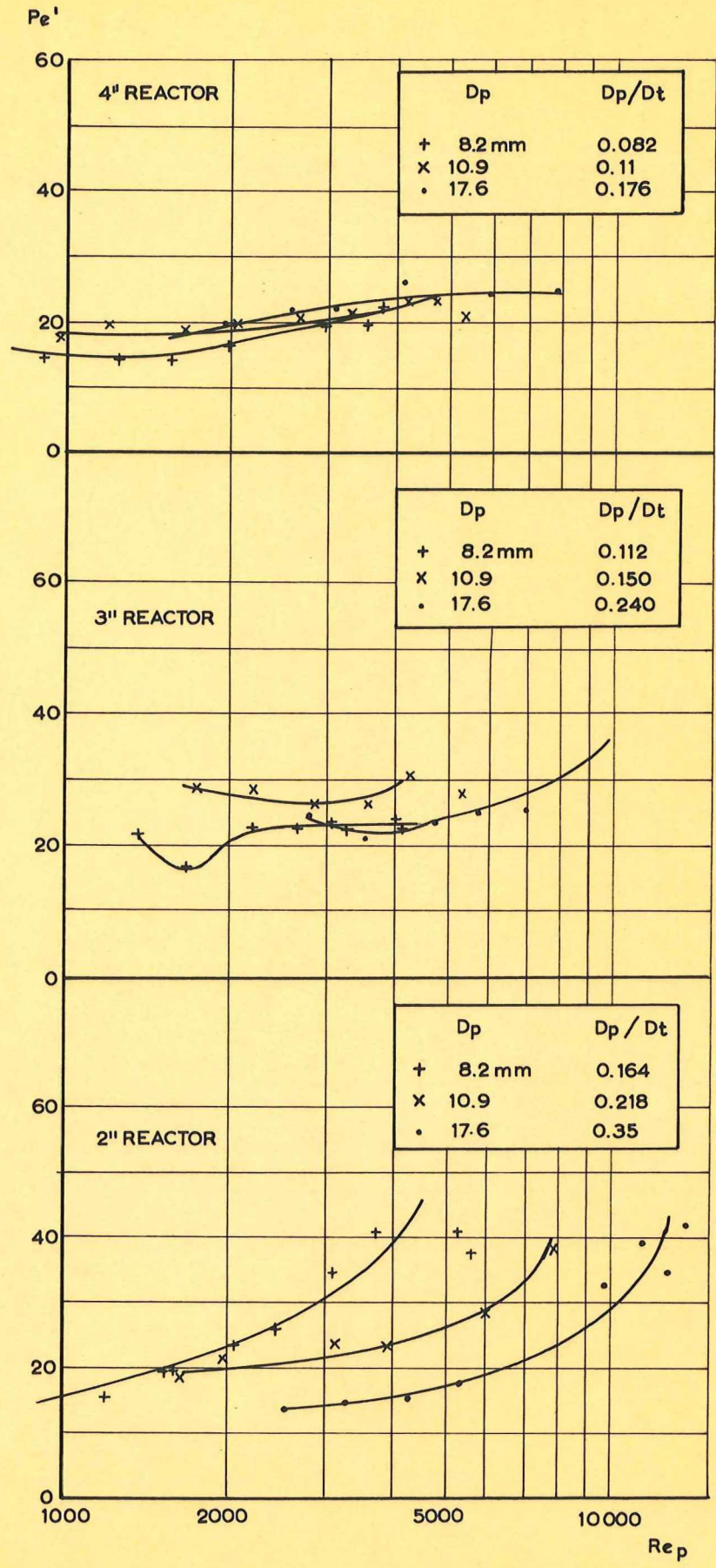


FIG. 11  $Pe'$  <sup>FUNC</sup> ~~FACT~~  $Re_p$  ZOALS GEMETEN IN DE 2", 3" EN 4" REACTOR.  
Gas neerwaarts stromend tijdens opwarming

BEH. Sjo  
ACC. *[Signature]*

GET. Msn  
PAR. *[Signature]*

BEH. BIJ:  
ZIE OOK:

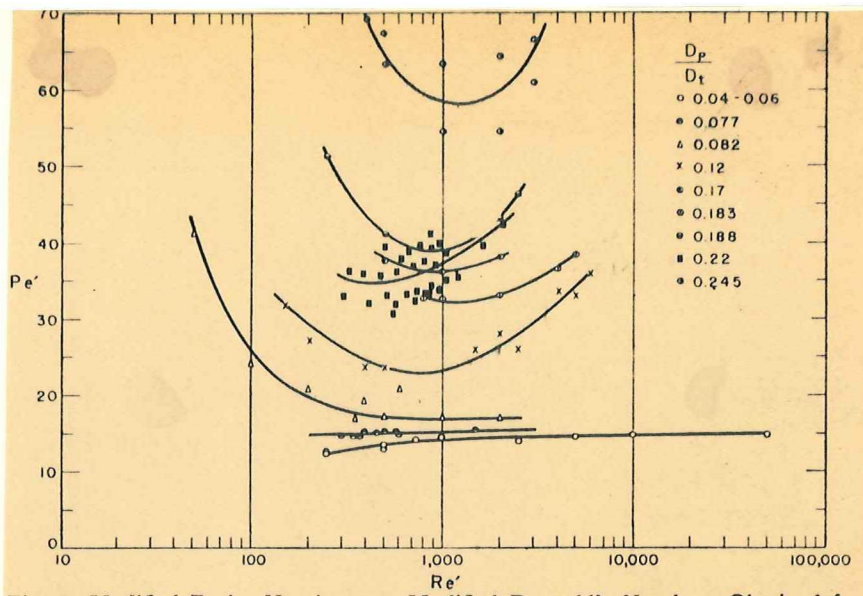


Fig. 5. Modified Peclet Numbers vs. Modified Reynold's Numbers Obtained from Packed Heat Exchanger Data: Gas flowing downward while being heated (3, 14, 15)

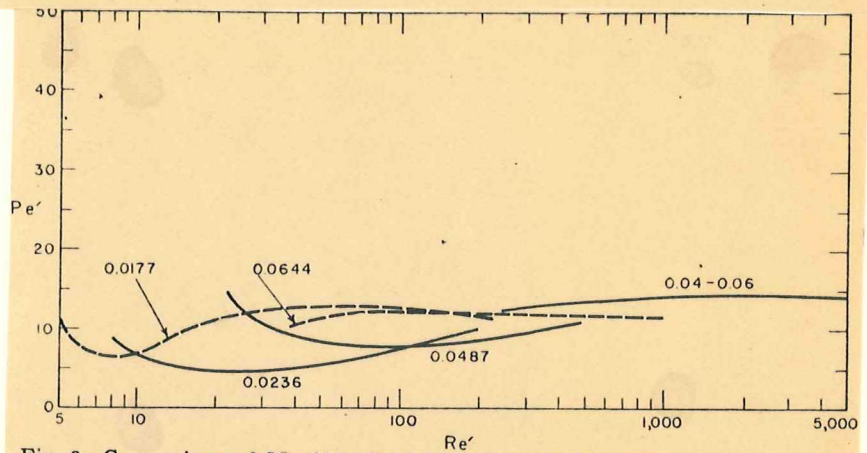


Fig. 9. Comparison of Modified Peclet Numbers Derived from Heat Transfer Data with Those Derived From Mass Diffusion Data (2).

Solid Line  
Dashed Line

Heat Transfer  
Mass Diffusion

Numbers are  
 $D_p/D_r$

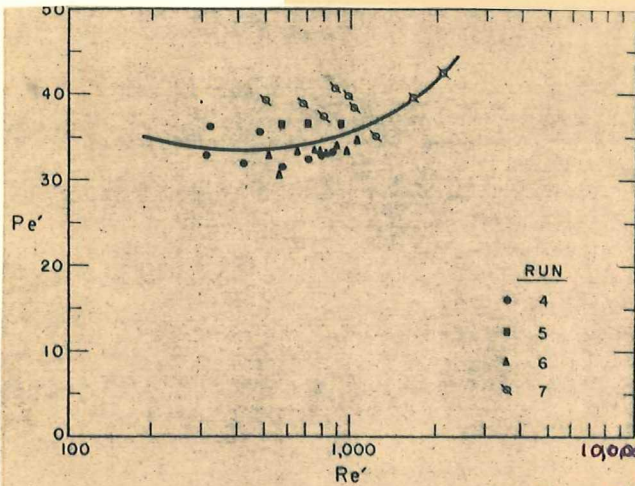


Fig. 4. Modified Peclet Numbers vs. Modified Reynold's Numbers for Constant  $D_p/D_r$  Obtained from Packed Heat Exchanger.

Data: Gas flowing downward while being heated.

Run	$\frac{D_p}{D_r}$	$D_p$ in.	$D_r$ in.	$L$ in.	$\frac{L}{D_r}$	Source
4	0.202	0.126	0.6	11	17.7	(15)
5	0.205	0.169	0.8	14	17.0	(15)
6	0.207	0.170	0.8	14	17.0	(15)
7	0.209	0.130	0.6	11	17.7	(15)

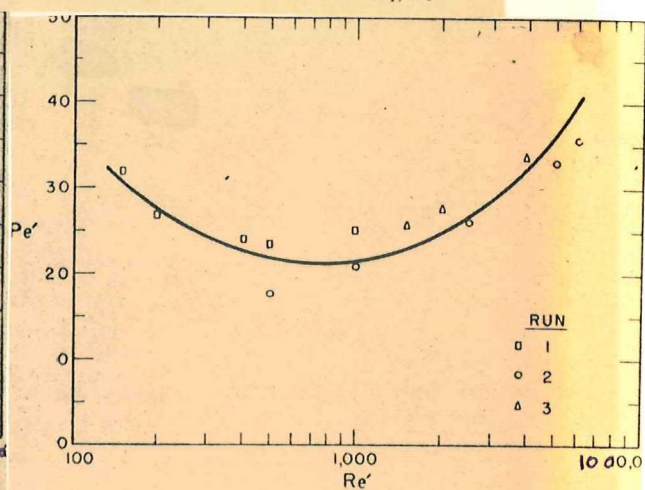


Fig. 3. Modified Peclet Numbers vs. Modified Reynold's Numbers for Constant  $D_p/D_r$  Obtained from Packed Heat Exchanger.

Data: Gas flowing downward while being heated.

Run	$\frac{D_p}{D_r}$	$D_p$ in.	$D_r$ in.	$L$ in.	$\frac{L}{D_r}$	Source
1	0.110	0.228	2.1	36	17.2	(14)
2	0.121	0.375	3.1	45.5	14.7	(3)
3	0.136	0.188	1.4	18	12.9	(3)

Fig. 12. Fotocopiën van enkele figuren uit het artikel van E. Singer en R. Wilhelm (6).



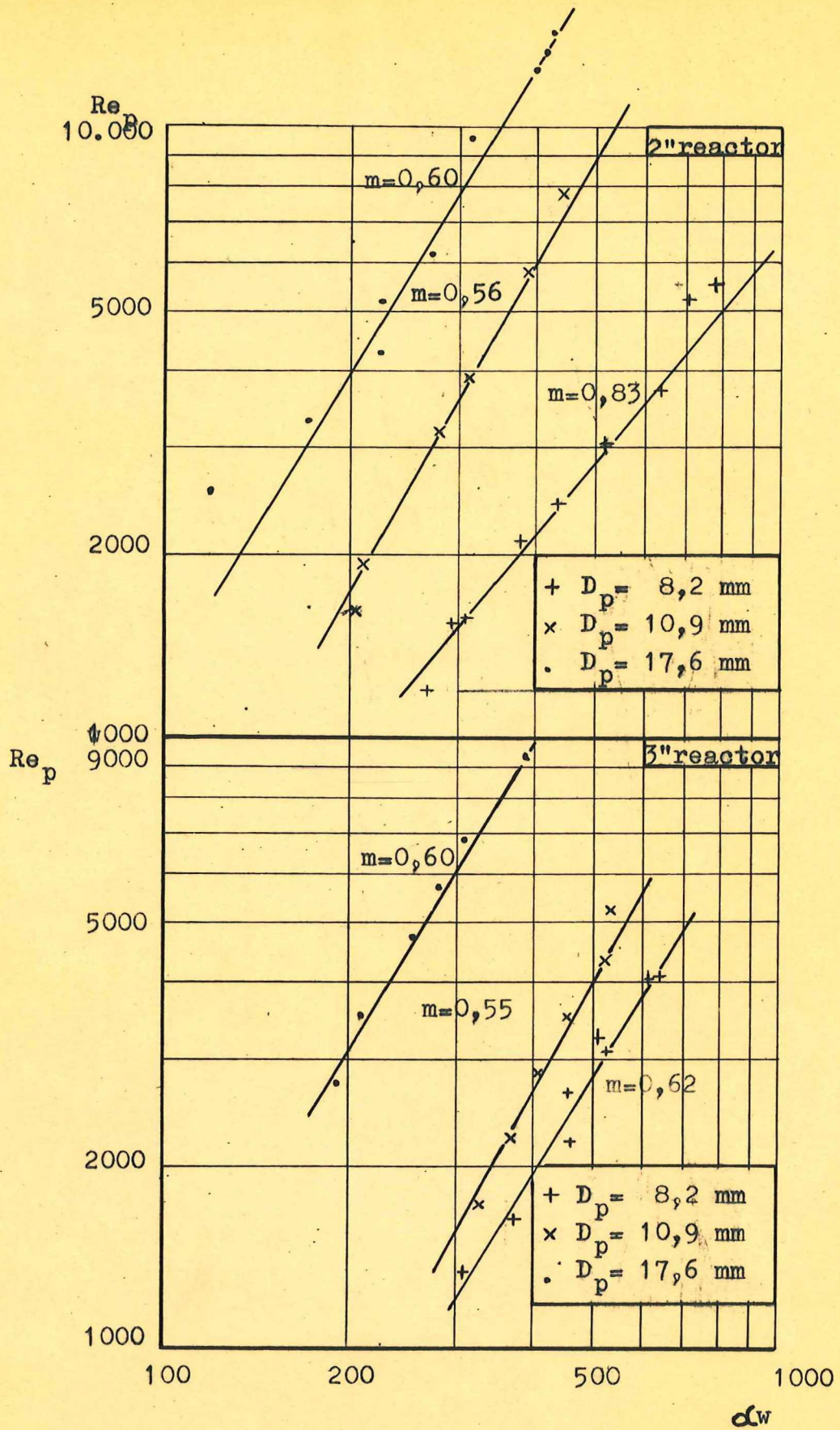


Fig. 13 weergave op logarithmische schaal van  $\alpha_w$  t.o.v.  $Re_p$  voor de 2" en 3" reactor.  
 $m =$  richtingscoëfficiënt in de functie  $\log \alpha_w = m \log Re_p + C$ .

BEH. BIJ:  
ZIE OOK:

GET.  
PAR.

BEH.  
ACC.

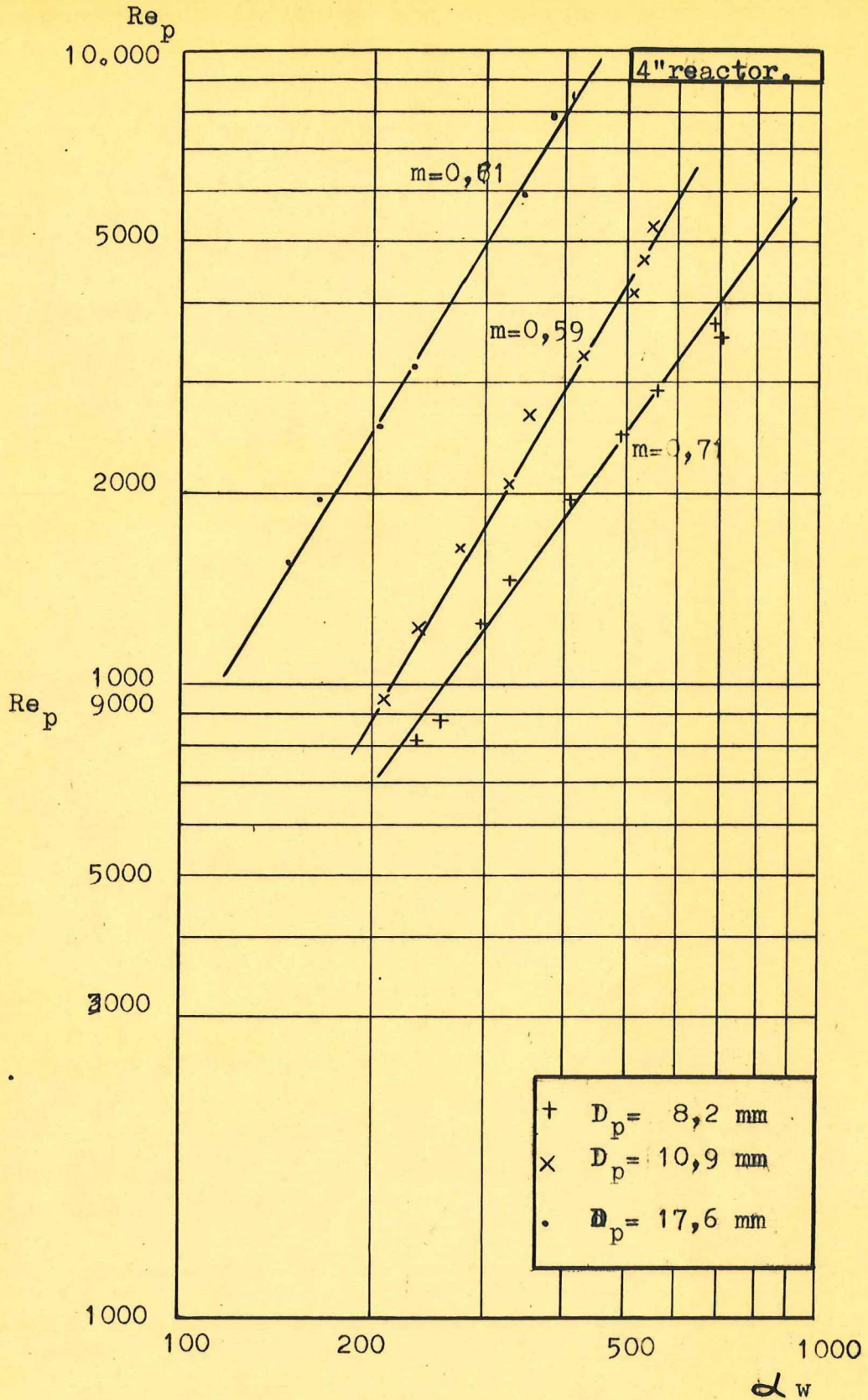


Fig.14 weergave op logarithmische schaal van  $d_w$  t.o.v.  $Re_p$  voor de 4" reactor.  
 $m$ =richtingcoëfficiënt in de functie  $\log d_w = m \log Re_p + C$ .

BEH.BIJ:  
ZIE OOK:

GET.  
PAR.

BEH.  
ACC.

DD  
DI

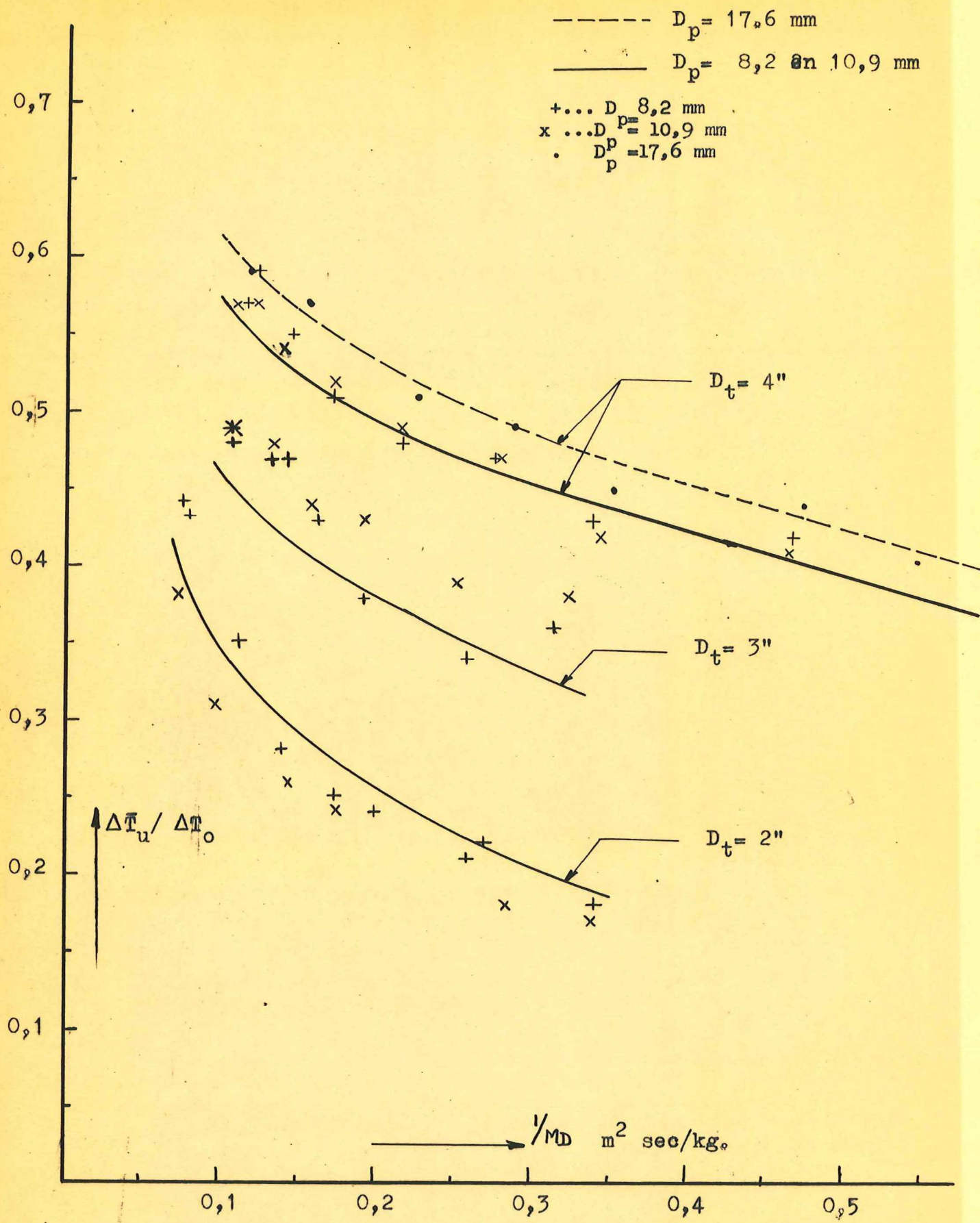


Fig.15  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  berekend, vergeleken t.o.v.  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$  bepaald. De lijnen voldoen aan de gemeten waarden; de getekende punten stellen voor de berekende waarden van  $\Delta \bar{T}_u / \Delta T_o$ .

BEH. BIJ:  
ZIE OOK:

GET.  
PAR.

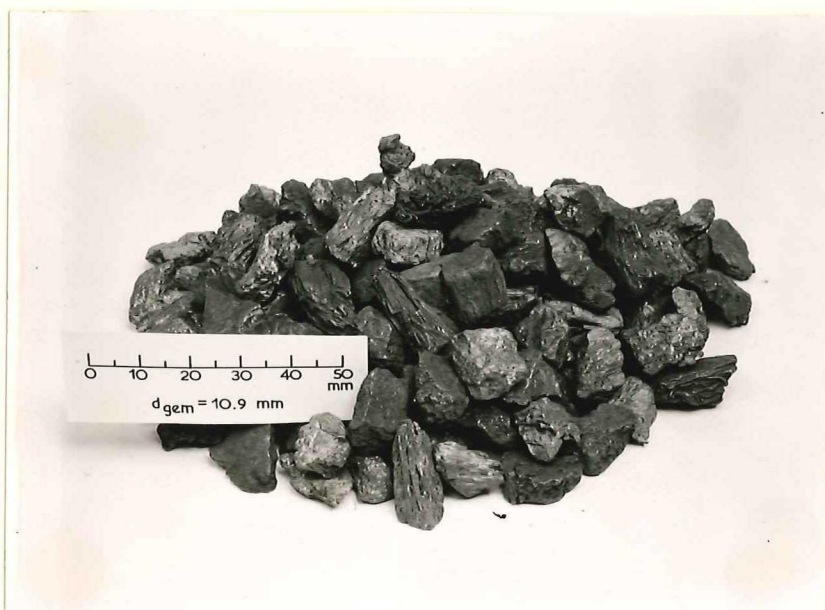
BEH.  
ACC.



$$1 \text{ gr} < G < 4 \text{ gr}$$

$$G_{\text{gem}} = 2,3 \text{ gr}$$

$$D_{\text{gem}} = 8,2 \text{ mm}$$



$$4 \text{ gr} < G < 8 \text{ gr}$$

$$G_{\text{gem}} = 5,5 \text{ gr}$$

$$D_{\text{gem}} = 10,9 \text{ mm}$$



$$18 \text{ gr} < G < 3 \text{ gr}$$

$$G_{\text{gem}} = 23,1 \text{ gr}$$

$$D_{\text{gem}} = 17,6 \text{ gr.}$$

Witt

Foto's van katalysator, zoals toegepast als pakkingmateriaal voor de warmteoverdracht proeven in de 2", 3" en 4" reactor.

Materiaal Cu-Zn legering  $\pm$  50% Cu sg. = 8120 kg/m<sup>3</sup>.