

121

121

"Warmteoverdracht en spijtken bij het koken
van een vallende film"

Afdringendheid D. H. D. van Tongeren T
Januari 1961

WARMTEOVERDRACHT EN SPATTEN BIJ HET
KOKEN VAN EEN VALLENDE FILM

D.H.D.v.Tongeren.
Kievitstraat.5.
Haarlem.

Januari 1960.

I.

SAMENVATTING:

In een speciaal voor dit onderzoek gebouwde filmverdamer zijn de gemiddelde partiële warmteoverdrachts-coëfficiënt (wand-filmoppervlak) $\overline{\alpha}_f$ en de hoeveelheid, bij het koken van de film, weggeslingerde spatten ϕ_s , gemeten als functie van de onderstaande onafhankelijke variabelen:

- a. Het gemiddelde temperatuurverschil tussen de wand en het kookpunt van de te verdampen vloeistof ($\overline{\Delta T}$).
- b. Het gemiddelde van de, aan de boven- en onderzijde van de verdamperpijp geldende, Reynoldsgetallen ($\overline{Re}$).

Als te verdampen vloeistof is condenswater uit een stoominstallatie gebruikt.

Uit de metingen blijkt dat $\overline{\alpha}_f$ bij een toenemend temperatuurverschil afneemt, doch bij $\overline{\Delta T}$ groter dan ca. $4,6^\circ\text{C}$ weer toeneemt. Bij groter wordende $\overline{Re}$ neemt $\overline{\alpha}_f$ af.

De hoeveelheid spat ϕ_s neemt langzaam toe bij stijgende $\overline{\Delta T}$. Voor $\overline{\Delta T}$ groter dan ca. $4,6^\circ\text{C}$ neemt ϕ_s echter sterk toe bij stijgende $\overline{\Delta T}$. Toenemende $\overline{Re}$ geeft een groter wordende ϕ_s .

II.	<u>INHOUD:</u>	
I.	<u>Samenvatting.</u>	1
II.	<u>Inhoud.</u>	2
III.	<u>Gebruikte symbolen.</u>	4
IV.	<u>Inleiding.</u>	6
	1. Doel v.h. onderzoek.	6
	2. Theorie v.d. filmverdamping.	6
	3. Theorie v.d. Filmstroming.	7
	4. Theorie v.d. warmteoverdracht bij vallende films.	8
V.	<u>Meetmethoden.</u>	10
	1. Het meten van $\overline{\alpha}_f$.	10
	2. Het meten van Re .	11
	3. Het meten van de hoeveelheid spat(δ_s).	11
VI.	<u>De apparatuur.</u>	12
	1. De voeding.	12
	2. De verdamper.	12
	3. De condensor.	14
	4. De vloeistofmeting.	15
	5. Het oliecircuit.	16
	6. De temperatuurmeting.	16
VII.	<u>Waarnemingen.</u>	20
	1. Visuele waarnemingen.	20
	2. Gemeten waarnemingen.	20
	3. Fotografische waarnemingen.	22
VIII.	<u>Berekeningen.</u>	24
	1. Rekenvoorbeelden.	24
	2. Resultaten v.d. berekeningen.	25
IX.	<u>Bespreking van de meetresultaten.</u>	31
	1. $\overline{\alpha}_f$ als functie van $\overline{\Delta T}$ en Re .	31
	2. Mogelijke oorzaken van de verschillen tussen de gemeten en de theoretisch-berekende waarden van $\overline{\alpha}_f$.	31.
	3. Vergelijking van $\overline{\alpha}_f$ en α_{ber} met de resultaten van andere onderzoekers.	33

X. <u>Literatuur.</u>	34.
XI. <u>Appendix I.</u> Ervaringen opgedaan met Mobiltherm Light.	35.
<u>Appendix II.</u> Enige berekeningen en conclusies in verband staande met de meetresultaten van H. Brauer (lit. 3.).	37
<u>Appendix III.</u> De invloed van de oppervlaktespanning op de warmte- overdrachts-coëfficiënt en het spatten.	42
<u>Appendix IV.</u> De invloed van uitstraling, naar een koud opper- vlak, op de belvorming.	43

III. Gebruikte symbolen:

α_f	partiële warmteoverdr.coëff.(wand-filmoppervl.)	$J/m^2 \text{ sec}^\circ C.$
α_{ber}	theoretisch berekende part. warmteoverdr.coëff. (wand-filmoppervl.)	$J/m^2 \text{ sec}^\circ C.$
α_o	part.warmteoverdr.coëff.(olie-wand).	$J/m^2 \text{ sec}^\circ C.$
ϕ_s	massastroom van de spatten	$g/min.$
ϕ_v	massastroom van de voeding	$g/sec.$
ϕ_{cd}	massastroom van het condensaat	$g/sec.$
ϕ_{cc}	massastroom van het condensaat	$g/sec.$
ϕ_w''	warmtestroomdichtheid	$kJ/m^2 \text{ sec}.$
ϕ_w	totale warmtestroom	$J/sec.$
Γ_m	vloeistofbelasting per eenheid van wandbreedte	$kg/m.\text{sec}.$
T_{wu}	wandtemperatuur aan de buitenzijde van de verdamperpijp	$^\circ C.$
T_{wi}	wandtemperatuur aan de binnenzijde van de verdamperpijp	$^\circ C.$
T_k	kookpunt van de voeding	$^\circ C.$
ΔT	$T_{wu} - T_k$	$^\circ C.$
T_o	temperatuur van de warmteoverdr.-olie	$^\circ C.$
T_{fo}	temperatuur van het vrije filmoppervlak	$^\circ C.$
T_v	temperatuur van de voeding	$^\circ C.$

δ	filmdikte	m.
δ_{boven}	filmdikte aan de bovenzijde van de verdamperpijp	mm.
δ_{onder}	filmdikte aan de onder zijdeder verdamperpijp	mm.
$\bar{\delta}$	gemiddelde filmdikte	mm.
η	dynamische viscositeit	N.sec/m ² .
λ	warmtegeleidingsvermogen	J/m ⁰ C.sec.
ρ	dichtheid	kg/m ³ .
g	versnelling van de zwaartekracht	m/sec ² .
C_p	soortelijke warmte bij constante druk	J/kg ⁰ C
Re	getal van Reynolds	----
Re_{boven}	Re aan de bovenzijde van de verdamperpijp	----
Re_{onder}	Re aan de onderzijde van de verdamperpijp	----

IV.

INLEIDING:IV.1. Doel van het onderzoek:

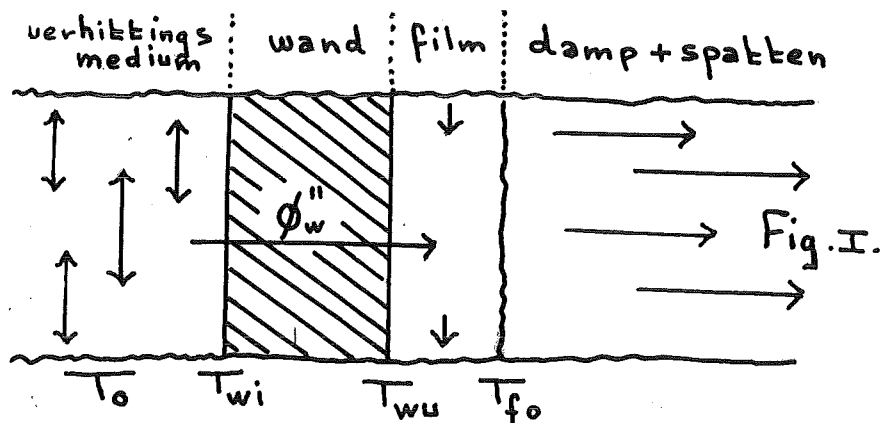
Dit onderzoek is opgezet om na te gaan welke invloed het kookeffect heeft op $\overline{\alpha}_f$. Daarbij wordt, ter indicatie van de mate van koken, gebruik gemaakt van de bij het koken wegspattende vloeistofdelen(ϕ_s).

Om de invloed van het kookeffect op $\overline{\alpha}_f$ te kunnen onderscheiden, dienen wij tevens te onderzoeken welke invloeden andere grootheden, zoals Re en ΔT , op $\overline{\alpha}_f$ uitoefenen.

Het onderzoek is een voortzetting van het afstudeerwerk van C.G.Koen(lit.1). Van de, bij zijn onderzoek, opgedane ervaring is gebruik gemaakt bij de verbetering der meetapparatuur.

IV.2. Theorie van de filmverdamping:

Bij filmverdamping laat men de in te dampen vloeistof als een dunne film langs een verwarmde wand omlaag stromen(zie fig.I.).



Vanaf de andere zijde van de wand wordt de voor de verdamping benodigde, warmte met behulp van een verhittingsmedium toegevoerd. Bij industriële verdampers gebruikt men hiervoor meestal stoom. Bij de voor dit onderzoek gebouwde verdamper wordt echter gebruik gemaakt van een speciale warmteoverdrachtsolie [Mobiltherm Light(lit.2.)]

De warmtestroomdichtheid ϕ_w'' , door de wand en de film naar het vrije filmpoppervlak kunnen we beschrijven

met:

$$\phi_w'' = \alpha_f (T_{wu} - T_{fo}) \text{ ----- (1)}$$

ϕ_w'' = warmtestroomdichtheid ($J/m^2 \text{ sec}$)

T_{wu} = wandtemperatuur aan de filmzijde ($^{\circ}C$)

T_{fo} = temperatuur van het vrije filmooppervlak ($^{\circ}C$)

α_f = partiële warmteoverdrachtscoëfficiënt (wand- filmooppervlak) ($J/m^2 \text{ sec } ^{\circ}C$)

IV.3. Theorie van de filmstroming:

Indien we een voorspelling willen doen omtrent de grootte van α_f onder bepaalde omstandigheden, dan dienen we iets te weten over de stroming van vallende films. We moeten daarbij onderscheid maken tussen twee soorten stroming:

a. Laminaire filmstroming:

Voor laminaire filmstroming is uit de vergelijking van Navier- Stokes de onderstaande oetrekking voor de filmdikte af te leiden:

$$\delta = \left(\frac{3\eta^2}{4\rho^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} (Re)^{\frac{1}{3}} \text{ ----- (2)}$$

waarin:

$$Re = \frac{4\Gamma}{\eta}$$

δ = filmdikte (m)

ρ = dichtheid van de film (kg/m^3)

η = dynamische viscositeit van de film ($N\text{sec}/m^2$)

g = versnelling van de zwaartekracht (m/sec^2)

Γ_m = vloeistof belasting per eenheid van de wand-oreedte ($kg/m \text{ sec}$)

b. Turbulente filmstroming:

H. Prandtl (lit. 3.) heeft, door het doen van vele metingen aan turbulente vloeistoffilms, het volgende

empirische verband voor de gemiddelde filmdikte gevonden:

$$\bar{\delta} = (Re_{kr})^{-\frac{1}{5}} \left(\frac{3\eta^2}{4\rho^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} (Re)^{\frac{8}{15}} \text{-----} (3)$$

waarin: Re_{kr} = het kritische Reynoldsgetal waarbij de overgang van laminaire naar turbulente filmstroming plaatsheeft.

H. Brauer geeft voor niet kokende films: $Re_{kr} = \text{ca } 1600$

IV.4. Theorie van de warmteoverdracht bij vallende films:

a. Laminaire filmstroming:

Aannemende dat de wandtemperatuur constant blijft en dat de warmteoverdracht van het filmpoppervlak naar de omringende lucht verwaarloosbaar klein is, vond Nusselt (lit.4.) voor de gemiddelde partiële warmteoverdrachts-coëfficiënt, bij het afkoelen en opwarmen van een laminair stromende film, de relatie:

$$\bar{\alpha}_f = \frac{\Gamma_m C_p}{L} \ln \left(\frac{1}{1 - \psi(s)} \right) \text{-----} (4)$$

waarin: $\psi(s) = 2,330e^{-5,656s}$ indien $s < 0,05$

$\psi(s) = 1 - 0,3101e^{-5,656s}$ indien $s > 0,05$

$$s = \frac{\lambda \eta L}{C_p \rho^2 g \delta^4}$$

C_p = soortelijke warmte van de film ($J/kg^\circ C$)

L = hoogte van de wand (m)

λ = warmtegeleidingsvermogen van de film ($J/m^\circ C \text{ sec}$)

Indien we veronderstellen dat de verdamping alleen aan het vrije filmpoppervlak plaats heeft, kunnen we de laminaire film als een warmtegeleidende laag beschouwen. In dat geval is:

$$\alpha_f = \frac{\lambda}{\delta}$$

Indien het vrije filmoppervlak in evenwicht is met de omringende damp, dan zal de temperatuur van het vrije filmoppervlak gelijk zijn aan het kookpunt van de vloeistof T_k . Hierdoor is de warmtestroomdichtheid te beschrijven met:

$$\phi_w'' = \frac{\lambda}{\delta} (T_{wu} - T_k) \text{ -----(5)}$$

b. Turbulente filmstroming:

Th. Sexauer (lit. 5.) verkreeg, door middel van onderzoeken aan turbulente films, bij opwarming de empirische relatie:

$$\alpha_f = A \frac{\Gamma_m^{0,5}}{L^{0,065}} (1 + B \cdot \Delta T) \text{ -----(6)}$$

Waarin: $A = 3160 (\text{kcal} \cdot \text{sec}^{0,5} / \text{m}^{1,435} \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C})$ voor messing wand

$A = 2300 (\text{kcal} \cdot \text{sec}^{0,5} / \text{m}^{1,435} \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C})$ voor ijzeren wand

$B = 0,01442 (^\circ\text{C}^{-1})$

$\Delta T = T_w - \bar{T}_v$

$\bar{T}_v$ = gemiddelde filmtemperatuur ($^\circ\text{C}$)

H. Brauer (lit. 3.) ontwikkelde, aan de hand van een benaderings theorie en vele metingen, voor het opwarmen van turbulente films de vergelijking:

$$\alpha_f = \frac{0,265 \lambda}{\eta \cdot w'} (\text{Re})^{0,4} \text{ -----(7)}$$

Waarin:

$\frac{w'}{\bar{w}} = 0,494$ voor $\text{Re}_{\text{krit}} \approx 1600$

w' = filmsnelheid op een afstand δ_{th} van de wand

$\bar{w}$ = de gemiddelde filmsnelheid

δ_{th} = dikte der thermische grenslaag

Voor numerieke gegevens van deze theorie, zie men appendix II (blz. 37.)

V.1.

MEETMETHODEN:V.1. Het meten van α_f :

Indien de temperatuur van het vrije filmoppervlak T_{f0} gelijk is aan het kookpunt T_k van de film, dan kunnen we formule (1) schrijven als:

$$\phi_w'' = \alpha_f (T_{wu} - T_k) \text{-----}(8)$$

Willen we α_f bepalen, dan dienen we eerst ϕ_w'' , T_{wu} en T_k te meten.

Daar echter de meetapparatuur afmetingen heeft en het derhalve niet mogelijk is de condities aan de verdamperswand overal gelijk te krijgen, zullen we in werkelijkheid met gemiddelde grootheden te maken hebben.

We bepalen dus ook een gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt:

$$\bar{\alpha}_f = \frac{\bar{\phi}_w''}{T_{wu} - T_k} \text{-----}(9)$$

We kunnen de grootheden $\bar{\phi}_w''$, T_{wu} , en T_k als volgt meten:

$\bar{\phi}_w''$: a. Door de verdampte vloeistof te condenseren en te meten, kunnen we ϕ_w'' berekenen met:

$$\bar{\phi}_w'' = \frac{\phi_{cd} \cdot r}{A} \text{-----}(10)$$

ϕ_{cd} = hoeveelheid condensaat per eenheid van tijd (kg/sec)

r = verdampingswarmte van de film bij T_k (J/kg)

A = oppervlak van de pijpwand (m^2)

b. Uit de temperatuurdaling en het debiet van de rondgepompte warmteoverdrachtsolie is ϕ_w'' te berekenen met:

$$\phi_w'' = \frac{\Delta T_o \cdot \phi_o \cdot C_{po}}{A} \text{-----}(11)$$

ΔT_o = de temperatuurdaling van de olie ($^{\circ}\text{C}$)

$\dot{\phi}_o$ = Massastroom van olie (kg/sec)

C_{po} = soortelijke warmte van de olie (J/kg $^{\circ}\text{C}$)

Deze methode is echter te onnauwkeurig.

T_{wu} : Door op diverse plaatsen in de wand thermokoppels aan te brengen, is het mogelijk de gemiddelde wandtemperatuur te meten.

T_k : Daar het kookpunt van de vloeistof afhankelijk is van de atmosferische druk, dienen we het kookpunt van de voeding bij iedere meting te bepalen. Dit kan geschieden in een apart kookpunts-apparaat.

V.2. Het meten van $\overline{Re}$:

Doordat een gedeelte van de vloeistof verdampt, zal Re , van de bovenzijde naar de onderzijde van de wand, afnemen.

Uit de hoeveelheid voeding ($\dot{\phi}_v$) is Re voor de bovenzijde van de wand te berekenen, terwijl uit het filmconcentraat ($\dot{\phi}_{cc}$) Re voor de onderzijde van de wand is te bepalen.

Voor het gemiddelde Reynolds-getal nemen we:

$$\overline{Re} = \frac{Re_{\text{boven}} + Re_{\text{onder}}}{2}$$

V.3. Het meten van de hoeveelheid spat ($\dot{\phi}_s$):

Er zijn twee principieel verschillende methoden om $\dot{\phi}_s$ te bepalen, n.l:

- a. De spatten worden gescheiden van het condensaat opvangen.
- b. De spatten worden tezamen met het condensaat of een gedeelte van het condensaat opgevangen. In dat geval dient een tracer (zout, kleurstof of radio actieve stof) aan de voeding te worden toegevoegd. Via een analyse en een stofbalans is $\dot{\phi}_s$ dan te berekenen.

VI. DE APPARATUUR (FIG.II):

VI.1. De voeding:

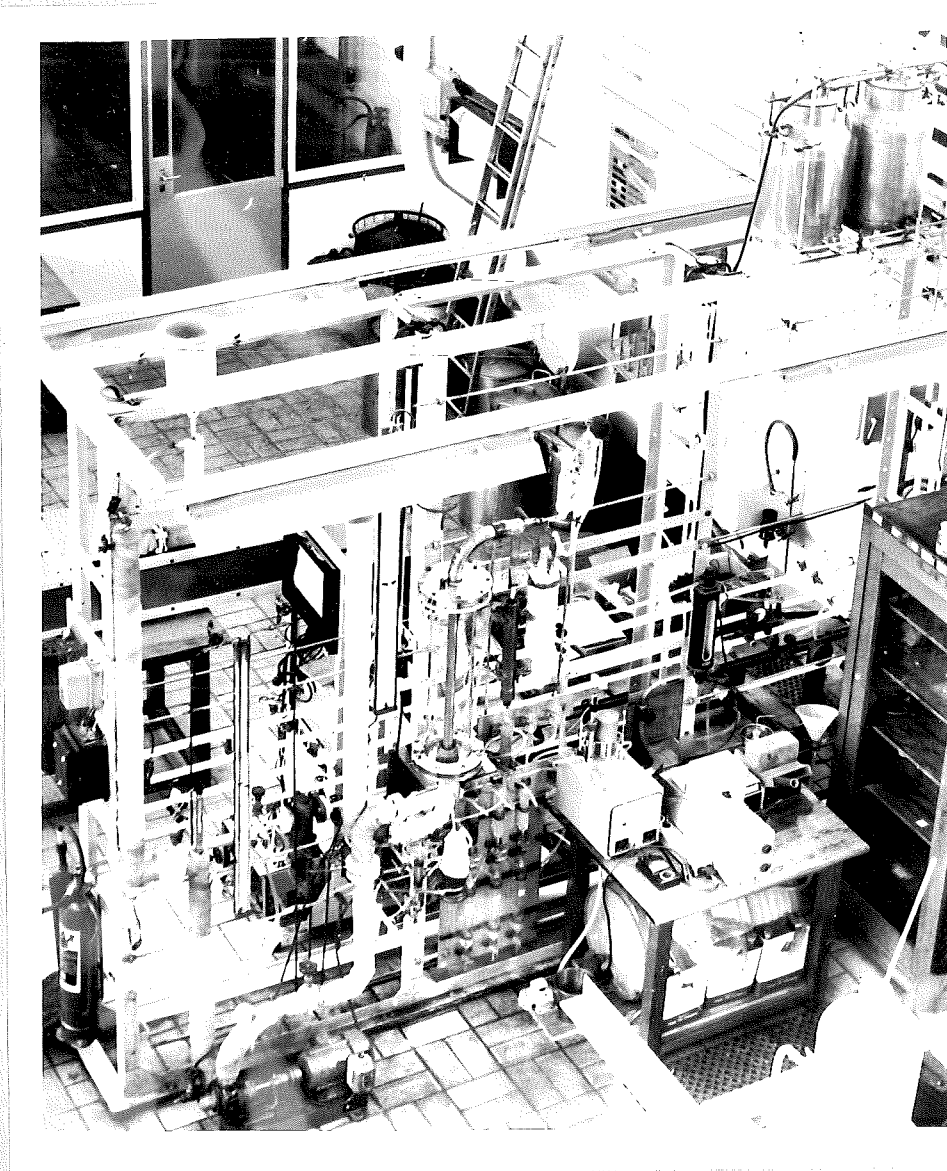
De voeding (condenswater) is opgeslagen in twee roestvrij-stalen melkbussen (E), welke van een peilglas zijn voorzien. Vanuit deze vaten wordt de voeding met behulp van perslucht, via een regelaafsluiter en een rotameter (L), naar een voorverwarmer (C) gestuwd. In deze voorverwarmer wordt de voeding met behulp van lage-druk stoom op kooktemperatuur gebracht. Hierbij komt de in de voeding opgeloste lucht vrij. Deze lucht wordt in de ontluchter (D) van de voeding gescheiden. Met behulp van een klemkraantje (R) kan het vloeistof-niveau in de ontluchter worden ingesteld. Vanuit de ontluchter wordt de voeding in de overloop-ruimte van de verdamperpijp geleid.

VI.2. De verdamper:

De verdamper is opgebouwd uit:

a. De verdamperpijp:

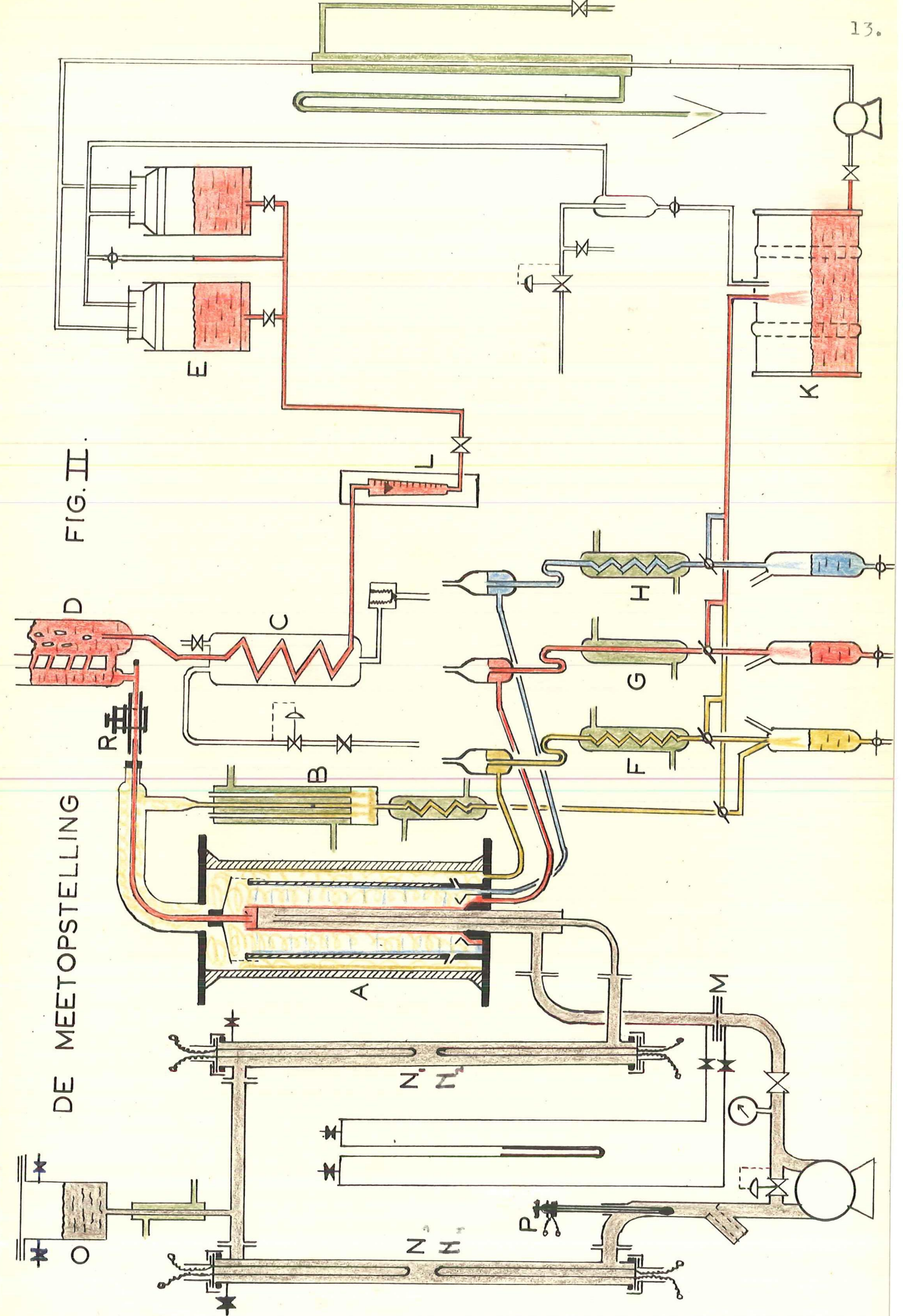
De verdamperpijp is vervaardigd uit roodkoper, omdat dit materiaal goed wordt bevochtigd door water (lit. 6.). De pijp heeft een doorsnede van 32/38 mm en steekt voor 66 cm van zijn lengte in de verdamper. Op 2 cm van de bovenzijde is in de verdamperpijp een plaat aangebracht, waardoor de pijp in twee secties wordt verdeeld. Hierdoor ontstaat aan de bovenzijde van de pijp een overloopruimte voor de voeding. Vandaar uit wordt de voeding over de buitenzijde van de pijpwand verdeeld. Om een gelijkmatige verdeling van de voeding over de pijpwand te bevorderen, is in de overloopruimte een, met hydrophiele gaas bekleed, roestvrij-stalen gaasje aangebracht (lit. 1.). Het filmconcentraat wordt in een ringvormige ruimte aan de onderzijde van de pijp opgevangen en vandaar naar meetsectie G geleid.



OVERZICHT VAN DE MEETOPSTELLING

DE MEETOPSTELLING

FIG. II.



Aan de binnenzijde van de verdamperpijp wordt, van onder naar boven, hete olie rondgepompt.

Deze olie wordt met behulp van een, in de verdamperpijp aangebrachte, retourleiding afgevoerd.

b. De spatvanger:

Rondom de verdamperpijp is een glazen wand aangebracht om de kookspatten op te vangen.

De spatten worden aan de onderzijde van deze wand in een ringvormige ruimte verzameld en gaan vandaar naar meetsectie H.

De bovengenoemde ringvormige ruimte is bekleed met een warmte-isolerende rubberlaag (TEROSON-ATMOSIT), waardoor een gedeeltelijk verdampen van de opgevangen spatten wordt tegengegaan.

Om te voorkomen dat de, tegen de bovenflens van de verdamper gecondenseerde, damp bij de voeding en de spatten terecht komt, is boven de glazen wand een afschermkap aangebracht.

c. De buitenmantel:

De verdamper is voorzien van een dikke glazen buitenmantel. Hierdoor is het mogelijk de kokende vloeistoffilm van buiten af te bekijken en te fotograferen.

Een gedeelte van de damp condenseert tegen deze koude buitenmantel en wordt aan de onderzijde van de wand in een ringvormige ruimte opgevangen, en vervolgens naar meetsectie F geleid.

VI.3. De condensor:

De damp wordt via de bovenflens van de verdamper naar de condensor (B) afgevoerd.

Aangezien we in de verdamper onder atmosferische condities willen werken, en daar bij de verdamping nog enige lucht vrijkomt, is de condensor van een speciale constructie. De condensor bestaat uit een watergekoelde verticale pijpenbundel. De damp wordt boven in de middelste condensatiepijp geleid. Hierin wordt het grootste gedeelte van de damp gecondenseerd. Deze pijp mondt aan de onderzijde uit in een opvangbakje.

Rondom de middelste pijp zijn zes terugvloeï-koelpijpen gemonteerd, welke aan de onderzijde ook in het opvangbakje uitmonden. Aan de bovenzijde staan deze pijpen in verbinding met de atmosferische omgeving.

De resterende damp condenseert in deze pijpen, terwijl de lucht naar de omgeving kan afvloeien.

Het condensaat stroomt vanuit het opvangbakje, via een nakoeler naar meetsectie F.

VI.4. De vloeistofmeting:

De meetapparatuur voor de vloeistofstromen is onder-verdeeld in drie secties, n.l:

- F. De meetsectie voor het condensaat.
- G. De meetsectie voor het filmconcentraat.
- H. De meetsectie voor de vloeistofspatten.

Iedere meetsectie bestaat uit:

- a. Een overloopvaatje:

Dit vaatje dient om te voorkomen dat damp wordt meegesleurd in de meetsectie.

- b. Een nakoeler:

Hierdoor wordt de vloeistofstroom tot kamertemperatuur afgekoeld.

- c. Een driewegkraan:

Hiermee is het mogelijk de vloeistofstroom of naar het opvangvat (K) of naar het meetvaatje te laten stromen.

- d. Het meetvaatje:

Wanneer de apparatuur geheel is ingesteld en door-gewarmd ($\approx$ 45 minuten) laat men het meetvaatje volstromen, terwijl met een stopwatch de tijd wordt opgenomen. De inhoud van het vaatje wordt vervolgens afgetapt en op een snelweger gewogen.

VI.5. Het oliecircuut:

Voor het verhitten van de verdamperwand wordt gebruik gemaakt van speciale warmteoverdrachts-olie (MOBILTHERM LIGHT). Met behulp van de literatuur (2) is hiervoor een oliecircuut ontworpen. De hete olie wordt door een tandradpomp, welke van een overdruk-veiligheid is voorzien, met een snelheid van ca. 1,5m/sec rondgepompt.

In het oliecircuut zijn verder opgenomen:

- a. Vier elektrische verwarmingselementen (N_1, N_2, N_3, N_4)
Deze elementen hebben elk een vermogen van 1,5 kW. Het vermogen van insteekelement N_3 is met behulp van een schuifweerstand te variëren.
- b. Een contactthermometer (P)
Deze is via een relais verbonden met insteekelement N_4 , met behulp waarvan de olietemperatuur nauwkeurig op de ingestelde waarde wordt gehouden.
- c. Een expansievat (D)
Daar de hete olie gemakkelijk door zuurstof uit de lucht wordt geoxydeerd, is het expansievat aan de bovenzijde afgesloten met een membraan. In de verbinding sleiding tussen het oliecircuut en het expansievat is om bovenstaande reden tevens een koeler aangebracht.
- d. Een meetflens (M) met differentiaal-manometer.
 $D_1 = 12,05 \text{ mm.}$ $D_2 = 27,00 \text{ mm.}$

VI.6. De temperatuurmeting (fig. III)

Door het meten van diverse temperaturen wordt gebruik gemaakt van koper-constantan thermokoppels.

— uitslag v. d. pijpwand

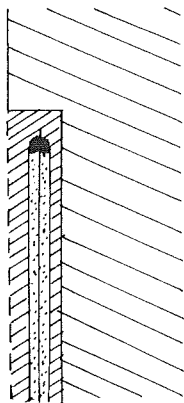
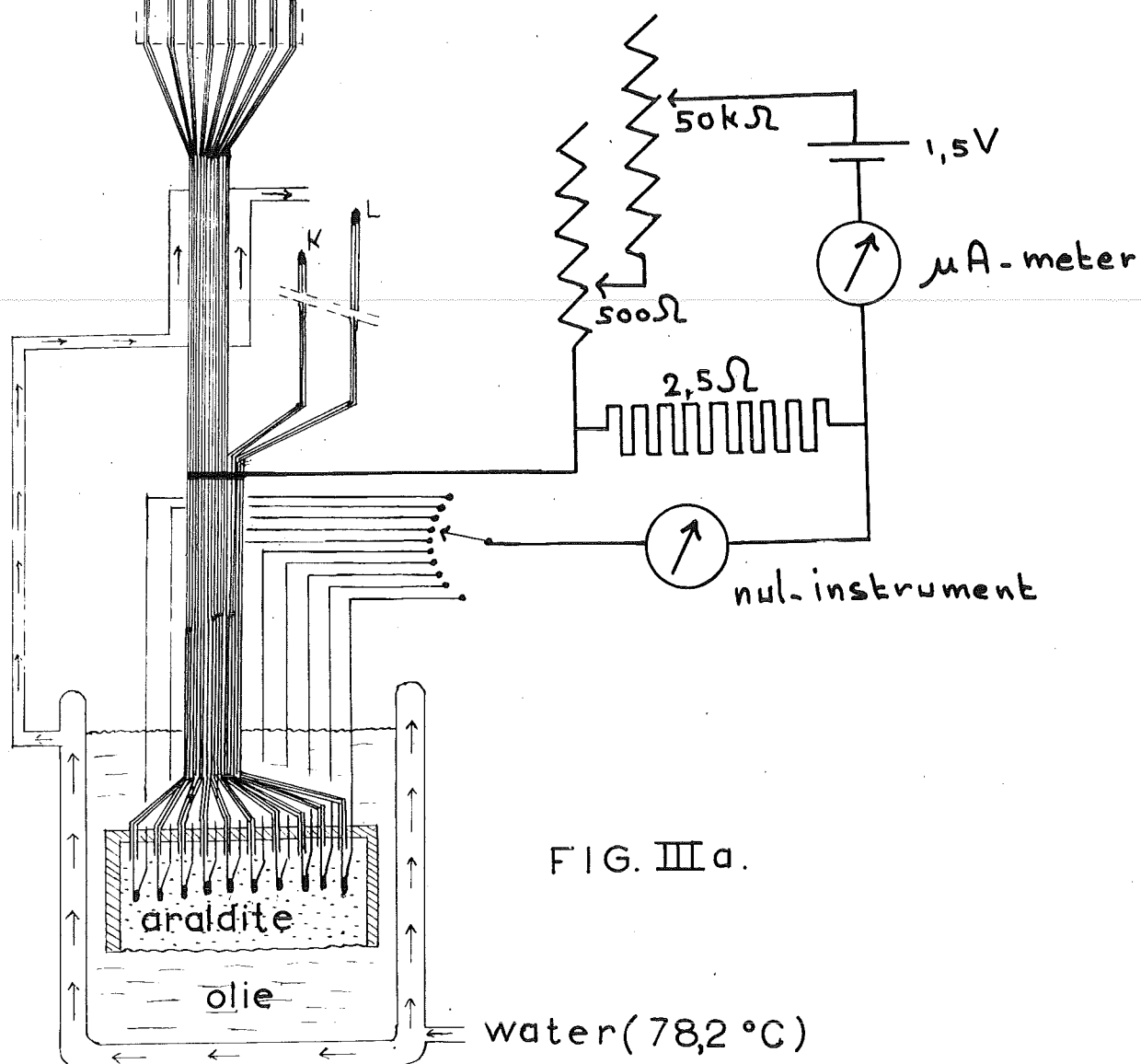


FIG. III b.

PRINCIPE - SCHEMA VAN DE TEMPERATUURMETING



Het thermokoppeldraad bestaat uit een koperen buisje waarin zich een constantaan draadje bevindt. De twee metalen zijn van elkaar geïsoleerd door een laagje magnesiumoxyde. Het geheel heeft een uitwendige diameter van 1 mm.

Dit thermokoppeldraad wordt ononderbroken*, vanaf het meetpunt tot aan de koude las, gebruikt.

De thermospanning wordt met behulp van een compensatie-schakeling (zie schema fig IIIa) gemeten.

Alvorens de thermokoppels in de meetopstelling worden aangebracht, zijn deze op de schaal (100 schaal-delen = 500 $^{\circ}$ A) van de micro-appèremeter geijkt. Om een zo groot mogelijk deel van de schaal te kunnen benutten, wordt de koude las met behulp van ^{een} thermostaat op 78,2 $^{\circ}$ C gehouden.

Voor het meten van de gemiddelde wandtemperatuur (T_w) zijn, gelijkmatig over de wand verdeeld (zie uitslag van de wand fig IIIa), acht thermokoppels aangebracht. De thermokoppels zijn in 1,5 mm diepe groeven gelegd en bedekt met een laag soldeertin (zie fig IIIb).

Bij het monteren in de pijpwand zijn de thermokoppels N^o3 en N^o7 defect geraakt.

Tijdens de metingen is waarschijnlijk ten gevolge van corrosie, thermokoppel N^o3 uitgevallen.

In het meetsysteem zijn tevens twee losse thermokoppels opgenomen. Een hiervan (A) dient voor het meten van het kookpunt, ^{ter}wijl de andere wordt gebruikt om de temperatuur van de voeding, in de overloopruimte van de verdamperpijp, te contrôleren.

De schaalwaarden van de thermokoppels 1, 2, 4, 5 en 6 worden direct gemiddeld. Hiervan wordt de schaalwaarde

* Uit ervaring, opgedaan met een vorig thermokoppelsysteem, is gebleken dat lassen tussen twee koper- of constantaan-draden, van verschillende herkomst, reeds storende parasiet-spanningen kunnen veroorzaken. Om dezelfde reden zijn de keuze-schakelaar, de vaste weerstand en de stekkerbussen van het nul-instrument, voor het tegengaan van temperatuurs-fluctuaties, thermisch geïsoleerd.

Fig. IV.

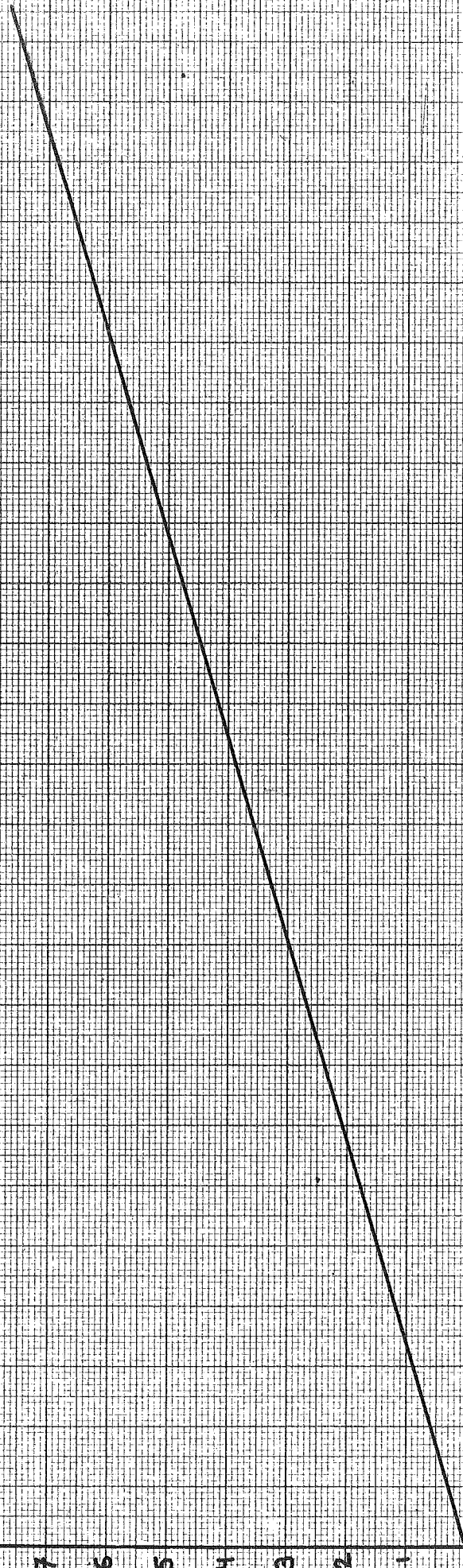
ykgrafiek van de thermokoppels

ΔT
($^{\circ}\text{C}$)

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24

→

Δ schaaldelen (schaal $500\mu\text{A}$)



van thermokoppel K afgetrokken. Dit verschil geeft ons met behulp van de ijkgrafiek (fig.IV) direct $\overline{\Delta T}$.

Op analoge wijze is, uit hetschaalwaarde-verschil van de thermokoppels L en K, te bepalen hoeveel graden de voedingtemperatuur (T_v) onder het kookpunt is.

VII. Waarnemingen:

VII.1. Visuele waarnemingen:

- a. Toenemende $\overline{\Delta T}$ geeft meer kookkiemen.
- b. Toenemende $\overline{Re}$ geeft meer kookkiemen.
- c. De Kookkiemen ontstaan bij onregelmatigheden in de wand (putjes in de tinstroken van de thermokoppels).
- d. Koude voeding veroorzaakt een heftiger koken van de film.

VII.2. Gemeten waarnemingen:

Bij $\overline{\Delta T} = 0,7^\circ\text{C}$ is er tussen de boven- en de onderzijde van de Wand een temperatuurverschil van $0,6^\circ\text{C}$. Bij $\overline{\Delta T} = 6,9^\circ\text{C}$ bedraagt dit verschil $2,1^\circ\text{C}$.

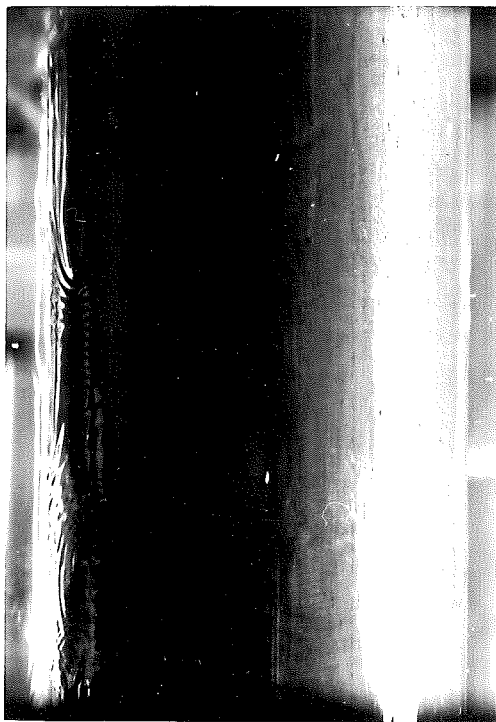
Voor verdere waarnemingen zie men de tabellen op de volgende bladzijde.

N ^o v.d.meting	Datum v.d.meting (1960)	Rotameterstand	Filmconcentraat ϕ_{cc} (g/sec)	Condensaat ϕ_{cd} (g/sec)	Kookspatten ϕ_s (g/min)	Voeding ϕ_v (g/sec)	$\Delta T = T_w - T_k$ (°C)	$T_k - T_v$ (°C)	T_k (°C)	Contactthermometer (°C)	
1	21-11	7	3,74	0,327	0,7	4,08	0,6	0,4	100,0	110	
2	21-11	10	5,31	0,315	0,7	5,64	0,6	0,5	99,9		
3	21-11	13	7,62	0,309	1,3	7,95	0,8	0,3	99,9		
4	21-11	16	9,89	0,299	1,3	10,21	0,9	0,3	99,8		
5	23-11	7	2,98	0,767	1,9	3,78	2,5	0,4	99,8	120	
6	23-11	10	4,37	0,745	2,0	5,75	2,8	0,6	99,8		
7	23-11	13	6,87	0,734	2,5	7,64	3,1	0,5	99,8		
8	23-11	16	8,52	0,704	1,2	9,24	3,6	0,4	99,8		
9	24-11	7	2,62	1,131	1,4	3,82	4,6	0,3	99,8	130	
10	24-11	10	4,64	1,161	2,0	5,83	5,0	0,5	99,8		
11	24-11	13	5,93	1,152	2,4	7,12	5,2	0,5	99,7		
12	24-11	16	7,48	1,161	4,5	8,72	5,2	0,5	99,7		
13	25-11	7	geen	bevochtiging!						140	
14	25-11	10	4,26	1,682	5,2	6,03	6,5	0,2	99,8		
15	25-11	13	5,88	1,669	5,7	7,64	6,7	0,3	99,8		
16	25-11	16	7,20	1,669	9,3	9,03	6,7	0,3	99,8		
17	28-11	7	2,89	0,510	0,7	3,41	1,6	0,3	100,2	115	
18	28-11	10	5,08	0,509	1,1	5,61	1,7	0,4	100,2		
19	28-11	13	6,32	0,503	1,4	7,34	1,8	0,3	100,2		
20	28-11	16	8,46	0,432	1,3	8,97	1,8	0,3	100,2		
21	29-11	7	2,73	0,937	1,6	3,70	3,3	0,4	100,2	125	
22	29-11	10	4,50	0,927	1,8	5,46	3,7	0,3	100,2		
23	29-11	13	6,24	0,921	2,6	7,20	3,8	0,3	100,2		
24	29-11	16	7,50	0,928	3,8	8,49	3,8	0,4	100,2		
25	1-12	6	1,33	1,435	1,3	2,79	4,7	0,2	100,1	135	
26	1-12	10	3,80	1,406	3,2	5,26	5,5	0,4	100,1		
27	1-12	13	5,15	1,437	5,0	6,67	5,5	0,4	100,0		
28	1-12	16	6,62	1,442	6,4	8,17	5,6	0,3	100,0		
29	2-12	7	geen	bevochtiging!						145	
30	2-12	10	2,54	1,960	4,3	4,57	6,8	0,2	99,9		
31	2-12	13	3,87	1,973	8,1	5,98	7,0	0,3	99,9		
32	2-12	16	5,20	1,991	11,0	7,37	7,0	0,3	99,9		

VII.3. Fotografische waarnemingen.

Uit de foto's is gebleken dat:

- a. Toenemende $\overline{\Delta T}$ geeft meer en grotere bellen.
- b. Toenemende Re geeft meer en grotere bellen.
- c. De bellen krijgen vrij snel hun uiteindelijke grootte.
- d. De bellen drijven boven op de film.



$$\begin{aligned}\overline{\Delta T} &= \text{ca. } 6,5^{\circ}\text{C} \\ \overline{Re} &= \text{ca. } 400\end{aligned}$$

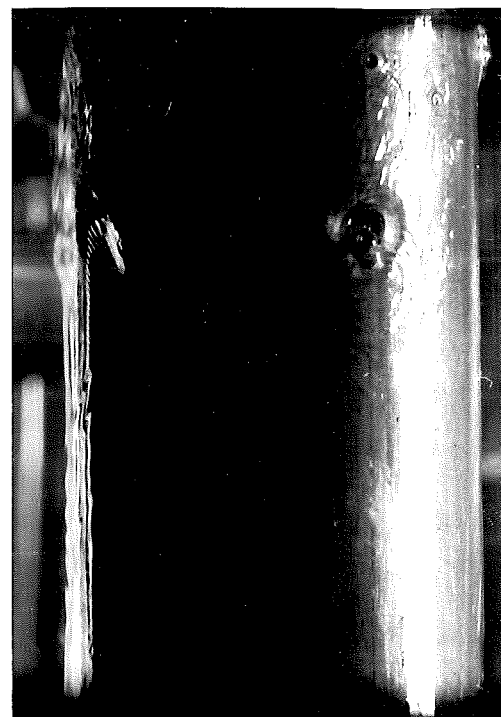


$$\begin{aligned}\overline{\Delta T} &= 6,5^{\circ}\text{C} \\ \overline{Re} &= \text{ca. } 900\end{aligned}$$



$$\overline{\Delta T} = \text{ca. } 7,0^{\circ}\text{C}$$

$$\overline{Re} = \text{ca. } 400$$



$$\overline{\Delta T} = \text{ca. } 7,0^{\circ}\text{C}$$

$$\overline{Re} = \text{ca. } 900$$



$$\overline{\Delta T} = \text{ca. } 7,5^{\circ}\text{C}$$

$$\overline{Re} = \text{ca. } 400$$



$$\overline{Re} = \text{ca. } 900$$

$$\overline{\Delta T} = \text{ca. } 7,5^{\circ}\text{C}$$

VIII.

BEREKENINGEN:VIII.1. Rekenvoorbeelden: $\overline{Re}$:

$$Re = \frac{4 \Gamma_m}{\eta} = \frac{4 \phi_m}{\eta_0}$$

 ϕ_m = Vloeistofstroom (kg/sec)

 η = Dyn.viscositeit v. water bij 100°C
 $= 2,83 \cdot 10^{-6} \text{ N sec/m}^2$
 0 = omtrek v.d. pijp = 0,1193 m

$$\overline{Re} = \frac{Re_{\text{boven}} + Re_{\text{onder}}}{2}$$

$$\longrightarrow \overline{Re} = 59,1(\phi_v + \phi_{cc})$$

(ϕ_v en ϕ_{cc} in g/sec)

 $\overline{\phi''_w}$:

$$\overline{\phi''_w} = \frac{r \cdot \phi_{cd}}{A}$$

 r = verdampingswarmte van water bij 100°C

 $= 2258 \text{ kJ/kg}$
 A = oppervlak van de pijp = 0,0834 m²

$$\longrightarrow \overline{\phi''_w} = 295 \cdot 10^5 \cdot \phi_{cd} \text{ J/m}^2 \text{ sec}$$

 $\overline{\alpha_f}$:

$$\overline{\alpha_f} = \frac{\overline{\phi''_w}}{\overline{\Delta T}} \text{ J/m}^2 \text{ sec}^\circ \text{C}$$

$\bar{\delta}$:

$$\delta^3 = \frac{3 \Gamma_m}{\rho^2 g} = \frac{3 \phi_m}{\rho^2 g_0}$$

$$\rho = \text{dichtheid v. water bij } 100^\circ\text{C} = 958,3 \text{ kg/m}^3$$

$$g = \text{versnelling v.d. zwaartekracht} = 9,81 \text{ m/sec}^2$$

$$\longrightarrow \delta^3 = 79 \cdot 10^{-11} \cdot \phi_m \text{ m}^3 \longrightarrow \delta = \dots\dots\dots \text{m}$$

Voor de gemiddelde filmdikte nemen we:

$$\frac{1}{\bar{\delta}} = \frac{\frac{1}{\delta_{\text{boven}}} + \frac{1}{\delta_{\text{onder}}}}{2}$$

α_{ber} : Berekening van de theoretische warmteoverdrachtscoëfficiënt uit de gemiddelde filmdikte.

$$\alpha_{\text{ber}} = \frac{\lambda}{\bar{\delta}}$$

$$\lambda = \text{warmtegeleidingsvermogen van water bij } 100^\circ\text{C} = 0,682 \text{ J/m}^\circ\text{C}$$

$$\longrightarrow \alpha_{\text{ber}} = \frac{0,682}{\bar{\delta}} \text{ J/m}^2\text{sec}^\circ\text{C}$$

VIII.2. Resultaten van de berekeningen:

Zie de tabellen en grafieken op de volgende bladzijden!

N° v.d. meting	warmtestroomdichtheid $\overline{\phi_w''}$ (kJ/m ² sec)	gemiddelde warmte- overdr.coëff. $\frac{\alpha}{f}$ (J/m ² sec ⁰ C)	$\overline{Re}$	gemiddelde filmdikte $\overline{\delta}$ (mm)	berekende warmte- overdr.coëff. α_{ber} (J/m ² sec ⁰ C)	
1	9,65	16050	463	0,145	4675	
2	9,30	15500	648	0,163	4125	
3	9,12	11400	922	0,183	3720	
4	8,83	9300	1188	0,200	3420	
5	22,60	9050	400	0,138	4920	
6	22,00	7850	634	0,162	4200	
7	21,65	7000	859	0,179	3800	
8	20,75	5750	1049	0,191	3560	
9	34,90	7600	381	0,136	5000	
10	34,30	6850	620	0,160	4260	
11	34,05	6550	773	0,172	3960	
12	34,25	6600	958	0,185	3670	
14	49,60	7650	610	0,159	4280	
15	49,25	7350	800	0,174	3900	
16	49,25	7350	960	0,185	3670	
17	15,04	9400	373	0,135	5030	
18	15,52	9150	633	0,161	4220	
19	14,84	8250	837	0,177	3840	
20	14,50	8050	1030	0,191	3570	
21	27,60	8350	380	0,136	5010	
22	27,30	7400	589	0,157	4330	
23	27,15	7150	796	0,174	3920	
24	27,40	7200	946	0,184	3690	
25	42,30	9000	244	0,115	5900	
26	41,50	7550	536	0,152	4470	
27	42,40	7700	700	0,167	4080	
28	42,60	7600	875	0,180	3780	
30	57,80	8500	421	0,139	4880	
31	58,20	8300	583	0,156	4350	
32	58,70	8400	744	0,170	4000	

Fig. V.

$\bar{\alpha}_f$ als functie van $\overline{Re}$ en ΔT .

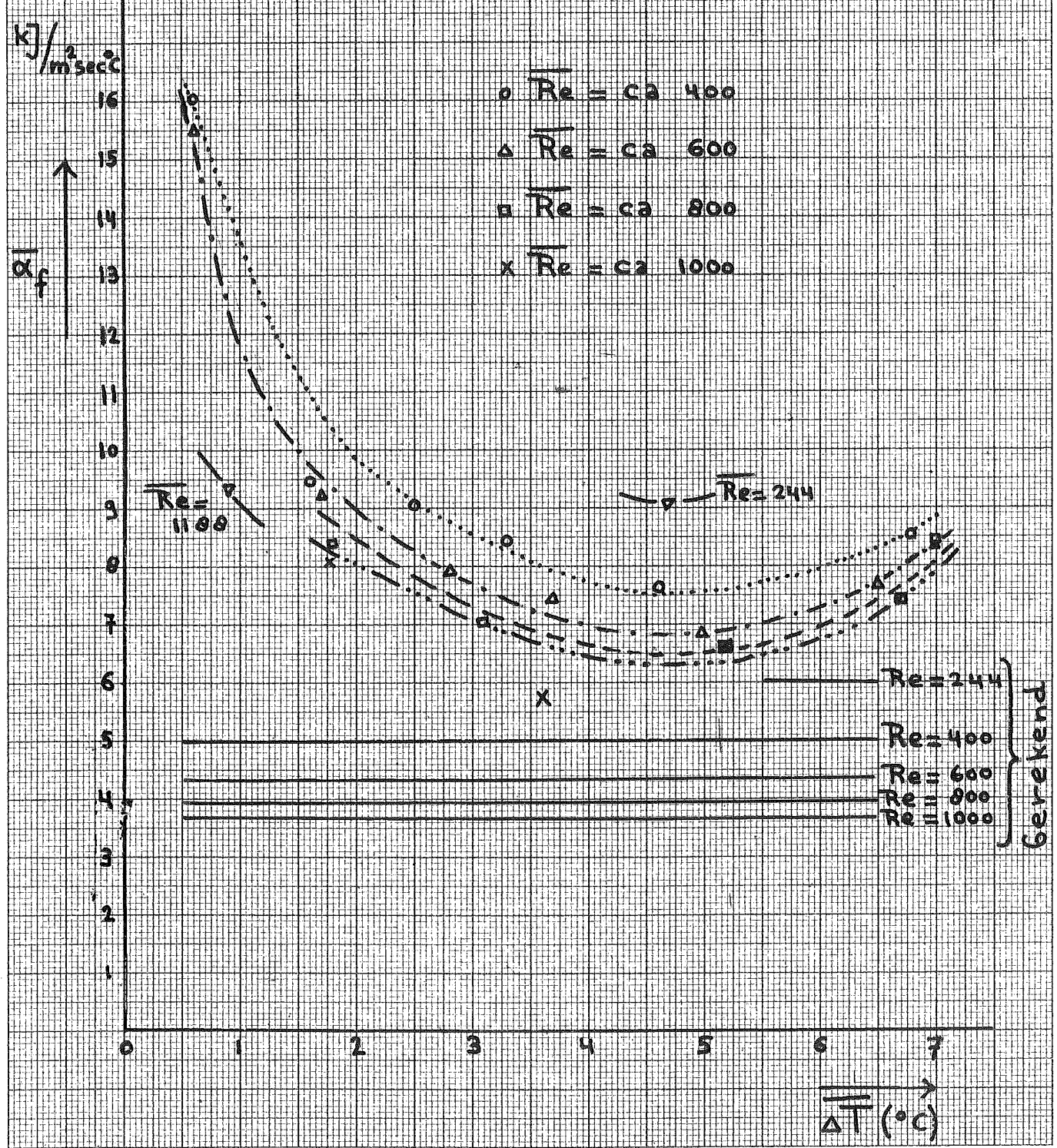


Fig. VI

ϕ_s als functie van Re_{Goven} en $\overline{\Delta T}$.

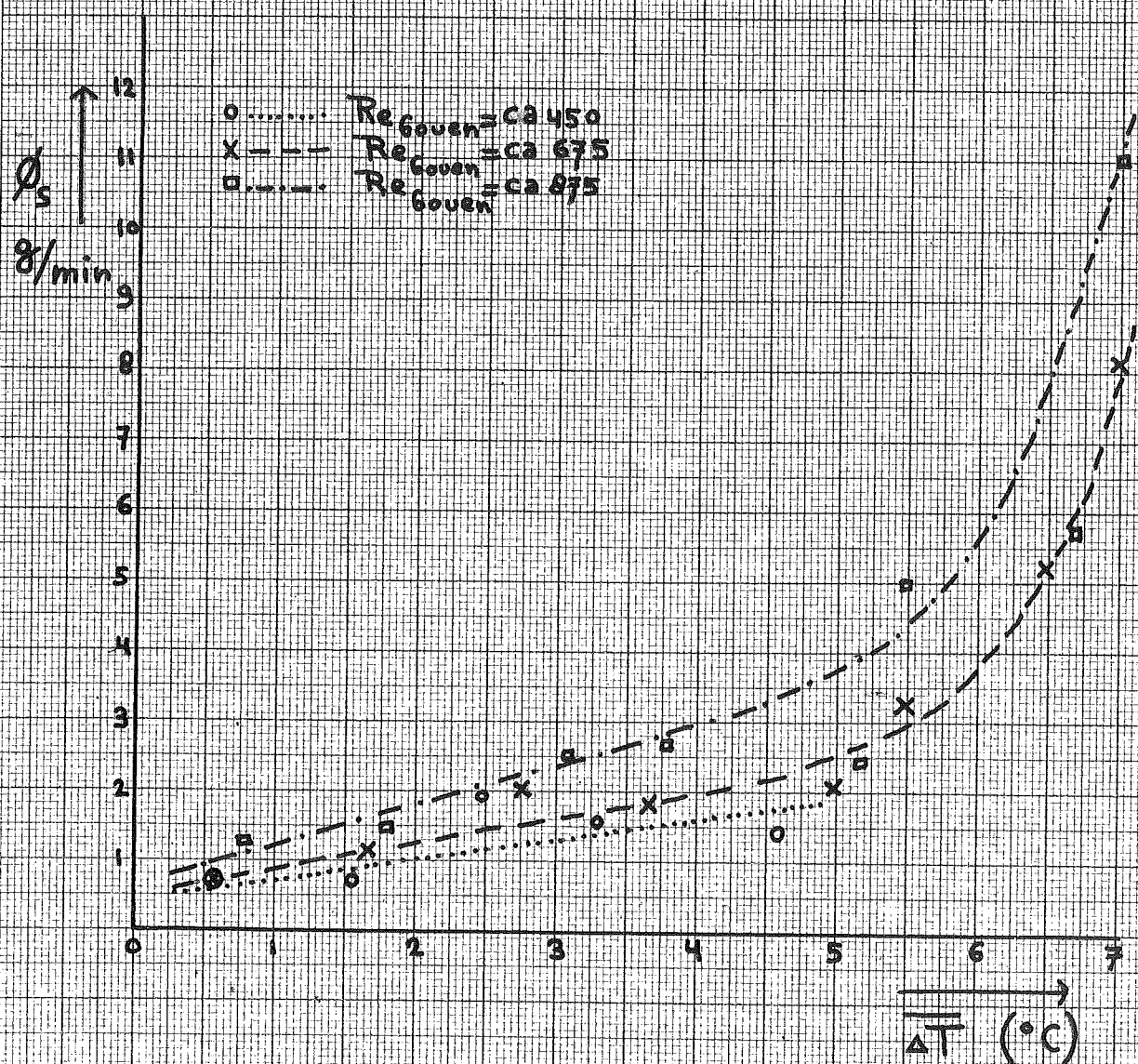


Fig. VII

δ als functie van Re

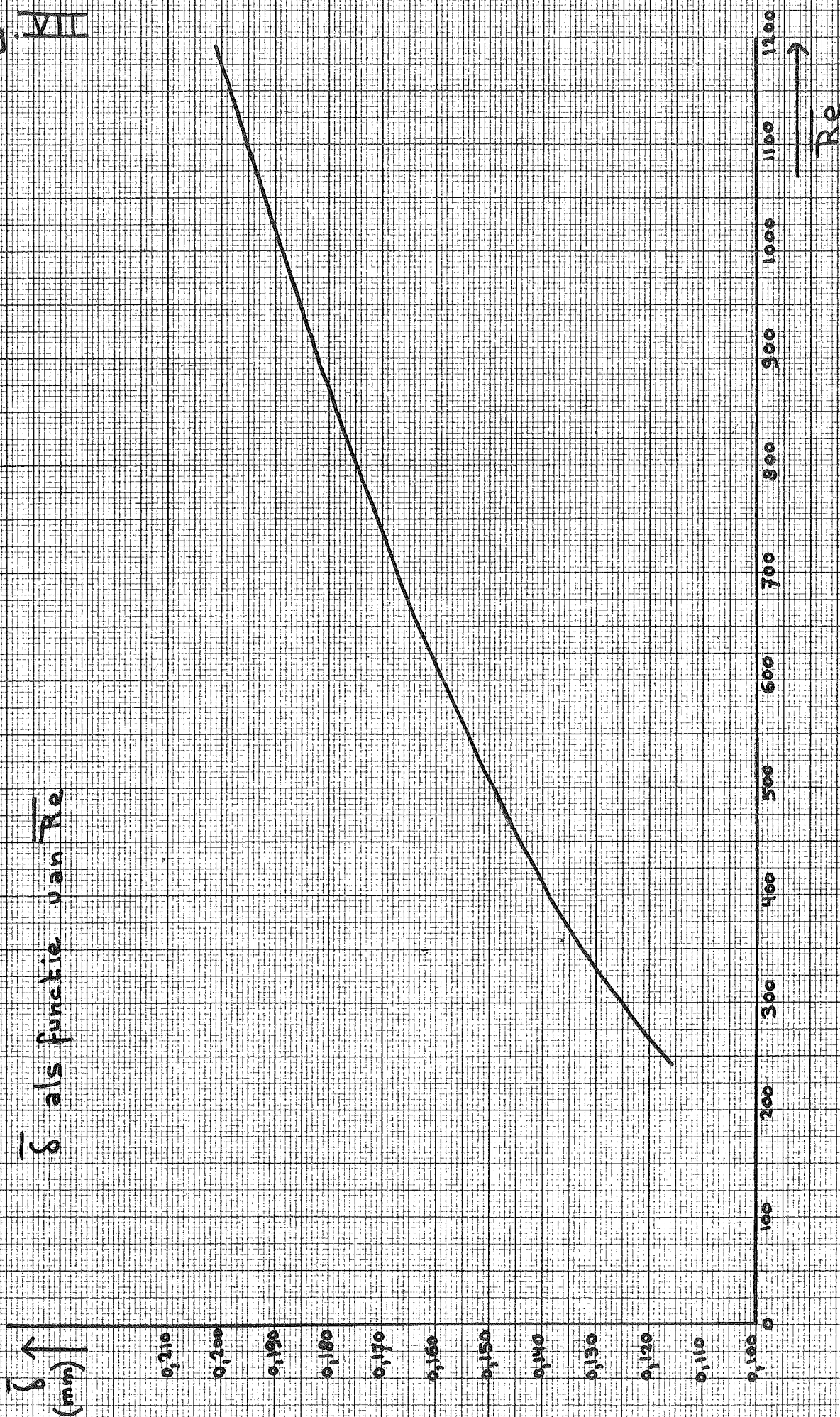
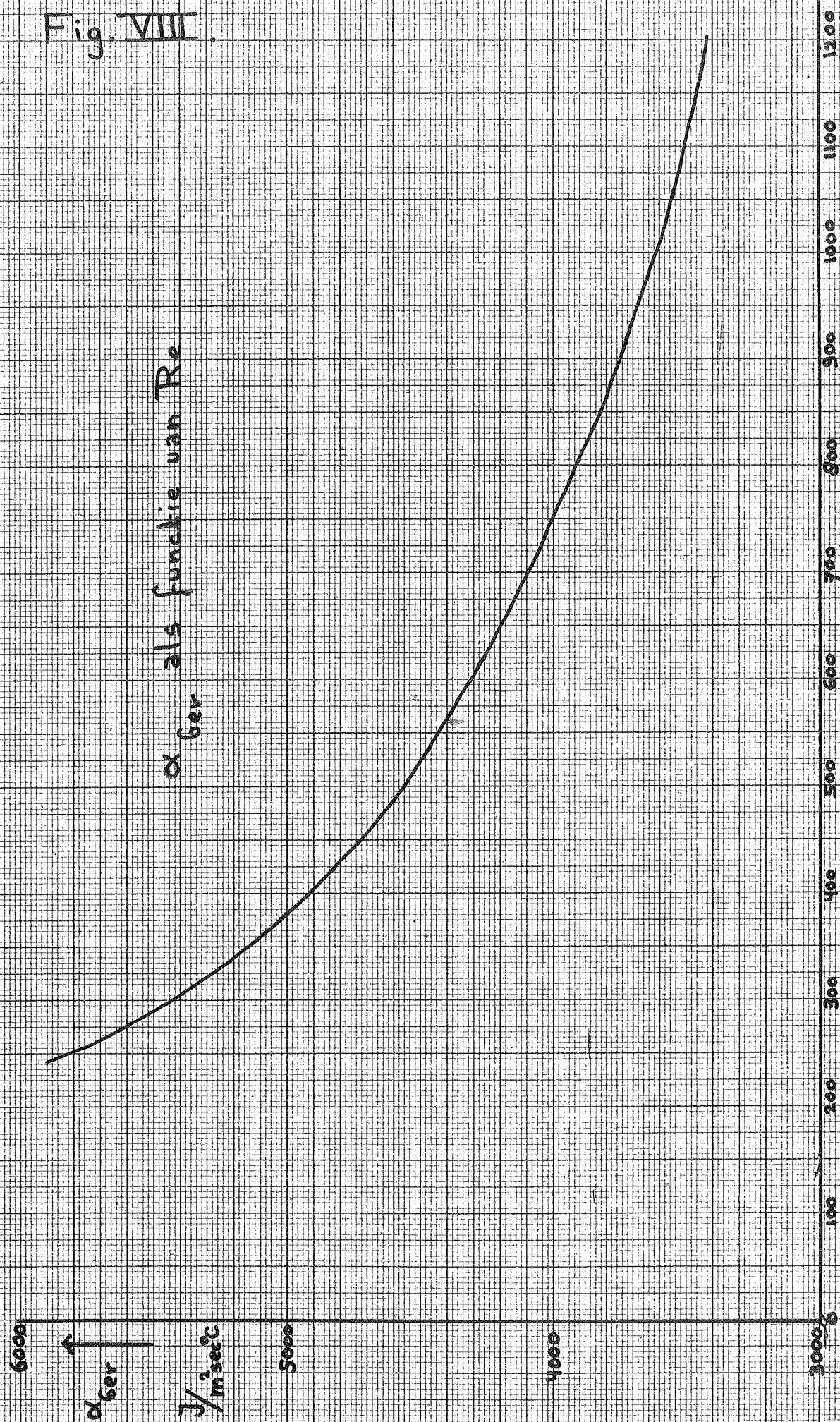


Fig. VIII.



IX. BESPREKING VAN DE MEETRESULTATEN:

IX.1. $\bar{\alpha}_f$ als functie van $\bar{\Delta T}$ en $\bar{Re}$:

Uit de meetresultaten is met behulp van de methode der kleinste kwadraten, een vergelijking gevonden, welke $\bar{\alpha}_f$ zo goed mogelijk weergeeft als functie van $\bar{\Delta T}$ en $\bar{Re}$.

$$\bar{\alpha}_f = -2970\bar{\Delta T} + 320(\bar{\Delta T})^2 + 39600\bar{Re}^{-\frac{1}{3}} + 9010(\text{J/m}^2\text{sec}^\circ\text{C}) \text{---(12)}$$

Hierbij dienen de volgende punten in aanmerking te worden genomen:

- a. Van de meetpunten $N=1,2,3,4,8$ is, vanwege de mogelijke grote afwijkingen, bij de berekening geen gebruik gemaakt.
- b. Het verschijnsel, dat de invloed van $\bar{Re}$ bij grote $\bar{\Delta T}$ afneemt, wordt door de vergelijking niet weergegeven.
- c. De formule heeft geen enkele fysische betekenis.

IX.2. Mogelijke oorzaken van de verschillen tussen de gemeten en de theoretisch-berekende waarden van $\bar{\alpha}_f$:

- a. De gemeten waarden van $\bar{\alpha}_f$ liggen allen hoger dan de theoretisch-berekende waarden.

Mogelijke oorzaken hiervoor zijn:

- 1^e. Indien op het vrije filmoppervlak een sinusvormige golving aanwezig is met amplitudo H , dan is te berekenen dat:

$$\alpha_{\text{ber}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\delta^2 - H^2}} \text{---(13)}$$

Hieruit volgt dat, bij groter wordende amplitudo van de golven, α_{ber} sterk toeneemt.

Dat er op de film golven aanwezig zijn, blijkt uit de foto's en de literatuur (3).

In appendix II (blz. 37) wordt, met behulp van de gegevens van H. Brauer (lit. 3.), dit effect uitvoerig behandeld.

2^e. Bij de berekeningen van $\overline{\alpha}_f$ is voor het oppervlak (A) van de verdamperpijp $0,0765 \text{ m}^2$ genomen. Indien we echter het oppervlak van de overlooprand en de bevestigingsmoer meetellen, is het totale oppervlak $0,0834 \text{ m}^2$. Hierdoor komen de waarden van $\overline{\alpha}_f$ ongeveer 10% lager te liggen, hetwelk echter slechts een klein gedeelte van het verschil verklaart.

b. $\overline{\alpha}_f$ neemt, bij lage $\overline{\Delta T}$, af met toenemende $\overline{\Delta T}$. Hiervoor zijn als mogelijke oorzaken aan te wijzen:

1^e. Indien we door een systematische afwijking in de temperatuurmeting een te kleine $\overline{\Delta T}$ meten, zal door de relatief grote invloed van deze fout bij kleine $\overline{\Delta T}$, $\overline{\alpha}_f$ bij afnemende $\overline{\Delta T}$ sterk toenemen.

Gezien de ervaring, door mij met de thermokoppels opgedaan, acht ik deze mogelijkheid zeer onwaarschijnlijk.

2^e. Bij het koken van de film kan een gedeelte van het wandoppervlak droog komen te staan of kan de verdamping aan het vrije oppervlak van de film door kookbellen worden gehinderd.

We dienen $\overline{\alpha}_f$ derhalve te berekenen met:

$$\overline{\alpha}_f = \frac{\phi_w}{(A - A_d) \overline{\Delta T}} \quad \text{-----} (14)$$

waarin: A_d = droog of gehinderd oppervlak.

Het is te verwachten dat A_d , door een heftiger kookeffect, toe zal nemen bij stijgende $\overline{\Delta T}$.

We delen bij onze berekeningen dus door een te groot oppervlak, hetgeen een afnemende $\overline{\alpha}_f$ tot gevolg heeft.

3^e. W. Linke (lit. 9.) neemt aan dat het vrije filmoppervlak niet op het kookpunt, doch oververhit is.

Bij onze berekeningen delen we, indien deze theorie juist is door een te grote $\overline{\Delta T}$.

Aannemende dat de oververhitting toeneemt bij een stijgende wandtemperatuur, is het afnemen van $\overline{\alpha}_f$ te verklaren. Doordat de film bij oververhitting niet in evenwicht zou zijn met de aan grenzende damp, doet deze theorie erg onwaarschijnlijk aan.

4^e. Een vervlakking van de golfing van het filmoppervlak, bij een toenemende wandtemperatuur, zou de oorzaak kunnen zijn van een afname van $\overline{\alpha}_f$.

Theoretisch is echter eerder een versterking van de golfing bij hogere wandtemperaturen te verwachten.

c. Bij temperatuur verschillen hoger dan $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$, neemt $\overline{\alpha}_f$ weer toe. Uit de hoeveelheid spatten is te zien dat het kookeffect daar sterk toeneemt.

$\overline{\alpha}_f$ zal hier toenemen door de grotere turbulentie van de film, terwijl tevens te verwachten is dat de invloed van Re af zal nemen.

d. De invloed van Re op $\overline{\alpha}_f$ komt overeen met de theoretische invloed van Re op α_{ber} .

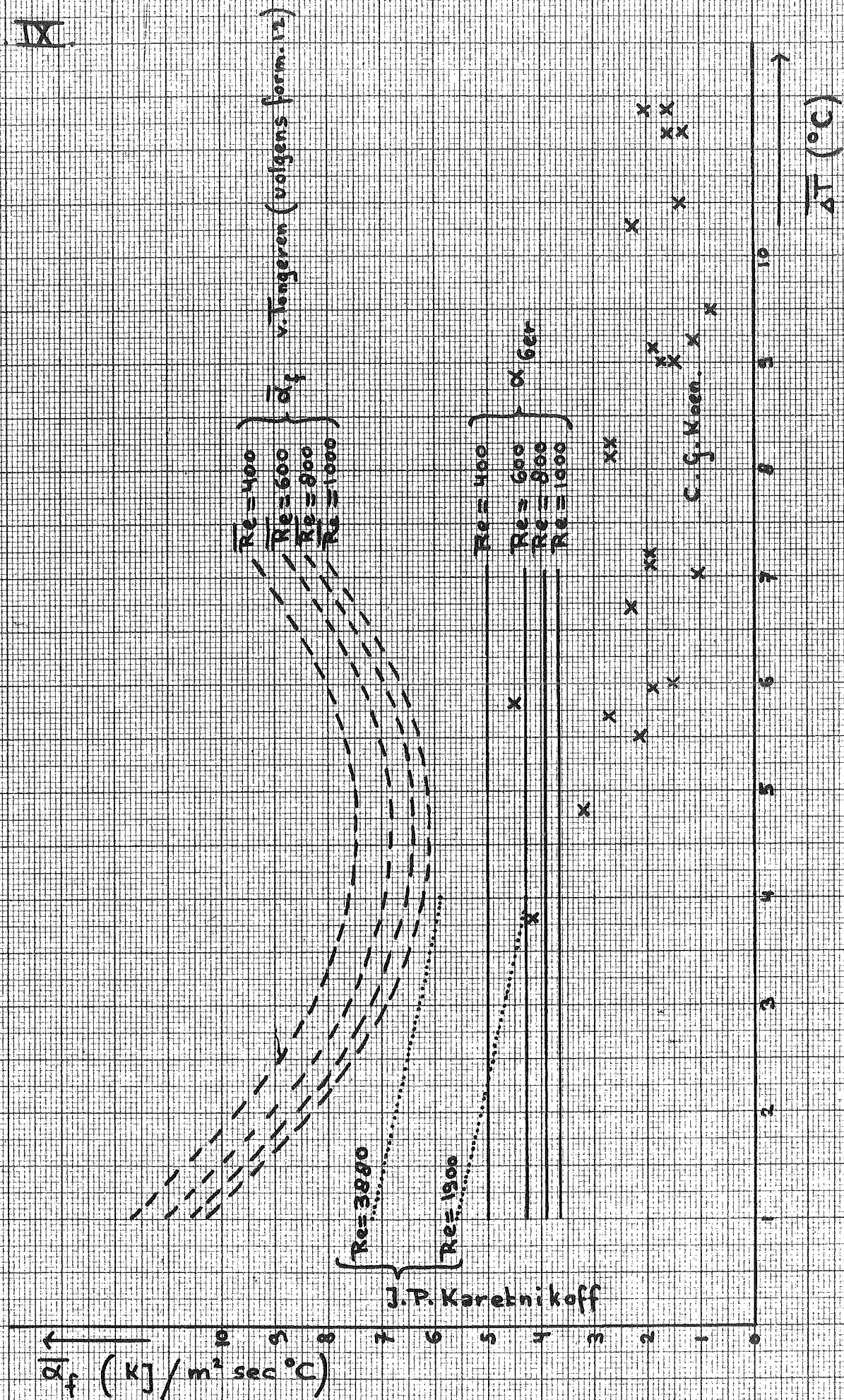
IX.3. Vergelijking van $\overline{\alpha}_f$ en α_{ber} met de resultaten van andere onderzoekers.

In fig. IX zijn de resultaten van J.P. Karetnikoff (lit. 7.) en C.G. Koen (lit. 1.) weergegeven naast α_{ber} en $\overline{\alpha}_f$ (berekend met formule 12).

Opvallend hierbij is dat Karetnikoff wel een afnemende $\overline{\alpha}_f$ vindt bij toenemende ΔT , doch dat hij bij een toenemende Re een toenemen van $\overline{\alpha}_f$ waarneemt.

Opgemerkt dient echter te worden, dat Karetnikoff onder verminderde druk werkte.

Fig. IX.



X. LITERATUUR:

1. C.G.Koen. Warmteoverdracht en spatten bij filmverdamping. Afstudeerverslag N^o 99. Laboratorium voor Fysische Technologie. T.H. Delft. Juni 1959.
2. Mobil Oil A.G. Aromatische Wärmeübertragungs-Öle für Heissöl-Umlaufsysteme.
3. H. Brauer. Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen. V.D.I.-Forschungsheft 427. 22. (1956).
4. W. Nusselt. Der Wärmeaustausch am Berieselungskühler. Zeitschrift V.D.I. 67. 206. (1923).
5. Th. Sexauer. Der Wärmeübergang am senkrechten, berieselten Rohr. Forsch. Ing.-Wes. 10. 286. (1939).
6. P.M. Heertjes, J. Nijman, M.P. Vogel. De Ing. 65. Ch. 47. (1953).
7. J.P. Karetnikoff. Zhurnal technicheskoy fiziki Akademija Nauk. S.S.S.R. 24. 193. (1954).
8. E.S. Davis. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs. 65. 755. (1943).
9. W. Linke. Zum Wärmeübergang bei der Verdampfung von Flüssigkeitsfilmen. Kältetechn. 5. 275. (1953).

XI. APPENDIX.I.

Ervaring, opgedaan met Mobiltherm Light.

a. Warmteoverdrachts-coëfficiënt (olie-verdamperwand) $\bar{\alpha}_0$.

E.S. Davis (lit. 8.) geeft voor de warmteoverdracht aan het buitenoppervlak van ringvormige doorsneden:

$$Nu = 0,024 \left(1 - \frac{D_1}{D_2}\right) Re^{0,8} Pr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14} \text{-----} (15)$$

Met behulp van deze relatie is $\bar{\alpha}_0$, voor de gemeten massastromen (met de meetflens) en olietemperaturen (met de contactthermometer), berekend.

Tevens is de werkelijke $\bar{\alpha}_0$ bepaald uit de gemeten warmtestroomdichtheden (ϕ_w'') en wandtemperaturen (T_{wu}) met:

$$\frac{1}{\bar{\alpha}_0} = \frac{T_o - T_{wu}}{\phi_w''} - \frac{d_w}{\lambda_w} \text{-----} (16)$$

waarin: T_o = gemiddelde olietemperatuur ($^{\circ}C$)

d_w = dikte van de pijpwand (m)

λ_w = warmtegeleidingsvermogen v.h. wandmateriaal
(J/m $^{\circ}C$ sec)

De theoretische en de gemeten warmteoverdrachts-coëfficiënten zijn in figX weergegeven als functie van de olietemperatuur.

Hieruit blijkt dat de gemeten waarden ongeveer 15% hoger liggen dan de berekende waarden.

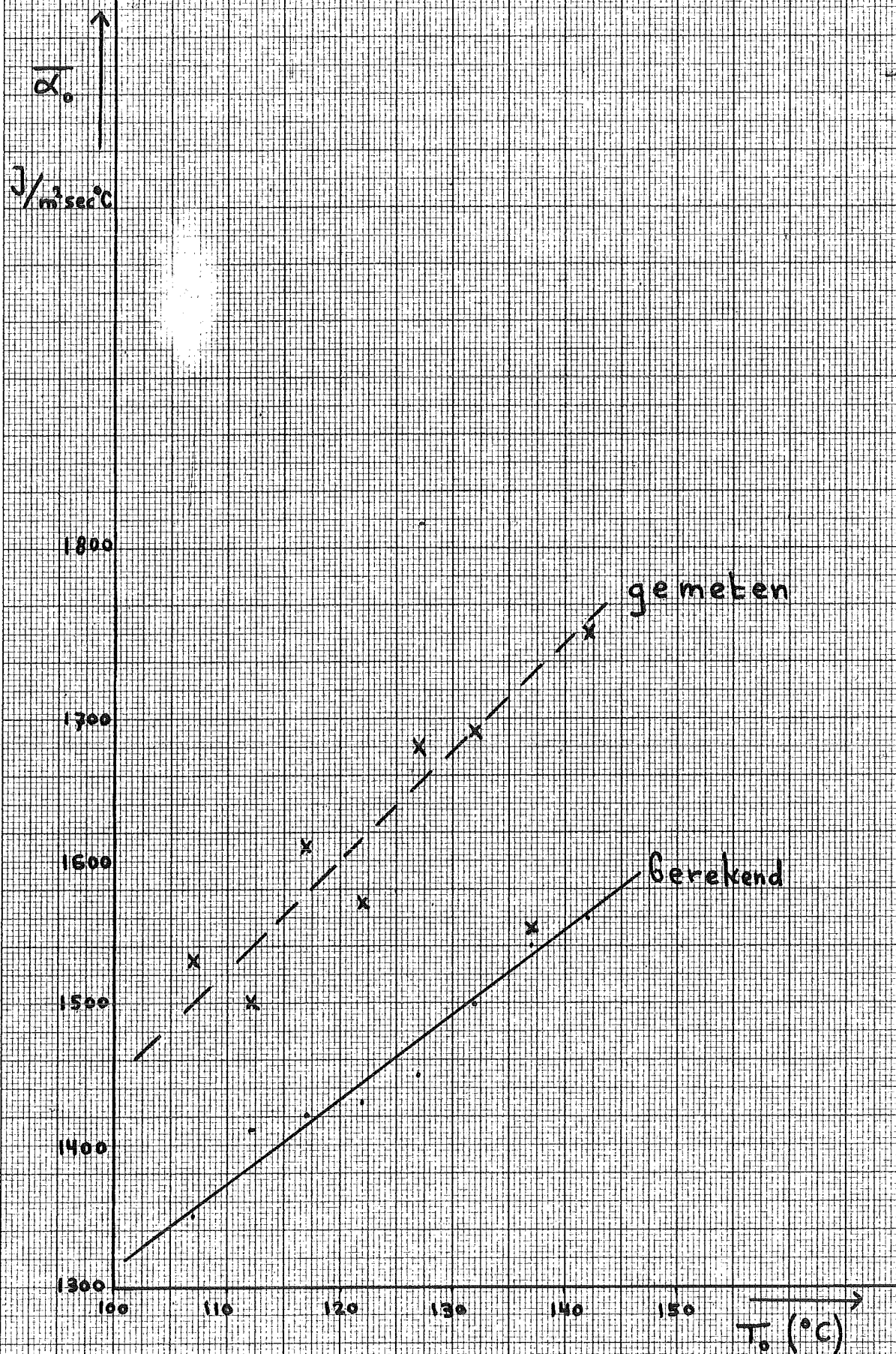
Dit wordt waarschijnlijk veroorzaakt doordat de voeding tangentiaal in de verdamperpijp wordt gepompt. Hierdoor is de werkelijke snelheid van de olie groter dan de, uit de ringdoorsnede berekende, snelheid.

b. Pijpverbindingen in het Mobiltherm-oliecircuit.

Van alle in het oliecircuit toegepaste pijpverbindingen blijken alleen flensverbindingen met Kaporol- pakking bestand te zijn tegen Mobiltherm-olie bij hoge temperaturen.

Vooraf de met hennep verpakte schroefverbindingen gaan op den duur lekken.

Fig. X.



APPENDIX II:Enige berekeningen en conclusies in verband staande met de meetresultaten van H. Brauer (lit. 3.):

a. In hoofdstuk IX(2.a.1.) hebben we reeds gezien dat voor een laminaire film met een sinusvormige rimpel is af te leiden:

$$\alpha_{\text{ber}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\delta^2 - H^2}} \text{-----(13)}$$

Stellen we dat:

$$\sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{H}{\delta}\right)^2}} = G$$

Dan kunnen we schrijven:

$$\alpha_{\text{ber}} = G \times \frac{\lambda}{\delta} \text{-----(17)}$$

In fig. XI is G weergegeven als functie van de verhouding tussen de amplitudo van de rimpel en de gemiddelde filmdikte.

H. Brauer heeft vele metingen gedaan aan het profiel van het filmpoppervlak. Een gedeelte van de meetresultaten van Brauer is te vinden in fig. XIII.

Indien we, gebruikmakende van deze meetresultaten, aannemen dat:

$$H = \bar{\delta} - \delta_{\text{rest}},$$

dan kunnen we, met behulp van fig. XI en formule 17, α_{ber} berekenen.

De resultaten hiervan zijn in fig. XII weergegeven. In dezelfde grafiek zijn tevens de resultaten van andere theoriën en metingen opgenomen.

b. We kunnen ook op een andere wijze van de resultaten van Brauer gebruik maken. Uit fig. XIII blijkt name-

lijk dat op het filmoppervlak zeer hoge golven aanwezig zijn. Daar in deze hoge golven veel vloeistof wordt opgehoopt, zal voor het grootste gedeelte van de film de filmdikte gelijk zijn aan δ_{rest} .

We kunnen dan α_{ber} benaderen met:

$$\alpha_{ber} \approx \frac{\lambda}{\delta_{rest}} \text{ ----- (18)}$$

Ook de resultaten van deze theorie zijn in fig. XII opgenomen.

c. H. Brauer geeft voor de gemiddelde filmsnelheid van turbulente films:

$$\bar{w} = Re_{krit}^{\frac{1}{5}} \left(\frac{\eta \cdot g}{3\rho} \right)^{\frac{1}{3}} Re^{\frac{7}{15}} \text{ ----- (19)}$$

Indien we dit combineren met zijn formule (7) voor de warmteoverdracht bij turbulente films (zie hfdst. IV.4.b.), dan krijgen we:

$$\alpha_f = 0,123 Re^{\frac{1}{15}} \left(\frac{3\rho \cdot \lambda^3}{\eta \cdot g} \right)^{\frac{1}{3}} \text{ ----- (20)}$$

De op deze wijze berekende waarden zijn te vinden in fig. XII en blijken precies overeen te stemmen met de meetresultaten van J. P. Karetnikoff.

Fig. XI

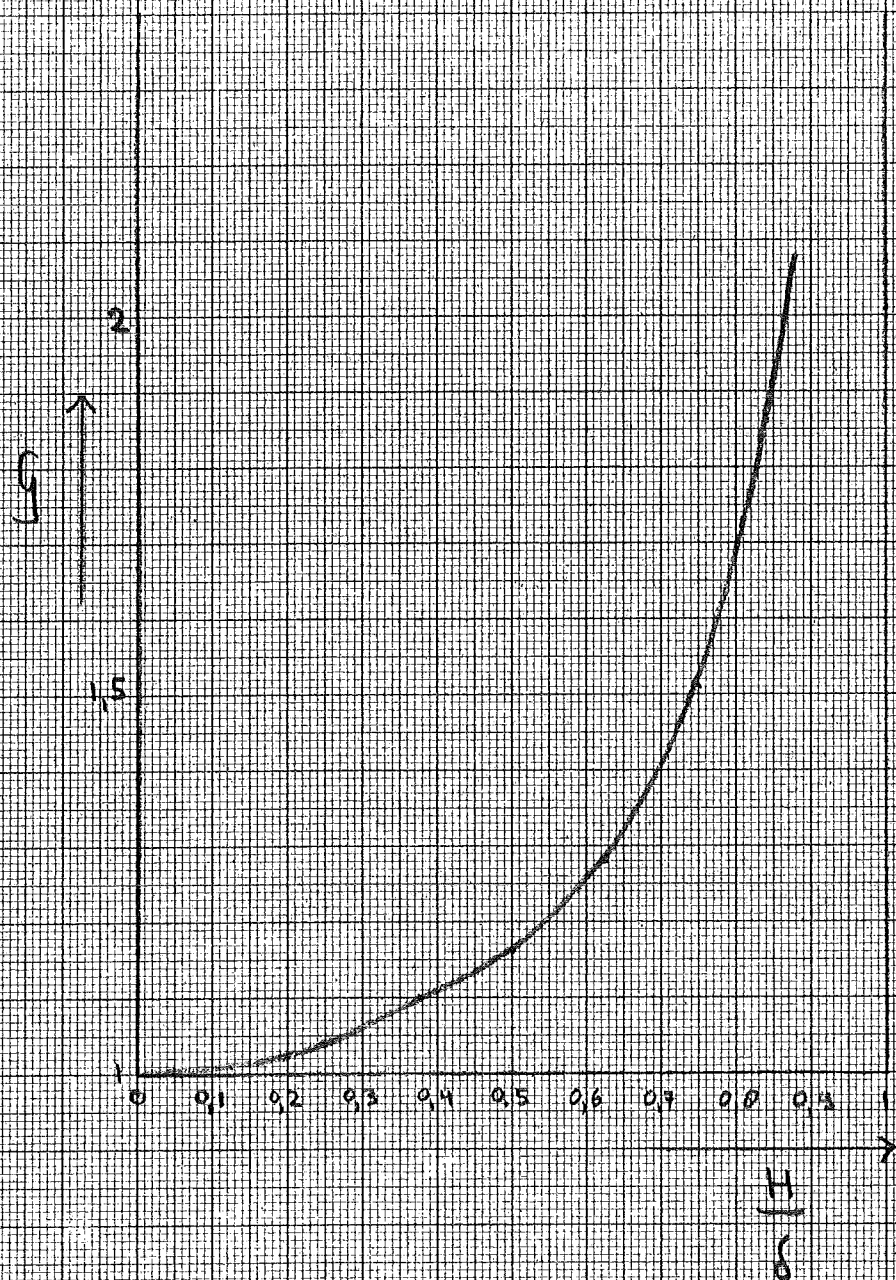
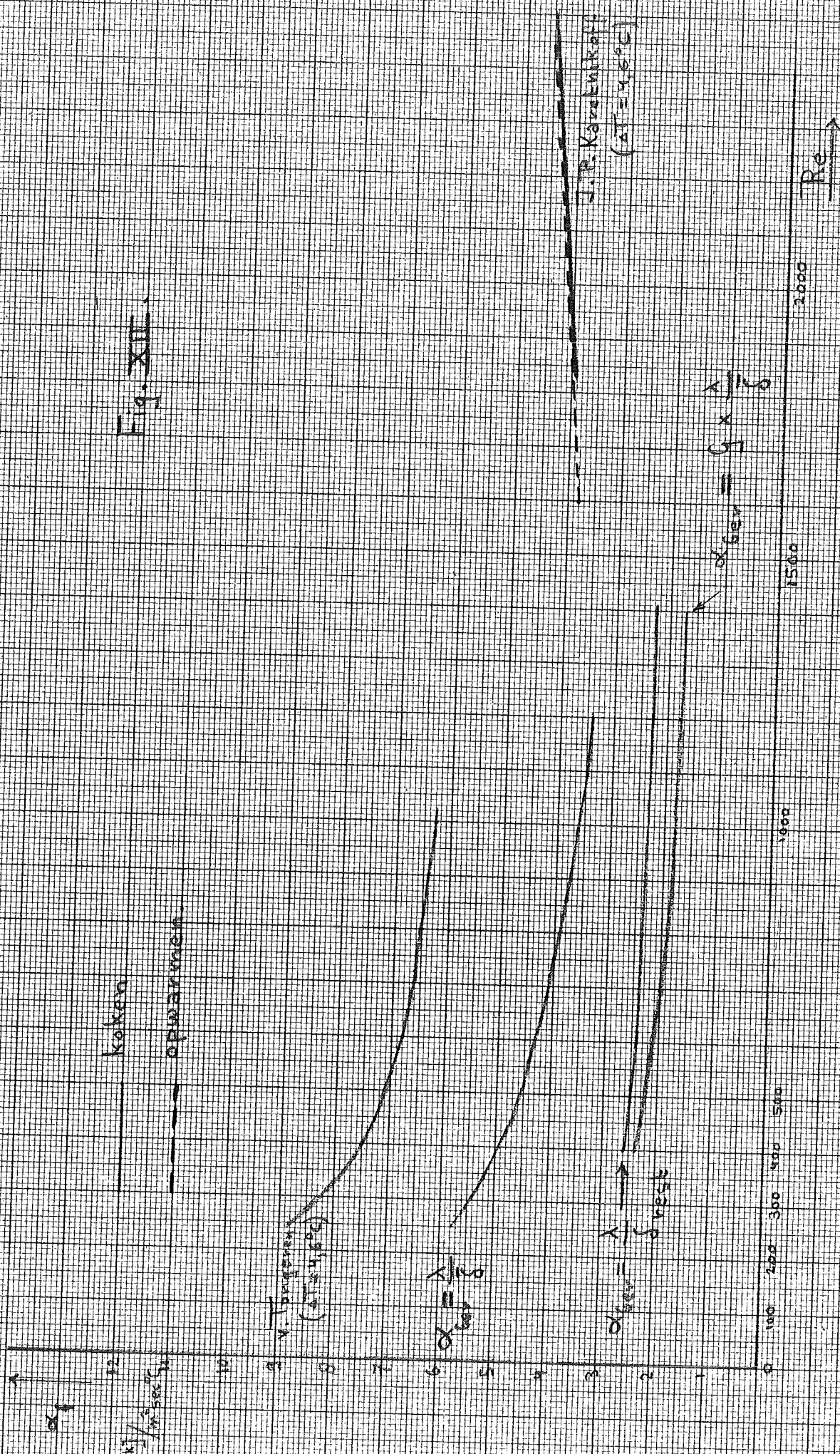


Fig. XII.



Een gedeelte van de meetresultaten
van H. Brauer. (Lit. 3.)

$\bar{\delta}$ = gemiddelde filmdikte.

δ_{rest} = rest filmdikte.

δ_{max} = top van de hoogste rimpel.

δ^* = filmdikte volgens W. Nusselt.

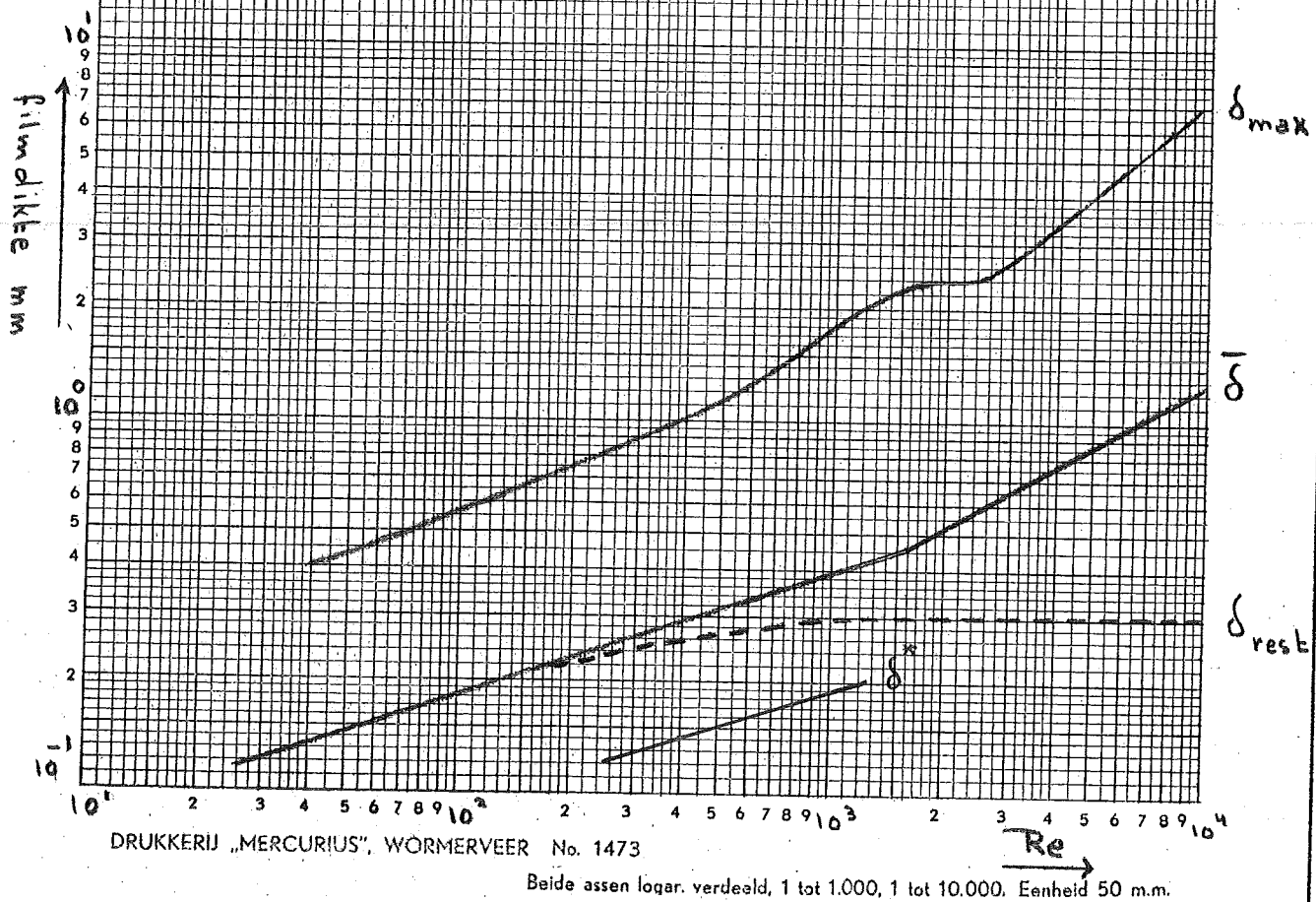


Fig. XIII.

APPENDIX III:

De invloed van de oppervlaktespanning op de warmteoverdrachtscoëfficiënt en het spatten.

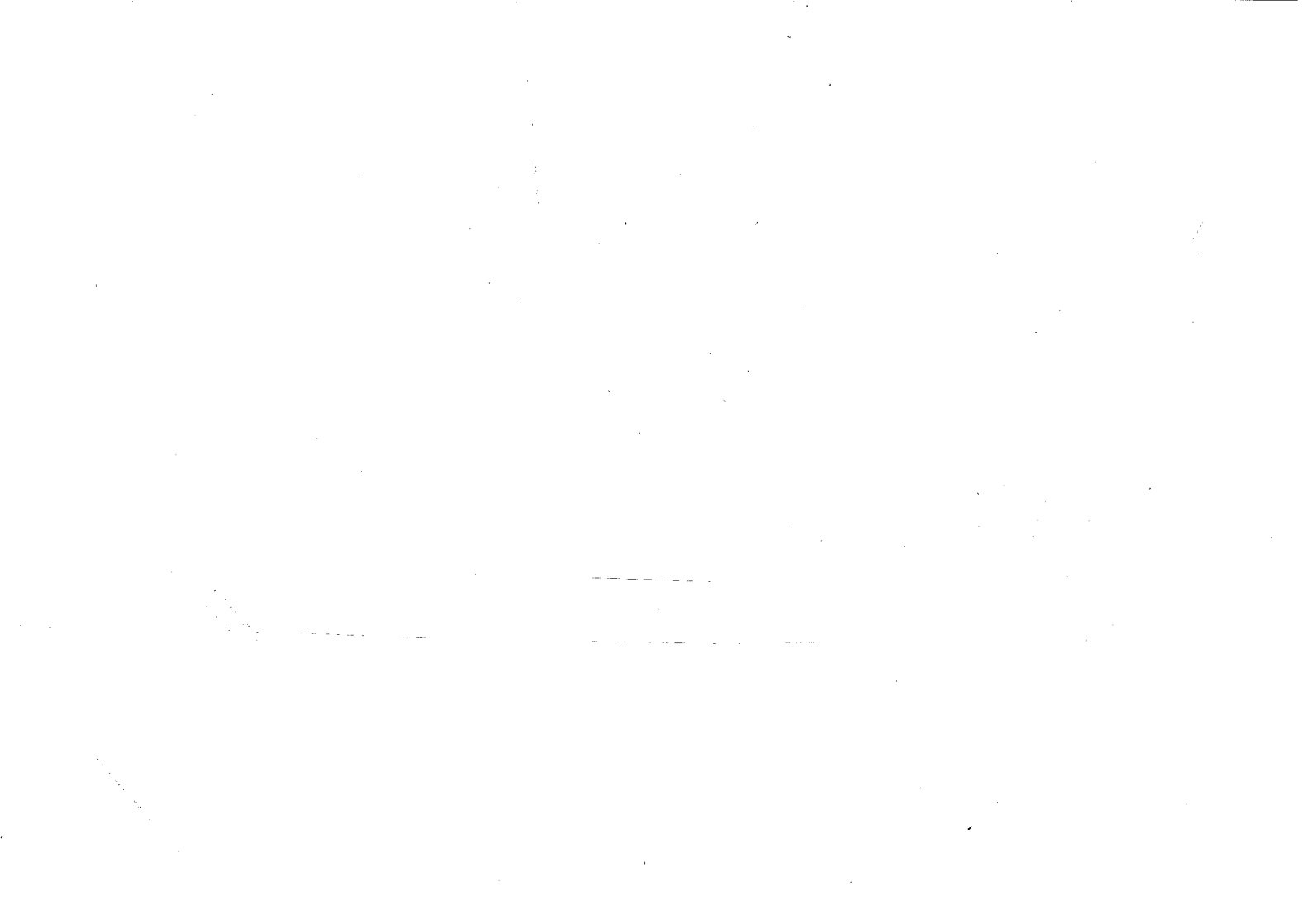
Om de invloed van de oppervlaktespanning van de voeding na te kunnen gaan, zijn aan de voeding bepaalde hoeveelheden van een oppervlaktespanning-verlagend middel toegevoegd. (Hiervoor is gebruik gemaakt van een dertig-procentige oplossing van T-pol in water).

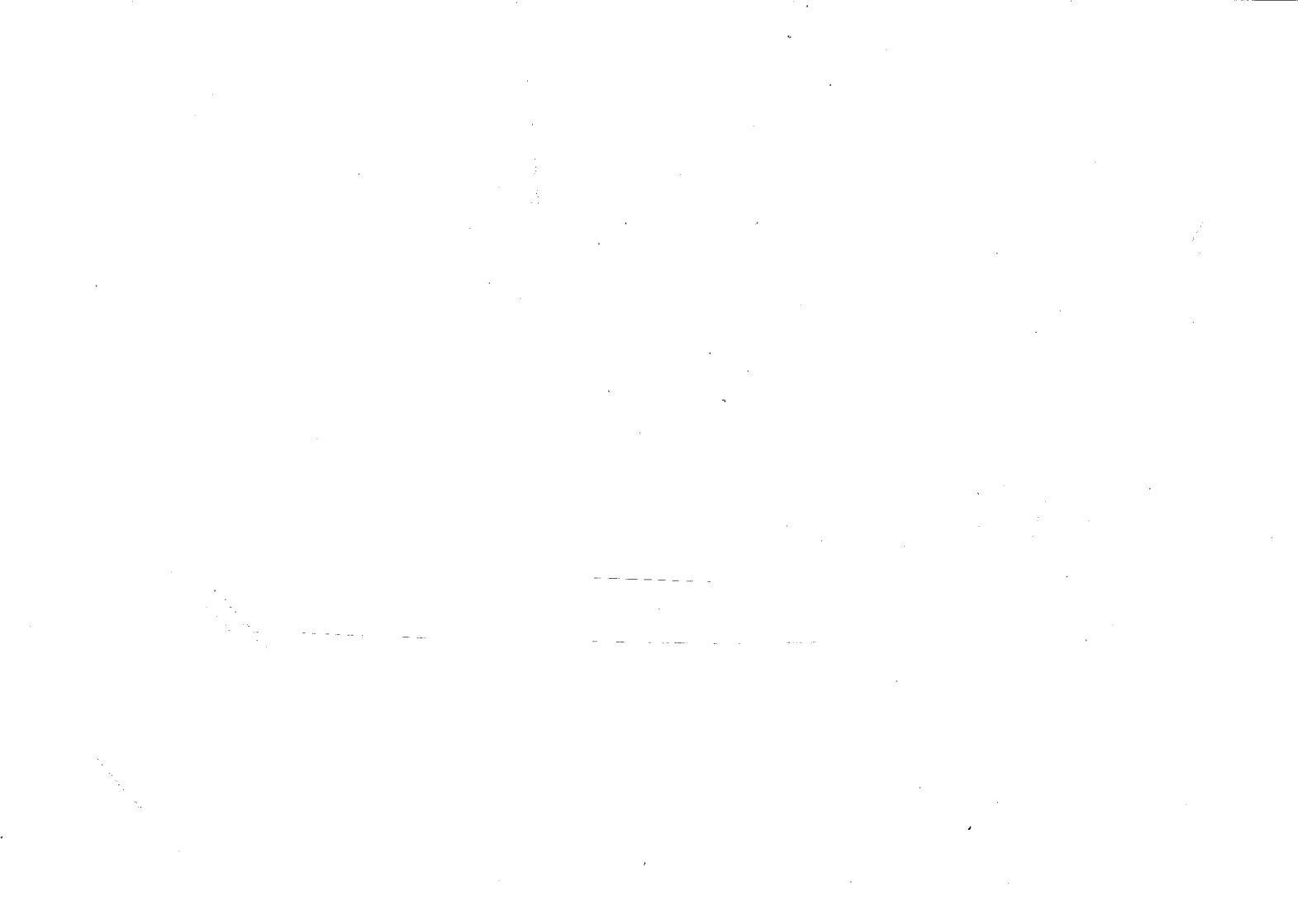
De meetresultaten zijn in de onderstaande tabel weergegeven.

N ^o van de meting.		1	2	3	4
Olietemp. (°C).		129	129	129	129
Rotameterstand.		10	10	10	10
c.c.T-pol/100 l. voeding		0	1	2	3
ϕ_v (g/sec)		7,88	8,09	7,32	Door een te heftig schuimen van de film is de meting niet bruikbaar.
ϕ_{cc} (g/sec)		6,74	6,49	5,73	
ϕ_{cd} (g/sec)		1,106	1,261	1,266	
ϕ_s (g/min)		2,2	20,4	19,4	
Oppervlakte- spanning bij 30°C. dynes/cm	Voeding	52,0	49,8	47,3	
	concentraat	53,3	50,7	51,0	
	condensaat	51,8	52,2	52,1	
	spatten	50,0	46,2	43,3	
Re		864	862	771	
ϕ_w'' (kJ/m ² sec)		32,6	37,2	37,4	
ΔT (°C)		4,2	1,8	1,2	
α_f (J/m ² sec°C)		7700	20600	31200	

Uit de bovenstaande gegevens is het volgende te concluderen:

- Een lagere oppervlaktespanning heeft een heftiger koken (d.w.z. meer spatten) tot gevolg.
- De α_f stijgt sterk door de heftige roerwerking van het kook-effect.
- Het oppervlaktespanning-verlagende middel gaat hoofdzakelijk in de bellen (spatten) zitten.





Appendix IV:

De invloed van uitstraling, naar een koud oppervlak, op de belvorming.

Om een verklaring te kunnen vinden voor de invloed welke ΔT en Re op de belvorming hebben, is nagegaan welke invloed uitstraling naar een koud oppervlak op de belvorming heeft.

Hiertoe is aan de linkerzijde van de verdamperpijp, op een afstand van ca. 5 cm, een verticale koelpijp (temperatuur ca. 10°C) aangebracht.

Door aan de voorzijde van de verdamper een camera op te stellen, was het mogelijk, zowel de bellen aan de zijde van de koelpijp, als de bellen aan de andere zijde van de verdamperpijp, op één foto vast te leggen.

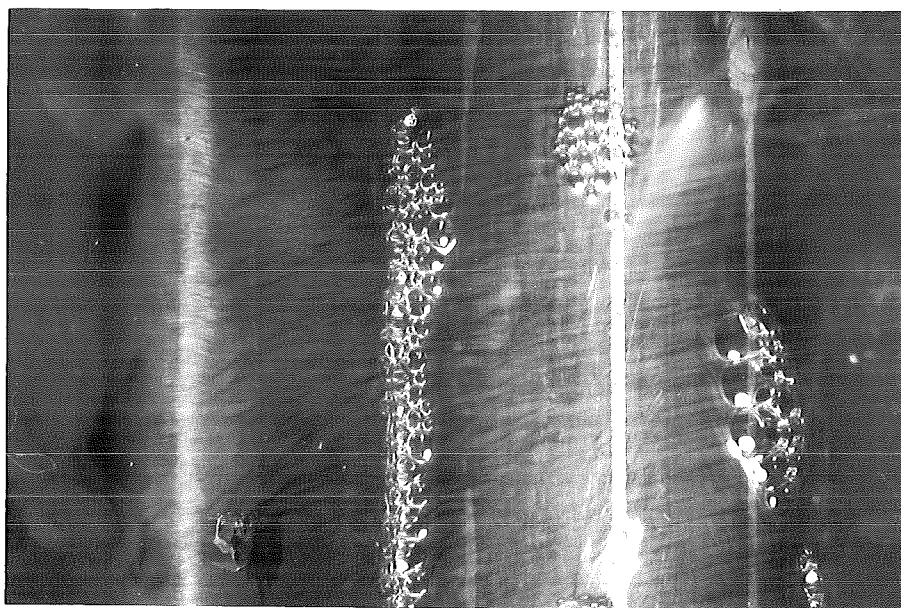
Er werden vier series foto's gemaakt, n.l.:

1. { Voeding: condenswater
Koeler : in gebruik
2. { Voeding: condenswater
Koeler : buiten bedrijf
3. { Voeding: condenswater, waarin 3 ml T-pol/100 L. is opgelost
Koeler : in gebruik
4. { Voeding: condenswater, waarin 3 ml T-pol/100 L. is opgelost
Koeler : buiten bedrijf

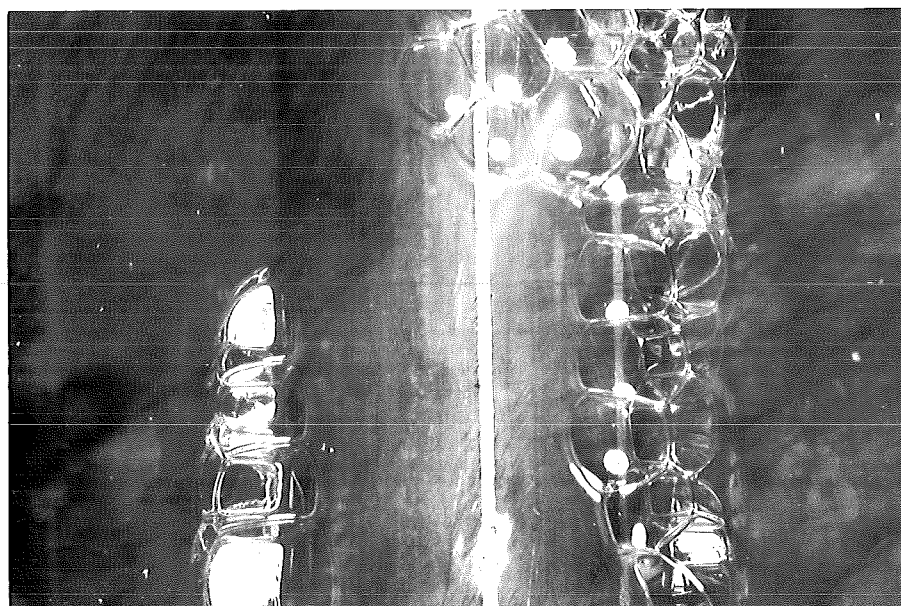
De olietemperatuur was bij alle proeven 129°C , terwijl steeds bij éénzelfde voedingdebiet (rotameterstand 13) werd gewerkt.

Tussen de fotoseries 1 en 2 was geen duidelijk verschil waar te nemen.

De verschillen tussen de fotoseries 3 en 4 worden weergegeven door de beide foto's op de volgende bladzijde.



Serie 3: Koeler in gebruik.



Serie 4: Koeler buiten bedrijf.

Uit de foto's blijkt dat de bellen, voor het geval dat de koeler in gebruik is, kleiner zijn dan wanneer de koeler buiten bedrijf gesteld is.

Verder is te zien dat er weinig verschil is waar te nemen tussen de bellen die zich aan de zijde van de koeler bevinden, en die welke zich aan de andere zijde van de verdamperpijp bevinden.

Voor de bellen geldt:

$$\Delta p = p_i - p_u = \frac{4\sigma}{R} \text{-----} (21)$$

Waarin: p_i = druk in de bel

p_u = druk buiten de bel

σ = oppervlaktespanning van de vloeistof

R = straal van de bel

Uit de waarnemingen en formule (21) zijn de volgende conclusies te trekken:

- a. Het verschil in de grootte van de bellen wordt niet veroorzaakt door verschillen in de oppervlaktespanning, welke het gevolg zouden kunnen zijn van uitstraling naar de koude koeler.
- b. Wanneer we de koeler in bedrijf stellen, wordt de damp sneller afgevoerd, waardoor p_u zal dalen. Hierdoor wordt Δp groter, hetgeen tot gevolg heeft dat de bellen kleiner worden.

Dit effect verklaart waarom de grootte van de bellen toeneemt bij een stijgende ΔT .

Bij stijgende ΔT wordt er namelijk meer damp gevormd. Hierdoor zal de drukval over de damp-afvoerleiding (verdamper $\rightarrow$ condensor) stijgen.

p_u zal dus stijgen en Δp dientengevolge dalen.

Proeven van van Tongeren

- 1) α i.h.a. hoger dan om de laminaire film $Re = 4000$
Dit wijst erop dat de film een dele turbulent
aethan, welk is.
- 2) De vorming van bellen geeft eenigsz extra stromingen,
zds wordt het vloeistof oppervlak onder de bel ~~en~~ ^{aan} ~~aan~~ ^{aan}
gestabiliseerd. Als daar dus de warmtestroom dichtbe-
klemer is dan over het gemiddelde vld vld film / hetge-
noot blijkt uit het feit dat de bellen niet snel groeien.
Bovendien is er nog een kleine drukverhoging, onder de bee-
- 3) De vraag is of een bel wordt opgeblazen of dat de
geproduceerde damp op de bel condenseert en aan de
andere kant weer verdampt. Het zou kunnen dat dit v-
gebeurt, als de bel een koud oppervlak ziet. Men kan nu
de film dikte op vld ook toenemen.

* Men zou de groeisnelheid van die bellen moeten meten