

A F S T U D E E R V E R S L A G No. 579

door

D.L.N.Vink

Juni 1958

Warmte-overdracht tussen een cilindrische
buiswand en daarbinnen naar boven stromende
tweefazenmengels.

Laboratorium voor
PHYSISCHE TECHNOLOGIE
der Technische Hogeschool
Pr. Bernhardlaan 6 - DELFT

WARMTE-OVERDRACHT TUSSEN EEN CYLINDRISCHE BUISWAND
EN DAARBINNEN NAAR BOVEN STROMENDE TWEEFAZENMENGSELS

Afstudeerverslag: D.L.N.VINK, N₅
juni 1958,
Laboratorium voor
Fysische Technologie,
T.H. Delft.

Samenvatting.

I	Inleiding.	1
	1. Gebeuren in een verdamperpijp.	1
	2. Doel van het onderzoek.	2
	3. Meetmethode.	3
	4. Literatuuroverzicht.	4
II	Beschrijving van de opstelling.	7
	1. Leidingschema.	7
	2. Meetsectie.	7
	3. Cycloonafscheider.	9
III	Bepaling van de warmte-overdrachtscoëfficiënt.	10
	1. Warmte-overdrachtscoëfficiënt.	10
	2. Radiaal warmteverlies.	11
	3. Longitudinaal warmteverlies.	12
	4. Radiale temperatuurval over de buiswand.	14
	5. Ongelijkmatige wanddikte.	15
IV	Bepaling van de damp-vloeistofverhouding.	16
	1. Damp-vloeistofverhouding.	16
	2. Damp-vloeistofevenwicht in meetsectie en cycloon.	16
	3. Ontspanningsverdamping in de cycloon.	17
	4. Warmteverlies van de cycloon.	18
	5. Werking van de cycloon.	18
	6. Vergroting van het dampgehalte in de meetsectie.	20
	7. Verband tussen de ingangstemperatuur en de hoeveelheid condensaat.	20
	8. Thermodynamisch overzicht.	21
V	Metingen aan een turbulente vloeistofstroom.	23
	1. Doel.	23
	2. Waarnemingen.	23
	3. Thermische inlooplengte.	25
	4. Oppervlakkig koken (surface boiling).	26
	5. Hydrodynamische inlooplengte.	27
	6. Verdere experimenten en conclusies.	28

VI	Metingen aan lucht-watermengsels.	30
	1. Waarnemingen.	30
	2. Analyse van de waarnemingen.	31
VII	Metingen aan damp-vloeistofmengsels.	33
	1. Waarnemingen.	
	2. Analyse van de waarnemingen.	34
	3. Vergelijking met correlaties van andere onderzoekers.	39
	4. Eenvoudiger correlatie van de waarnemingen.	41
	5. Conclusies.	

Lijst van gebruikte symbolen.

Lijst van geciteerde literatuur.

Tabellen: L I - L IV , T I - T IV , S I - S III ,
 C I - C III.

Lijst van figuren: fig. 1. - fig. 17.

SAMENVATTING.

In een verdamperpijp vindt een gecombineerd proces plaats van warmte-overdracht en vloeistof-^{-damp-}transport, die direct van elkaar afhankelijk zijn. Om totale warmte-overdrachtscoëfficiënten van verdamperpijpen te kunnen berekenen is het nodig te weten hoe de plaatselijke warmte-overdrachtscoëfficiënt tussen een buiswand en een daarbinnen stromend damp-vloeistofmengsel afhangt van de ter plaatse bestaande condities. Doel van ons onderzoek is deze afhankelijkheid na te gaan.

In hoofdstuk II wordt de gebruikte opstelling beschreven. In de hoofdstukken III en IV worden de werkwijzen voor het bepalen van de warmte-overdrachtscoëfficiënt en de damp-vloeistofverhouding aangegeven; verscheidene correcties blijken op de waarnemingen te moeten worden toegepast om de gezochte grootheden te vinden. Daar warmte-overdrachtscoëfficiënten naar een turbulent stromende vloeistof met behulp van een bekende correlatie kunnen worden berekend, lijkt het mogelijk de opstelling te controleren door metingen aan een turbulente vloeistofstroom te doen, zie hoofdstuk V. De waarnemingen kloppen niet met de berekeningen; aangetoond kan echter worden, dat de gebruikte correlatie in onze omstandigheden niet zo maar mag worden toegepast; er is geen mogelijkheid tot controle.

In hoofdstuk VI worden vroeger verrichte metingen aan lucht-watermengsels beschreven.

Hoofdstuk VII handelt over de metingen aan damp-vloeistofmengsels van toluëen en van water, de resultaten van het eigenlijke onderzoek. Het blijkt, dat hier de warmte-overdracht hoofdzakelijk door de gedwongen convectie wordt bepaald; slechts bij kleine vloeistofsnelheden treedt een relatief belangrijk kookeffect op, waarbij de warmte-overdracht wordt verbeterd, doordat kookbelletjes een sterke roering in de vloeistoffilm veroorzaken. Dit kookeffect wordt onderdrukt, als bij toenemende damp-vloeistofverhouding de werkelijke vloeistofsnelheid toeneemt.

De warmte-overdrachtscoëfficiënt bij tweefazenstroming blijkt bij benadering te kunnen worden berekend met de formule:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 3,5 F \left(\frac{1}{x_{tt}} \right)^{0,5}$$

De factor F is gelijk aan 1, als geen effect van koken in rekening moet worden gebracht; treedt er wel koken op, dan is $F > 1$.

Voor het geval geen kookeffect optreedt werd voor de warmte-overdrachtscoëfficiënt bij tweefazenstroming door ons een nieuwe correlatie voorgesteld:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 1 + 2,2 \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right)^{0,35}$$

Deze formule moet echter nog nader worden geverifiëerd.

I. INLEIDING.

I.1. Gebeuren in een verdamperpijp.

Het verdampen van een vloeistof in een verticale pijp, zoals dit in vrijwel de meeste technische verdampers plaats vindt, is een zeer ingewikkeld proces. Naast de warmte-overdracht aan de in de pijp kokende vloeistof, zoals die uitvoerig is bestudeerd aan verwarmde oppervlakken waarvan de gevormde dampbellen vrij kunnen opstijgen, is een belangrijke variabele de stroomsnelheid van het vloeistof-dampmengsel. Deze snelheid varieert over de hoogte van de pijp, omdat de hoeveelheid damp in de stromingsrichting voortdurend toeneemt.

In dit verslag zal uitsluitend aandacht worden besteed aan het gecombineerde proces van warmte-overdracht en vloeistof-damptransport, die direct van elkaar afhankelijk zijn; het zogenaamde „vrije koken” wordt buiten beschouwing gelaten.

Het totale stromingsbeeld in een verdamperpijp kunnen we onderverdeeld denken in geleidelijk in elkaar overgaande zones, die vooral ook wat warmte-overdracht betreft, sterk van elkaar verschillen.

Na een opwarmzone, waarin de vloeistof tot het kookpunt wordt opgewarmd en waarin ook oppervlakkig koken (zie paragraaf V. 4) kan optreden, volgt een zone van bellenstroming. De vloeistof heeft hier het kookpunt bereikt; aan de wand worden dampbellen gevormd, die in de vloeistof verder kunnen aangroeien, de warmte-overdracht is vergelijkbaar met die, welke plaats vindt bij vrij koken. In de nu volgende zone van flardenstroming hebben de dampbellen, die steeds groter worden (tengevolge van de warmtetoevoer en het afnemen van de hydrostatische druk) zich verenigd tot proppen, die zeer groot kunnen worden. In de zone van de ringstroming is een min of meer continue dampkern aanwezig met een vloeistoffilm langs de wand. Tenslotte wordt het laatste stadium bereikt, een zone waarin de wand is drooggevallen. In de gehele doorsnede van deze zone bevindt zich damp, met kleine vloeistofdruppeltjes er in gedispergeerd. De warmte-overdracht is hier slecht, ondanks de vrij hoge snelheden van de „mist”.

I.2. Doel van het onderzoek.

Bij vele onderzoeken, gedaan over de warmte-overdracht in verticale verdamperpijpen, werd te weinig aandacht aan de grote verschillen in warmte-overdracht langs de verdamperpijp geschonken; totale warmte-overdrachtscoëfficiënten werden bepaald, die dus een gemiddelde zijn van de over de gehele lengte bestaande plaatselijke warmte-overdrachtscoëfficiënten.

Met dit onderzoek is getracht de plaatselijke partiële warmte-overdrachtscoëfficiënten te meten, bij warmte-overdracht tussen een cilindrische buiswand en een daarbinnen onder bekende condities naar boven stromend tweefazenmengsel. Doordat warmte-overdrachtscoëfficiënten plaatselijk worden gemeten (point heat transfer coefficients), kan worden nagegaan hoe de warmte-overdracht in de verschillende eerder genoemde zônes variëert. Pas wanneer dit bekend is kan men, wetende welke zônes in een bepaalde verdamperpijp voorkomen, een totale warmte-overdrachtscoëfficiënt voor die verdamperpijp berekenen. Omdat iedere zône hoofdzakelijk wordt gekarakteriseerd door de grootte van de binnen die zône bestaande damp-vloeistofverhouding, zal naar een relatie tussen de warmte-overdrachtscoëfficiënt en de damp-vloeistofverhouding worden gezocht.

Gewerkt werd met damp-vloeistofmengsels van toluëen. Behalve de resultaten van deze metingen, zullen ook die van metingen door Hiddema (9) met nagenoeg dezelfde opstelling aan lucht-water- en stoom-water-mengsels gedaan, in dit verslag worden besproken. Hoewel op de metingen aan stoom-water-mengsels dezelfde correcties werden toegepast als op die aan toluëen-toluëendamp-mengsels (een belangrijke later aangebrachte correctie op de metingen aan stoom-water-mengsels was die voor ontspanningsverdamping tussen de meetsectie en de damp-vloeistofafscheider), bleken toch de door Hiddema gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënten relatief lager te zijn.

In een geheel andere opstelling werden, los van dit onderzoek, door Schipper (13) warmte-overdrachtscoëfficiënten gemeten bij de condensatie van stoom. Daar ook hier warmte-overdrachtscoëfficiënten als functie van een damp-vloeistofverhouding worden bepaald, leek het interessant de metingen van Schipper in onze beschouwingen te betrekken.

I.3. Meetmethode.

Om de warmte-overdrachtscoëfficiënt als functie van de damp-vloeistofverhouding te meten wordt gebruik gemaakt van een opstelling, waarin een electrisch verhitte korte meetsectie is opgenomen. In de sectie wordt het gemiddelde temperatuurverschil tussen de wand en het mengsel gemeten. Daar de sectie langs electrische weg wordt verhit, is de warmtestroomdichtheid een direct in te stellen grootheid, dit in tegenstelling tot de vaak gebruikte stoom- of vloeistofverwarming, waarbij het temperatuurverschil de ingestelde grootheid is. Uit het quotient van de warmtestroomdichtheid en het gemeten temperatuurverschil volgt de warmte-overdrachtscoëfficiënt.

Het damp-vloeistofmengsel wordt verkregen door ontspanningsverdamping. Hiertoe wordt de vloeistof onder druk verhit tot boven de normale kooktemperatuur en vervolgens ontspannen in een verticale pijp van ca. 4 meter lengte. Hierboven worden damp en vloeistof gescheiden in een cycloonafscheider, waarna het dampdebiet na condensatie wordt bepaald. Uit de condensaatstroom en de voedingsstroom volgt de damp-vloeistofverhouding van het mengsel.

Om het lucht-watermengsel te verkrijgen wordt de lucht 4 meter voor de meetsectie in de waterstroom geïnjecteerd.

De instelbare grootheden werden als volgt gevarieerd:

a. Lucht-watermengsels.

			mini- maal	maxi- maal	relatieve variatie
ϕ_l	waterdebiet	ml/sec	51,6	162	3,1 x
ϕ_g	luchtdebiet	ml/sec	17,7	824	46,3 x
$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	$\frac{\text{luchtdebiet}}{\text{waterdebiet}}$	--	0,11	15,4	140 x
ϕ_w	warmtestroom- dichtheid	kW/m ²	16	108	6,7 x

b. Damp-vloeistofmengsels : verdampend toluen.

			mini- maal	maxi- maal	relatieve variatie
ϕ	totaal debiet toluen	ml/sec	76,5	170	2,2 ×
ϕ_g	dampdebiet	ml/sec	40	6560	164 ×
$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	<u>dampdebiet</u> vloeistofdebiet	--	0,50	86,33	172 ×
ϕ_w	warmtestroom- dichtheid	kW/m ²	25	57	2,3 ×

c. Damp-vloeistofmengsels : verdampend water.

			mini- maal	maxi- maal	relatieve variatie
ϕ	totaal debiet water	ml/sec	115		---
ϕ_g	dampdebiet	ml/sec	150	9390	62,5 ×
$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	<u>dampdebiet</u> vloeistofdebiet	--	1,27	85,4	67,4 ×
ϕ_w	warmtestroom- dichtheid	kW/m ²	26	146	5,6 ×

d. Damp-vloeistofmengsels : condenserende stoom.

			mini- maal	maxi- maal	relatieve variatie
Totaal massadebiet stoom		kg/sec	1,2 . 10 ⁻³	1,5 . 10 ⁻³	1,2 ⁵ ×
$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	<u>dampdebiet</u> vloeistofdebiet	--	1680	6900	4,1 ×
ϕ_w	warmtestroom- dichtheid	kW/m ²	120	250	2,1 ×

I.4. Literatuuroverzicht.

Door andere onderzoekers werden hoofdzakelijk metingen gedaan aan lange verdamperpijpen; een goed overzicht hiervan geeft het literatuuronderzoek van Beeliën (3). Uit dit literatuuronderzoek, dat kan worden beschouwd als een historische schets van de onderzoekingen aan verdamperpijpen, blijkt onder meer, dat door Kirschbaum, Kranz en Starck (10) in een publicatie in 1935 voor het eerst wordt gewezen op de verdeling

van het stromingsbeeld in een verdamper in verschillende zônes, hetgeen van fundamentele betekenis is voor verder onderzoek.

Een overzicht van recente publicaties op het gebied van verdamping wordt gegeven door Badger en Lindsay (1). Zij wijzen er op, dat vooral de laatste jaren door fundamenteel onderzoek het mechanisme van warmte-overdracht in verdamperpijpen beter wordt begrepen.

De noodzaak kernreactoren te koelen, waarbij koelen door verdamping het meest effectief lijkt, heeft het onderzoek naar de grootte van warmte-overdrachtscoëfficiënten bij verdamping bijzonder gestimuleerd.

Voor vergelijking van onze resultaten met die van andere onderzoekers zijn hoofdzakelijk metingen aan korte buizen van belang.

Door Oliver (12), die werkte met een éénpijps-geforceerde circulatieverdamer met een pijplengte van 0,52 m en een diameter van 12,6 mm, werd het verschil gemeten tussen de gemiddelde wandtemperatuur en het kookpunt van de vloeistof in de dampafscheider, het zogenaamde schijnbare temperatuurverschil. De gebruikte vloeistof was water.

Schwappe en Foust (14) maten aan een electrisch verhitte buis van 0,305 m lengte de gemiddelde wandtemperatuur. Zij namen als de temperatuur van het mengsel het gemiddelde van de ingangs- en uitgangstemperatuur en bepaalden de laatste uit de uitgangsdruk door aan te nemen, dat damp en vloeistof in evenwicht met elkaar waren. De gebruikte vloeistof was water. De laagste door hen gebruikte warmtestroomdichtheid lag beneden de hoogste warmtestroomdichtheid, die bij onze metingen werd toegepast; de door hen toegepaste snelheden waren groter, zodat een vergelijking van de waarnemingen slechts door extrapolatie mogelijk zou zijn.

Het warmte-overdrachtsmechanisme van verdampend water werd door Dengler en Addoms (5) onderzocht in een verticale buis van 6,10 m lengte en 25,4 mm diameter. Met behulp van een in water oplosbare radio-actieve "tracer" kon op verschillende plaatsen de damp-vloeistofverhouding worden bepaald. Zij vonden, dat warmte hoofdzakelijk door convectie wordt overgedragen, slechts bij lage vloeistofsnelheden domineert het kookeffect.

Door Guerrieri en Talty (7) werden organische vloeistoffen in een verdamper met natuurlijke circulatie verdampt. De toegepaste vloeistoffen waren cyclohexaan, methanol, benzeen, pentaan en heptaan. Twee verdampers werden gebruikt, één van 1,83 m lengte met een pijpdiameter van 19,05 mm en één van 1,98 m lengte met een pijpdiameter van 25,4 mm. Zelfs bij de lage snelheden van natuurlijke circulatie blijkt convection het voornaamste mechanisme van warmte-overdracht te zijn.

In paragraaf VII.3, zullen onze metingen aan dampvloeistofmengsels worden vergeleken met de resultaten van het onderzoek van Dengler en Addoms, en dat van Guerrieri en Talty.

II. Beschrijving van de opstelling.

II.1. Leidingschema.

In fig. 1 is het circuit schematisch weergegeven. Vanuit het voorraadvat, waarin de vloeistof door middel van een koelspiraal op constante temperatuur wordt gehouden, wordt de vloeistof door de pomp via een rotameter aangezogen en in de warmtewisselaar geperst. Behalve het debiet kan ook de druk in dit leidingdeel worden geregeld met behulp van de omloop met regelaafsluiter en de afsluiter achter de warmtewisselaar.

In de warmtewisselaar wordt de vloeistof ten opzichte van de druk in de meetsectie oververhit. Na de afsluiter achter deze oververhitter treedt ontspanningsverdamping op, de tweefazenstroom kan zich nu in de inloopsectie instellen. De damp-vloeistofverhouding van het tweefazenmengsel kan worden geregeld door in de oververhitter meer of minder stoom toe te laten. Bij metingen met lucht-watermengsels werd de lucht onder in de inloopsectie geïnjecteerd.

Boven de inloopsectie bevinden zich de meetsectie en een kijkglas. Na het passeren van de meetsectie worden damp en vloeistof in een cycloon-afscheider gescheiden, de damp wordt gecondenseerd en via een meetvatje teruggevoerd in het voorraadvat, de vloeistof wordt rechtstreeks in het voorraadvat teruggebracht.

In de paragrafen II.2. en II.3. zullen de twee belangrijkste onderdelen van de opstelling, de meetsectie en de cycloon worden beschreven.

II.2. Meetsectie.

De meetsectie is in fig. 2 weergegeven en bestaat uit een roestvrij stalen buis van 21 mm inwendige diameter en 300 mm lengte, welke is afgedraaid tot een wanddikte van 1 mm.

Aan deze buis zijn op 250 mm afstand van elkaar koperen aansluitstrippen gesoldeerd, welke zijn verbonden met de secundaire zijde van een transformator, die op zijn beurt via een regeltransformator uit het net wordt gevoed.

De meetsectie is door pertinax ringen van de flenzen en dus van de leidingen geïsoleerd.

Op de buis zijn aan de buitenzijde twee aansluitingen gesoldeerd op 220 mm van elkaar, die worden gebruikt om de spanningsval over de sectie te meten. De stroomsterkte wordt gemeten via een stroomtransformator, die om één van de toevoerleidingen is aangebracht.

Verder zijn op de buitenzijde van de buis vijf thermo-elementen van koper-constantaan gesoldeerd, en wel als volgt: drie in het midden, zodanig, dat de buisomtrek in drie gelijke delen is verdeeld, één 17 mm onder het midden van de buis en één 18 mm boven het midden van de buis. Centraal in de buis, op dezelfde hoogte als de drie thermo-elementen in het midden, is een zesde element aangebracht, dat de middentemperatuur, bij benadering ook de gemiddelde temperatuur van het doorstromend mengsel aangeeft. Het centrale thermo-element dient ter plaatse van de meetsectie dun te zijn, om daar de stromingstoestand zo min mogelijk te beïnvloeden.

Om de buis is een eerste isolatielaag van glasweefsel aangebracht en vervolgens één van asbestkoord van ca 2 mm diameter, waarin de spiraal van de warmtestroommeter is gelegd. Daaromheen is, na nog een laag asbestkoord en een laag glasweefsel de compensatiewikkeling van kantaband aangebracht. Tenslotte is er om de kantaband een laag glasweefsel, een laag asbestkoord en weer een laag glasweefsel gewikkeld.

De compensatiewikkeling wordt electrisch verhit; door het systeem buiswand—warmtestroommeter—compensatiewikkeling wordt er voor gezorgd, dat de in de buiswand ontwikkelde warmte niet radiaal naar buiten kan worden afgevoerd. Zie paragraaf III.2.

De warmtestroommeter bestaat uit een gespiraliseerde constantaandraad, die overlangs voor de helft in een koperbad is gelegd en op deze wijze gedeeltelijk is verkoperd. De zo verkregen warmtestroommeter is te vergelijken met een reeks in serie geschakelde koper-constantaan thermo-elementjes. De verschillende thermo-elementjes worden door kleine stukjes constantaan kortgesloten; door de grote electrische weerstand van constantaan gaat de opgewekte thermospanning niet volkomen verloren. Door superpositie van de restspanning van elk elementje in de spiraal kan een gevoelige warmtestroommeter worden verkregen, wanneer de spiraal op geschikte wijze om de meetsectie wordt gewikkeld.

II.3. Cycloonafscheider.

De cycloonafscheider is weergegeven in fig. 3.

Het damp-vloeistofmengsel wordt tangentiëel ingevoerd, de damp verlaat de cycloon door de $\frac{3}{4}$ " stoompijp, de vloeistof door de $\frac{1}{2}$ " stoompijp. De 3" gaspijp aan het deksel van de cycloonafscheider doet dienst als schutring en moet voorkomen, dat vloeistof omhoog kruipt in de $\frac{3}{4}$ " stoompijp.

De horizontale plaat van 120 Ø moet verhinderen, dat vloeistofdruppeltjes met de damp worden meegezogen. Dit is vooral belangrijk wanneer in het hart van de cycloon een onderdruk bestaat, dus bij hoge snelheden van het damp-vloeistofmengsel (grote hoeveelheden damp of gas en weinig vloeistof). Bij onze proeven waren de snelheden van het damp-vloeistofmengsel niet zo hoog, zodat deze plaat van minder belang was. Om bepaalde redenen werd de plaat later verwijderd, hier wordt in paragraaf IV.5. uitvoerig op ingegaan.

Om warmteverlies van de cycloon tegen te gaan, waardoor damp zou kunnen condenseren, werd de gehele cycloon met dik asbestkoord omwikkeld. Zie ook paragraaf IV.4.

III. Bepaling van de warmte-overdrachtscoëfficiënt.

III.1. Warmte-overdrachtscoëfficiënt.

De warmte-overdrachtscoëfficiënt is per definitie gelijk aan het quotiënt van de warmtestroomdichtheid en het verschil tussen de wandtemperatuur en de gemiddelde vloeistof-temperatuur. Door het meten van de stroomsterkte i met behulp van een nauwkeurige stroomtransformator en ampèremeter, en van de spanningsval V over de sectie met behulp van een nauwkeurige voltmeter, wordt de in de buiswand ontwikkelde warmte iV gevonden. Hierbij is aangenomen, dat stroom en spanning met elkaar in fase zijn; is dit niet het geval, dan zou voor de ontwikkelde warmte $iV \cos \varphi$ moeten worden genomen, waarin φ het fazeverschil tussen de wisselstroom en wisselspanning voorstelt. Uit metingen met een electronen-straaloscilloscoop bleek echter, dat stroom en spanning met elkaar in fase zijn, $\varphi = 0$ en $\cos \varphi = 1$.

Wanneer we aannemen, dat alle in de buiswand ontwikkelde warmte door het bestaan van een compensatiesysteem, zie paragraaf II.2., slechts kan worden afgevoerd naar het binnen de buis stromend medium volgt uit stroom- en spanningsmetingen het bekende binnenoppervlak van de meetsectie eenvoudig de warmtestroomdichtheid.

Het temperatuurverschil wordt gemeten met het centrale thermo-element (om de temperatuur van het doorstromend medium te bepalen) en de vijf thermo-elementen aan de wand, zie paragraaf II.2. Het centrale thermo-element werd geijkt door de ene las in smeltend ijs en de andere las in hete olie te dompelen; de temperatuur van de olie werd met een „Anschütz“-thermometer bepaald. In fig. 4 is de ijkgrafiek weergegeven. De wandthermokoppels werden in de opstelling met het centrale thermo-element vergeleken. Telkens werd hierbij met behulp van het compensatiesysteem er voor gezorgd, dat de temperaturen van de vloeistof en de wand gelijk aan elkaar waren. Uit de waarnemingen bleek, dat voor alle thermokoppels dezelfde ijkgrafiek mag worden gebruikt.

Zowel de vloeistoftemperatuur als de wandtemperatuur wordt absoluut afgelezen. Door het centrale thermo-element te laten fungeren als koude las van de wandthermo-elementen

zou het temperatuurverschil tussen wand en vloeistof direct kunnen worden bepaald. Deze methode bleek echter niet gunstig te zijn; de aanwijzing van het centrale thermokoppel fluctueerde enigszins ten gevolge van de tweefazenstroom en deze fluctuaties waren dan eveneens hinderlijk bij het aflezen van de wandthermokoppels.

Alle thermospanningen worden met een normale compensatieschakeling gemeten, zoals weergegeven in fig. 4: nulindicator is een spotlight-galvanometer G; voor een goede meting zijn essentiëel een goede kwaliteit van de ampèremeter A en de weerstand van 1Ω .

In de volgende paragrafen zal worden ingegaan op enkele verschijnselen die voor een nauwkeurige bepaling van de warmte-overdrachtscoëfficiënt van belang zijn.

III.2. Radiaal warmteverlies.

Om warmte-afgifte radiaal naar buiten van de in de buiswand ontwikkelde warmte tegen te gaan is in de meetsectie de compensatiewikkeling en de warmtestroommeter aangebracht. Bepalend voor de kleine radiale warmteverliezen, die toch nog zullen bestaan is de gevoeligheid van de warmtestroommeter (uitgedrukt in millivolts thermospanning per eenheid van warmtestroomdichtheid), die echter met deze sectie niet is te bepalen.

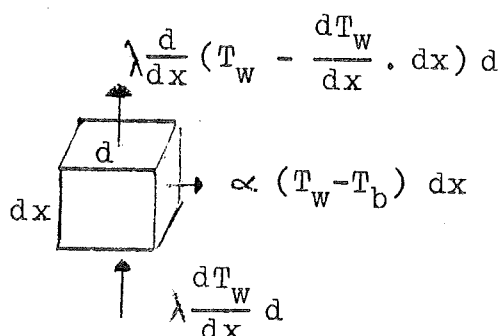
Teneinde toch een indruk te krijgen van de grootte van de radiale warmteverliezen is de volgende proef gedaan: voor een lage watersnelheid en bij de hoogst instelbare warmtestroomdichtheid werd het temperatuurverschil wand-vloeistof bij volledige compensatie bepaald. Daarna werd de compensatiestroom uitgeschakeld en opnieuw het temperatuurverschil wand-vloeistof bepaald. Dit bleek onveranderd te zijn, terwijl de uitslag van de warmtestroommeter toen ca. 35 mV bedroeg. Daar de schommelingen in de uitslag van de warmtestroommeter bij de metingen niet meer dan ± 2 mV bedroegen, kunnen ook de radiale warmteverliezen verwaarloosbaar klein worden gesteld.

Uit het bovenstaande blijkt, dat voor de metingen aan water en stoom-watermengsels het compensatiesysteem overbodig was. De warmte-overdrachtscoëfficiënt van een buiswand naar daarbinnen stromend toluen is echter kleiner dan van een buiswand naar daarbinnen stromend water; bij metingen aan

tolueen zal dus het compensatiesysteem belangrijker zijn. De stroom door de compensatiewikkeling in de meetsectie werd steeds met zeer grote nauwkeurigheid ingesteld, zodat de radiale warmteverliezen dan te verwaarlozen waren.

III.3. Longitudinaal warmteverlies.

Van de longitudinale warmteverliezen door geleiding in de buiswand kan een schatting worden gemaakt door een warmtebalans voor een ring met hoogte dx op te stellen met verwaarlozing van de radiale warmteverliezen, en zo het temperatuurverloop van de buis in longitudinale richting te vinden. Hiermee kan het energieverlies voor de middelste 35 mm van de buis worden berekend.



$$\frac{iV}{L} = \pi D \propto (T_w - T_b) - \pi D d \lambda \frac{d^2 T_w}{dx^2}$$

$$\text{of} \quad \frac{d^2 T_w}{dx^2} - \frac{\propto}{\lambda d} (T_w - T_b) = - \frac{iV}{\pi D d \lambda L}$$

$$\text{We zien direct, dat } T_w - T_b = \text{constant} = \frac{iV}{\propto \pi D L}$$

aan de differentiaalvergelijking voldoet, dit is de particuliere integraal. De gereduceerde differentiaalvergelijking luidt:

$$\frac{d^2 T_w}{dx^2} - \frac{\propto}{\lambda d} (T_w - T_b) = 0 \quad \text{en heeft de oplossing:}$$

sing:

$$T_w - T_b = c' e^{+\sqrt{\frac{\propto}{\lambda d}} x} + c'' e^{-\sqrt{\frac{\propto}{\lambda d}} x}$$

Nemen we $x = 0$ op de halve hoogte van de buis, dan moet de oplossing een symmetrische functie van x zijn, in dat geval is

$$T_w - T_b = C \left(e^{+\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} x} + e^{-\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} x} \right) = 2 C \cosh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot x \right] =$$

$$= C_1 \cosh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot x \right]$$

Als randvoorwaarde stellen we nu, dat de buis ter hoogte van de aansluitstrippen de temperatuur van het mengsel heeft aangenomen; in werkelijkheid ligt dit veel gunstiger.

Dit geeft dan $T_w = T_b$ voor $x = \pm \frac{L}{2}$, waaruit volgt:

$$C_1 = \frac{-iV}{\pi D \alpha L} \cdot \frac{1}{\cosh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot \frac{L}{2} \right]}$$

De volledige oplossing — sommatie van particuliere integraal en oplossing van de gereduceerde differentiaalvergelijking — luidt:

$$T_w - T_b = \frac{iV}{\pi D \alpha L} \left[1 - \frac{\cosh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot x \right]}{\cosh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot \frac{L}{2} \right]} \right]$$

Voor de temperatuurgradiënt in de lengterichting van de buis volgt:

$$\frac{dT_w}{dx} = - \frac{iV}{\pi D \alpha L} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot \frac{\sinh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot x \right]}{\cosh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot \frac{L}{2} \right]}$$

Om een indruk te krijgen van het warmteverlies van een „middenmoot“ van 40 mm vergelijken we de geleidingsverliezen met de ontwikkelde warmte, en beschouwen hiervoor de grootheid

$$\frac{2 \pi D d \lambda \left[\frac{dT_w}{dx} \right]_{x = \pm \frac{L'}{2}}}{\frac{1}{L} V L'} = \frac{2}{L'} \sqrt{\frac{d \lambda}{\alpha}} \cdot \frac{\sinh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot \frac{L'}{2} \right]}{\cosh \left[\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda d}} \cdot \frac{L'}{2} \right]}$$

We substitueren: $d = 10^{-3} \text{ m}$
 $L = 0,25 \text{ m}$
 $L' = 0,04 \text{ m}$
 $\lambda = 26 \text{ W/m}^\circ\text{C}$
 $\alpha = 500 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$

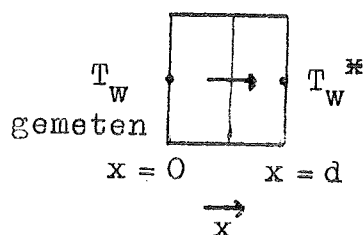
en vinden dan, dat de verliezen door longitudinale geleiding $1,4 \cdot 10^{-7}$ van de ontwikkelde warmte bedragen, en derhalve te verwaarlozen zijn.

In bovenstaand geval werd $\alpha = 500 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ gesteld, dit is de laagste warmte-overdrachtscoëfficiënt die bij metingen aan tolueen werd gevonden. De warmte-overdrachtscoëfficiënt van een buiswand naar daarbinnen stromend water is ongeveer vier keer zo groot, de geleidingsverliezen zullen bij metingen aan water dus nog geringer zijn.

III.4. Radiale temperatuurval over de buiswand.

Daar de thermo-elementen aan de buitenzijde van de wand zijn gesoldeerd, moet het gevonden temperatuurverschil tussen de wand en het stromend medium worden gecorrigeerd voor de temperatuurval over de buiswand. De grootte van deze correctie kan eenvoudig met de warmtestroomdichtheid in verband worden gebracht.

Daar het hier een correctie betreft, mogen we de buiswand als een vlakke plaat opvatten. Wanneer we de longitudinale warmtegeleiding en de radiale warmte-afgifte aan de omgeving verwaarlozen kunnen we de volgende warmtebalans opstellen:



$$\lambda \frac{dT_w}{dx} = q x, \text{ waarin}$$

q de warmte-ontwikkeling per volume-eenheid voorstelt.

De oplossing van de differentiaalvergelijking luidt:

$T_w = \frac{q x^2}{2\lambda} + C_2$. Uit de randvoorwaarde $T_w = T_w$ gemeten voor $x = 0$ volgt $C_2 = T_w$ gemeten, de oplossing wordt dan:

$$(T_w - T_w \text{ gemeten}) = \frac{q x^2}{2\lambda}.$$

De temperatuur aan de binnenzijde van de buiswand T_w^* vinden we nu uit $(T_w^* - T_w \text{ gemeten}) = \frac{q d^2}{2\lambda} = \frac{\phi_w'' \cdot d}{2\lambda}$

De correctie voor temperatuurval over de buiswand

$$\Delta T_{\text{correctie}} = (T_w^* - T_w \text{ gemeten}) = \frac{\phi_w'' \cdot d}{2\lambda} \text{ bedroeg maximaal } 2,8^\circ\text{C}.$$

III.5. Ongelijkmatige wanddikte.

Bij de berekening van de temperatuurval over de buiswand is gesteld: $\phi_w'' = q \cdot d$. We kunnen dus schrijven:

$\alpha(T_w - T_b) = \phi_w'' = q \cdot d$. Voor de mogelijke fout in het temperatuurverschil tussen de wand en het stromende medium tengevolge van de fout in d volgt dus

$$(T_w - T_b) \pm \Delta(T_w - T_b) = \frac{q \cdot d}{\alpha} \left(1 \pm \frac{\Delta d}{d}\right).$$

De spreiding van de thermospanningen, gemeten met de drie middelste thermo-elementen t.o.v. het centrale element bedroeg maximaal 6% en wel bij niet kokend water bij lage wandtemperatuur (kleine warmtestroomdichtheid, grote watersnelheid). In deze spreiding moet de ongelijkmatige wanddikte tot uiting komen; deze is blijkbaar niet groter dan 6%.

Om vervuiling van de buiswand tegen te gaan zijn geen bijzondere maatregelen getroffen. Wel werd bij de metingen aan water steeds met gedestilleerd water gewerkt toen bij gebruik van leidingwater ketelsteen-aanslag met storende gevolgen optrad. Voordat metingen aan tolueen werden begonnen werd de opstelling grotendeels uit elkaar genomen en grondig gereinigd. Voortdurend werd de sectie gecontroleerd op de warmteoverdracht aan doorstromende niet-kokende vloeistof; de hieraan gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënten bleven gemiddeld in de loop van de tijd constant.

IV. Bepaling van de damp-vloeistofverhouding.

IV.1. Damp-vloeistofverhouding.

De damp-vloeistofverhouding kan in eerste opzet eenvoudig worden bepaald.

Het damp-vloeistofmengsel komt na het doorlopen van de meetsectie in de cycloonafscheider, waarin damp en vloeistof worden gescheiden. De damp wordt gecondenseerd en kan daarna in een maatvat worden opgevangen, waardoor het massa-debiet van de damp bekend is.

Het totale massadebiet kan worden bepaald met de rotameter, die in het circuit is geplaatst voor de oververhitter en het ontspanningsventiel, achter welke de tweefazenstroming zich instelt. De rotameter werd zowel voor water als voor tolueen geijkt. Het massadebiet van de vloeistof wordt nu verkregen door het totale massadebiet met het massadebiet van de damp te verminderen.

De damp-vloeistofverhouding die ons interesseert is de verhouding van de volumedebieten van damp en vloeistof, die eenvoudig uit de gemeten massadebieten kan worden afgeleid. De temperatuur van het mengsel in de meetsectie is bekend.

In de volgende paragrafen zullen enkele verschijnselen worden besproken, die voor een juiste bepaling van de damp-vloeistofverhouding van belang bleken te zijn. Ondermeer zal worden nagegaan in hoeverre de op boven beschreven wijze bepaalde damp-vloeistofverhouding afwijkt van de damp-vloeistofverhouding in het midden van de meetsectie, die moet worden gemeten.

IV.2. Damp-vloeistofevenwicht in meetsectie en cycloon.

Bij proefwaarnemingen bleek het centrale thermo-element in de meetsectie een hogere temperatuur aan te wijzen dan de cycloontemperatuur. Hiervoor waren twee verklaringen mogelijk:

er bestaat een drukverschil tussen het midden van de sectie en de cycloon, overeenkomend met het verschil tussen de daar gemeten temperaturen, of er bestaat ter hoogte van de sectie nog geen evenwicht tussen de damp en de vloeistof.

Om te onderzoeken of in de meetsectie damp en vloeistof in evenwicht met elkaar waren, werd zowel aan de meetsectie als ook aan de cycloon een manometer bevestigd, die vooraf werd geijkt. Onder verschillende omstandigheden werden de drukken en de daarbij behorende temperaturen in de meetsectie en in de cycloon gemeten.

In fig. 5 zijn de waargenomen drukken tegen de daarbij behorende temperaturen uitgezet. Tevens is in deze grafiek het uit de literatuur bekende verband tussen de verzadigingsdruk en de temperatuur van water weergegeven.

Het blijkt, dat de damp in evenwicht is met het water, en dat er geen sprake is van oververhitting. Het was dus niet nodig de opstelling te veranderen, door bijvoorbeeld het monteren van een „flash-ruimte“.

IV.3. Ontspanningsverdamping in de cycloon.

Doordat de druk in de meetsectie hoger is dan de druk in de cycloon, zie paragraaf IV.2, zal tussen beide plaatsen ontspanningsverdamping optreden; de meting van de hoeveelheid afgescheiden damp zal dus een onjuist beeld geven van de samenstelling van het mengsel in de meetsectie.

Wanneer wordt aangenomen, dat de ontspanningsverdamping adiabatisch plaats vindt (zie paragraaf IV.4) kan uit de massafractie damp in de cycloon y_c , die dus wordt gemeten, de massafractie damp in de meetsectie y_s als volgt worden afgeleid:

$$\begin{aligned} dH &= 0 \longrightarrow y_s H_{s_g} + (1 - y_s) H_{s_l} = y_c H_{c_g} + (1 - y_c) H_{c_l} \\ \text{of } y_s (H_{s_g} - H_{s_l}) + H_{s_l} &= y_c (H_{c_g} - H_{c_l}) + H_{c_l} \\ \text{of } y_s (H_{s_g} - H_{s_l}) &= y_c (H_{c_g} - H_{c_l}) + (H_{c_l} - H_{s_l}) \\ \text{of } y_s \cdot r_{T_b} &= y_c \cdot r_{T_c} + C_{pT} (T_c - T_b) \end{aligned}$$

Bij deze ontspanningsverdamping blijkt het dampgehalte met ca. 20% toe te kunnen nemen; de boven beschreven correctie is dus uitermate belangrijk.

IV.4. Warmteverlies van de cycloon.

In paragraaf IV.3. werd aangenomen, dat de ontspanningsverdamping in de cycloon adiabatisch plaats vindt, de warmteafgifte van de cycloon aan de omgeving werd dus verwaarloosd, nagegaan zal worden of dit gerechtvaardigd is.

Wanneer we het warmteverlies door zuivere warmtegeleiding in lucht verwaarlozen, blijft bestaan de warmte-overdracht ten gevolge van vrije convection en straling. Om deze te berekenen werden eenvoudige metingen aan de cycloon gedaan; zo werd bijvoorbeeld vastgesteld, dat de met asbestkoord omwikkelde cycloonwand een temperatuur van ca. 70°C heeft.

Voor het verlies door straling geldt ongeveer:

$$\phi_w = 5,75 \cdot 10^{-8} \cdot A \cdot (T_{\text{cycloonwand}}^4 - T_{\text{omgeving}}^4) \rightarrow \phi_w = \text{ca. } 53 \text{ W}$$

Voor vrije convection geldt ongeveer:

$$\overline{\text{Nu}} = 0,56 (\text{Gr.Pr})^{0,25} \rightarrow \overline{\text{Nu}} = \text{ca. } 50 \rightarrow \phi_w = \text{ca. } 39 \text{ W.}$$

Het totale warmteverlies van de cycloon van ca. (53 + 39)
W = ca. 92 Watt

zal condensatie van $0,25 \cdot 10^{-3} \text{ kg/sec}$ toluendamp tengevolge hebben, een getal dat klein is vergeleken met de dampstroom zelf. De warmte-uitwisseling met de omgeving mag dus worden verwaarloosd.

IV.5. Werking van de cycloon.

Het warmteverlies van de cycloon bleek gering; wanneer zich echter veel damp in de afvoerleiding van de vloeistof zou bevinden, dus wanneer het vloeistofniveau in deze leiding laag zou staan, zou door het warmteverlies van de vloeistof-afvoerleiding een aanzienlijke hoeveelheid damp kunnen worden gecondenseerd. Het vermoeden, dat er damp met de vloeistof meeging en in de lange afvoerleiding condenseerde rees doordat geen gecondenseerde damp in het meetvat kon worden opvangen bij zeer lage damp-vloeistofverhoudingen. Tevens bleek, dat bij grotere percentages damp de hoeveelheden gecondenseerde damp niet reproduceerbaar waren.

Met behulp van de regelafsluiter A onderaan de vloeistofafvoerleiding (zie fig. 1) werd daarom het vloeistofniveau op een plaats vlak onder de cycloon ingesteld; om het niveau te kunnen zien werd een glazen tussenstuk in de vloeistofafvoerleiding vlak onder de cycloon geplaatst.

Wanneer dit niveau werd ingesteld ging er echter een deel van de vloeistof door de dampafvoerleiding mee naar boven. Kennelijk kon de damp in de vloeistofafvoerleiding bij het instellen (en dus omhoogkomen) van het vloeistofniveau niet goed ontwijken door de smalle ringvormige spleet in de cycloon tussen de horizontale plaat en de cycloonwand, en werd de vloeistofafvoerleiding door deze dampprop gedeeltelijk geblokkeerd, met het gevolg, dat een deel van de vloeistof door de dampafvoerleiding ging lopen.

Nadat de horizontale plaat, die toch al van minder belang was, (zie paragraaf II.3.) was weggenomen, kon het vloeistofniveau worden ingesteld zonder dat vloeistof door de dampafvoerleiding werd meegevoerd.

Om een indruk te krijgen van de grootte van de aangebrachte correctie werden enige metingen gedaan met verschillende instellingen van het vloeistofniveau. Deze instellingen waren:

- 1) Afsluiter A geheel open; door het glazen tussenstuk onder de cycloon kon men dan een flardenstroom zien lopen;
- 2) Vloeistofniveau onder in het glazen tussenstuk;
- 3) De „kritische instelling“. Hierbij was het glazen tussenstuk geheel gevuld met vloeistof, terwijl slechts enkele dampbellen zichtbaar waren.

Deze instelling was echter zeer moeilijk te realiseren.

Het maakte praktisch geen verschil in de hoeveelheid gecondenseerde damp of men metingen met instelling 2) of 3) deed. Met instelling 1) werd echter een constant verlies van ca 0,7 ml/sec geconstateerd bij metingen, waarbij de hoeveelheid gecondenseerde damp variëerde van 4 - 40 ml/sec. Met instelling 1) werd een fout gemaakt die kon oplopen tot 18%. Besloten werd instelling 2) te gebruiken.

IV.6. Vergroting van het dampgehalte in de meetsectie.

In de meetsectie wordt een hoeveelheid warmte, groot iV , aan het damp-vloeistofmengsel toegevoerd, waardoor het dampgehalte wordt vergroot.

Daar de damp-vloeistofverhouding in het midden van de meetsectie moet worden bepaald, moet de gemeten hoeveelheid condensaat worden gecorrigeerd voor de hoeveelheid damp die in de bovenste helft van de meetsectie wordt gevormd.

In de bovenste helft van de meetsectie wordt $\frac{1}{2} \frac{iV}{r T_b}$ kg/sec damp gevormd. De correctie is vooral belangrijk bij kleine damp-vloeistofverhoudingen.

IV.7. Verband tussen de ingangs-temperatuur en de hoeveelheid condensaat.

Onder de ingangs-temperatuur T_{ingang} verstaan we de temperatuur van de vloeistof bij het verlaten van de oververhitter; de ingangstemperatuur geeft dus de mate van oververhitting aan. Hoe groter de ingangstemperatuur, des te groter de damp-vloeistofverhouding. Daar het prettig is te weten op welke ingangs-temperatuur moet worden ingesteld om een bepaalde hoeveelheid condensaat te verkrijgen werd het verband tussen beide grootheden nagegaan.

In fig. 6 zijn tegen elkaar uitgezet de ingangs-temperatuur van toluëen, gemeten met een thermo-element en uitgedrukt in mV en de hoeveelheid gecondenseerde damp in ml/sec bij een constant totaal massadebiet (meetpunten o en ●); er blijkt een lineair verband te zijn. Wanneer we aannemen, dat de vloeistof na het verlaten van de oververhitter geen warmte meer opneemt of afstaat is eenvoudig uit te rekenen hoeveel condensaat zal ontstaan bij een bepaalde ingangs-temperatuur:

$$C_{pT_{\text{ingang}}} \cdot T_{\text{ingang}} = y_c r_{T_{\text{conden-}} \text{saat}} + C_{pT_{\text{conden-}} \text{saat}} \cdot T_{\text{conden-}} \text{saat}$$

We vinden zo voor het onderste zwarte meetpunt(●; 6,94 mV ingangs-temperatuur; 15,5 ml/sec condensaat) een condensaatstroom van 75,9 ml/sec. Kennelijk verliest het mengsel zoveel warmte in de 4 m. lange stijgbuis, dat (75,9 - 15,5) ml/sec = 60,4 ml/sec condensaat minder wordt opgevangen, dan berekend onder aanname, dat geen warmte-afgifte aan de omge-

ving plaats vindt. Dat het warmteverlies in de lange stijgbuis vrij constant is blijkt uit een berekening voor het bovenste zwarte meetpunt in fig. 6 (●; 7,56 mV ingangstemperatuur; 24,5 ml/sec condensaat), waarbij we een condensaatstroom van 85 ml/sec vinden en dus een verlies aan condensaat van $(85 - 24,5) \text{ ml/sec} = 60,5 \text{ ml/sec}$. Het warmteverlies in de lange stijgbuis is voor de berekening van de dampvloeistofverhouding in de meetsectie niet belangrijk, omdat bij deze berekening wordt uitgegaan van de gemeten condensaatstroom en niet van de ingangstemperatuur.

In fig. 6 is ook het verband tussen de ingangstemperatuur en de hoeveelheid condensaat weergegeven bij hetzelfde totale massadebiet, terwijl nu een spanningsverschil van 1,5 Volt over de meetsectie is aangebracht. Deze lijn (1,5 Volt) ligt evenwijdig aan de eerder gevonden lijn (0 Volt), boven deze. Dit was te verwachten, er wordt in de meetsectie extra damp gevormd. In principe zou dus de correctie, die aangebracht moet worden voor de hoeveelheid extra damp die in de bovenste helft van de meetsectie wordt gevormd, uit deze grafiek bepaald kunnen worden. We zien uit de grafiek, dat bij een spanningsverschil van 1,5 Volt over de meetsectie ca. 3 ml/sec extra condensaat ontstaat. De dichtheid van het condensaat is ca. 850 kg/m^3 en de correctie zou dus

$\frac{1}{2} \cdot 3 \cdot 10^{-6} \cdot 850 = 0,00127 \text{ kg/sec}$ damp bedragen. Met behulp van $\frac{\frac{1}{2} \text{ iV}}{r_{T_b}}$ (zie paragraaf IV.6.) vinden we een correctie van $0,00115 \text{ kg/sec}$. De correctie is in fig. 6 niet nauwkeurig af te lezen en werd steeds berekend met $\frac{\frac{1}{2} \text{ iV}}{r_{T_b}}$.

IV.8. Thermodynamisch overzicht.

Om inzicht te krijgen in het proces, dat is uitgevoerd voor de meting van warmte-overdrachtscoëfficiënten bij tweefazenstroming is in fig. 7 in een H-S-diagram schematisch de kringloop van het proces weergegeven.

De toestand in het voorraadvat, bepaald door druk en temperatuur, wordt aangegeven door (a). -

De pomp, die op te vatten is als een adiabatische compressor, verhoogt de druk tot toestand (b).

In de oververhitter wordt isobarisch warmte toegevoerd, tot het bereiken van toestand (c).

Na smoring door de afsluiter, wordt het damp-vloeistof-mengsel bepaald door punt (d).

In de inloopsectie vindt onder warmteverlies verdere smoring plaats, zodat het punt (e) nu de toestand bepaald.

Verwaarlozing van het drukverschil over de meetsectie geeft isobarische verwarming tot toestand (f).

Bij intrede in de cycloon treedt ontspannings-verdamping op, waardoor de samenstelling naar die van punt (g) verschuift.

In de cycloon worden de fazen gescheiden, welke afzonderlijk worden weergegeven door de punten (k) en (h) respectievelijk vloeistof- en dampfaze.

De dampfaze wordt in de condensor isobarisch gecondenseerd tot de toestand weergegeven door punt (k). Door koeling verschuift de toestand naar het beginpunt (a). De vloeistoffaze wordt eveneens gekoeld tot (a).

V. Metingen aan een turbulente vloeistofstroom.

V.1. Doel.

Voor het berekenen van de warmte-overdrachtscoëfficiënt van een cilindrische buiswand naar een daarbinnen turbulent stromende vloeistof bestaat de correlatie:

$$Nu = 0,027 (Re)^{0,8} (Pr)^{0,33} \left(\frac{\eta_l}{\eta_w}\right)^{0,14}$$

De formule is slechts geldig wanneer de stroming volkomen turbulent is ($Re > 10.000$) en wanneer het getal van Prandtl niet te groot en niet te klein is ($0,7 < Pr < 120$); aan beide eisen is in de hier beschouwde gevallen voldaan.

Door nu bij verschillende vloeistofsnelheden en verschillende warmtestroomdichtheden warmte-overdrachtscoëfficiënten te meten en met bovenstaande correlatie te berekenen, zou de werking van de opstelling kunnen worden gecontroleerd.

Bij het berekenen van de coëfficiënten was het vaak moeilijk de juiste waarde van verschillende stoffeigenschappen te vinden. Zo is bijvoorbeeld het warmtegeleidingsvermogen van verschillende vloeistoffen slecht bekend.

Voor tolueen zijn de van verschillende bronnen afkomstige waarden voor het warmtegeleidingsvermogen bij verschillende temperaturen in fig. 8 weergegeven.

V.2. Waarnemingen.

Door Hiddema zijn metingen aan turbulent stromend water gedaan. De gemeten waarden zijn in fig. 9 uitgezet ter vergelijking met de theoretische rechte. De waarnemingen van Hiddema blijken binnen 10% met de in paragraaf V.1. gegeven formule te kunnen worden gecorreleerd; zij liggen grotendeels beneden de theoretische lijn. De warmte-overdrachtscoëfficiënten, door ons gemeten aan turbulent stromend tolueen, blijken echter ca. 20% groter te zijn dan de met eerder genoemde formule berekende coëfficiënten, zoals uit de volgende tabel blijkt:

Tabel: Vergelijking van gemeten en met de correlatie berekende warmte-overdrachtscoëfficiënten voor turbulent stromende toluëen.

Re	gem. vloeistof- temperatuur °C	α gemeten W/m ² °C	α correlatie W/m ² °C	$\Delta \alpha$ %
9.900	26,5	705	598	15,2
9.900	28,3	762	588	22,7
10.300	29,0	759	603	20,5
13.600	32,9	979	787	19,6
14.000	36,0	1020	785	23,0
14.000	36,7	980	790	19,4
16.200	29,7	1130	882	22,0
16.400	29,7	1160	900	22,4
16.400	32,3	1198	890	25,7
19.000	31,5	1364	1000	26,7
19.200	30,0 ⁵	1306	1037	20,5

Later door ons gedane metingen aan turbulent stromend water leverden warmte-overdrachtscoëfficiënten op, die eveneens ca. 20% groter waren dan de berekende waarden; het verschil tussen de waarnemingen van Hiddema en de onze mag dus niet worden toegeschreven aan het meten aan verschillende vloeistoffen.

Uit de volgende overwegingen zou wellicht af te leiden zijn, dat de door Hiddema gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënten, niet alleen bij metingen aan een turbulente vloeistofstroom, maar meer in het algemeen, te laag zijn:

1) Bij metingen aan stoom-watermengsels vond Hiddema een enkele maal, dat de temperatuur binnen de meetsectie lager was dan de temperatuur van de cycloon. Dit is niet mogelijk daar de druk in de meetsectie hoger is dan de druk in de cycloon. Een te laag gemeten temperatuur binnen de meetsectie geeft een te groot temperatuurverschil tussen de buiswand en het daarbinnen stromend medium, en een te lage warmte-overdrachtscoëfficiënt.

2) Door Hiddema werden bij een tweefazenstroming met lage damp-vloeistofverhouding warmte-overdrachtscoëfficiënten gevonden, die lager waren dan die berekend voor niet koken bij

dezelfde temperaturen (zie fig. 14). Hiddema zelf geeft hiervoor twee mogelijke verklaringen: of er treedt een kookvertraging op doordat het oppervlak wellicht enigszins vet is, terwijl de vervuiling niet van dien aard is, dat de controle-metingen er door worden beïnvloed, of de gemiddeld waargenomen temperatuurverschillen waren hoger dan de werkelijke gemiddelden; de aanwijzing van de wand-thermokoppels was n.l. bij lage damp-vloeistofverhoudingen erg onrustig. (Door Hiddema werd het temperatuurverschil tussen wand en vloeistof direct gemeten, zie paragraaf III.1.). Naast deze verklaringen kan ook worden genoemd, dat o.i. door Hiddema in het algemeen te lage warmte-overdrachtscoëfficiënten werden gemeten.

3) Onder bepaalde omstandigheden kan de warmte-overdracht tussen een buiswand en een daarbinnen turbulent stromende vloeistof groter zijn dan uit de eerder genoemde correlatie zou volgen. Met de gebruikte meetsectie zouden alleen al ten gevolge van de thermische inlooptengete (zie paragraaf V.3.), die ongetwijfeld van invloed zal zijn, warmte-overdrachtscoëfficiënten gemeten moeten worden, die 5 tot 8% groter zijn dan die berekend volgens de bekende correlatie; de waarnemingen van Hiddema liggen grotendeels beneden de theoretische rechte in fig. 9.

In het bovenstaande is getracht aan te tonen, dat de door Hiddema aan turbulent stromend water gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënten (zie fig. 9.) te laag zijn. Nu moet nog worden nagegaan waarom de door ons gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënten groter zijn dan de met de bekende correlatie berekende. In de paragrafen V.3., V.4. en V.5. zullen enkele verschijnselen worden besproken, die een grotere warmte-overdracht ten gevolge hebben.

V.3. Thermische inlooptengete.

De gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënt kan groter zijn dan de berekende wanneer de coëfficiënt wordt gemeten op een plaats binnen de thermische inlooptengete; dit is de lengte waarover het temperatuurverschil tussen de wand en de door de meetsectie stromende vloeistof verandert tot een stationnaire verdeling is bereikt.

Volgens Elser (6) zou de stationnaire toestand na een inlooptlengte van twee buisdiameters bereikt moeten zijn, en met deze gegevens is de meetsectie gedimensioneerd. Volgens Beckers (2) is dit echter na twee buisdiameters nog lang niet het geval. Uit één van zijn diagrammen blijkt, dat bij $Re \approx 10.000$ en $Pr \approx 6$ op 6 buisdiameters afstand (ongeveer de plaats waar α gemeten werd) de warmte-overdrachtscoëfficiënt ca. 8% groter dan de stationnaire waarde moet zijn. Bij grotere Re -getallen neemt deze afwijking af: ca. 5% bij $Re \approx 20.000$.

-overdrachts-

Beckers berekent zijn warmte/coëfficiënten voor het geval de koude vloeistof van een koude buis in een warme buis overgaat, die een uniforme wandtemperatuur heeft. In een recent artikel geven Sparrow, Hallman en Siegel (15) een berekeningsmethode voor het soortgelijke probleem, waarbij niet de wandtemperatuur van de warme buis maar de warmtestroomdichtheid uniform is. Dit geval is dus meer van toepassing op onze metingen. Het was echter erg moeilijk uit de diagrammen van Sparrow, Hallman en Siegel nauwkeurig door extrapolatie te vinden hoeveel de door ons gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënt ten gevolge van de thermische inlooptlengte van de stationnaire waarde moet afwijken; wel kan de afwijking ruw worden geschat op ca. 10%, een waarde die niet zo veel verschilt van de 8%, die bij het probleem van Beckers werd gevonden.

De door ons geconstateerde afwijkingen van 20% zijn aanmerkelijk groter dan de afwijkingen ten gevolge van de thermische inlooptlengte van 8 tot 10%, de afwijkingen van 20% kunnen dus niet uitsluitend worden toegeschreven aan het meten binnen de thermische inlooptlengte.

V.4. Oppervlakkig koken (Surface boiling).

De gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënt kan groter zijn dan de berekende, wanneer "surface boiling" optreedt. "Surface boiling" treedt op wanneer de vloeistof niet kan koken, doordat de vloeistoftemperatuur lager dan de kooktemperatuur bij de in de meetsectie heersende druk is, maar toch de wandtemperatuur hoger is dan deze kooktemperatuur. Door de snelle vorming en het weer samenklappen van dampbellen aan het verhitte oppervlak wordt de aan dit oppervlak grenzende

vloeistof intensief in beweging gebracht, waardoor de warmte-overdracht wordt vergemakkelijkt. Bij de door ons beschouwde gevallen werd echter een maximale wandtemperatuur van 97°C bereikt, zodat geen "surface boiling" kon optreden.

V.5. Hydrodynamische inlooplengte.

Bij turbulente stroming bevindt zich aan de wand een laminair grensgebied, waarin warmtetransport vrijwel uitsluitend door geleiding kan plaats vinden, en door de dikte waarvan de weerstand tegen warmte-uitwisseling tussen de wand en de stroom wordt bepaald. In het begin van de buis moet het stromingsbeeld zich nog instellen, de grenslaag heeft zijn maximale dikte nog niet bereikt, en de hier te verwachten warmte-overdrachtscoëfficiënten zijn groter dan de stationnaire waarde. De lengte waarover de warmte-overdrachtscoëfficiënt tengevolge van het zich nog niet ingestelde stromingsbeeld verandert tot een stationnaire waarde is bereikt, noemt men de hydrodynamische inlooplengte.

Hoe korter de beschouwde buis, des te belangrijker dit inloopeffect voor de gemiddelde warmte-overdrachtscoëfficiënt over de gehele buis is. De door ons gebruikte formule is slechts een goede benadering wanneer $\frac{L}{D} > 60$, waarin L de lengte van de buis en D de inwendige diameter voorstelt.

Wanneer wordt aangenomen, dat het stromingsbeeld zich onderaan de 4 m lange stijgbuis begint in te stellen, zal de hydrodynamische inlooplengte nagenoeg geen invloed hebben op de warmte-overdracht in de meetsectie. Wanneer wordt aangenomen, dat het stromingsbeeld zich pas onderaan de meetsectie kan beginnen in te stellen door een slechte overgang van stijgbuis op meetsectie, of dat althans de overgang van stijgbuis op meetsectie een verstoring en dus verdunning van de laminaire grenslaag veroorzaakt, zal de hydrodynamische inlooplengte van grote invloed op de warmte-overdracht in de meetsectie zijn.

Voor het geval, dat $\frac{L}{D} < 60$ en de door ons gebruikte formule geen goede benadering meer is moet worden gezocht naar een andere correlatie, waarin de afhankelijkheid van Nu van $\frac{L}{D}$ tot uitdrukking komt.

Hausen (8) geeft de betrekking:

$$Nu = 0,027 \left[1 + \left(\frac{L}{D} \right)^{-\frac{2}{3}} \right] (Re)^{0,8} (Pr)^{0,33}$$

Wanneer we in deze formule $\frac{L}{D} = \frac{250}{21}$ nemen vinden we:

$$Nu = 0,0336 (Re)^{0,8} (Pr)^{0,33} \left(\frac{\eta_l}{\eta_w} \right)^{0,14}$$

De met deze correlatie berekende warmte-overdrachts-coëfficiënten weken gemiddeld slechts weinig af van de experimenteel gevonden waarden. Uit de goede overeenkomst van de waarnemingen met de formule van Hausen, waarin voor L de lengte van de meetsectie werd gesubstitueerd, zou af te leiden zijn, dat het stromingsbeeld zich pas aan het begin van de meetsectie instelt. We moeten echter niet vergeten, dat een deel van de door ons geconstateerde afwijking van 20% moet worden toegeschreven aan de thermische inlooplengte, het stromingsbeeld zal zich waarschijnlijk aan het begin van de meetsectie niet volledig opnieuw behoeven in te stellen, wel zal mogelijk een verstoring van de laminaire grenslaag door de overgang van stijgbuis op meetsectie zijn veroorzaakt.

V.6. Verdere experimenten en conclusies.

Wanneer men warmte-overdrachtscoëfficiënten wil meten in het gebied waarin het stromingsbeeld zich heeft ingesteld en de grenslaag zijn maximale dikte heeft bereikt, dan moet de overgang van stijgbuis op meetsectie glad worden gemaakt.

Allereerst werd gepoogd deze overgang glad te maken door tussen de stijgbuis en de meetsectie slechts de pertinax-ring aan te brengen die de meetsectie electrisch van de stijgbuis isoleert. Er werd in dit geval dus geen pakking gebruikt, daar het niet mogelijk bleek te voorkomen, dat pakkingmateriaal bij het aanschroeven van de verbinding naar binnen werd geperst. De resultaten die met deze opstelling werden bereikt waren echter niet gunstig.

Een tweede poging werd gedaan om een gladde overgang tussen stijgbuis en meetsectie te bewerkstelligen. Hierbij werd wel pakking gebruikt; met zorg werd echter het naar binnen geperste pakkingmateriaal weggeschuurd. De warmte-overdrachts-coëfficiënten, die met deze opstelling werden gemeten bleven echter ca. 20% van de berekende waarden verschillen.

Uit deze resultaten zou kunnen worden geconcludeerd, dat de afwijkingen van 20% niet door een slechte overgang tussen stijgbuis en meetsectie worden veroorzaakt. Men kan echter ook tot de conclusie komen, dat het kennelijk niet mogelijk was een gladde overgang tussen stijgbuis en meetsectie te bewerkstelligen zonder de gehele opstelling te veranderen. In ieder geval is duidelijk aangetoond, dat door allerlei verschijnselen die in de paragrafen V.3., V.4. en V.5. werden beschreven en die mogelijk van invloed zijn op de warmte-overdracht in de meetsectie, de correlatie

$$Nu = 0,027 (Re)^{0,8} (Pr)^{0,33} \left(\frac{\eta_l}{\eta_w}\right)^{0,14}$$

niet zo maar mag worden gebruikt om de opstelling te controleren.

Besloten werd over te gaan tot metingen aan tweefazenmengsels, het eigenlijke doel van het onderzoek. Door de grotere turbulentie zal een eventueel bestaande slechte overgang tussen stijgbuis en meetsectie van minder invloed op deze metingen zijn. Daar de temperatuur van een tweefazenmengsel uitsluitend afhangt van de ter plaatse heersende druk, zal bij het binnen stromen van het tweefazenmengsel in de warme buis de temperatuur van het mengsel niet kunnen stijgen; wij kunnen hier niet spreken van een thermische inlooptlengte. (De temperatuur van het tweefazenmengsel zal juist iets dalen tengevolge van de drukval over de meetsectie). Wel zal door het toevoeren van warmte aan het tweefazenmengsel de damp-vloeistofverhouding iets worden vergroot, zie paragraaf IV.6. De verschijnselen, beschreven in de paragrafen V.3., V.4. en V.5., die bij de metingen aan een turbulent stromende vloeistof van invloed zijn op de warmte-overdracht in de meetsectie, zullen dus bij de metingen aan tweefazenmengsels bijna geen rol spelen.

VI. Metingen aan lucht-watermengsels. (Hiddema).

VI.1. Waarnemingen.

Door Hiddema werden metingen aan lucht-watermengsels gedaan.

Hierbij is er voor gezorgd, dat de wandtemperatuur 80°C niet overschreed; er zijn dus bij lage watersnelheden niet te grote warmtestroomdichtheden gebruikt.

De spreiding van de met de verschillende thermo-elementen gemeten temperatuurverschillen bedroeg bij lage wandtemperatuur (kleine warmtestroomdichtheid en grote watersnelheid) ca. 10%, en bij hoge wandtemperatuur (grote warmtestroomdichtheid en kleine watersnelheid) ca. 6%. Bij maximale luchtinjectie werd dit gereduceerd tot 7, respectievelijk 3%.

Als bijlage zijn opgenomen de waarnemingen in tabelvorm L I t/m L IV. Het eind-resultaat is uitgedrukt in $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ als functie van de verhouding van de doorstromende volumina lucht en water, met de warmtestroomdichtheid ϕ_w'' als parameter. Hierin is $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ de verhouding van de gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënt, behorende bij één bepaalde watersnelheid, luchtsnelheid en mengsel-temperatuur, tot de, voor dezelfde watersnelheid en vloeistoftemperatuur, maar zonder luchtinjectie, bepaalde warmte-overdrachtscoëfficiënt berekend met behulp van de correlatie:

$$\text{Nu} = 0,027 \cdot \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,33} \cdot \left(\frac{\eta_l}{\eta_w}\right)^{0,14}$$

Ter contrôle werd steeds bij begin en eind van een serie waarnemingen de warmte-overdrachtscoëfficiënt bepaald voor de waterstroom alleen en deze waarde vergeleken met de berekende. De uit deze waarnemingen volgende wandtemperatuur werd eveneens gebruikt voor de bepaling van η_w , benodigd in de juist genoemde correlatie voor de tussengelegen waarnemingen, waarbij lucht werd geïnjecteerd.

In de als fig. 10 opgenomen diagrammen zijn de gevonden waarden $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$, als functie van $\frac{\phi_g}{\phi_l}$ uitgezet. De in de diagrammen getekende lijn is door punten, aangevende de gemiddelde waarde van de bij éénzelfde abscis behorende ordinaten, getrokken. Een systematische invloed van ϕ_w'' op α_{II} is niet

aanwezig, en kon ook niet worden verwacht.

De zo gevonden lijnen zijn in de als fig. 11 opgenomen grafiek getekend met als parameter de watersnelheid betrokken op de lege buis.

Daar de vloeistoftemperatuur gedurende de proef niet constant kon worden gehouden, kan voor het, bij een bepaalde watersnelheid behorende getal van Reynolds, slechts een globale waarde worden gegeven. Deze waarden zijn:

nr van de kromme	ϕ_L	v_L	Re
1	162 ml/sec.	46,8 cm/sec.	9800
2	116 "	33,8 "	6100
3	79,6 "	21,6 "	4540
4	51,6 "	15,0 "	3140

VI.2. Analyse van de waarnemingen.

Beschouwing van de als fig. 11 opgenomen grafiek leert ons, dat voor alle krommen het quotiënt $\frac{\phi_{II}}{\phi_I}$ globaal genomen toeneemt tot $\frac{\phi_g}{\phi_L} = 0,5$.

Tot aan $\frac{\phi_g}{\phi_L} = 1$ neemt de helling dan af en bij genoemde waarde gaan nrs. 3 en 4 door een duidelijk maximum. Tussen de abscissen 1 en 10 nemen nrs. 1 en 2 niet noemenswaard toe, terwijl nrs. 3 en 4 afnemen en in de buurt van $\frac{\phi_g}{\phi_L} = 9$ door een minimum gaan, vervolgens sterk toenemen.

Een vergelijking met een dergelijke grafiek van Verschoor en Stemerdig (16) geeft een redelijke kwalitatieve overeenkomst. Zij vonden voor kleinere watersnelheden maxima bij $\frac{\phi_g}{\phi_L} = 5$ en eveneens bij $\frac{\phi_g}{\phi_L} = 9$ minima, met daarop volgend sterke stijgingen.

Bij waarden van $\frac{\phi_g}{\phi_L}$ tussen 0,1 en 1 zou de toename van de warmte-overdrachtscoëfficiënt kunnen worden toegeschreven aan de verhoging van de watersnelheid als gevolg van het door de lucht ingenomen volume. Beschouwen we de lucht ter plaatse van de meetsectie als onsamendrukbaar en op een druk van 1 atmosfeer, dan neemt het totale volume-debiet toe met een bedrag ϕ_g en is de relatieve volumetoename en eveneens de relatieve snelheidstoename $\frac{\phi_g}{\phi_L}$.

Waar nu in eerste benadering $\alpha_I = C \cdot (Re)^{0,8}$, zou dan

$$\alpha_{II} = C \cdot Re \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,8} \text{ moeten zijn.}$$

$$\text{We vinden zo: } \frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,8}.$$

Het blijkt echter, dat de gevonden waarden voor $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ veel groter zijn, en het is dus waarschijnlijk, dat de opstijgende luchtbelllen een merkbare verhoging van de vloeistofturbulentie veroorzaken. Overigens is het niet zeker of de 4 meter lange aanloopsectie voldoende lang is om er voor te zorgen, dat de gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënt onafhankelijk is van de wijze, waarop lucht wordt geïnjecteerd.

Het gedrag van $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ voor $1 < \frac{\rho_g}{\rho_l} < 10$ moet waarschijnlijk worden toegeschreven aan de overgang van bellenstroming via flardenstroming naar ringstroming. Dit gaat blijkbaar bij een lage vloeistofbelasting gepaard met een vermindering van α_{II} .

Tenslotte zijn in fig. 12 alle meetresultaten vergeleken met de correlatie:

$$Nu = 0,029 Re_z^{0,87} \cdot Pr^{0,33} \left(\frac{\eta_l}{\eta_w}\right)^{0,14},$$

waarin: $Re_z = Re_l + Re_g$ (medegedeeld door Prof. ir H. Kramers).

Voor de laagste watersnelheid is de afwijking groot; de overeenstemming van de andere punten is redelijk.

VII. Metingen aan damp-vloeistofmengsels. (water: Hiddema, tolueen: Vink, stoom: Schipper).

VII.1. Waarnemingen.

Behalve onze eigen waarnemingen aan verdampend tolueen, zullen ook worden beschouwd waarnemingen van Hiddema met dezelfde opstelling aan verdampend water gedaan, en waarnemingen van Schipper met een geheel andere opstelling aan condenserende stoom gedaan.

Vier series metingen werden aan tolueen uitgevoerd. Bij elke serie werd de warmtestroomdichtheid en het totale debiet tolueen constant gehouden, terwijl de damp-vloeistofverhouding successievelijk werd opgevoerd tot een maximum, waarna de serie in omgekeerde richting werd herhaald. Warmte-overdrachtscoëfficiënten werden bij iedere damp-vloeistofverhouding bepaald in de volgende series:

- T I totaal debiet tolueen $107,6 \text{ ml/sec}$.
warmtestroomdichtheid ca. 25 kW/m^2 .
- T II totaal debiet tolueen $76,5 \text{ ml/sec}$.
warmtestroomdichtheid ca. 57 kW/m^2 .
- T III totaal debiet tolueen $107,6 \text{ ml/sec}$.
warmtestroomdichtheid ca. 57 kW/m^2 .
- I IV totaal debiet tolueen 170 ml/sec .
warmtestroomdichtheid ca. 57 kW/m^2 .

Door Hiddema werden op soortgelijke wijze metingen aan verdampend water gedaan. Hij bepaalde warmte-overdrachtscoëfficiënten bij iedere damp-vloeistofverhouding in de volgende series:

- S I totaal debiet water 115 ml/sec .
warmtestroomdichtheid ca. 26 kW/m^2 .
- S II totaal debiet water 115 ml/sec .
warmtestroomdichtheid ca. 59 kW/m^2 .
- S III totaal debiet water 115 ml/sec .
warmtestroomdichtheid ca. 146 kW/m^2 .

Door Schipper werden in een geheel andere opstelling, op min of meer gelijke wijze, metingen aan condenserende stoom gedaan. Door hem werden warmte-overdrachtscoëfficiënten en damp-vloeistofverhoudingen in de volgende series bepaald:

- C I totaal massadebiet stoom ca. $1,5 \cdot 10^{-3}$ kg/sec.
 warmtestroomdichtheid ca. 250 kW/m^2 .
- C II totaal massadebiet stoom ca. $1,4 \cdot 10^{-3}$ kg/sec.
 warmtestroomdichtheid ca. 180 kW/m^2 .
- C III totaal massadebiet stoom ca. $1,2 \cdot 10^{-3}$ kg/sec.
 warmtestroomdichtheid ca. 120 kW/m^2 .

De voornaamste meetresultaten zijn in de tabellen T I t/m T IV, S I t/m S III en C I t/m C III opgenomen.

Met een onderstreept nummer worden de „neergaande” meetpunten aangegeven, d.w.z. de meetpunten die zijn ingesteld uitgaande van een hogere damp-vloeistofverhouding van het mengsel. Met een * worden reproductiemetingen aangegeven; werd een onderbroken serie metingen voortgezet, dan werd steeds met een reproductiemeting begonnen. In de laatste kolom is het door het kijkglas waargenomen stromingstype ruw aangegeven als bellenstroming (B), flardenstroming (F) of ringstroming (R). Wanneer niets is aangegeven, betekent dit een overgangsgebied tussen het voorgaande en het volgende type.

De meetresultaten zijn behalve in de tabellen ook weergegeven in fig. 13, waarin op logaritmische assen de gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënten tegen de daarbij behorende damp-vloeistofverhoudingen zijn uitgezet. (In deze figuur ontbreken enkele meetpunten met een damp-vloeistofverhouding kleiner dan 10, deze meetpunten werden echter wel bij de verdere beschouwingen betrokken).

VII.2. Analyse van de waarnemingen.

Voor het analyseren van de waarnemingen beschouwen we allereerst in fig. 13 de meetpunten van tolueen. We zien, dat de series T I en T III (meetpunten tussen de lijnen in fig. 13) met een gelijk totaaldebiet en verschillende warmtestroomdichtheid praktisch samenvallen, alleen bij kleine damp-vloeistofverhoudingen verschillen de beide series duidelijk. De spreiding van de meetpunten van serie T I is groter dan die van de meetpunten van serie T III, hetgeen begrijpelijk is, daar bij de serie T I de warmtestroomdichtheid, en dus ook het temperatuurverschil en dien tengevolge de meetnauwkeurigheid

kleiner is. Serie T I werd bij verdere beschouwingen weggelaten.

De series T II en T IV met ander totaal debiet verschillen duidelijk van de series T I en T III.

Aan water werden alleen series gemeten met verschillende warmtestroomdichtheid, dus steeds met hetzelfde totaaldebiet. De series S I t/m S III vertonen hetzelfde als de series T I en T III, zij vallen practisch samen, alleen bij kleine damp-vloeistofverhoudingen verschillen de series duidelijk. De spreiding in de meetpunten is groter dan bij tolueen, doordat de warmte-overdrachtscoëfficiënten groter, en de temperatuurverschillen en meetnauwkeurigheden kleiner zijn dan bij tolueen.

In het algemeen leert fig. 13 ons dus, dat in het ringstromingsgebied (grote damp-vloeistofverhouding) de gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënten vrijwel onafhankelijk van de warmtestroomdichtheid zijn, maar wel afhangen van het totaal debiet en de eigenschappen van de vloeistof. Wanneer we aannemen, dat de dikte van de vloeistofring en de eigenschappen en snelheid van de vloeistof hier de warmteweerstand bepalen, is dit ook te verwachten.

Om het tweefazeneffect te elimineren is in fig. 14 tegen de damp-vloeistofverhouding uitgezet het quotiënt van de gemeten warmte-overdrachtscoëfficiënt, behorende bij een bepaalde tweefazenstroming, en de warmte-overdrachtscoëfficiënt, berekend met de veronderstelling, dat de door de buis stromende massa zich volledig in de vloeistoffase zou bevinden. De laatste grootte werd berekend met de bekende formule:

$$Nu = 0,027 (Re)^{0,8} (Pr)^{0,33} \left(\frac{\eta}{\eta_w} \right)^{0,14}$$

Beschouwen we allereerst de meetpunten van tolueen, dan zien we, dat nu de series T II, T III en T IV bij grote damp-vloeistofverhoudingen samenvallen. De term $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ is hier dus uitsluitend een functie van de damp-vloeistofverhouding, en onafhankelijk van het getal van Reynolds. Daar α_I afhangt van $(Re)^{0,8}$, moet dus ook α_{II} een functie zijn van $(Re)^{0,8}$. Nu wordt warmte-overdracht door convection juist gekarakteriseerd door zijn afhankelijkheid van de massasnelheid, verheven tot de macht 0,8. We mogen dus zeggen, dat bij grote

damp-vloeistofverhoudingen, en dus grote vloeistofsnelheden, convectie het voornaamste mechanisme van warmte-overdracht is. In het gebied van grote damp-vloeistofverhoudingen kan voor de series T II, T III en T IV één rechte worden getrokken, die het verband weergeeft tussen $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ en $\frac{\phi_g}{\phi_l}$.

Bij kleinere damp-vloeistofverhoudingen liggen de meetpunten van de series T II, T III en T IV boven de zo juist genoemde rechte; dit betekent, dat hier de warmte-overdracht groter is dan men door alleen convectie zou verwachten, het kookeffect (nucleate boiling) speelt een rol: de aan de wand gevormde dampbellen brengen hier de vloeistof intensief in beweging, waardoor de warmte-overdracht wordt vergemakkelijkt.

De mate waarin de warmte-overdrachtscoëfficiënt tengevolge van het kookeffect wordt vergroot hangt af van het getal van Reynolds: we kunnen in het „kookgebied” voor de drie series T II, T III en T IV, drie verschillende rechtentrekken.

Omdat nu, gaande langs één van deze rechten naar rechts, de damp-vloeistofverhouding en daarmee de vloeistofsnelheid groter wordt, wordt deze snelheid steeds belangrijker ten opzichte van de roering door het kookeffect, het kookeffect wordt tenslotte „onderdrukt” en warmte-overdracht vindt nu bijna uitsluitend door convectie plaats. We zien, dat van de drie rechten in het „kookgebied”, die van T II het hoogst ligt, bij kleinere Re-getallen is dus het kookeffect belangrijker en dit effect wordt pas bij een grotere damp-vloeistofverhouding onderdrukt, hetgeen begrijpelijk is.

Ten aanzien van de meetpunten van water kan hetzelfde worden gezegd als van de meetpunten van toluen. Ook hier weer zien we met enige moeite bij grote damp-vloeistofverhoudingen een convectiemechanisme, bij kleinere damp-vloeistofverhoudingen een overheersend kookeffect, dat geleidelijk aan wordt onderdrukt. Er zijn echter nog twee andere opmerkingen over de meetpunten van water te maken.

- 1) $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 1$ Allereerst zien we, dat twee meetpunten beneden de lijn $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 1$ liggen. Dit is moeilijk te verklaren en zou er op kunnen wijzen, dat in het algemeen door Hiddema te lage warmte-overdrachtscoëfficiënten werden gemeten. Zie ook paragraaf V.2.
- 2) Door Hiddema werd een hysteresis-effect geconstateerd:

van één serie liggen de „neergaande” punten (zwart in fig.14) bij lage damp-vloeistofverhoudingen boven de „opgaande” punten (wit in fig.14). Een verklaring voor dit hystereseeffect zou kunnen zijn, dat bij de „opgaande” punten door het toenemen van de druk in de meetsectie, gassen die kookkiemen moeten worden, moeilijker door de metaalwand worden losgelaten dan bij de „neergaande” punten waarbij de druk in de meetsectie afneemt. Het kookeffect en derhalve de warmte-overdracht is dan dus groter bij de „neergaande” punten. Bij kookproeven werd door Corty en Foust (4) ook een hystereseeffect geconstateerd, dat zij toeschreven aan „uneven activation of the surface during the increase in heat flux”. Bij metingen aan toluene werd $\sqrt{\text{hystereseeffect}}$ geconstateerd. $\sqrt{\text{geen}}$

In fig. 14 kon in het convectiegebied het verband tussen $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ en $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ worden voorgesteld door twee rechten: één voor toluene en één voor water. Kennelijk hangt dus $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ behalve van $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ ook nog af van verschillende vloeistofeigenschappen. Om de rechten voor toluene en water te doen samenvallen moet dus $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ worden uitgezet tegen een nieuwe parameter, die een functie moet zijn van de damp-vloeistofverhouding en de vloeistof-eigenschappen.

Door Lockhart en Martinelli (11) werd voor het correleren van het drukverlies door wrijving bij tweefazenstroming gebruik gemaakt van een empirisch gevonden parameter X_{tt} , die sterk afhangt van de damp-vloeistofverhouding en verder een functie is van de dichtheden en viscositeiten van de damp en de vloeistof:

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,9} \left(\frac{\eta_g}{\eta_l}\right)^{0,1} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0,4}$$

We proberen nu, in navolging van andere onderzoekers, de lijnen voor toluene en water te doen samenvallen door $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ uit te zetten tegen de bovenstaande parameter van Lockhart en Martinelli $\frac{1}{X_{tt}}$, zie fig. 15.

We zien, dat het verband tussen $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ en $\frac{1}{X_{tt}}$ zowel voor toluene als voor water vrij redelijk door één lijn (Dengler en Addoms, zie paragraaf VII.3.) kan worden voorgesteld.

Weliswaar liggen de meetpunten van water wat te laag, maar dit kan wellicht worden toegeschreven aan het meten van mogelijk te lage warmte-overdrachtscoëfficiënten door Hiddema (zie ook paragraaf V.2.).

In fig. 15 zijn behalve de meetpunten van water en tolu-een ook de meetpunten van condenserende stoom opgenomen, zo-als die door Schipper in een geheel andere opstelling werden bepaald. Bij de warmte-overdracht van een condenserend stoom-watermengsel naar de koude buiswand, waarbinnen het stoom-watermengsel stroomt, kan er geen sprake zijn van een kookeffect, overdracht van warmte vindt slechts door convectie plaats. Het lijkt interessant om te onderzoeken of nu ook weer hetzelfde verband tussen $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ en $\frac{1}{X_{tt}}$ wordt gevonden, als bij verdampend water en ver-dampende tolu-een.

Bij het berekenen van α_I doet zich echter een moeilijkheid voor. Wanneer wij voor de berekening van α_I n.l. veronderstellen, dat de door de buis stromende massa, hoofdzake-lijk bestaande uit stoom, zich volledig in de vloeistoffaze zou bevinden, zou deze vloeistofstroom laminair zijn. We mo-gen nu voor het berekenen van α_I niet meer gebruik maken van de formule:

$$Nu = 0,027 (Re)^{0,8} (Pr)^{0,33} \left(\frac{\eta_l}{\eta_w}\right)^{0,14}$$

Voor het berekenen van α_I werd gebruik gemaakt van de bekende formule voor warmte-overdracht tussen een buiswand en een daarbinnen laminair stromende vloeistof:

$$Nu = 1,86 (Re)^{0,33} (Pr)^{0,33} \left(\frac{D}{\ell}\right)^{0,33} \left(\frac{\eta_l}{\eta_w}\right)^{0,14}$$

waarin voor D en ℓ , de inwendige diameter en de lengte van de meetsectie van Schipper werd gesubstitueerd, resp. 0,016 m en 0,2 m. De zo bepaalde $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ werd tegen de bijbehorende $\frac{1}{X_{tt}}$ in fig. 15 op logaritmische assen uitgezet; de meetpunten blijken in de buurt te liggen van de eerder gevonden lijn voor water en tolu-een. Dit moet echter geheel als een toevalligheid worden beschouwd.

VII.3. Vergelijking met correlaties van andere onderzoekers.

In fig. 15 zijn de meetpunten van water en tolueen in een $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} - \frac{1}{X_{tt}}$ -grafiek uitgezet. Een verband tussen $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ en $\frac{1}{X_{tt}}$ zou in het convectiegebied empirisch uit deze grafiek kunnen worden bepaald. Gezien het gering aantal goede meetpunten zou het echter weinig zinvol zijn een eigen correlatie op te stellen, wel kunnen we nagaan in hoeverre onze meetpunten overeenstemmen met correlaties opgesteld door anderen.

Door Dengler en Addoms (5), die metingen aan stoom-water-mengsels deden, werd voor het convectiegebied opgesteld de correlatie:

$$\frac{\alpha_I}{\alpha_{II}} = 3,5 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,5}$$

waaraan door hen een nauwkeurigheid van 20% werd toegekend. Alle waarnemingen in het convectiegebied aan tolueen blijken binnen deze 20% met de correlatie van Dengler en Addoms overeen te komen.

De waarnemingen van Hiddema aan water zijn gemiddeld ongeveer 20% te laag. Voor nader onderzoek zijn in fig. 16 de meetpunten van tolueen in een $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} - \frac{1}{X_{tt}}$ grafiek op grotere schaal uitgezet. In deze grafiek is behalve de correlatie van Dengler en Addoms, een door Guerrieri en Talty (7) voor het convectiegebied opgestelde correlatie aangegeven. Hun correlatie werd empirisch gevonden aan de hand van metingen aan vijf verschillende koolwaterstoffen:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 3,4 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,45}$$

Om de warmte-overdrachtscoëfficiënt te bepalen in het gebied waarin koken optreedt, moet men de warmte-overdrachtscoëfficiënt bij uitsluitend convectie (die dus te berekenen is met de eerder genoemde correlatie van Dengler en Addoms of Guerrieri en Talty) vermenigvuldigen met een factor F, die de verbetering van de warmte-overdracht door het kookeffect aangeeft. Uit fig. 16 blijkt, dat F groter moet zijn naarmate het totale tolueendebiet kleiner is; F moet met toenemende damp-vloeistofverhouding kleiner worden en tenslotte gelijk zijn aan 1, als het kookeffect wordt onderdrukt.

Guerrieri en Talty proberen de factor F , die door hen N.B.C.F. (nucleate boiling correction factor) wordt genoemd, empirisch te vinden door op logaritmische assen

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_{II \text{ convectie}}} = \frac{\alpha_{II}}{\alpha_I \cdot 3,4 \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0,45}} \text{ tegen } \frac{r^*}{\delta_{II}} \text{ uit te zetten,}$$

waarin r^* de straal is van het kleinste belletje, dat thermodynamisch stabiel is, en δ_{II} de dikte van de laminaire film aan de wand. Zij komen zo tot de correlatie:

$$\text{N.B.C.F.} = 0,186 \left(\frac{r^*}{\delta_{II}}\right)^{-\frac{5}{9}}$$

Het is begrijpelijk, dat in deze correctiefactor voor het kookeffect $\frac{r^*}{\delta_{II}}$ voorkomt, omdat de vorming van bellen binnen de laminaire grenslaag wordt bepaald door de mate van oververhitting van de vloeistof aan de wand (een maat hiervoor is r^*) en de snelheid van de vloeistof langs de wand (een maat hiervoor is δ_{II}). De vorming van bellen binnen de laminaire grenslaag wordt ook beïnvloed door de ruwheid van het wandoppervlak; de invloed van deze ruwheid werd door Guerrieri en Talty niet onderzocht, hun correlatie voor de N.B.C.F. is dus slechts geldig voor een buis met één bepaalde wandruwheid.

Dengler en Addoms vinden empirisch de correctiefactor voor het kookeffect

$$F = 0,67 \left[(\overline{\Delta T} - \overline{\Delta T}_i) \left(\frac{\delta_P}{\delta_{T_{\text{verz.}}}} \cdot \frac{D}{G} \right)_{T_w^*} \right]^{0,1}$$

Essentiëel in deze formule is de term $(\overline{\Delta T} - \overline{\Delta T}_i)$, de drijvende kracht voor het koken, n.l. het temperatuurverschil wand-vloeistof verminderd met het temperatuurverschil wand-vloeistof nodig om het kookeffect in de meetsectie te doen beginnen. Anders gezegd is $\overline{\Delta T}_i$ het temperatuurverschil wand-vloeistof bij een zodanige damp-vloeistofverhouding, dat juist door het toenemen van de dampfractie het kookeffect wordt onderdrukt.

In fig. 16 is de correctiefactor voor het koken F van Dengler en Addoms gebruikt om bij die meetpunten waarbij de warmte-overdracht door koken wordt verbeterd ($F > 1$), dit

kookeffect te elimineren en wèl door de term $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ door de factor F te delen. Wanneer de op deze wijze „naar beneden gehaalde“ kookmeetpunten goed zouden komen te liggen op de lijn $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 3,5 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,5}$, die de warmte-overdracht door convection, tie alleen voorstelt, zou dit betekenen, dat de factor F ook bij onze waarnemingen het kookeffect goed aangeeft. We zien uit fig. 16, dat de factor F van Dengler en Addoms vrij redelijk voldoet.

VII.4. Eenvoudiger correlatie van de waarnemingen.

Om een correlatie voor de warmte-overdracht naar tweefazenstroming te vinden, werd in het voorgaande gebruik gemaakt van de parameter van Lockhart en Martinelli $\frac{1}{X_{tt}}$.

Hoewel we kunnen bedenken, dat $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} :: \frac{\delta_I}{\delta_{II}}$, en δ_{II} een functie is van het drukverlies door wrijving bij tweefazenstroming (voor het berekenen waarvan juist door Lockhart en Martinelli gebruik werd gemaakt van $\frac{1}{X_{tt}}$) is het toch onbevredigend, dat deze parameter zonder verder enige motivering bij het warmte-overdrachtsprobleem werd ingevoerd.

Bezien we de parameter nader,

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,9} \left(\frac{\eta_g}{\eta_l} \right)^{0,1} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,4}$$

dan valt op, dat $\frac{1}{X_{tt}}$, behoudens een viscositeitscorrectie die niet zo belangrijk is, bij benadering bestaat uit de wortel van de verhouding van de kinetische energieën van damp en vloeistof. (Dit valt niet zo gauw op wanneer men $\frac{1}{X_{tt}}$ opgeeft zoals Lockhart en Martinelli dat zelf doen, n.l. X_{tt} niet uitgedrukt in ρ_g en ρ_l maar in massadebiten damp en vloeistof). Om een formule voor de warmte-overdracht naar tweefazenstroming te vinden zou men dus ook kunnen zoeken naar een relatie tussen $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$ en de verhouding van de kinetische energieën van damp en vloeistof, hetgeen ons minder gezocht voorkomt als het invoeren van $\frac{1}{X_{tt}}$.

Om te voldoen aan de voorwaarde $\alpha_{II} = \alpha_I$ wanneer $\rho_g = 0$ (aan deze voorwaarde voldoet de correlatie van Dengler en Addoms niet) moet de nieuwe relatie van de vorm zijn:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} - 1 = f \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right)$$

Deze functie moet dus gelijk aan nul worden als $\phi_g = 0$; daarom zou hij misschien kunnen worden geschreven in de vorm:

$$f \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right) = m \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right)^n$$

Om nu m en n in deze formule te vinden, zijn in fig. 17 voor de series T II, T III, T IV, S I, S II en S III de groot-heden $\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} - 1$ en $\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2}$ op logaritmische assen tegen elkaar uitgezet. We vinden uit deze grafiek voor het convec-tiegebied:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 1 + 2,2 \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right)^{0,35}$$

Bijna alle meetpunten in het convectiegebied voldoen bin-nen 20% aan deze correlatie.

De meetpunten van de series S I, S II en S III liggen ca. 20% te laag, wat echter weer zou kunnen worden toegeschre-ven aan het meten van mogelijk te lage warmte-overdrachtscoëf-ficiënten door Hiddema. Bij kleine waarden van $\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2}$ liggen de meetpunten van de series T II en T III $\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2}$ boven de getrokken strook, hier wordt kennelijk de warmte-overdracht door het kookeffect verbeterd. In fig. 17 zijn die meetpunten, waarvoor $\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} < 1$ niet aangegeven; deze meetpunten zijn echter $\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2}$ voor het vinden van onze corre-latie niet belangrijk, omdat bij deze punten het kookeffect een rol zal spelen.

Om de constanten in onze correlatie

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 1 + 2,2 \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right)^{0,35}$$

nauwkeuriger te bepalen zal een groter aantal me-tingen moeten worden ge-

daan. Verder zal moeten worden onderzocht of metingen aan een grotere verscheidenheid van vloeistoffen met de correlatie overeenstemmen.

VII.5. Conclusies.

De warmte-overdracht tussen een cilindrische buiswand en een daarbinnen^{naar} boven stromend tweefazenmengsel vindt hoofdzakelijk door convectie plaats. Slechts bij lage vloeistofsnelheden treedt een belangrijk kookeffect op, waarbij de warmte-overdracht wordt verbeterd, doordat de kookbelletjes een sterke roering in de vloeistoffilm veroorzaken. Dit kookeffect wordt onderdrukt, als bij toenemende damp-vloeistofverhouding de werkelijke vloeistofsnelheid toeneemt.

De warmte-overdrachtscoëfficiënt bij tweefazenstroming kan bij benadering worden berekend met de formule:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 3,5 F \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,5}$$

waarin F alleen maar moet worden gebruikt wanneer koken optreedt, en dus $F > 1$.

Wanneer geen kookeffect optreedt, of wanneer het kookeffect wordt verwaarloosd kan de warmte-overdrachtscoëfficiënt bij tweefazenstroming wellicht ook worden berekend met de formule:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 1 + 2,2 \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right)^{0,35}$$

Deze formule moet echter nog nader worden geverifiëerd.

Wil men nu bijvoorbeeld de lengte van een verdamperpijp berekenen, die nodig is om minstens een bepaalde damp-vloeistofverhouding aan het eind van de verdamperpijp te verkrijgen, dan kan men in principe als volgt te werk gaan. Men denkt de verdamperpijp verdeeld in een aantal secties. Van de onderste sectie is de damp-vloeistofverhouding bekend, (eventueel moet met behulp van de bekende formule voor warmte-overdracht naar éénfazestroming een inlooplengte worden berekend, waarin nog geen damp wordt gevormd; de sectie, waarin voor het eerst damp voorkomt, noemen we de onderste sectie) de warmte-overdrachtscoëfficiënt in deze sectie is dan te berekenen met bijvoorbeeld de formule:

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 3,5 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,5}$$

of voluit geschreven:

$$\alpha_{II} = 0,095 \frac{\lambda_l}{D} \left(\frac{l_l V^* D}{\eta_l} \right)^{0,8} \left(\frac{\eta_l C_{p,l}}{\lambda_l} \right)^{0,33} \\ \left(\frac{\eta_l}{\eta_w} \right)^{0,14} \left(\frac{\phi_g}{\phi_l} \right)^{0,45} \left(\frac{\eta_g}{\eta_l} \right)^{0,05} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,2}$$

waarin V^* de snelheid van de vloeistof is wanneer de gehele massa van het mengsel zich in de vloeistoffase zou bevinden.

Met behulp van de bekende warmte-overdrachtscoëfficiënt in de onderste sectie is uit te rekenen hoeveel warmte hier op het damp-vloeistofmengsel wordt overgedragen en in welke mate hierdoor de damp-vloeistofverhouding wordt vergroot. Nu is dus ook de damp-vloeistofverhouding bekend van het mengsel wanneer dit de volgende sectie binnenstroomt, de warmte-overdrachtscoëfficiënt kan dan weer voor deze volgende sectie worden berekend. Zo voortgaande vindt men het aantal secties dat nodig is om een bepaalde damp-vloeistofverhouding te bereiken, de gevraagde lengte van de verdamperpijp is dan bekend.

In de boven beschreven berekeningsmethode werd het kook-effect verwaarloosd. Door het koken zal slechts in een klein deel van de verdamperpijp de warmte-overdracht worden verbeterd, dit betekent, dat de verlangde damp-vloeistofverhouding al iets eerder in de pijp wordt bereikt, de door ons berekende lengte is dus zeker voldoende. Ook door ontspanningsverdamping (de druk neemt in de verdamperpijp naar boven toe af) zal de verlangde damp-vloeistofverhouding al iets eerder in de pijp worden bereikt.

Er zij vermeld, dat bij zeer grote damp-vloeistofverhoudingen de formules

$$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 3,5 \left(\frac{1}{x_{tt}} \right)^{0,5} \quad \text{en} \quad \frac{\alpha_{II}}{\alpha_I} = 1 + 2,2 \left(\frac{\rho_g \phi_g^2}{\rho_l \phi_l^2} \right)^{0,35}$$

niet meer geldig zullen zijn.

Lijst van gebruikte symbolen.

a	Absorptiecoëfficiënt van asbest.	ca. 0,95
A	Wandoppervlak van de cycloon.	ca. 0,15 m ²
C _{pT}	Soortelijke warmte bij temperatuur T.	[J/kg °C]
d	Wanddikte van de meetsectie.	1 mm
D	Karakteristieke diameter in verschillende kentallen.	[m]
	Inwendige diameter van de meetsectie.	21 mm
F	Correctiefactor voor het kookeffect volgens <u>Dengler</u> en <u>Addoms</u> .	0,67 $\left[(\Delta T - \Delta T_i) \left(\frac{\partial P}{\partial T_{\text{verz.}}} \cdot \frac{D}{G} \right)_{T_w} \right]^{0,1}$
g	Versnelling van de zwaartekracht.	9,81 m/sec ² .
Gr	Kengetal van <u>Grashof</u> .	$\frac{D^3 \theta_o \beta g \rho^2}{\eta^2}$
H	Enthalpie.	[J/kg]
H _{cg}	Enthalpie van de damp in de cycloon-afscheider.	[J/kg]
H _{cl}	Enthalpie van de vloeistof in de cycloonafscheider.	[J/kg]
H _{sg}	Enthalpie van de damp in de meetsectie.	[J/kg]
H _{sl}	Enthalpie van de vloeistof in de meetsectie.	[J/kg]
i	Stroomsterkte.	[Amp.]
L	Afstand tussen de aansluitstrippen aan de meetsectie.	250 mm
N.B.C.F.	Correctiefactor voor het kookeffect volgens <u>Guerrieri</u> en <u>Talty</u> .	$0,187 \left(\frac{r^*}{\delta_{II}} \right)^{-\frac{5}{9}}$
Nu	Kengetal van <u>Nusselt</u> .	$\frac{\alpha D}{\lambda}$
Pr	Kengetal van <u>Prandtl</u> .	$\frac{\eta c_p}{\lambda}$
q	Warmte-ontwikkeling per volume-eenheid in de buiswand.	[W/m ³]
r _T	Verdampingswarmte bij temperatuur T.	[J/kg]

r^*	Straal van het kleinste kookbelletje, dat thermodynamisch stabiel is.	$[m]$
Re	Kengetal van <u>Reynolds</u> .	$\frac{\rho V D}{\eta}$
S	Entropie.	$[J/kg^\circ K]$
T_b	Temperatuur van het door de meetsectie stromend mengsel.	$[^\circ C]$
T_c	Temperatuur van de cycloon.	$[^\circ C]$
T_w	Wandtemperatuur van de meetsectie.	$[^\circ C]$
T_w^*	Temperatuur aan de binnenzijde van de sectiewand.	$[^\circ C]$
v	Snelheid.	$[m/sec]$
v_g	Snelheid van de damp of het gas, betrokken op de lege doorsnede.	$[m/sec]$
v_l	Snelheid van de vloeistof betrokken op de lege doorsnede.	$[m/sec]$
v^*	Snelheid van de vloeistof, wanneer de massa van een tweefazenmengsel zich volledig in de vloeistoffase zou bevinden, betrokken op de lege doorsnede.	$[m/sec]$
V	Spanning.	$[Volt]$
$\frac{1}{X_{tt}}$	Parameter van <u>Lockhart en Martinelli</u> .	$\left(\frac{\phi_g}{\phi_l}\right)^{0,9} \cdot \left(\frac{\eta_g}{\eta_l}\right)^{0,1}$
y_c	Massafractie damp in de cycloonafscheider.	$[kg/kg]$
y_s	Massafractie damp in de meetsectie.	$[kg/kg]$
α	Warmte-overdrachtscoëfficiënt.	$[w/m^2 \ ^\circ C]$
α_I	Theoretisch bepaalde plaatselijke warmte-overdrachtscoëfficiënt, berekend met de veronderstelling, dat de door de buis stromende massa zich volledig in de vloeistoffase zou bevinden.	$[w/m^2 \ ^\circ C]$
α_{II}	Gemeten plaatselijke warmte-overdrachtscoëfficiënt tussen de cilindrische buiswand en een daarbinnen naar boven stromend tweefazenmengsel.	$[w/m^2 \ ^\circ C]$

β	Kubieke uitzettingscoëfficiënt van een gas.	$\frac{1}{273} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
δ_I	Dikte van de laminaire film aan de wand bij éénfazestroming.	$[\text{m}]$
δ_{II}	Dikte van de laminaire film aan de wand bij tweefazenstroming.	$[\text{m}]$
$\frac{\delta_P}{\delta T_{\text{verz.}}}$	Helling van de kromme, die de verzadigingsdruk in afhankelijkheid van de temperatuur geeft.	$[\text{N/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}]$
$\overline{\Delta T}$	Gecorrigeerd en over vijf waarden gemiddeld temperatuurverschil wand-vloeistof.	$[\text{ } ^\circ\text{C}]$
$\overline{\Delta T}_i$	Temperatuurverschil wand-vloeistof nodig om het koken in de meetsectie te doen beginnen, uitgaande van het ringstromingsgebied	$[\text{ } ^\circ\text{C}]$
η	Dynamische viscositeit.	$[\text{Nsec/m}^2]$
η_g	Dynamische viscositeit van de damp of het gas.	$[\text{Nsec/m}^2]$
η_l	Dynamische viscositeit van de vloeistof.	$[\text{Nsec/m}^2]$
η_w	Dynamische viscositeit van de vloeistof aan de wand.	$[\text{Nsec/m}^2]$
θ_o	Temperatuurverschil van twee gebieden waartussen vrije convectie plaats vindt.	$[\text{ } ^\circ\text{C}]$
λ	Warmtegeleidingsvermogen.	$[\text{W/m } ^\circ\text{C}]$
ρ	Dichtheid.	$[\text{kg/m}^3]$
ρ_g	Dichtheid van de damp of het gas.	$[\text{kg/m}^3]$
ρ_l	Dichtheid van de vloeistof.	$[\text{kg/m}^3]$
σ	Oppervlaktespanning.	$[\text{N/m}]$
ϕ	Totaal volumedebiet, wanneer de massa van een tweefazenmengsel zich volledig in de vloeistoffase zou bevinden.	$[\text{m}^3/\text{sec}]$

ϕ_g *Volumedebiet damp of gas in de tweefazen- $[m^3/sec]$
stroom in de meetsectie.

ϕ_l Volumedebiet vloeistof in de tweefazenstroom $[m^3/sec]$
in de meetsectie.

ϕ_w'' Warmtestroomdichtheid. $[w/m^2]$

ϕ_w Warmtestroom. $[w]$

~~-----~~

Lijst van geciteerde literatuur.

- (1) Badger, W.L. en
Lindsay, R.A. Ind.Eng.Chem. 50, 438 (1958)
- (2) Beckers, H.L. Appl.Sci.Res. A 6, 147 (1957)
- (3) Beeliën, P.H. „De verdamping van een vloeistof in een verticale pijp”,
Centraal Laboratorium Staatsmijnen, Geleen. (1956)
- (4) Corty, C. en
Foust, A.S. Chem.Eng.Progr.Symposium Ser. 51, No 17, 1, (1955)
- (5) Dengler, C.E. en
Addoms, J.N. Chem.Eng.Progr.Symposium Ser. 52, No 18, 95, (1956)
- (6) Elser, K. Schweizer Archiv. 15, 359 (1949)
- (7) Guerrieri, S.A. en
Talty, R.D. Chem.Eng.Progr.Symposium Ser. 52, No 18, 69, (1956)
- (8) Hausen, H. Z.Ver.deut.Ing., Beihefte Verfahrenstechnik (4), 91, (1943)
- (9) Hiddema, W.A. Afstudeerverslag, Afd.Techn. Phys, T.H. Delft, (1957)
- (10) Kirschbaum, E.,
Kranz, B. en Stark, D. Forschg.Ingenieurwes. Ausg. B. 6, 375, (1935)
- (11) Lockhart, R.W. en
Martinelli, R.C. Chem.Eng.Progr. 45, 39, (1949)
- (12) Oliver, E. S.M.Thesis in Chem.Eng. M.I.T. (1939)
- (13) Schipper, L.A. Afstudeerverslag, Afd. Techn. Phys, T.H. Delft, (1956)
- (14) Schweppe, J.L. en
Foust, A.S. Chem.Eng.Progr.Symposium Ser. 49, No 5, 77, (1953)
- (15) Sparrow, E.M., Hallman, T.M. en Siegel, R. Appl.Sci.Res. A 7, 37, (1958)
- (16) Verschoor, H. en
Stemerding, S. "Proceedings of the General Discussion on Heat Transfer",
201, Inst.of Mech.Engrs, London, (1951).

Tabel L I ; $\phi_{\ell} = 162 \text{ ml/sec.}$

Nr.	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_{\ell}}$	ϕ_w''	T_b	$\overline{\Delta T}$	α_{II}	α_I	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$
	ml/sec		kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C	kW/m ² °C	
1	-----	--	16,0	28,5	6,19	2,59	2,60	1,00
2	18	0,111	16,0	29,0	5,03	3,18	2,61	1,27
3	36	0,22	16,0	29,5	4,30	3,72	2,62	1,42
44	88	0,54	15,6	29,5	3,59	4,45	2,62	1,72
5	130	0,80	16,0	29,5	3,35	4,77	2,62	1,82
6	172	1,06	16,0	29,5	3,35	4,77	2,62	1,82
7	225	1,39	16,0	30,0	3,33	4,80	2,62 ⁵	1,83
8	653	4,03	16,0	30,0	3,08	5,18	2,62 ⁵	1,97
9	824	5,08	16,0	30,5	3,00	5,32	2,63	2,02
10	-----	--	16,0	30,5	6,01	2,66	2,63	1,01
11	-----	--	27,75	24,2	10,17	2,70	2,52	1,07
12	18	0,111	28,9	25,2	8,27	3,49	2,53	1,38
13	53,2	0,33	29,0	25,5	6,25	4,64	2,54	1,83
14	88,0	0,54	29,0	25,5	5,78	5,02	2,54	1,97
15	138	0,85	29,0	25,5	5,49	5,02	2,54	2,08
16	225	1,39	28,6	25,5	5,35	5,35	2,54	2,10
17	518	3,20	28,1	25,5	5,08	5,53	2,54	2,18
18	824	5,08	28,8	25,0	4,76	6,05	2,54	2,38
19	138	0,85	29,0	25,0	5,53	5,25	2,54	2,06
20	-----	--	29,0	25,0	10,47	2,77	2,54	1,09
21	-----	--	61,5	24,7	22,62	2,72	2,62	1,04
22	18,0	0,111	61,5	26,7	17,59	3,50	2,66	1,34
23	53,0	0,33	61,4	27,7	13,84	4,44	2,69	1,65
24	87,5	0,54	61,7	28,0	12,67	4,87	2,70	1,80
25	138	0,85	61,7	28,2	12,47	4,95	2,70	1,84
26	225	1,39	61,4	28,7	11,66	5,27	2,71	1,84
27	516	3,20	62,4	29,0	11,47	5,44	2,72	2,00
28	824	5,08	62,4	29,0	10,20	6,12	2,72	2,25
29	-----	--	60,9	29,5	22,86	2,66	2,74	0,97

Tabel L I (vervolg) ; $\phi_l = 162 \text{ ml/sec.}$

Nr	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	ϕ_w''	T_b	$\overline{\Delta T}$	α_{II}	α_I	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$
	ml/sec.		kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C	kW/m ² °C	
30	--	--	105,9	30,7	37,52	2,82	2,83	1,00
31	18,0	0,111	106,7	32,7	29,03	3,67	2,90	1,27
32	53,0	0,33	107,5	33,0	22,01	4,88	2,91	1,68
33	87,5	0,54	108,5	33,0	21,12	5,14	2,91	1,77
34	138	0,85	108,5	33,5	20,04	5,42	2,92	1,85
35	225	1,39	108,5	33,5	20,24	5,36	2,92	1,83
36	516	3,20	108,5	33,5	19,06	5,70	2,92	1,95
37	824	5,08	108,5	33,5	17,26	6,28	2,92	2,15
38	--	--	28,2	19,7	11,19	2,52	2,29	1,10
39	18,0	0,111	28,2	20,5	8,65	3,26	2,33	1,40
40	53,0	0,33	29,3	21,0	7,46	3,92	2,34	1,67
41	88,0	0,54	29,3	21,0	6,42	4,56	2,34	1,95
42	138	0,85	29,3	21,2	6,15	4,76	2,34	2,03
43	225	1,39	29,3	21,5	5,98	4,89	2,36	2,07
44	518	3,20	29,3	21,5	5,81	5,04	2,36	2,13
45	824	5,08	29,3	21,5	5,30	5,53	2,35	2,35

Tabel L II ; $\phi_l = 116 \text{ ml/sec.}$

1	--	--	15,9	23,2	8,28	1,92	1,89	1,02
2	17,9	0,154	15,8	24,0	5,69	2,78	1,91	1,46
3	52,5	0,452	15,8	24,7	4,05	3,90	1,93	2,02
4	86,5	0,74	15,9	25,2	3,08	5,18	1,96	2,64
5	136,5	1,17	15,9	25,7	3,95	4,04	1,97	2,05
6	220	1,90	15,9	26,0	3,59	4,45	1,97	2,26
7	507	4,35	15,9	26,2	3,35	4,77	1,97	2,32
8	810	6,98	15,8	26,7	3,08	5,13	1,98	2,59
9	--	--	15,7	27,0	7,70	2,04	1,98	1,03
10	--	--	27,3	27,2	13,40	2,02	2,01	1,00
11	17,9	0,154	27,3	27,7	8,77	3,12	2,02	1,54
12	52,5	0,452	28,5	28,2	7,02	4,05	2,03	2,00
13	86,5	0,74	28,1	28,7	6,80	4,13	2,04	2,02
14	136,5	1,17	28,5	29,0	6,50	4,38	2,05	2,14

Tabel L II (vervolg) ; $\phi_{\ell} = 116 \text{ ml/sec.}$

Nr	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_{\ell}}$	ϕ_w''	T_b	$\overline{\Delta T}$	α_{II}	α_I	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$
	ml/sec.		kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C	kW/m ² °C	
15	220	1,90	28,5	29,0	6,54	4,41	2,05	2,15
16	507	4,35	28,3	29,0	5,38	5,28	2,05	2,57
17	810	6,98	28,1	29,0	5,59	5,03	2,05	2,45
18	--	--	28,0	29,0	13,95	2,06	2,05	1,00
19	--	--	60,9	29,5	29,6	2,06	2,13	0,97
20	17,9	0,154	62,2	31,2	18,6	3,34	2,17	1,54
21	52,5	0,452	62,2	31,7	14,28	4,36	2,18	2,00
22	86,5	0,74	62,2	32,0	13,68	4,49	2,19	2,05
23	136,5	1,17	62,2	32,0	13,33	4,66	2,19	2,13
24	220	1,90	61,6	32,2	13,49	4,57	2,19	2,09
25	507	4,35	61,8	32,5	13,66	4,53	2,20	2,06
26	810	6,98	61,4	32,5	10,96	5,60	2,20	2,54
27	--	--	61,2	32,5	28,95	2,07	2,20	0,94
28	--	--	106,0	26,0	50,78	2,085	2,16	0,97
29	17,9	0,154	109,1	28,2	32,56	3,36	2,20	1,53
30	52,5	0,452	109,5	28,7	25,81	4,24	2,21	1,92
31	86,5	0,74	108,8	29,2	24,19	4,49	2,22	2,03
32	136,5	1,17	110,1	29,5	23,86	4,62	2,23	2,07
33	220	1,90	110,9	29,5	24,15	4,59	2,23	2,01
34	507	4,35	111,0	29,7	23,54	4,68	2,23	2,10
35	810	6,98	110,7	30,0	20,00	5,53	2,24	2,47
36	--	--	106,7	30,0	48,8	2,18	2,24	0,97

Tabel L III ; $\phi_{\ell} = 79,6 \text{ ml/sec.}$

1	--	--	15,7	26,7	10,89	1,44	1,43	1,01
2	17,7	0,223	15,5	27,0	5,37	2,90	1,43	2,02
3	52,0	0,653	16,07	27,2	4,22	3,80	1,44	2,64
4	85,2	1,07	16,07	27,2	4,09	3,92	1,45	2,70
5	134	1,68	16,07	27,7	4,21	3,81	1,46	2,61
6	216	2,72	16,07	28,0	4,31	3,72	1,46	2,54
7	499	6,26	15,80	28,0	4,61	3,42	1,46	2,34
8	794	9,96	15,80	28,0	3,64	4,35	1,46	2,97
9	--	--	15,75	28,0	11,16	1,41	1,46	0,96

Tabel L III (vervolg) ; $\phi = 79,6 \text{ ml/sec.}$

Nr	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_L}$	ϕ_w''	T_b	$\overline{\Delta T}$	α_{II}	α_I	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$
	ml/sec		kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C	kW/m ² °C	
10	--	--	27,8	28,2	19,28	1,44	1,50	0,96
11	17,7	0,223	28,2	28,7	9,55	2,96	1,51	1,95
12	52,0	0,653	28,3	29,0	7,16	3,95	1,53	2,54
13	85,2	1,07	28,2	29,0	6,86	4,11	1,53	2,68
14	134	1,68	28,2	29,2	7,20	3,92	1,53	2,56
15	216	2,72	28,2	29,5	7,59	3,72	1,54	2,42
16	499	6,26	28,2	29,5	8,10	3,48	1,54	2,26
17	794	9,96	28,2	29,5	6,13	4,60	1,54	2,99
18	--	--	27,8	29,5	19,38	1,43	1,54	0,93
19	--	--	61,3	23,7	42,97	1,43	1,44	0,99
20	17,8	0,223	62,6	24,5	20,49	3,05	1,47	2,07
21	52,0	0,653	62,6	25,0	15,79	3,96	1,48	2,67
22	85,2	1,07	62,9	25,2	15,12	4,16	1,49	2,80
23	134	1,63	62,9	25,7	15,49	4,06	1,50	2,71
24	216	2,72	64,4	26,2	16,74	3,91	1,52	2,57
25	499	6,26	64,4	26,5	17,69	3,64	1,52	2,40
26	794	9,96	64,6	26,5	14,04	4,60	1,52	3,02
27	--	--	62,5	26,5	42,34	1,48	1,52	0,97

Tabel L IV ; $\phi = 51,6 \text{ ml/sec.}$

1	--	--	15,95	23,5	16,01	0,996	1,00	1,00
2	18,1	0,355	16,05	23,7	5,66	2,84	1,00	2,83
3	51,6	1,01	16,15	24,0	4,02	4,01	1,01	3,97
4	84,3	1,65	16,15	24,0	4,07	3,97	1,01	3,93
5	132,3	2,60	16,10	24,0	4,50	3,58	1,01	3,55
6	212	4,16	16,10	24,0	4,87	3,31	1,01	3,28
7	492	9,67	16,10	24,0	5,66	2,84	1,01	2,82
8	785	15,4	16,05	24,0	4,38	3,66	1,01	3,62
9	--	--	15,85	24,0	15,71	1,009	1,01	1,00
10	--	--	29,5	20,7	29,04	1,015	0,995	1,02
11	18,1	0,355	30,5	21,0	10,45	2,96	1,00	2,96
12	51,6	1,01	31,4	21,0	8,37	3,75	1,00	3,75
13	84,3	1,65	31,4	21,2	8,84	3,55	1,00	3,54
14	132,3	2,60	31,4	21,5	9,08	3,46	1,01	3,43
15	212	4,16	32,5	21,5	10,29	3,16	1,01	3,13
16	492	9,67	32,5	21,5	11,31	2,87	1,01	2,84
17	785	15,4	32,5	21,5	8,72	3,93	1,01	3,89
18	--	--	32,8	21,5	30,98	1,058	1,01	1,05

Tabel T I ; totaal debiet toluen = 107,6 ml/sec. ;

$$\phi_w'' = \text{ca. } 25 \text{ kW/m}^2$$

Nr	ϕ_w''	$\overline{\Delta T}$	T_b	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_{cl}}$	Stroom- type.
	kW/m^2	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	kW/m^2	$^{\circ}\text{C}$	ml/sec.		
1	25,25	9,5	112,0	2,66	3,60	1130	10,27	F
2	25,53	8,3	112,5	3,08	4,16	1900	17,27	F
3	25,39	6,9	113,4	3,68	4,97	2390	23,90	-
4	25,12	6,3	114,5	3,99	5,38	3220	32,20	R
5	25,12	5,7	116,3	4,41	5,91	3910	39,10	R
6	24,98	4,8	117,5	5,20	6,96	4230	47,00	R
7	25,12	5,4	118,3	4,65	6,20	4610	51,22	R
8	25,12	4,5	120,0	5,58	7,40	5110	56,78	R
9	25,12	5,0	120,5	5,02	6,65	5530	61,44	R
10	25,12	4,0	121,8	6,28	8,29	6030	75,38	R
11	25,12	4,2	122,3	5,98	7,88	6050	75,63	R
12	25,12	4,5	122,5	5,58	7,35	6560	82,00	R
<u>11</u>	25,12	3,5	122,3	7,18	9,47	5900	73,75	R
<u>10</u>	25,05	6,3	120,5	3,98	5,25	5530	61,44	R
<u>9</u>	25,05	4,3	119,5	5,83	7,74	5030	55,89	R
<u>8</u>	25,05	4,5	118,3	5,57	7,43	4580	50,89	R
<u>7</u>	25,05	5,3	116,0	4,73	6,35	3500	35,00	R
<u>7*</u>	25,25	5,3	116,5	4,77	6,39	4150	46,11	R
<u>6</u>	25,32	6,5	114,3	3,90	5,25	3160	31,60	R
<u>5</u>	25,25	6,0	113,8	4,21	5,69	2770	27,70	-
<u>4</u>	25,19	7,8	112,0	3,23	4,38	1460	13,27	F
<u>3</u>	25,39	11,0	110,5	2,31	3,13	930	8,45	F
<u>2</u>	25,39	11,8	110,0	2,15	2,92	320	2,91	F

Tabel T II ; totaal debiet toluen = 76,5 ml/sec. ;

$$\phi_w'' = \text{ca. } 57 \text{ kW/m}^2$$

N_r	ϕ_w''	$\overline{\Delta T}$	T_b	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	$\frac{1}{x_{tt}}$	stroom- type.
	kW/m^2	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	kW/m^2	$^{\circ}\text{C}$	ml/sec.			
1	57,75	20,0	109,2	2,89	5,09	40	0,50	0,04	-
2	57,34	18,7	110,5	3,07	5,38	520	6,50	0,41	F
3	57,34	18,1	110,8	3,17	5,56	1070	13,38	0,79	F
4	57,55	16,9	111,5	3,41	5,97	1800	25,71	1,44	F
5	57,55	16,1	112,3	3,57	6,25	2260	32,29	1,78	-
6	57,55	15,6	112,8	3,69	6,45	2710	38,71	2,10	-
6*	57,34	15,9	113,5	3,61	6,29	2350	33,57	1,79	-
7	57,34	14,1	114,8	4,07	7,09	3750	53,57	2,87	R
8	57,13	13,8	115,1	4,14	7,21	4060	67,67	3,52	R
9	57,13	12,8	115,9	4,46	7,75	4240	70,67	3,76	R
10	57,03	12,4	116,5	4,60	7,98	4650	77,50	4,09	R
11	57,13	11,9	117,0	4,80	8,32	5180	86,33	4,53	R
11*	57,34	11,7	117,7	4,90	8,47	4860	81,00	4,35	R
12	57,44	11,4	118,0	5,04	8,72	5340	89,00	4,74	R
11	57,34	12,4	117,0	4,62	8,01	4970	82,83	4,39	R
10	57,34	12,9	116,5	4,45	7,71	4410	73,50	3,91	R
2	57,24	13,5	115,9	4,24	7,36	4060	67,67	3,58	R
2*	57,24	13,1	116,4	4,37	7,58	4410	73,50	3,91	R
8	57,34	14,0	115,5	4,10	7,12	3700	52,86	2,90	R
7	57,13	16,0	113,5	3,57	6,23	2840	40,57	2,24	R
6	57,13	16,5	112,7	3,46	6,05	2480	35,43	1,94	-
5	56,93	17,1	111,9	3,33	5,83	1470	18,38	1,07	F
4	56,93	18,9	110,3	3,01	5,29	410	5,13	0,33	F
3	56,93	19,2	109,8	2,97	5,22	70	0,88	0,07	-

Tabel T III ; totaal debiet toluen = 107,6 ml/sec. ;

$$\phi_w'' = \text{ca. } 57 \text{ kW/m}^2$$

Nr	ϕ_w''	$\overline{\Delta T}$	T_b	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_f}$	$\frac{1}{X_{tt}}$	stroom- type
	kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C		ml/sec.			
1	57,55	17,4	111,0	3,31	4,45	670	6,09	0,39	-
2	57,34	16,4	112,0	3,50	4,70	1410	12,82	0,77	F
3	57,34	15,4	113,0	3,72	4,99	2330	23,30	1,34	F
4	57,13	13,6	114,8	4,20	5,61	3230	32,30	1,83	-
5	57,34	12,6	116,3	4,55	6,05	3750	37,50	2,15	-
6	57,13	11,6	118,3	4,93	6,51	4380	48,66	2,76	R
7	57,34	11,6	118,8	4,94	6,52	5210	57,89	3,24	R
8	57,13	10,4	120,5	5,49	7,22	5070	56,33	3,26	R
8*	57,75	11,4	120,8	5,07	6,64	5190	57,67	3,32	R
9	57,55	10,7	122,0	5,38	7,04	5520	61,33	3,56	R
10	57,44	10,4	122,8	5,52	7,21	5810	72,63	4,18	R
11	57,34	9,9	123,8	5,79	7,57	6040	75,50	4,34	R
<u>10</u>	57,34	10,4	122,5	5,51	7,21	5810	72,63	4,18	R
<u>9</u>	57,34	10,9	120,8	5,26	6,90	5140	57,11	3,31	R
<u>8</u>	57,34	11,7	119,5	4,90	6,46	4740	52,67	3,02	R
<u>7</u>	57,55	12,4	118,3	4,64	6,13	4240	47,11	2,66	R
<u>6</u>	57,34	13,4	116,5	4,28	5,69	3510	35,10	2,02	R
<u>6*</u>	57,96	13,9	115,0	4,17	5,56	3130	31,30	1,77	R
<u>5</u>	57,34	14,6	113,8	3,93	5,25	2760	27,60	1,56	-
<u>4</u>	57,65	15,6	112,8	3,70	4,95	2140	19,45	1,14	F
<u>3</u>	57,44	15,9	112,5	3,61	4,85	1780	16,18	1,28	F
<u>2</u>	57,55	17,9	110,5	3,21	4,33	770	7,00	0,54	F

Tabel T IV ; totaal debiet toluen = 170 ml/sec. ;

$$\phi_w'' = \text{ca. } 57 \text{ kW/m}^2$$

Nr	ϕ_w''	$\overline{\Delta T}$	T_b	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	$\frac{1}{X_{tt}}$	stroom- type
	kW/m^2	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$\text{kW/m}^2 \text{ } ^{\circ}\text{C}$		ml/sec.			
1	57,34	19,1	113,0	3,00	2,78	770	4,53	0,30	-
2	57,13	18,7	113,7	3,06	2,82	1610	9,47	0,60	F
3	56,93	14,1	118,2	4,04	3,69	2710	16,94	1,06	-
4	56,93	11,4	122,5	4,99	4,51	3690	23,06	1,48	R
5	56,93	11,4	124,0	4,99	4,49	4120	25,75	1,67	R
6*	56,93	10,4	127,0	5,77	4,87	5050	33,67	2,20	R
7	56,93	9,7	128,7	5,87	5,20	5280	35,20	2,34	R
8	56,93	10,3	129,0	5,53	4,89	5760	41,14	2,68	R
9	56,72	9,4	131,5	6,03	5,30	6040	43,14	2,90	R
8	56,72	9,3	130,0	6,10	5,38	5830	41,64	2,79	R
7	56,72	9,4	128,5	6,03	5,35	5240	34,93	2,32	R
6	56,62	10,5	125,7	5,39	4,82	4650	31,00	2,03	R
5	56,82	11,7	123,2	4,86	4,38	4080	25,50	1,63	R
5*	57,03	11,8	123,0	4,83	4,36	4150	25,94	1,66	R
3	57,13	13,4	119,0	4,26	3,89	3140	19,63	1,22	R
2	57,03	14,2	117,7	4,02	3,68	2630	15,47	0,97	R
2*	57,34	14,9	117,5	3,85	3,53	2490	14,65	0,93	R
1	57,34	16,9	115,0	3,39	3,13	1910	11,24	0,72	-
0	57,34	17,7	112,5	3,24	3,00	940	5,53	0,37	F

Tabel S I ; totaal debiet water = 115 ml/sec. ;

$$\phi_w'' = \text{ca. } 26 \text{ kW/m}^2$$

Nr	ϕ_w''	$\overline{\Delta T}$	T_b	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_\ell}$	$\frac{1}{X_{tt}}$	stroom- type
	kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C		ml/sec			
2	26,0	9,3	102,0	2,79	0,73	150	1,27	0,05	B
3	25,8	8,5	102,0	3,04	0,80	500	4,2	0,15	B
4	26,4	4,7	102,0	5,61	1,48	840	7,2	0,23	-
5	25,6	4,3	102,0	5,96	1,58	1970	16,9	0,50	F
6	26,5	3,7	102,0	7,15	1,90	2900	25,0	0,72	F
7	26,5	3,3	102,0	8,02	2,13	4130	35,9	0,99	F
8	25,9	2,5	104,1	10,38	2,73	4630	40,2	1,13	-
9	25,6	1,9	104,5	13,44	3,53	5430	47,6	1,31	-
10	25,6	1,9	106,2	13,44	3,50	5890	51,6	1,42	R
10*	26,8	1,9	106,2	14,11	3,66	5890	51,6	1,42	R
11	26,4	1,9	106,5	13,88	3,60	7210	63,8	1,73	R
12	26,8	1,7	108,8	15,80	3,98	7310	65,3	1,85	R
13	26,4	1,9	110,2	13,90	3,46	8100	72,3	2,08	R
13	26,6	2,1	110,0	12,65	3,14	8170	73,6	2,08	R
12	26,6	1,9	108,8	14,00	3,53	7290	65,1	1,84	R
11	26,6	2,1	106,1	12,67	3,30	7480	66,2	1,80	R
10	26,7	2,1	106,1	12,70	3,29	6100	53,5	1,48	R
9	26,7	2,3	105,8	11,60	3,02	5100	44,7	1,25	-
8	26,4	2,9	104,0	9,11	2,40	4800	41,7	1,16	-
7	26,0	3,5	102,0	7,42	1,98	4080	35,5	0,98	F
6	25,9	4,1	102,0	6,32	1,68	2890	24,9	0,71	F
6*	26,7	4,1	104,4	6,50	1,70	2050	17,5	0,54	F
5	26,8	4,1	104,0	6,53	1,72	1090	9,3	0,30	F

Tabel S II ; totaal debiet water = 115 ml/sec.

$$\phi_w'' = \text{ca. } 59 \text{ kW/m}^2$$

Nr	ϕ_w''	$\overline{\Delta T}$	T_b	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_L}$	$\frac{1}{\bar{x}_{tt}}$	stroom- type
	kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C		ml/sec.			
6	59,2	6,5	102,0	9,10	2,40	3410	29,7	0,84	F
7	59,0	5,9	102,5	10,00	2,63	4780	41,9	1,14	-
8	59,0	5,5	104,0	10,71	2,81	5600	49,6	1,37	-
9	58,5	4,9	105,0	11,92	3,10	6930	61,9	1,69	R
9*	59,0	5,0	104,0	11,80	3,09	6560	58,6	1,60	R
10	59,0	3,7	106,0	16,00	4,12	6760	60,4	1,65	R
11	58,2	3,5	106,0	16,60	4,30	7950	71,6	1,92	R
12	57,9	3,1	108,5	18,20	4,70	8250	74,3	2,07	R
13	58,0	3,7	110,0	15,60	3,88	8900	80,9	2,28	R
13*	58,0	3,3	108,5	17,60	4,42	9360	85,1	2,34	R
13	58,0	3,7	109,0	15,60	3,92	9390	85,4	2,38	R
12	58,0	3,5	108,5	16,60	4,17	8510	76,7	2,15	R
12*	58,2	4,1	108,5	14,20	3,57	8780	79,8	2,20	R
11	58,2	4,1	107,0	14,20	3,62	8060	72,6	2,02	R
10	58,2	4,1	105,5	14,20	3,68	7930	71,4	1,92	R
2	58,2	4,3	104,0	13,60	3,55	7570	67,6	1,80	R
8	58,5	4,5	102,5	13,00	3,43	6700	59,8	1,57	-
7	58,5	5,3	102,0	10,60	2,91	5730	50,7	1,36	-
7*	58,5	5,7	103,0	10,30	2,69	4100	36,0	1,02	-
6	58,5	6,3	102,0	9,30	2,44	3770	33,1	0,92	F
5	58,5	7,1	102,0	8,30	2,17	2040	17,7	0,53	F

Tabel S III ; totaal debiet water = 115 ml/sec. ;

$$\phi_w'' = \text{ca. } 146 \text{ kW/m}^2$$

Nr	ϕ_w''	ΔT	T_b	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	ϕ_g	$\frac{\phi_g}{\phi_L}$	$\frac{1}{X_{tt}}$	Stroom- type
	kW/m ²	°C	°C	kW/m ² °C		ml/sec.			
2	145,9	16,7	102,0	8,75	2,25	480	4,1	0,14	F
3	146,0	15,3	102,0	9,55	2,47	1800	15,4	0,46	F
4	146,0	13,9	102,0	10,51	2,71	3520	30,3	0,86	-
5	146,0	12,5	102,0	11,68	2,93	4810	41,8	1,13	R
6	146,0	10,9	104,0	13,40	3,44	5130	45,0	1,26	R
6*	146,0	10,5	105,0	13,90	3,56	4600	40,0	1,14	R
7	146,0	10,2	105,0	14,30	3,65	5910	51,9	1,44	R
8	146,0	9,1	107,5	16,10	4,06	5320	46,7	1,36	R
9	146,0	8,7	108,5	16,80	4,20	6690	59,2	1,69	R
10	146,0	8,1	109,5	18,01	4,45	9080	81,8	2,24	R
9	146,0	8,1	107,5	18,01	4,54	7250	64,2	1,81	R
8	146,0	9,1	106,5	16,10	4,08	7040	62,3	1,71	R
7	145,0	9,7	105,0	15,10	3,87	5890	51,7	1,43	R
6	146,0	11,0	104,0	13,30	3,42	5130	45,0	1,25	R
5	146,0	12,9	104,0	11,30	2,91	3840	33,4	0,96	R
5*	146,0	12,4	103,0	11,80	3,04	4730	41,1	1,13	R
4	146,0	13,5	102,0	10,80	2,79	4030	35,0	0,97	-
3	146,0	15,3	102,0	9,53	2,46	2560	22,1	0,64	-

Tabel C I ; totaal massadebiet stoom = ca. $1,5 \cdot 10^{-3}$ kg/sec.;
 $\phi_w'' = \text{ca. } 250 \text{ kW/m}^2$

Nr.	ϕ_w''	ΔT	α_{II}	$\frac{\alpha_{II}}{\alpha_I}$	$\frac{\phi_g}{\phi_l}$	$\frac{1}{x_{tt}}$
	kW/m ²	°C	kW/m ² °C			
1	230,0	36,7	6,27	26,8	1680	30,4
4	257,6	39,5	6,52	27,8	2080	37,0
7	240,0	34,9	6,88	29,4	2390	41,7
9	235,2	34,9	6,74	28,8	2600	45,0
11	235,2	33,9	6,94	29,6	2820	48,4
13	245,4	34,6	7,09	30,3	2750	47,4
16	276,4	37,5	7,36	31,4	3090	52,5
20	282,2	37,7	7,49	32,0	3690	61,6

Tabel C II ; totaal massadebiet stoom = ca. $1,4 \cdot 10^{-3}$ kg/sec.
 $\phi_w'' = \text{ca. } 180 \text{ kW/m}^2$

1	173,7	29,0	5,99	25,6	2180	38,0
4	175,1	27,2	6,44	27,5	3260	54,7
7	175,8	26,5	6,63	28,4	3700	61,0
10	175,1	25,9	6,76	28,9	4380	71,5
11	182,3	26,0	7,01	30,0	4340	70,6
15	196,0	27,2	7,21	30,8	4980	80,0

Tabel C III ; totaal massadebiet stoom = ca. $1,2 \cdot 10^{-3}$ kg/sec.;
 $\phi_w'' = \text{ca. } 120 \text{ kW/m}^2$

1	120,1	19,8	6,07	25,9	3580	59,5
4	114,3	18,0	6,36	27,2	4930	79,2
7	120,1	18,3	6,57	28,1	5760	91,0
9	118,0	17,7	6,66	28,4	6650	104,0
10	124,5	18,5	6,73	28,8	6900	107,0

LIJST VAN FIGUREN.

- fig. 1. Leidingschema.
- fig. 2. Meetsectie.
- fig. 3. Cycloon.
- fig. 4. Ijkkromme van een thermo-element koper-constantaan.
- fig. 5. Damp-vloeistofevenwicht in cycloon en meetsectie.
- fig. 6. Verband tussen de ingangstemperatuur en de hoeveelheid condensaat.
- fig. 7. H - S diagram.
- fig. 8. Temperatuurafhankelijkheid van het warmtegeleidingsvermogen van toluen.
- fig. 9. Metingen aan turbulent stromend water.
- fig. 10. Metingen aan lucht-watermengsels.
- fig. 11. Metingen aan lucht-watermengsels.
- fig. 12. Metingen aan lucht-watermengsels.
- fig. 13. Metingen aan damp-vloeistofmengsels.
- fig. 14. Metingen aan damp-vloeistofmengsels.
- fig. 15. Metingen aan damp-vloeistofmengsels.
- fig. 16. Metingen aan damp-vloeistofmengsels van toluen.
- fig. 17. Metingen aan damp-vloeistofmengsels.

-/-/-/-/-/-/-/-

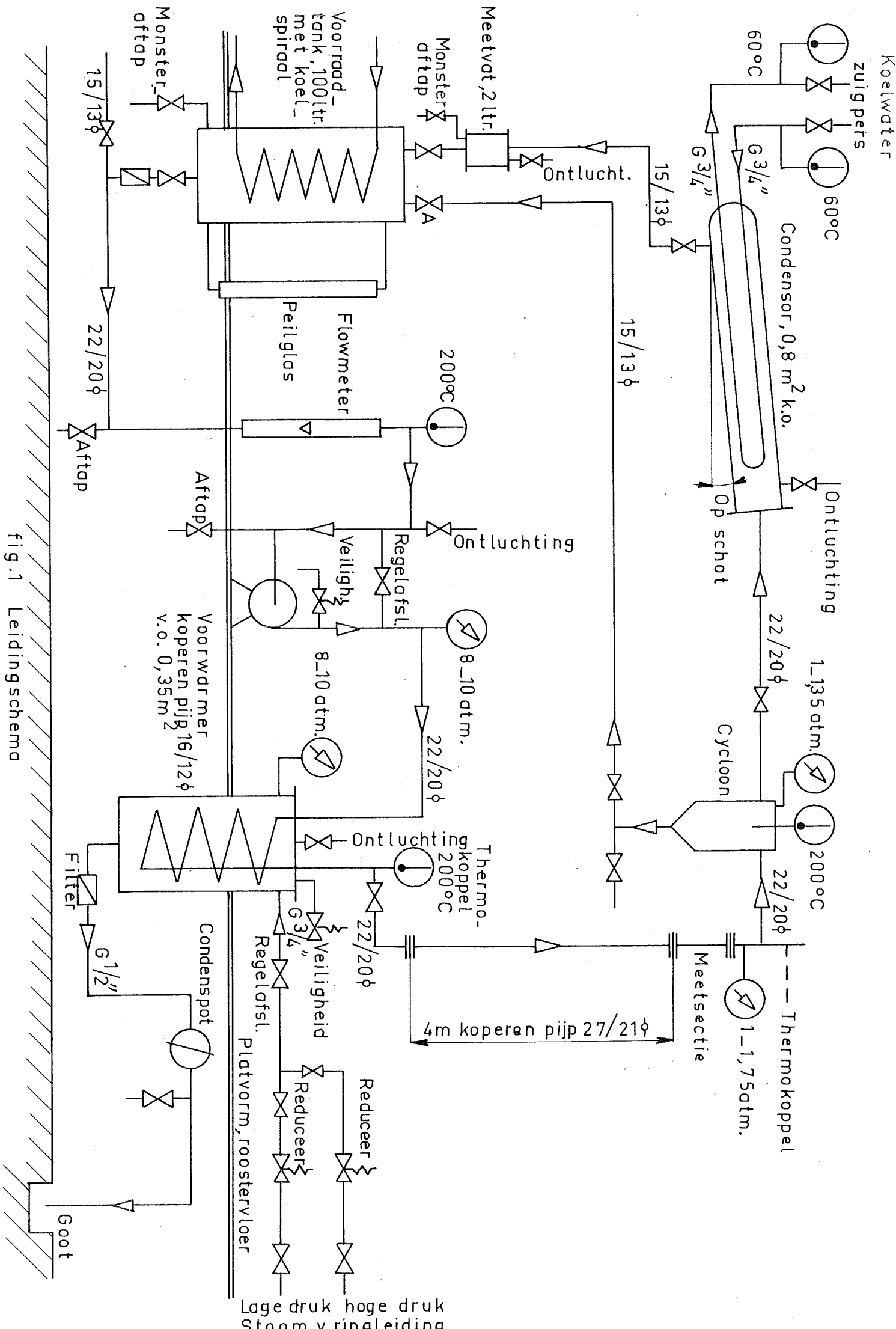


fig.1 Leidingschema

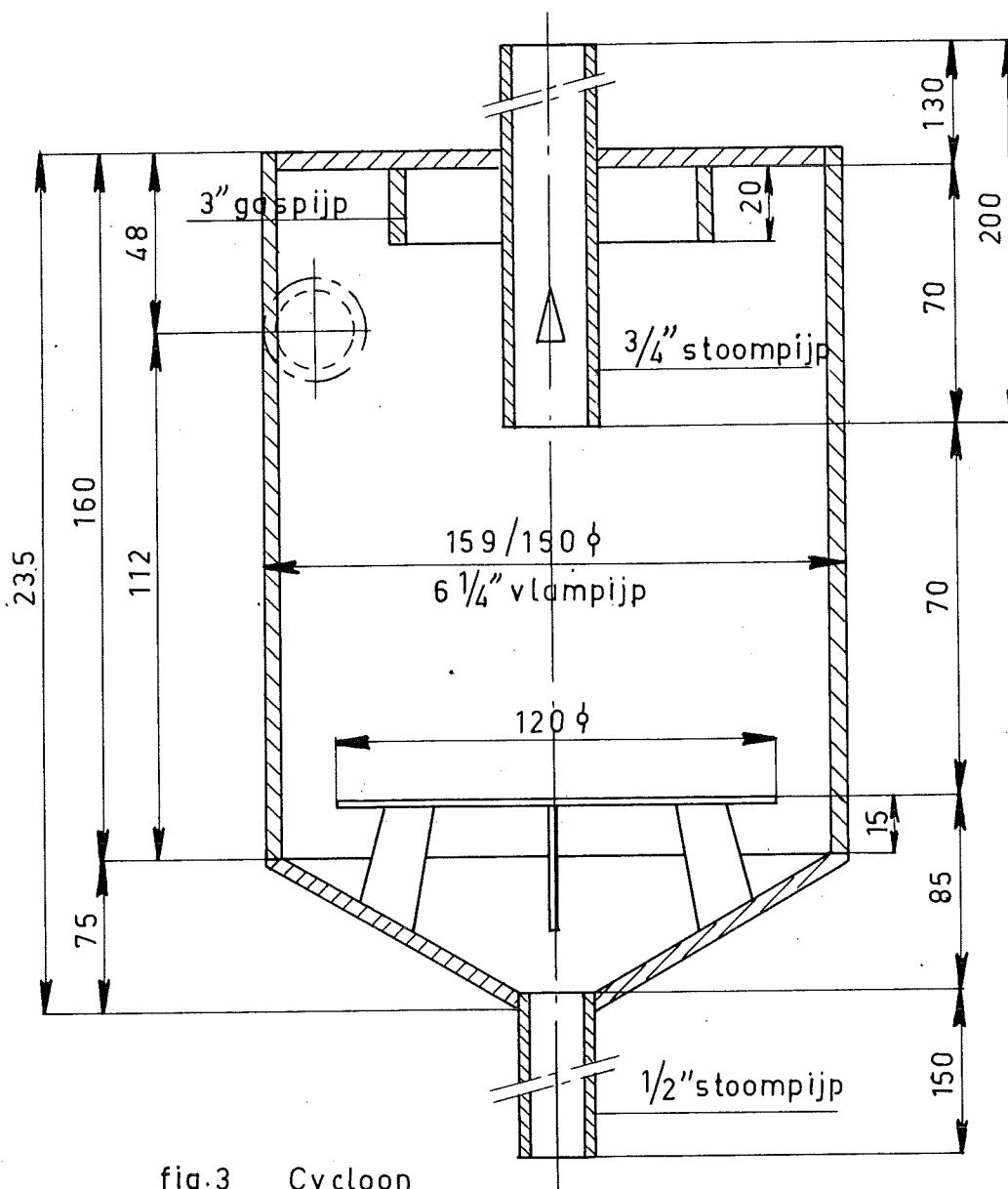
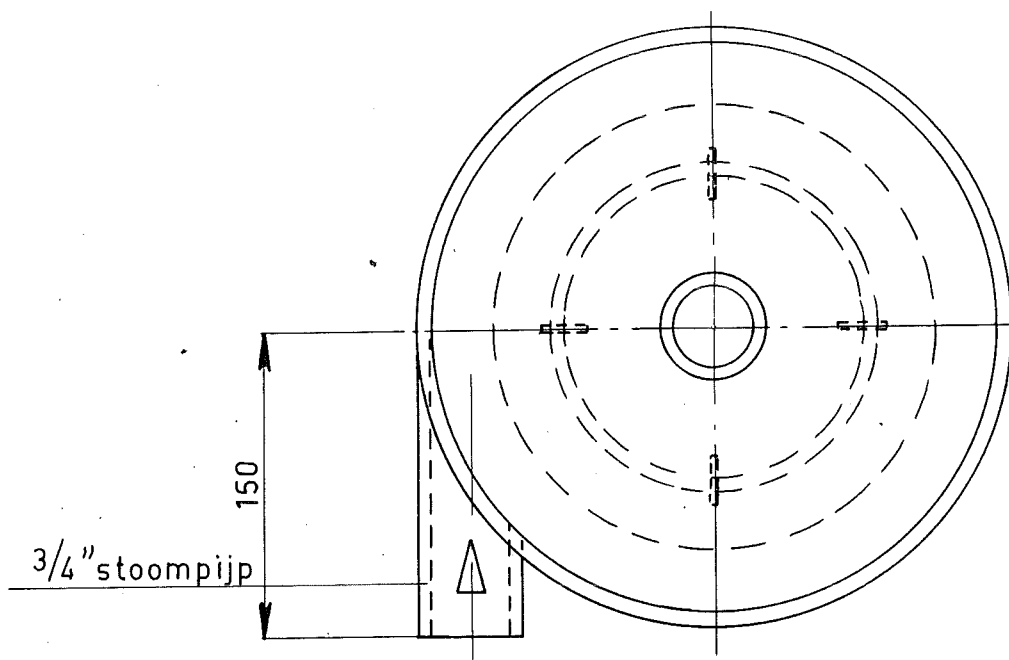
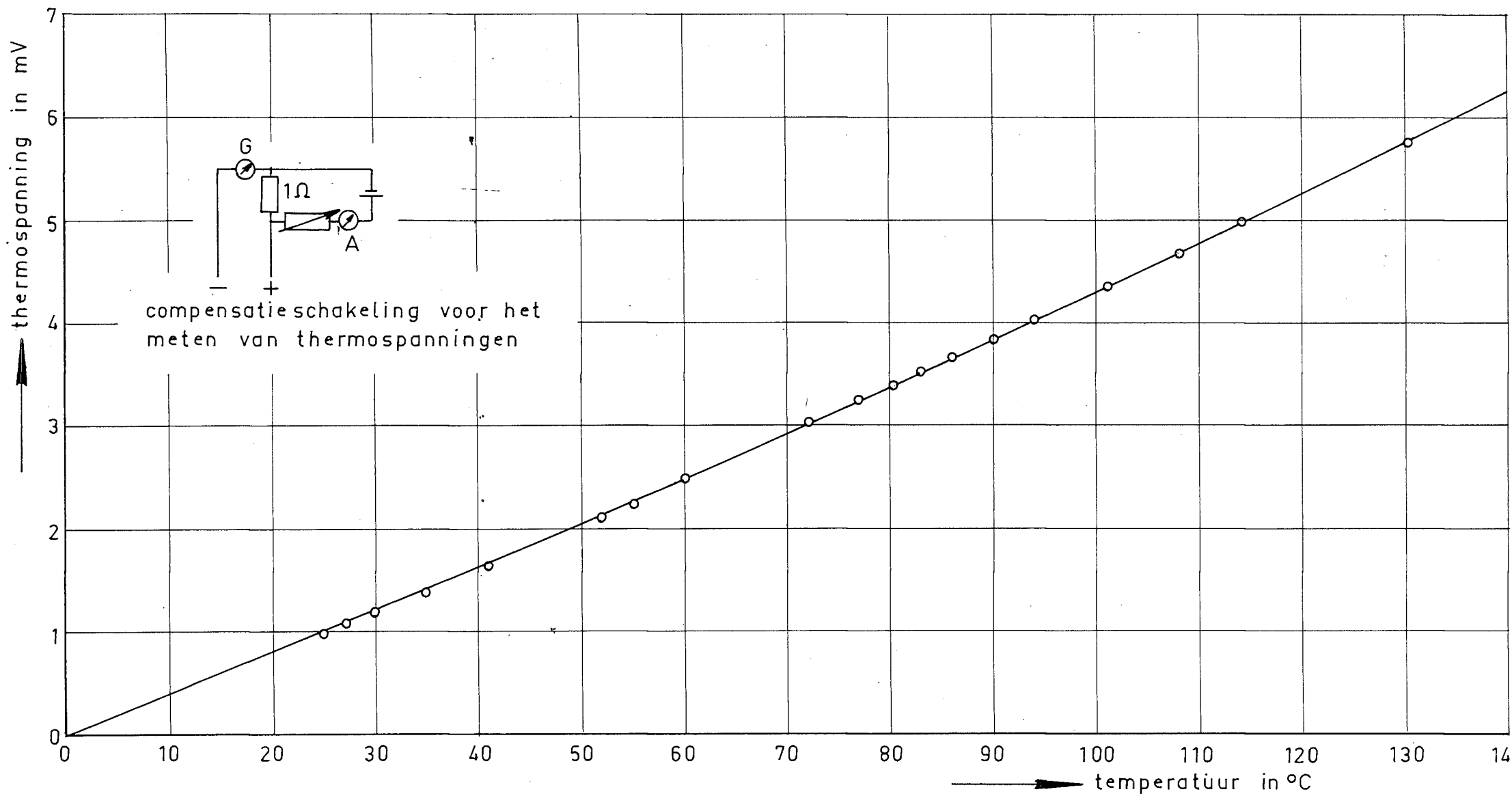
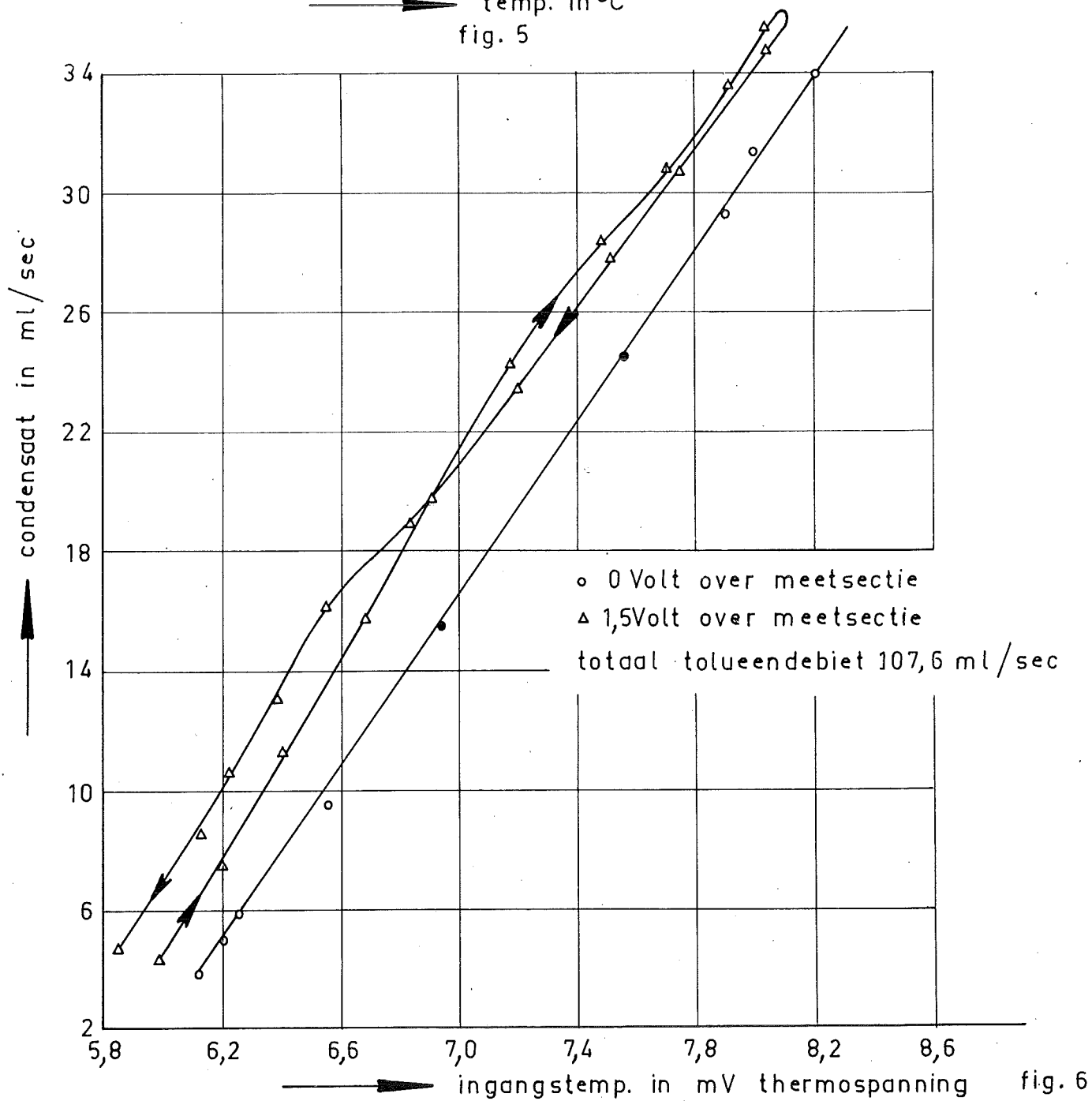
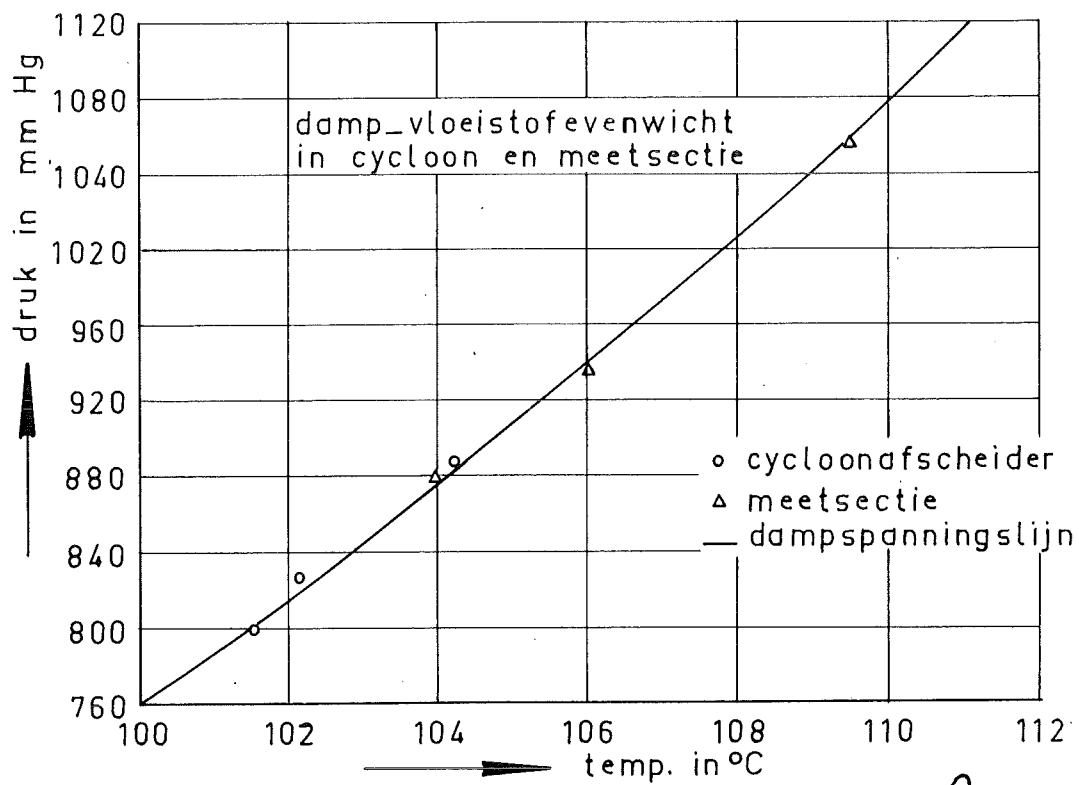


fig.3 Cycloon





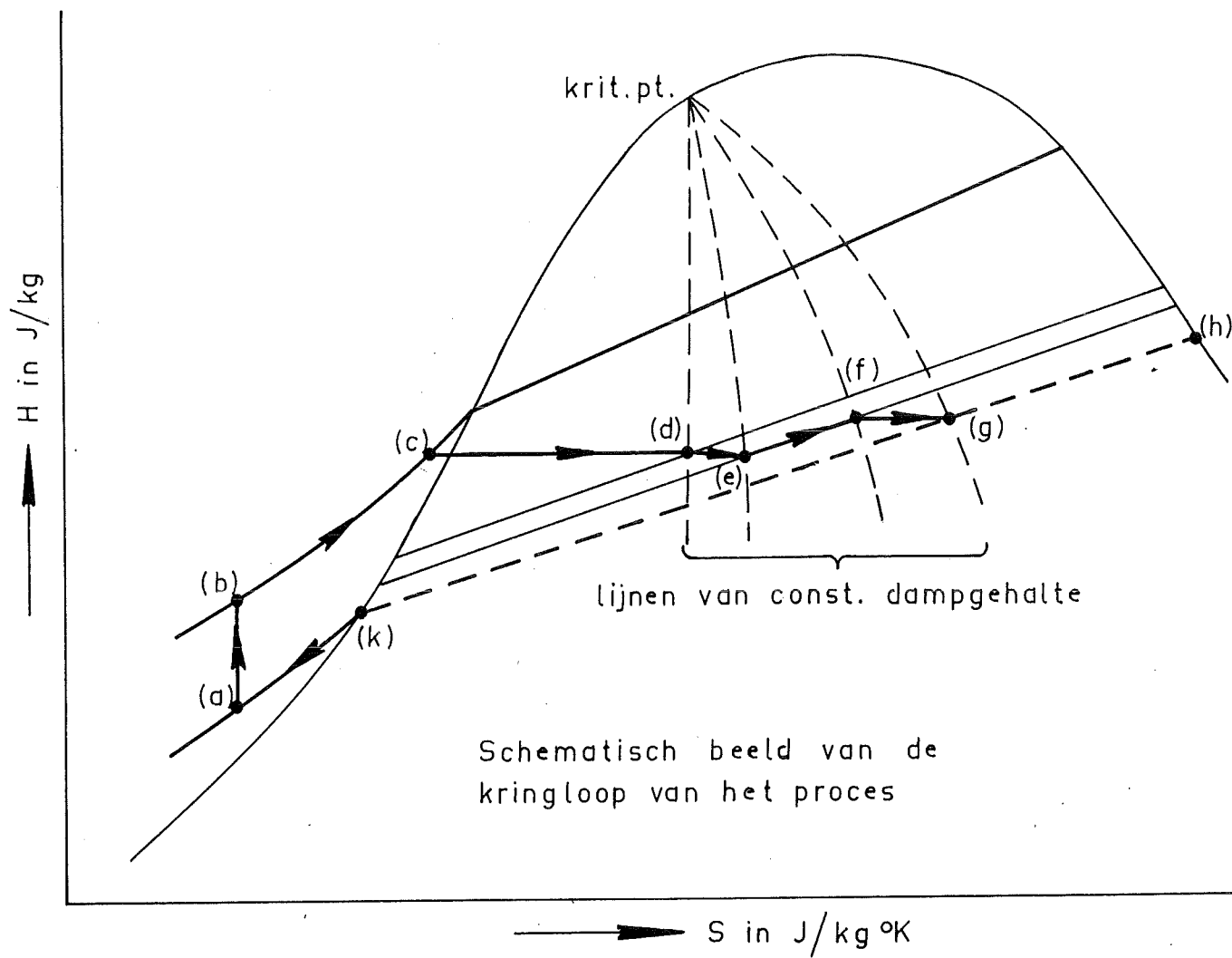


fig. 7

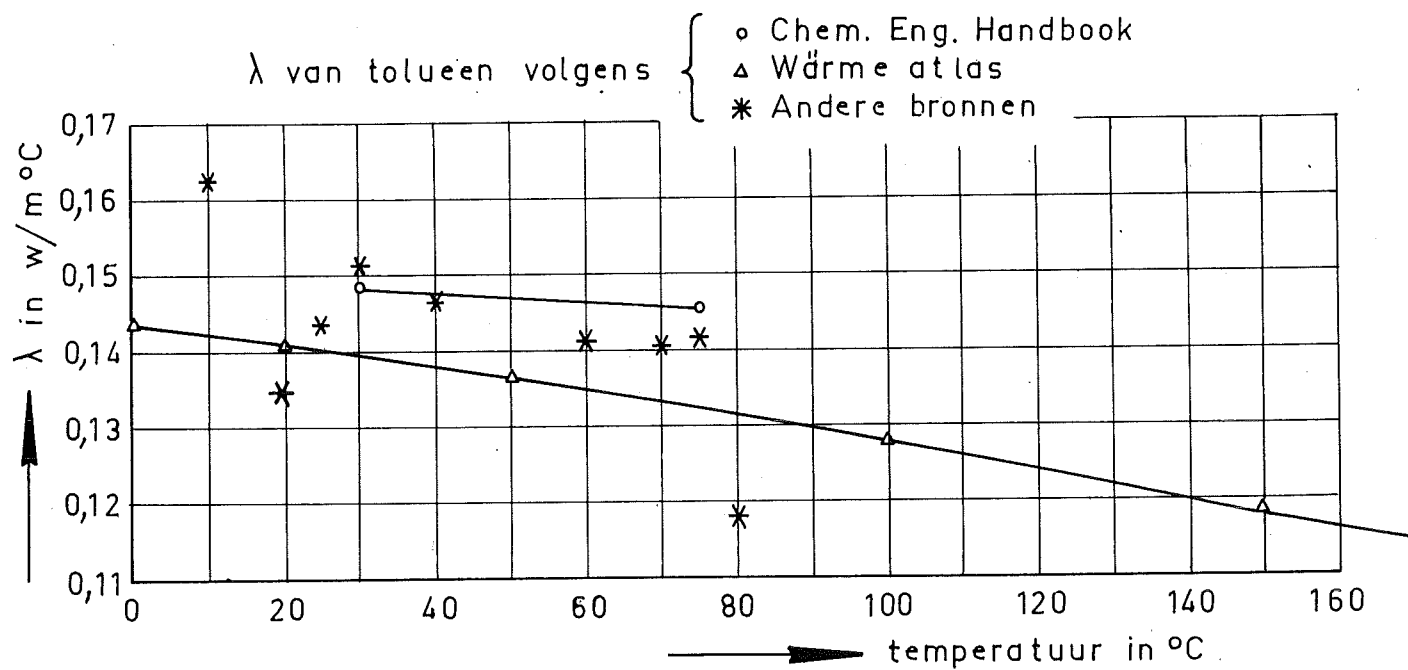
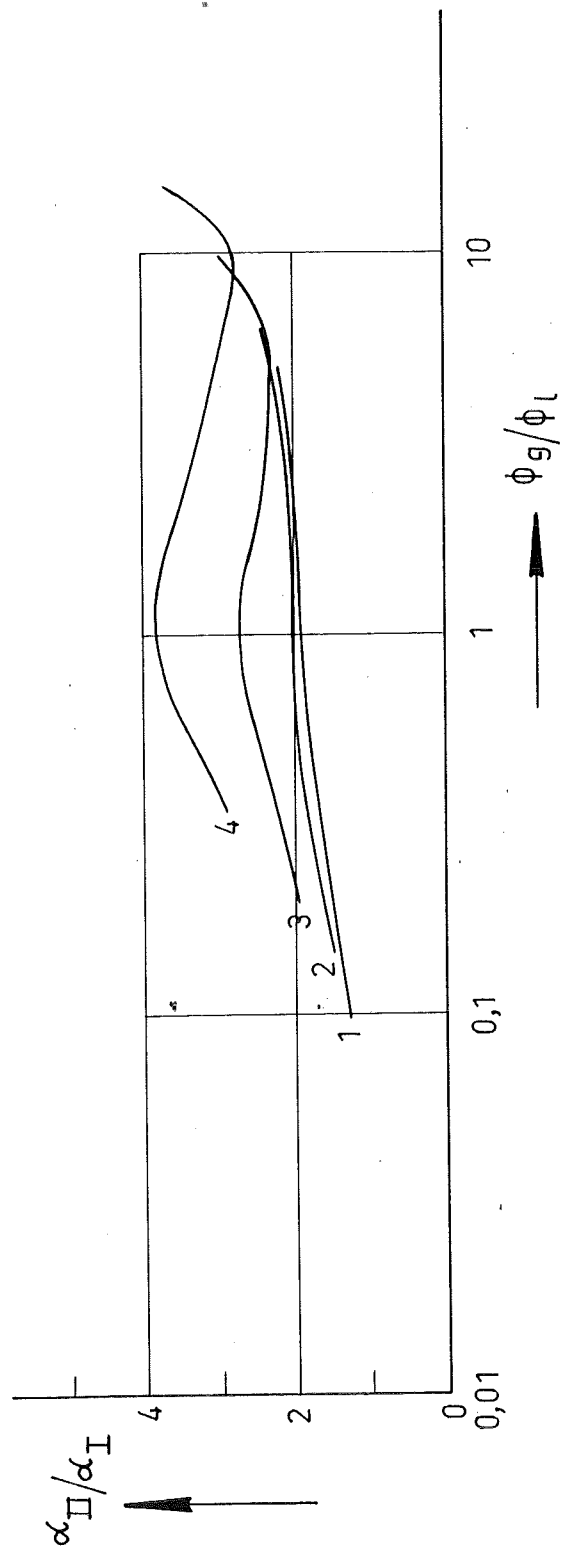
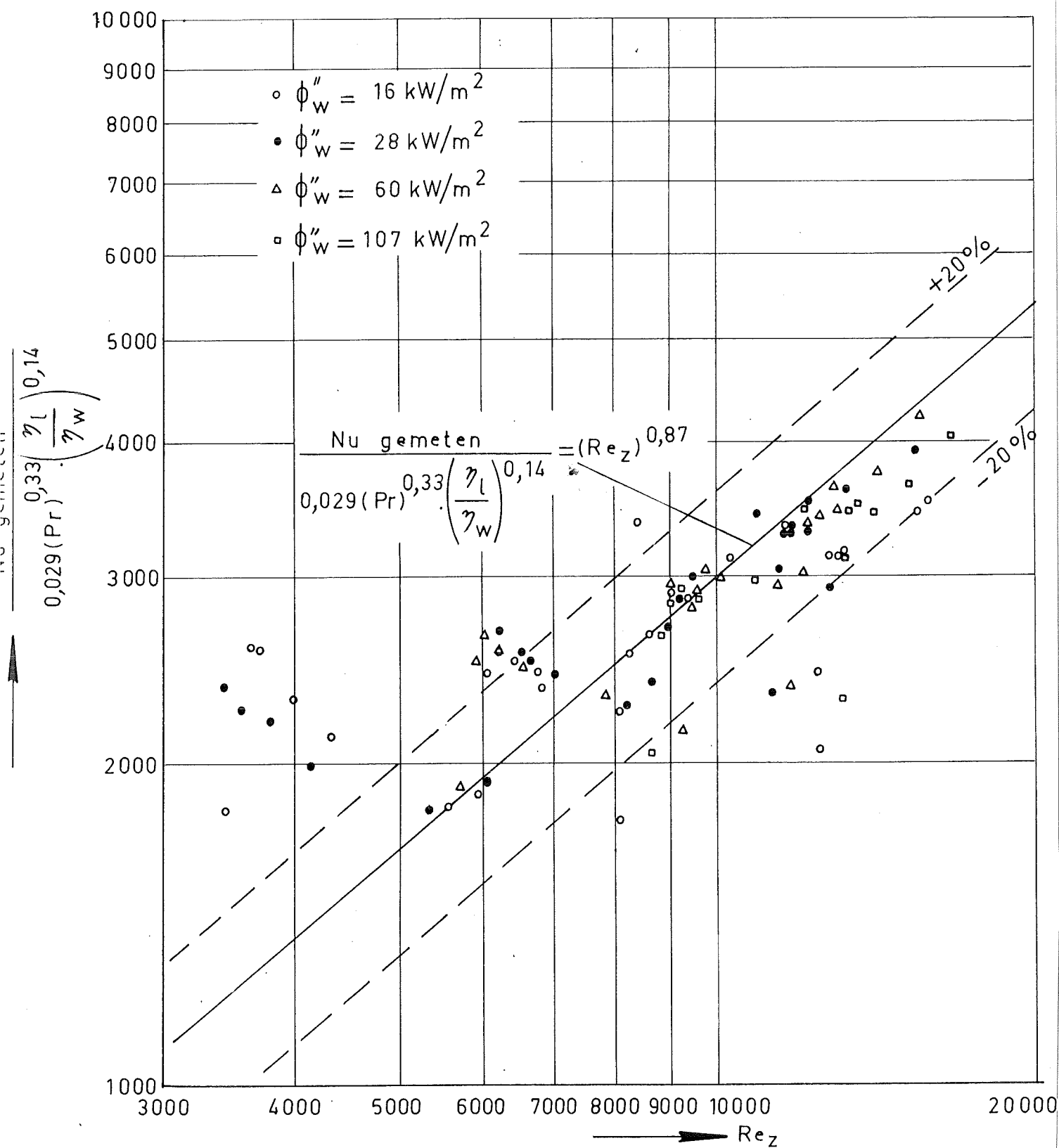


fig. 8



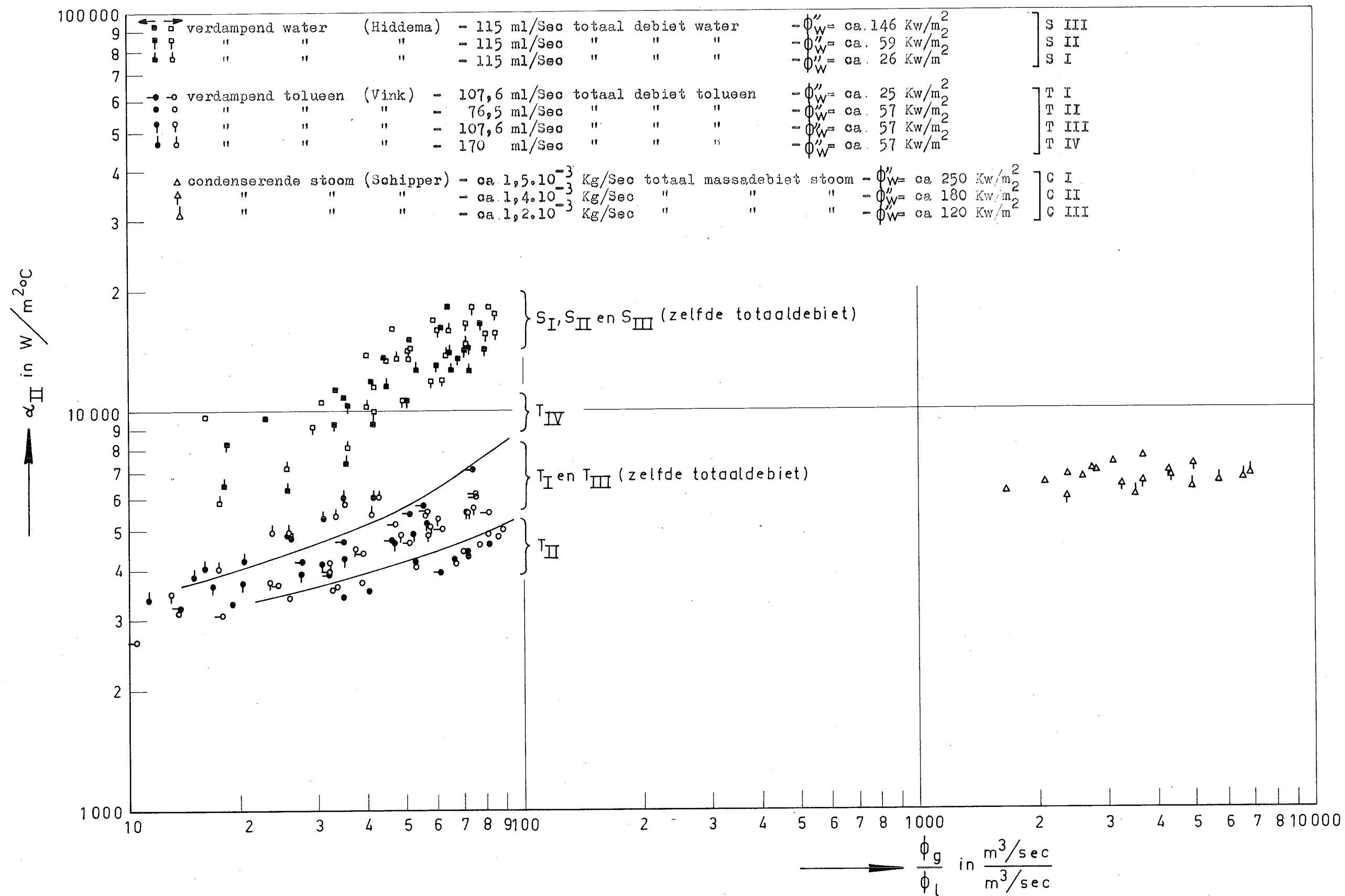
Metingen aan lucht-watermengsels

fig. 11

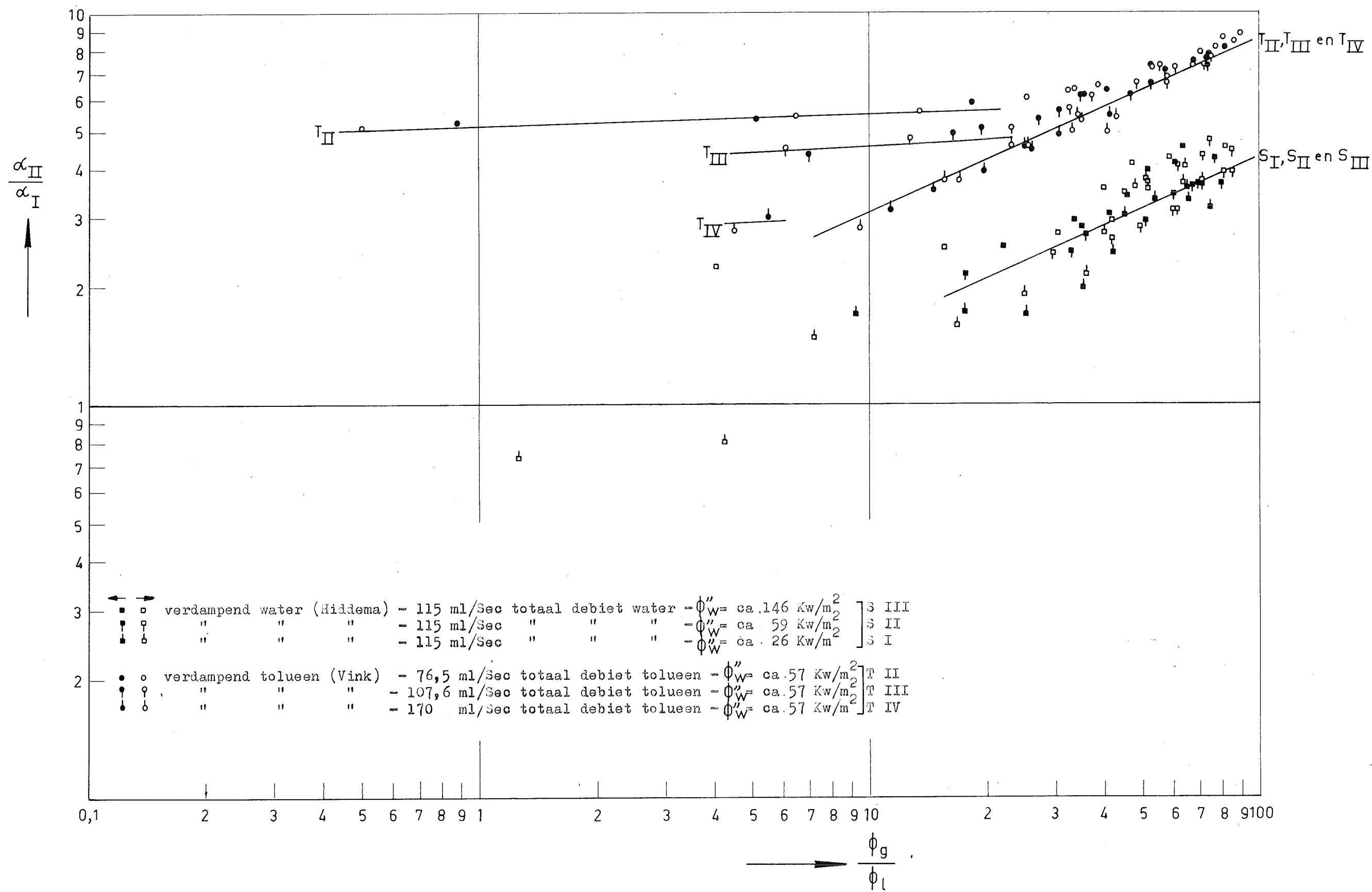


Metingen aan lucht_watmengsels

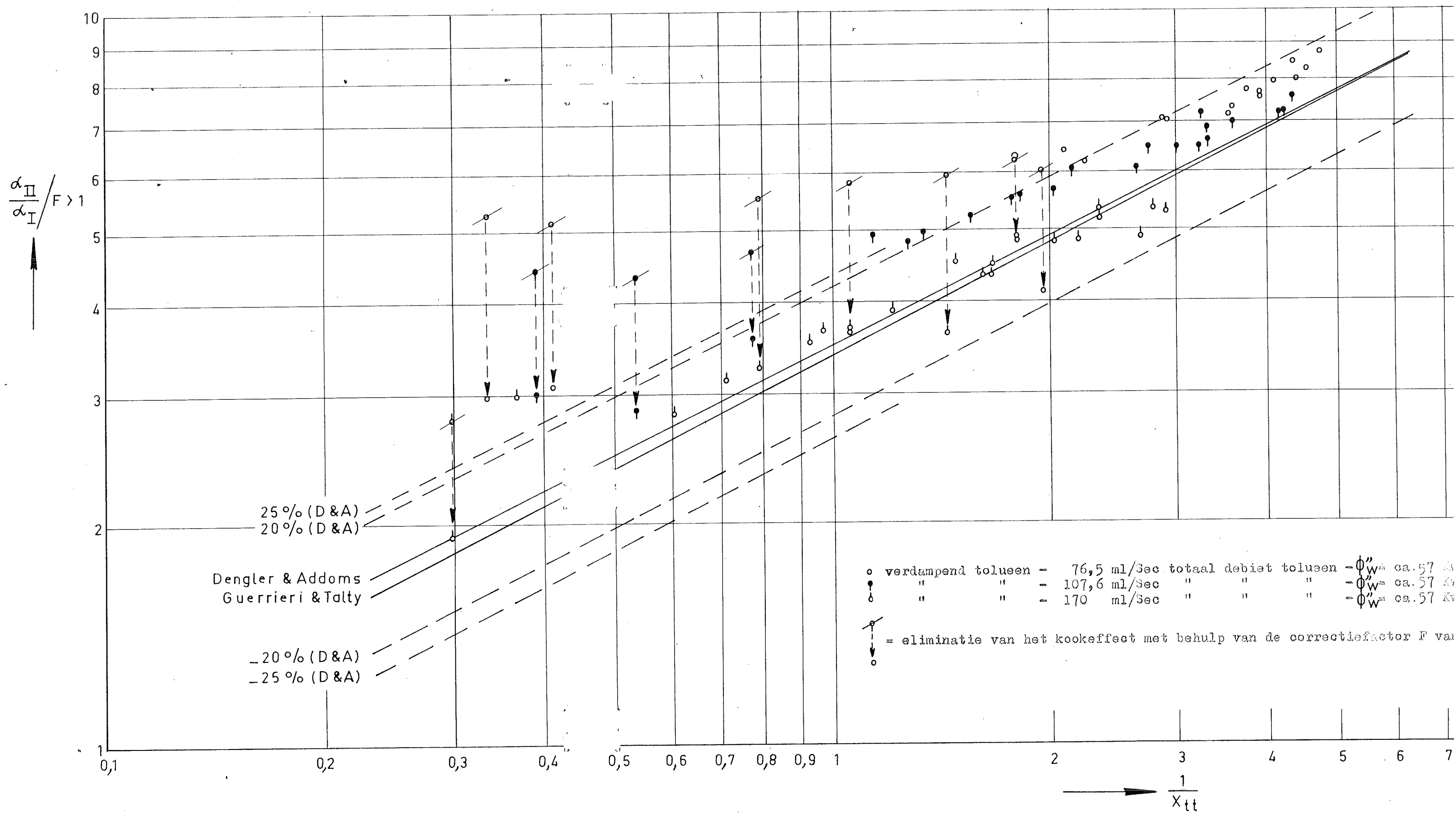
fig.12



Metingen aan damp_vloeistofmengsels
 fig.13

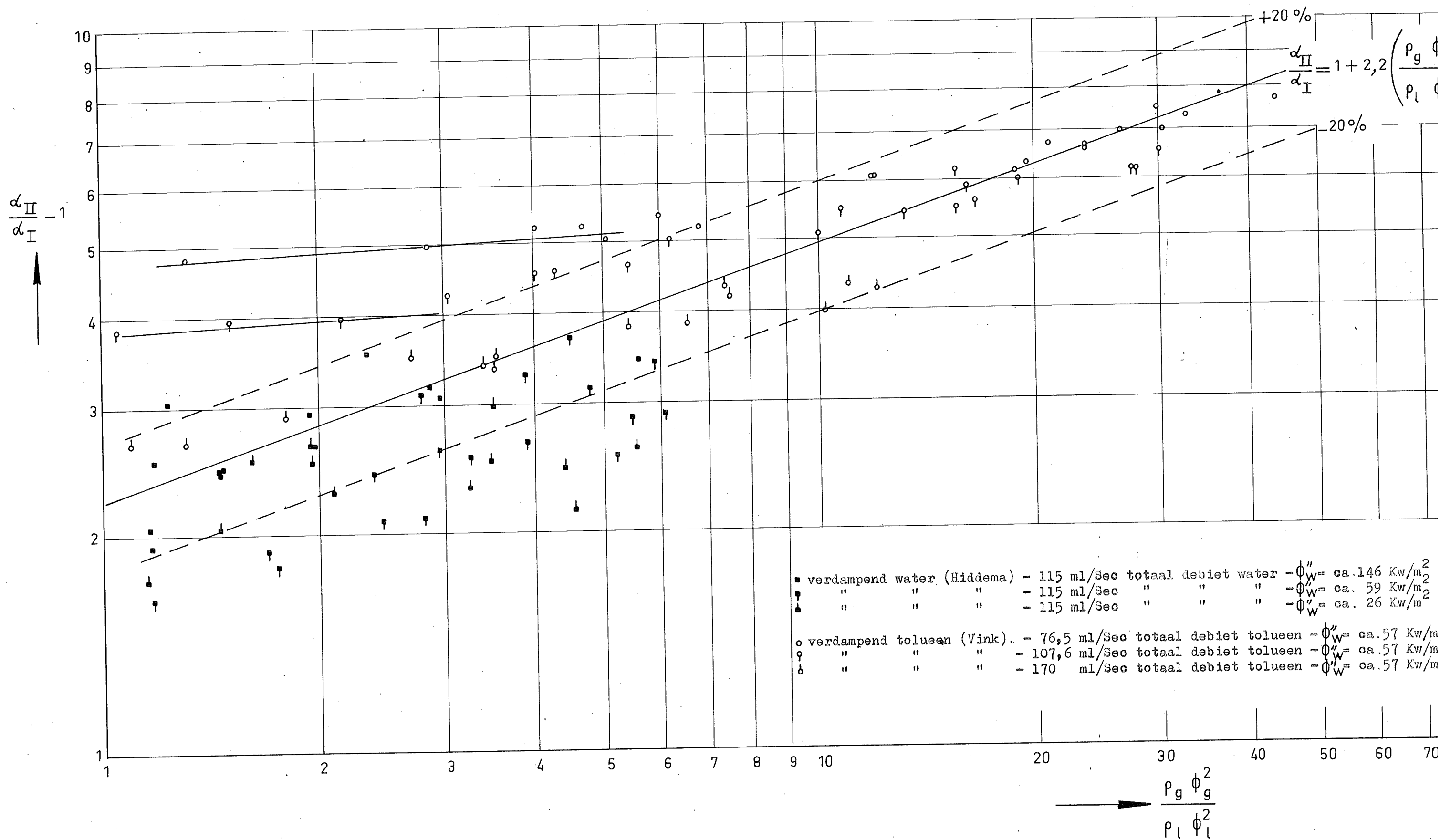


Metingen aan damp-vloeistofmengsels
 fig. 14

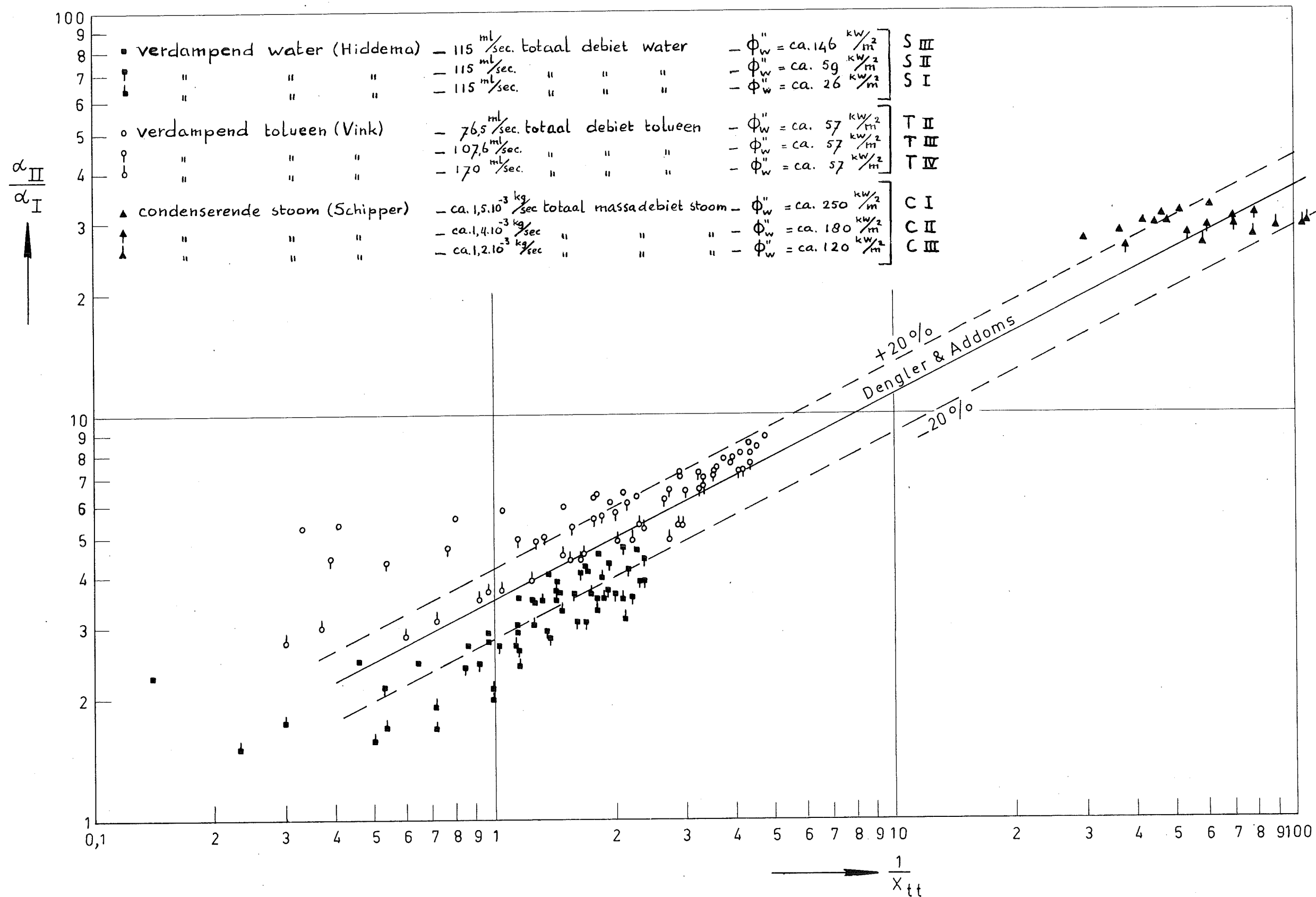


Metingen aan damp-vloeistofmengsels van toluen

fig. 16



Metingen aan damp_vloeistofmengsels
fig.17



Metingen aan damp-vloeistofmengsels

fig.15

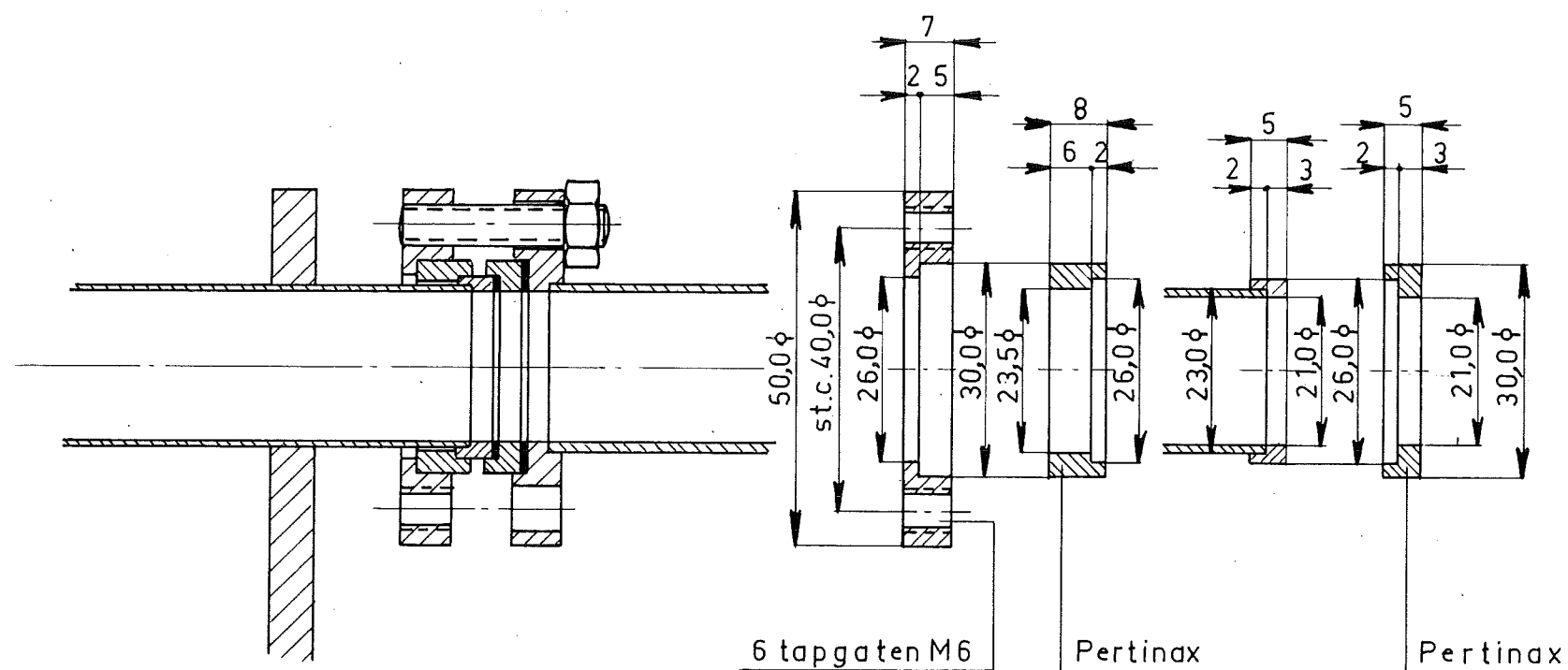
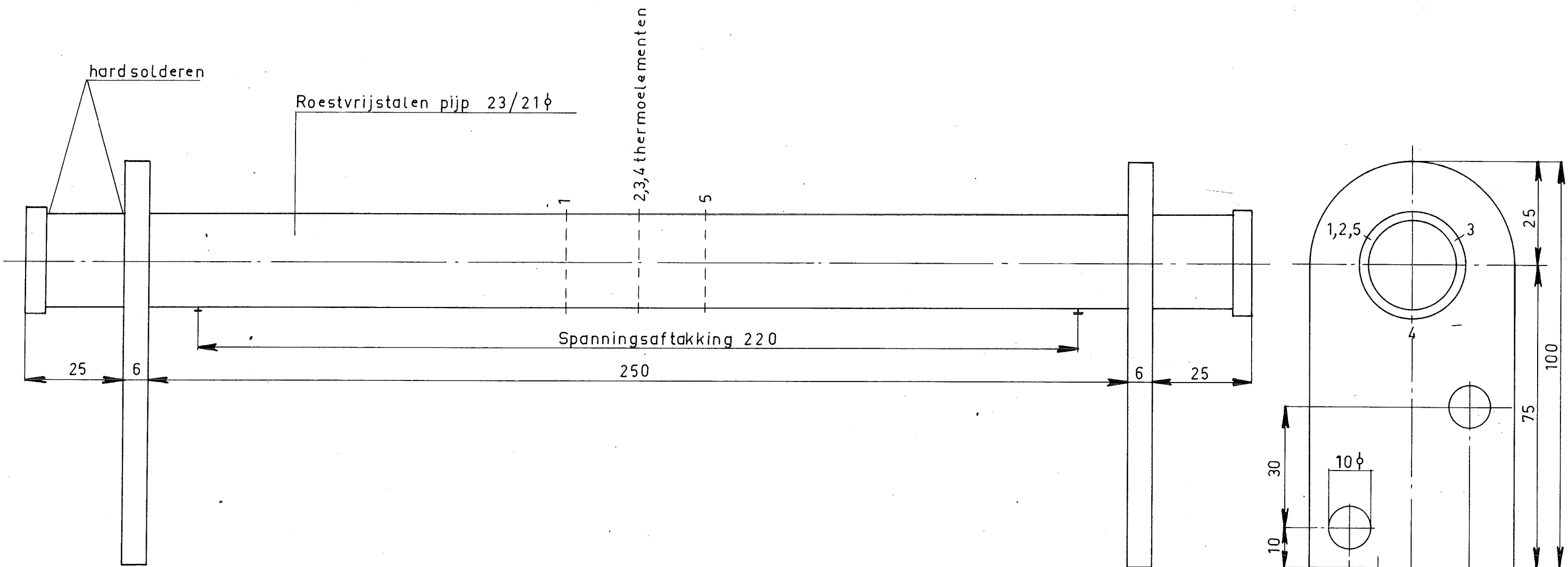
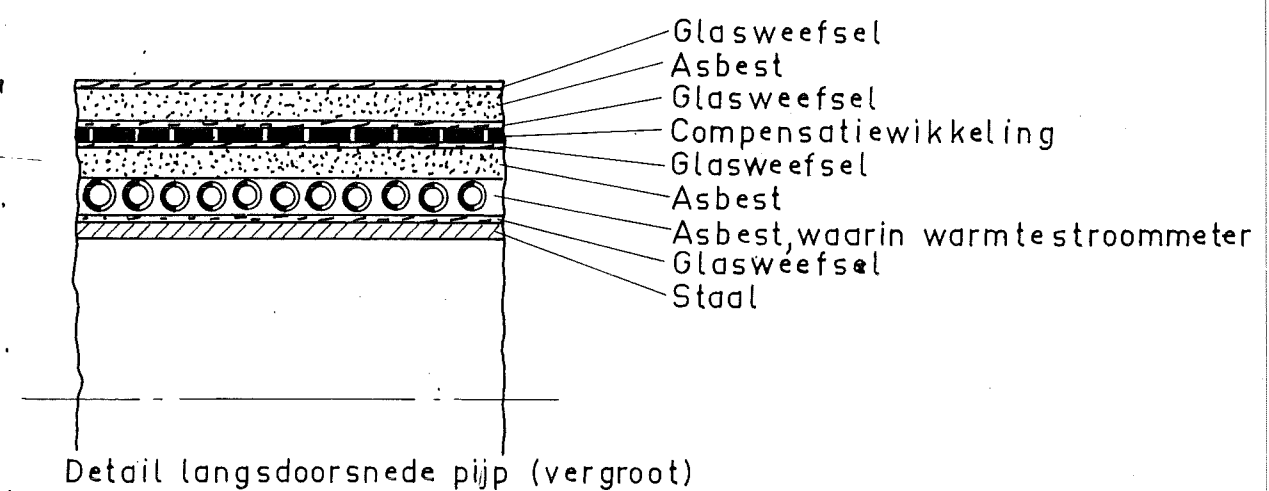
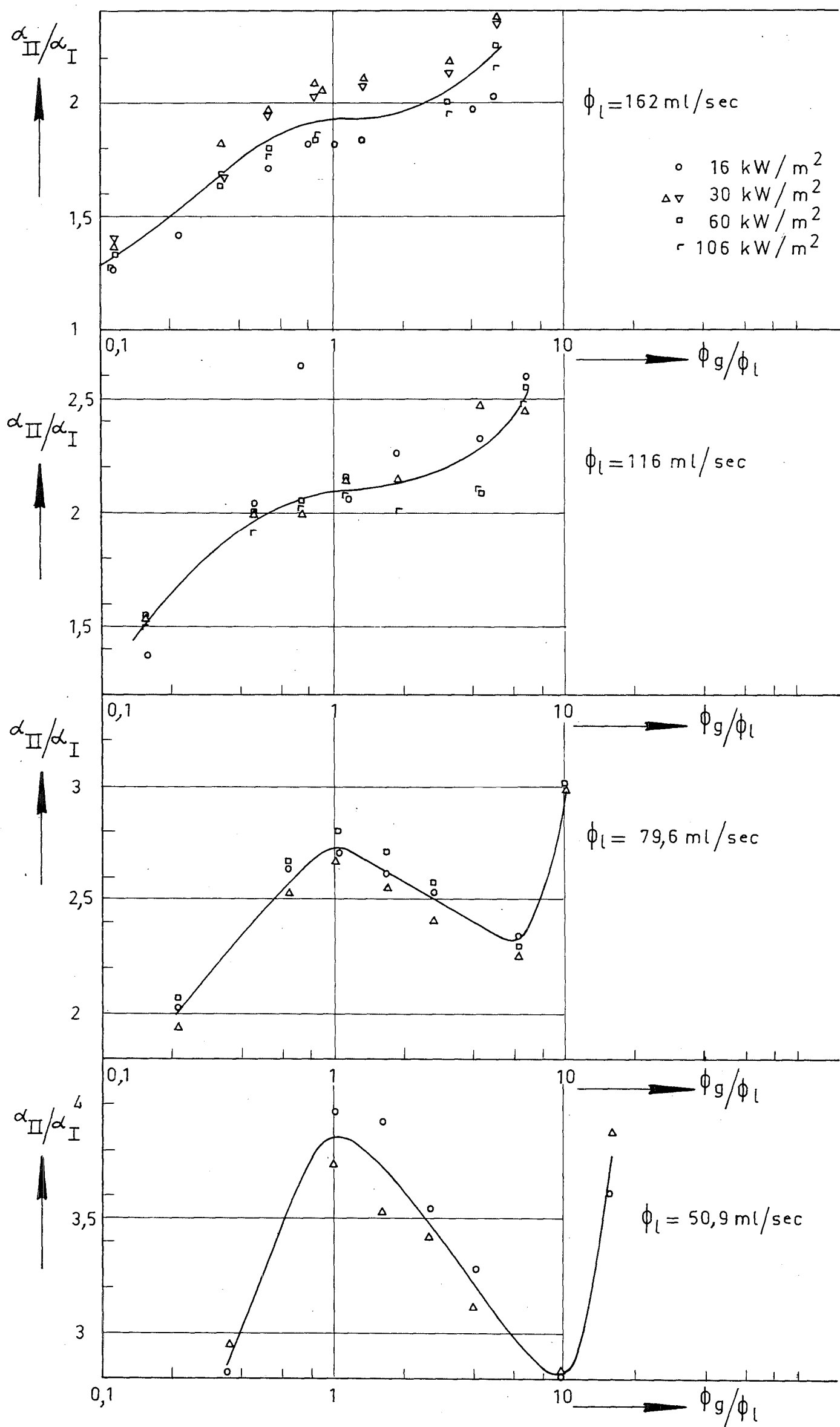


fig. 2 Meetsectie





Metingen aan lucht_watmengsels

fig. 10