

102

Archiefexemplaar

102

Onderzoekingen i.v.m. de koeler-condensor.

A.v.d. Mey.

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

"ONDERZOEKINGEN I.V.M.  
DE KOELER-CONDENSOR"

---

AFDELING SCHEIKUNDE  
LABORATORIUM VOOR  
PHYSISCHE TECHNOLOGIE

A. v.d. MEIJ, T

OKTOBER 1959.

## Inhoud.

|                                                                                                 | blz |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| I. Algemeen overzicht                                                                           |     |
| 1. Inleiding                                                                                    | 1   |
| 2. Het principe van de werking van een koeler- condensor                                        | 1   |
| 3. Nadere beschouwing over de overdrachtsprocessen in<br>een koeler-condensor                   | 2   |
| 4. Het doel van de experimentele koeler-condensor                                               | 4   |
| 5. De stand van het onderzoek                                                                   | 5   |
| II. De constructie van de benodigde apparatuur                                                  |     |
| 1. De eigenlijke koeler-condensor                                                               | 6   |
| a. Vorm en afmetingen                                                                           | 6   |
| b. De vulstukken                                                                                | 6   |
| c. De behandeling van de glazen buis                                                            | 7   |
| 2. De samenstellingsmeters                                                                      | 9   |
| a. De gewijzigde uitvoering                                                                     | 9   |
| b. De montage                                                                                   | 10  |
| c. Het electrolytisch verkoperen of vernikkelen<br>van roestvrij staal                          | 12  |
| 3. Het stoomcircuit                                                                             | 14  |
| a. Verontreiniging door lucht                                                                   | 14  |
| b. Het meten van de stoomdruk vóór de rotameters                                                | 14  |
| III. Berekeningsmethoden voor het koelend oppervlak                                             |     |
| 1. Berekeningen met de temperatuur- en partiaal-<br>spanningsverschillen als drijvende krachten | 16  |
| 2. Berekeningen met het enthalpie-verschil als<br>drijvende kracht                              | 25  |
| 3. Conclusie                                                                                    | 33  |
| Literatuurlijst                                                                                 | 34  |
| Appendices:                                                                                     |     |
| A. Stoftransport in de niet-isotherme grenslaag                                                 |     |
| B. De analogie-relatie van Chilton en Colburn                                                   |     |
| C. De richting van de werklijn in het onverzadigde gebied                                       |     |
| D. Foutberekening bij de bepaling van de grensvlakcondities                                     |     |
| Lijst van de belangrijkste symbolen                                                             |     |

## I. Algemeen overzicht.

### 1. Inleiding.

In een condensor wordt de overgang van de gasvormige naar de vloeibare fase bewerkt door koeling. Men kan daarbij uitgaan van een zuivere stof of van een mengsel. In het algemeen zal bij mengsels de samenstelling van het condensaat afwijken van die van de gasfase.

Wanneer we van een mengsel uitgaan, waarvan één component veel minder vluchtig is dan de andere, dan kan deze component (de damp) vrijwel geheel gecondenseerd worden, terwijl van de rest (het gas) slechts weinig in het condensaat voorkomt.

In de praktijk zal de te condenserende damp steeds een hoeveelheid gas bevatten. Er moet dus een afvoermogelijkheid voor het gas zijn om accumulatie in de condensor te voorkomen.

Als het oorspronkelijke mengsel een aanzienlijke hoeveelheid gas bevat, dan bestaat de werking van de condensor uit: 1) condenserende van de damp, 2) koelen van het gas. Men spreekt dan van een koeler-condensor.

Men kan condensoren in twee groepen verdelen:

- a. Met directe koeling. Hierbij wordt de damp in de condensor in direct contact gebracht met het koelmiddel.
- b. Met indirecte koeling, waarbij de damp van het koelmiddel gescheiden is door een vaste wand.

Wij zullen ons tot de laatste groep beperken. Omdat het koelend medium in het algemeen water is, dat in of om pijpen stroomt, zullen we voortaan de woorden koelwater en pijpwand gebruiken.

### 2. Het principe van de werking van een koeler-condensor.

In de koeler-condensor komt het gas-damp mengsel in contact met een gekoelde wand. Als de temperatuur van de wand lager is dan het dauwpunt van het mengsel, zal de damp condenserende.

Afhankelijk van de belasting en van de waarden van de verschillende grensvlakspanningen tussen de pijpwand, het condensaat en het gas-damp mengsel, zal filmcondensatie of druppelcondensatie optreden. We beschouwen alleen de eerste condensatievorm. Druppelcondensatie veroorzaakt een grotere

capaciteit van de condensor, vergeleken bij filmcondensatie. Berekeningen over het oppervlak van een condensor worden dus gebaseerd op filmcondensatie.

Doordat de damp bij het koelend oppervlak door condensatie aan het mengsel wordt onttrokken, ontstaat een concentratiegradient. Hoe het concentratieprofiel in de richting loodrecht op de pijpwand eruit ziet, hangt onder meer af van het stromingsbeeld van het gas-damp mengsel. We beschouwen een mengsel dat evenwijdig aan het koelend oppervlak stroomt. Om de overdrachtsprocessen te bevorderen zal men turbulente stroming nastreven. We nemen aan dat de stroming turbulent blijft over de hele lengte van de koeler-condensor en schematiseren het stromingsbeeld als volgt. De gas-damp stroom bestaat uit een turbulente kern, die homogeen is in samenstelling en temperatuur. Deze kern wordt begrensd door een laminair gebied, waarin een temperatuur en een samenstellingsgradient voorkomen.

Het niet-condenseerbare gas vermindert de condensatiesnelheid van de damp dus om de volgende redenen.

- a. Het dauwpunt van het gas-damp mengsel is lager dan de condensatietemperatuur van de zuivere damp. Het totaal beschikbare temperatuurverschil wordt dus verlaagd.
- b. De dampmoleculen moeten door de laminaire grenslaag diffunderen, terwijl bij condensatie van zuivere damp geen diffusieweerstand optreedt.

### 3. Nadere beschouwing over de overdrachtsprocessen in de koeler-condensor.

We gaan na welke weerstanden de condensatiesnelheid van een gas-damp mengsel bepalen. Te beginnen bij het koelwater krijgen we in radiale richting achtereenvolgens:

- a. De weerstand tussen het koelwater en de pijpwand.
- b. De weerstand van de pijpwand met eventueel aanslag en vuil.
- c. De weerstand van de condensaatfilm.
- d. De weerstand van de laminaire grenslaag.

ad a. Tussen het koelwater en de pijpwand hebben we alleen te maken met warmtetransport. De warmteoverdrachtscoëfficiënt kan berekend worden met empirische formules die in de

literatuur gegeven worden (1: blz 114, 2: blz 202).

- ad b. De weerstand van de pijpwand tegen warmtetransport hangt af van de warmtegeleidingscoëfficiënt van het materiaal van de pijp en van de wanddikte. Voor de warmtedoorgangscoefficiënt van vuil en aanslag op de pijpwand wordt een globale waarde gekozen die aan de praktijk ontleend wordt.
- ad c. Het condensaat koelt verder af, terwijl het over de pijpwand stroomt. De uitgaande warmtestroom aan de kant van de pijpwand is dus groter dan de ingaande warmtestroom aan de dampzijde. Meestal wordt met dit effect geen rekening gehouden omdat de voelbare warmte, die door het condensaat wordt afgestaan, vaak te verwaarlozen is t.o.v. de latente warmte, die bij de condensatie vrijkomt. In dat geval kan de condensaatfilm als een zuivere warmteweerstand beschouwd worden.

Formules voor de gemiddelde warmtedoorgangscoefficiënt van een condensaatfilm zijn reeds in 1916 door Nusselt (3) afgeleid. Sindsdien zijn deze relaties met de resultaten van veel experimenteel werk vergeleken. Een overzicht geeft McAdams (2, blz 325).

- ad d. In de meeste gevallen wordt de grootste weerstand veroorzaakt door de laminaire grenslaag. De aard van deze weerstand is moeilijker te beschrijven. Door de grenslaag vindt gecombineerde stof- en warmteoverdracht plaats. De drijvende krachten zijn de temperatuur- en samenstellingsgradient.

In de loop van de tijd zijn verschillende voorstellen gedaan om deze twee drijvende krachten te combineren tot één enkele gradient. Meestal definieert men hiervoor een geschikt aangepaste enthalpie voor een mengsel van gas en damp.

Bij berekeningen over koeler-condensors gaat het vooral om de weerstand van de grenslaag. Een literatuuroverzicht van enkele berekeningsmethoden wordt in hoofdstuk III gegeven.

4. Het doel van de experimentele koeler-condensor.

Om de verschillende berekeningsmethoden in de praktijk te toetsen wordt een experimentele koeler-condensor gebouwd. Speciaal de invloed van de laminaire grenslaag moet nader worden onderzocht.

Omdat de condities in de koeler-condensor in de lengterichting veranderen, wordt de condensor in korte secties verdeeld. Als deze kort genoeg zijn, kunnen in elke sectie voor de verschillende grootheden gemiddelde waarden worden bepaald, die de condities in elk punt van die sectie goed benaderen.

In elke sectie worden gemeten:

- a. temperatuur van het gas-damp mengsel;
- b. samenstelling van het gas-damp mengsel;
- c. condensatiesnelheid;
- d. samenstelling van het condensaat.

We nemen aan dat:

- ./ De druk in de hele condensor constant is.
- ./ Er evenwicht is tussen de gasvormige en de vloeibare fase aan het grensvlak.
- ./ Het condensaat op weg van het grensvlak naar de afvoer niet van samenstelling verandert.

In de T-x figuur voor het gas-damp mengsel is dan uit de condensaat-samenstelling zowel de temperatuur als de gassamenstelling aan het grensvlak af te leiden. Zie fig I-1. Voor de hierbij optredende fouten wordt verwezen naar Appendix D.

Het systeem  $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}$  wordt geschikt geacht als gas-damp mengsel, omdat enerzijds het  $\text{CO}_2$  gehalte van het condensaat vrij gemakkelijk te bepalen is en er anderzijds zo weinig  $\text{CO}_2$  in het condensaat oplost, dat de gas-damp stroom geen merkbare hoeveelheid  $\text{CO}_2$  verliest.

Als de condities aan weerszijden van de grenslaag gemeten kunnen worden, geeft dit de mogelijkheid om de belangrijkste weerstand in de koeler-condensor, nl. de grenslaagweerstand, apart te onderzoeken.

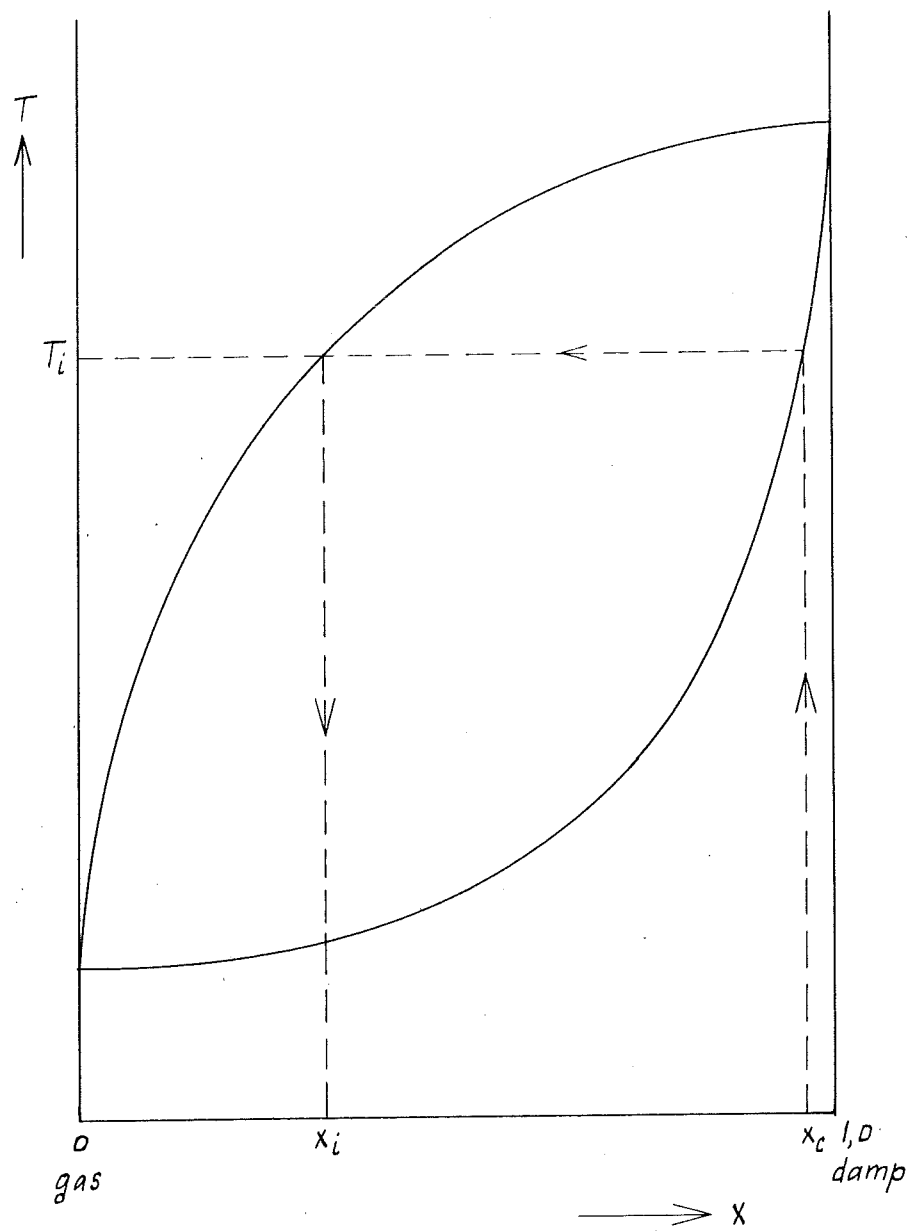


Fig. I-1.

5. De stand van het onderzoek.

Door Blanken en van Nederveen (4) is een groot gedeelte van de hulpapparatuur voor de condensor ontworpen en gebouwd. De constructie van de eigenlijke koeler-condensor, zoals die door hen is aangegeven, heeft enkele praktische bezwaren, die in hoofdstuk II,1 besproken worden. Voor enkele constructieve problemen worden oplossingen aangegeven die m.b.v. een kort proefstukje zijn onderzocht.

Voor het meten van de samenstelling van het gas-damp mengsel hebben Blanken en van Nederveen gebruik gemaakt van de invloed van het gasgehalte op de condensatiesnelheid. De eenvoudigste uitvoering van de samenstellingsmeter bestaat uit een aangelast zijbuisje, dat wordt afgedekt door een gekoeld plaatje. Als het plaatje op reproduceerbare wijze gekoeld wordt, is het temperatuurverschil tussen de hoofdstroom en het plaatje een maat voor de condensatiesnelheid. De meting berust dus op hetzelfde verschijnsel als met de koeler-condensor onderzocht wordt, nl. de invloed van het gasgehalte op de condensatiesnelheid. Genoemd temperatuurverschil wordt echter ook beïnvloed door de weerstand aan de ingang van het buisje. Deze weerstand wordt bepaald door de stroomsnelheid van het gas-dampmengsel. Om de meting onafhankelijk te maken van de stroomsnelheid, moet de samenstellingsmeter zó worden uitgevoerd, dat de condities aan de ingang gelijk gemaakt worden aan die van de hoofdstroom. Dan zijn er geen overdrachtsprocessen aan de ingang van het metertje en vervalt dus ook de weerstand op die plaats. De gewijzigde uitvoering van de samenstellingsmeter wordt beschreven in hoofdstuk II,2.

Enkele aantekeningen over het aanzetten van het apparaat worden gegeven in hoofdstuk II,3. Daar wordt ook aangegeven hoe de druk vóór de stoomrotameters nauwkeurig (op ca  $10^{-3}$  atm) gemeten kan worden.

## II. De constructie van de benodigde apparatuur.

### 1. De eigenlijke koeler-condensor.

#### a Vorm en afmetingen

De experimentele koeler-condensor is een horizontale éénpijpscondensor (lengte 2540 mm). Het koelwater stroomt door de binnenpijp van aluminium-messing (inw. diam. 237 mm, uitw. diam. 283 mm). De buitenste buis is van hardglas (inw. diam.  $49,5 \pm 0,3$  mm, uitw. diam. 59 mm). Het ringvormige kanaal tussen de beide buizen is voor het gas-damp mengsel. De condensor is verdeeld in 35 even grote secties (lengte 70,5 mm) met aan de beide einden een halve sectie. In iedere sectie zijn twee gaten in de glaswand, één onderaan voor condensaat-afvoer en één bovenaan voor het aanbrengen van een dauwpuntmeter (zie hoofdstuk II,2).

Om opname van extra  $\text{CO}_2$  te vermijden moet eenmaal gevormd condensaat zo snel mogelijk afgevoerd worden zonder verder in contact te komen met het gas-damp mengsel. Daarom wordt de onderste helft van de hele dampruimte opgevuld met een geschikt materiaal (Turboflex), waarin kanalen uitgespaard zijn voor de afvoer van het condensaat. Als het condensaat-niveau ter hoogte van de hartlijn van de condensor gehouden wordt, is alleen de bovenste helft van de koeler-condensor als zodanig in gebruik.

#### b De vulstukken

Het condensaat, dat in een bepaalde sectie ontstaat, mag niet in een daarnaast gelegen sectie kunnen komen. Daarom is geprobeerd het vulmateriaal in stukken ter lengte van één sectie aan te brengen, met rubberplaatjes ertussen, die afdichten tegen de glaswand en tegen de messing pijp. Het bleek dat de koelwaterpijp door de rubberplaatjes aan de onderkant omhooggedrukt werd. Om de pijp weer in het hart terug te brengen zonder de gasstroom aan de bovenkant te verstoren, is een constructie bedacht om de pijp met gewichten naar beneden te trekken. Op twee plaatsen bij een condensataftap (afstand = 4 secties) werd door het gat in de glaswand en in het vulmateriaal een stangetje met een bajonet- resp. schroefverbinding aan de pijpwand vastgemaakt. De bevestiging bleek echter niet sterk

genoeg gemaakt te kunnen worden voor het gewicht, dat nodig was (20 kg op afstanden van 4 secties, d.i. ongeveer 80 kg per strekkende meter).

Een andere constructie van de vulstukken moet worden gevonden, waarbij de messing pijp niet omhooggedrukt wordt. Het voorstel is om de vulstukken alleen maar tegen de koelpijp te laten afdichten. Als ze de glazen wand niet raken, dan is er ook geen kracht die de messing buis t.o.v. de glazen buis wil verplaatsen. De vulstukken worden dus als bakjes aan de koelwaterbuis bevestigd. Het kan zijn, dat er ook condensaat aan de buitenkant van de bakjes komt, wat weer verdampt moet worden door de warme lucht in de kast om de glazen buis. Wat betreft de bevestiging van de vulstukken op de messing buis, heeft men de keus tussen lijmen en op aangesoldeerde pennen vastschroeven. Solderen heeft het nadeel dat de koelwaterbuis krom kan trekken. Lijmen heeft dit bezwaar niet, maar het is moeilijk een lijmsort te vinden die bestand is tegen de condities in de koeler-condensor, vooral als behalve  $\text{CO}_2$  en  $\text{H}_2\text{O}$  ook andere gas-damp mengsels geprobeerd moeten worden. Een uitvoering met aangesoldeerde pennen is bestand tegen oplosmiddelen en is vrij gemakkelijk te maken, zoals bij een paar proefstukjes gebleken is. Het is raadzaam de condensaatafvoer ook in een kort proefstukje te bekijken, voordat de hele serie vulstukken gemaakt wordt.

c De behandeling van de glazen buis

Er is gezocht naar een glazen buis met een binnendiameter die over de hele lengte niet meer dan enkele tienden mm varieert. Dergelijke buizen zijn alleen als het zeer kostbare maatglas te bestellen, met een lange levertijd. Daarom werden uit een grote partij normale 2" pyrex pijpen vier van de beste gekozen. Als richtlijn werd aangenomen dat de binnendiameters, aan elk der beide uiteinden in twee richtingen gemeten, de minste spreiding mochten vertonen. De pijpen zijn ongeveer 2,80 m lang.

Het is raadzaam de glazen condensorbuis uit een aantal, bijv. drie, even lange stukken op te bouwen. Deze kortere stukken kunnen beter op constante binnendiameter beoordeeld en uitgezocht worden. Ook i.v.m. het breekgevaar en de vervanging is

het gunstiger met kortere stukken te werken. Het nadeel hiervan is, dat ze weer onderling verbonden moeten worden.

Aangesmolten Quickfit flenzen veroorzaken ontoelaatbare afwijkingen in de binnendiameter. Daarom is gedacht aan het opplakken van flenzen. De volgende mogelijkheden werden met proeven onderzocht.

- (i) Messing flenzen met araldiet aan de buis lijmen. Zie fig (II-1). De gevolgde werkwijze is:

de buis over het te lijmen oppervlak door slijpen ruw maken. Een dunne laag araldiet (hars 123 B, harder 953 B in de verhouding 1 : 1) op het glas aanbrengen, daarmee de flens voorlopig vastzetten en de lijm in de oven uitharden. De wigvormige ruimte tussen het glas en de flens opvullen met glasvezel en araldiet (hars F, harder 972, verhouding 100 : 27). Na twee dagen aan de lucht drogen in de oven uitharden.

- (ii) Ringen van neopreenrubber aan het glas lijmen en een constructie met halve flenzen toepassen. Zie fig (II-2). Daartoe eerst het neopreen voorbehandelen met gec. zwavelzuur (10 min. bij kamertemperatuur). De glazen buis ruw maken door slijpen en de rubberring erop schuiven. Dan araldiet (hars 123 B, harder 953 B, verhouding 1 : 1) met een spatel tussen de ring en het glas aanbrengen, verdelen en in de oven uitharden.

De flensverbindingen werden daarna aan een proef onderworpen. Ze werden voorzien van een teflonpakking en met drie bouten aangehaald tot de verbinding waterdicht was. Het geheel werd enige keren in de oven verwarmd tot 130 °C en weer afgekoeld tot kamertemperatuur. Daarna werden de bouten aangehaald met een torsiesleutel. De lijmnaad bezweek echter (voor > 90% tussen lijm en glas) voordat het kleinst meetbare koppel (18 lb ft  $\approx$  0,20 kg m) was bereikt.

De beide flensverbindingen verschillen weinig in bruikbaarheid. Het lijmwerk van (ii) is eenvoudiger en beter reproduceerbaar dan dat van (i). De flenzen van (ii) bij deze uitvoering zijn echter te breed, zodat ze de dauwpuntsmeters in de weg zitten.

Het is m.i. eenvoudiger de buizen te centreren door op

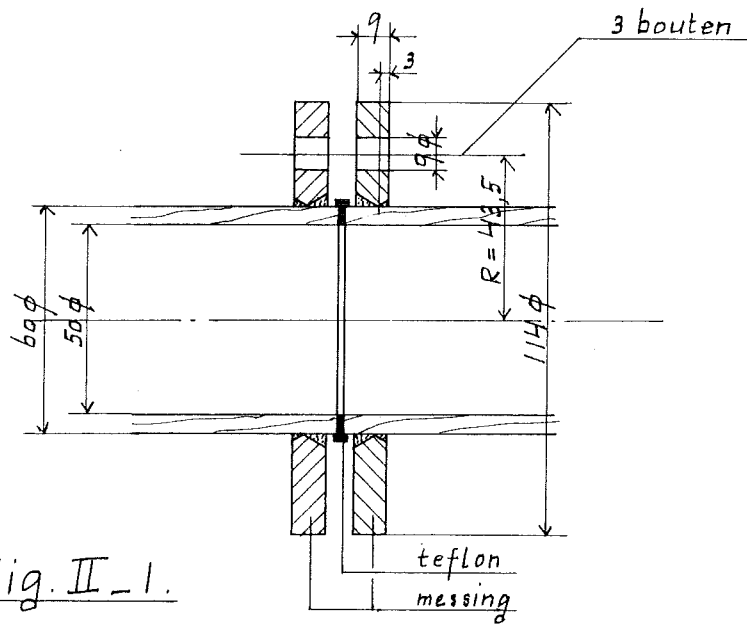


Fig. II-1.

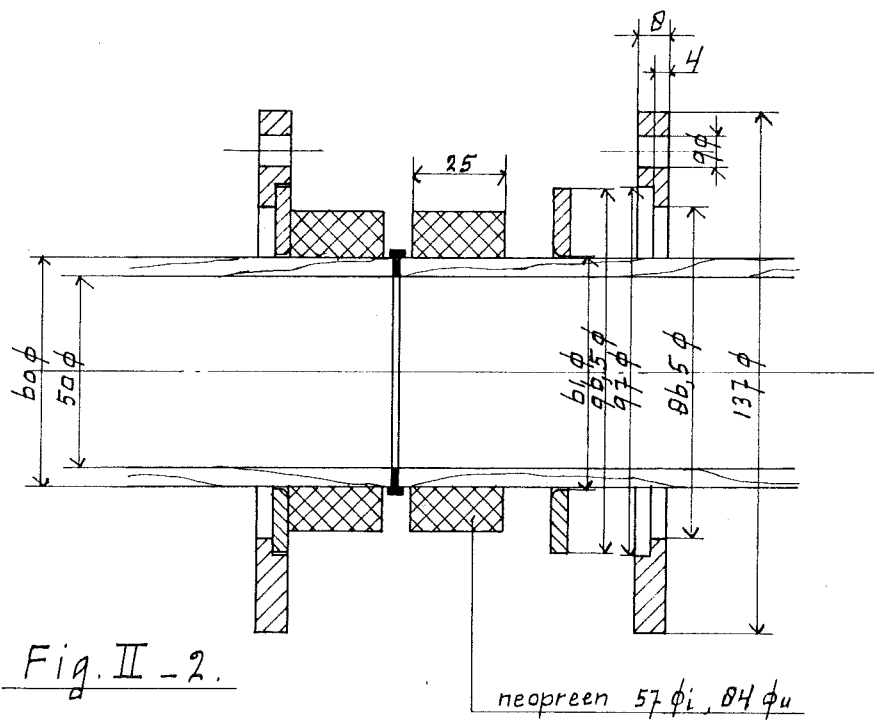


Fig. II-2.

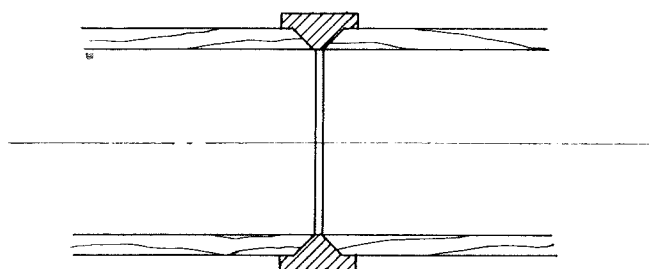


Fig. II-3.

de verbindingsplaatsen teflonringen aan te brengen. Zie fig (II-3). De einden van de glazen buisstukken moeten schuin afgewerkt en gepolijst worden om tegen de teflon ring te kunnen afdichten. De axiale druk kan door trekstangen geleverd worden, die verend bevestigd moeten worden om verschillen in uitzetting te kunnen opvangen. Een dergelijke bevestiging is ook toegepast bij de rotameters in het stoomcircuit.

Voor de condensaatafvoer en voor de plaatsing van de dauwpuntsmeters werd de buis in een vroegere uitvoering van aangelaste zijpijpjes voorzien. Het bleek echter niet goed mogelijk om de pijpjes op precies de juiste afstanden aan te smelten.

In tegenstelling tot het blazen, kan het boren van glas wel met grote nauwkeurigheid gebeuren en daarbij treedt geen vervorming op. Daarom worden conische gaten in de glaswand geboord, waarin de samenstellingsmeters met een rubberringetje passen. Het condensaat moet ook via geboorde gaten door de glaswand naar buiten gevoerd worden.

## 2. De samenstellingsmeters.

### a De gewijzigde uitvoering (zie fig II-4)

Een samenstellingsmeter bestaat uit een buisje van glas met een onderstuk van nikkel, dat taps gemaakt is, zodat het met een neopreen ringetje in een conisch gat van de condensorbuis past. Van boven is het glazen buisje afgesloten met een koperen blokje, dat via een koper-Litzedraad gekoeld wordt door een waterstroom van constante temperatuur.

Op het koperen blokje condenseert damp en het condensaat loopt langs de wand van het glazen buisje naar beneden. Als het nikkel onderstuk zodanig verwarmd wordt, dat alle vloeistof juist weer verdampt, zal in de stationaire toestand geen stoftransport aan de ingang van het metertje plaatsvinden. De temperatuur onderin het metertje zal dan ongeveer gelijk zijn aan die van de gas-damp stroom en de warmteuitwisseling met de hoofdstroom is dus klein.

Het onderstuk wordt verwarmd met een spiraal van weerstandsdraad, die via een regelweerstand op een wisselspanning (6,3 V) aangesloten wordt. Verder is het onderstuk voorzien van

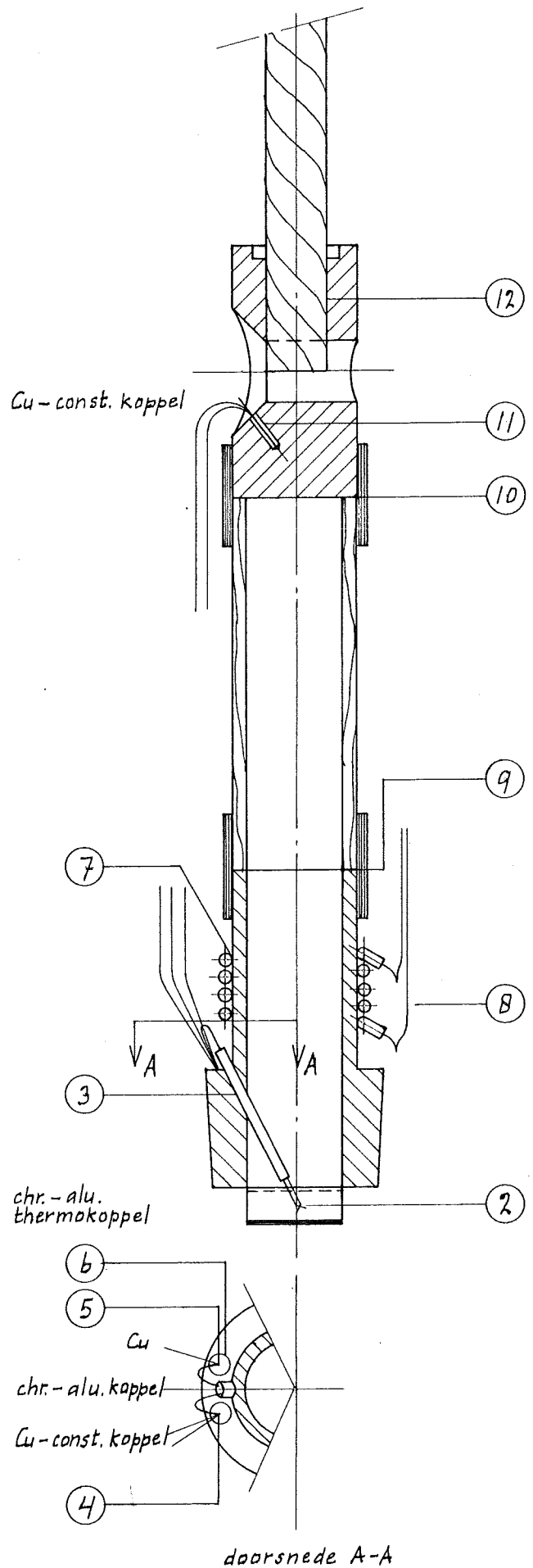
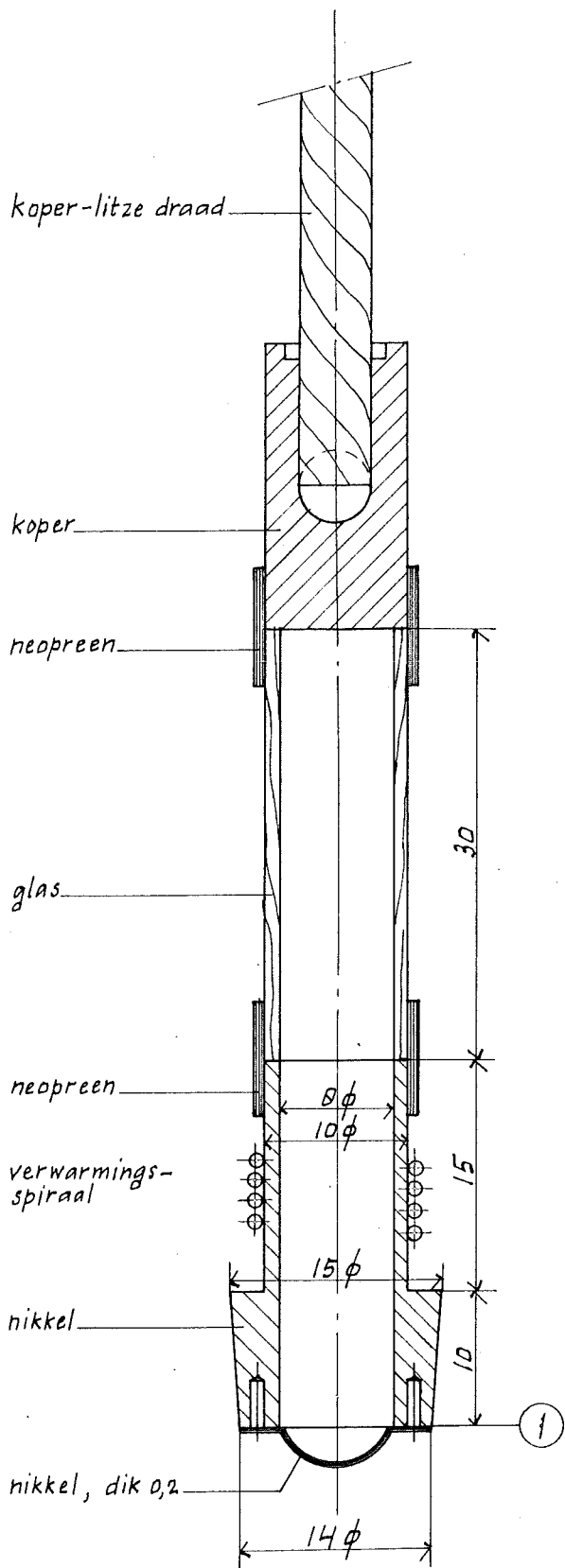


Fig. II-4. Samenstellingsmeter.

twee thermokoppels en een stralingsscherm.

Voor het meten van de temperatuur van de hoofdstroom wordt een chromel-alumel koppel gebruikt. Om de warmte-afvoer bij het meetpunt zo klein mogelijk te houden, wordt een uitvoering met heel dunne draadjes (diam. 0,2 mm) gekozen. Hierbij zijn de draadjes opgesloten in een roestvrij stalen mantel (uitw. diam. 1 mm). De draadjes zijn van elkaar en van de mantel geïsoleerd met magnesiumoxyde.

De verwarmingsspiraal is op een dergelijke manier in een roestvrij stalen mantel uitgevoerd (draad diam. 0,3 mm, uitw. diam. mantel 0,7 mm).

Voor het meten van de temperatuur van het nikkelen onderstuk en van het koperen blokje worden koper-constantaan thermokoppels gebruikt.

#### b De montage

De onderdelen van de samenstellingsmeter worden verbonden door solderen en lijmen. De verbindingen zijn in fig (II-4) genummerd:

1. stralingsscherm (nikkel) - onderstuk (nikkel)
2. las van thermokoppeldraden (chromel-alumel)
3. thermokoppelmantel (r.v.staal) - onderstuk (nikkel)
4. thermokoppeldraden (koper-constantaan-chromel<sup>\*</sup>) - onderstuk (nikkel)
5. thermokoppeldraad (alumel) - verlengdraad (koper)
6. las van (5) - onderstuk (nikkel)
7. verwarmingsspiraal (r.v. staal) - onderstuk (nikkel)
8. uiteinden verwarmingsdraad (nichroom) - verlengdraden (koper)
9. onderstuk (nikkel) - buisje (glas)
10. buisje (glas) - blokje (koper)
11. thermokoppeldraden (koper-constantaan) - blokje (koper)
12. litze draad (koper) - blokje (koper).

De isolatie van het thermokoppel (chromel-alumel) en de verwarmingsdraad is zeer gevoelig voor aantasting door de zure vloeimiddelen die doorgaans bij het solderen gebruikt worden. Daarom wordt een speciale soldeertechniek toegepast, waarbij geen vloeimiddelen nodig zijn.

---

<sup>\*</sup> De chromel- en alumeldraden kunnen zonder bezwaar onderling verwisseld worden.

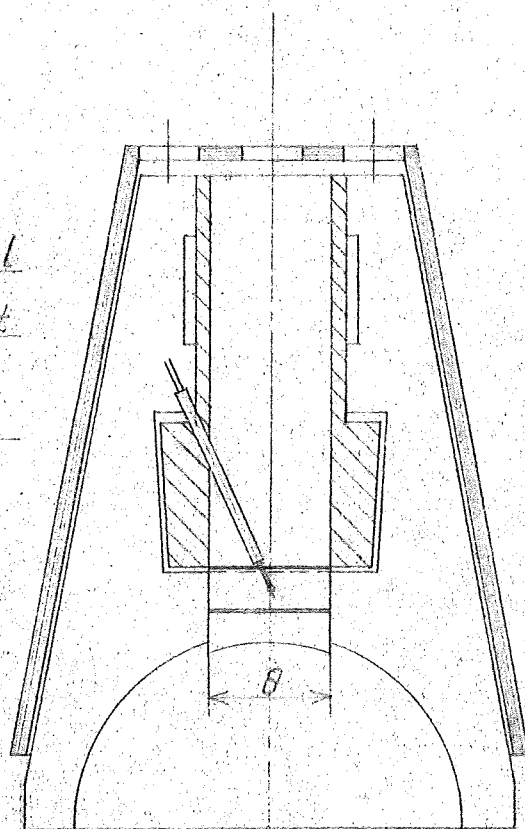
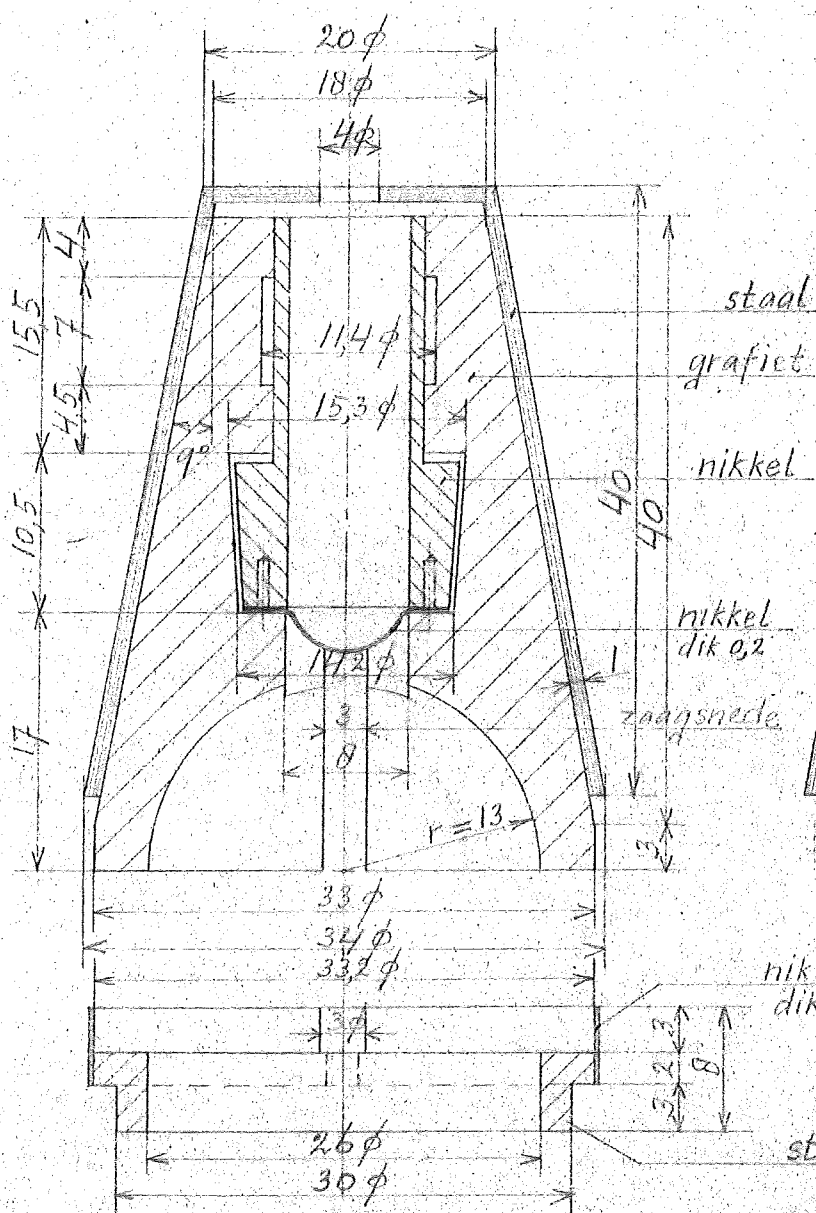
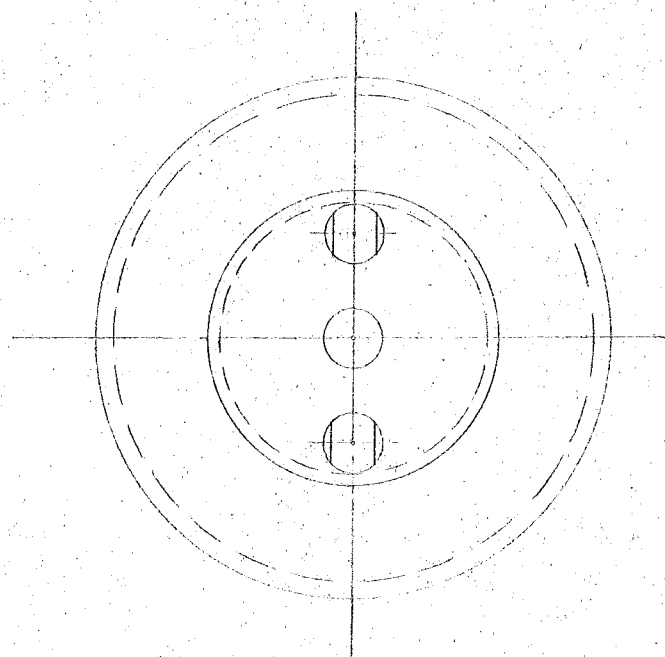
Het nikkelen onderstuk wordt met stralingsscherm, thermokoppel (chromel-alumel) en verwarmingsdraad in een mal van grafiet gevat. Zie fig (II-5). Verbinding 2 is van te voren gepuntlast. Waar de soldeerverbindingen 1, 3 en 7 moeten komen, wordt een geschikte hoeveelheid eutectisch zilversoldeer (28 gew. % Cu, 72 gew. % Ag) in de daarvoor uitgespaarde ruimten aangebracht. De mal wordt onder de soldeerklok in reducerend milieu (schutgas 80% N<sub>2</sub>, 20% H<sub>2</sub>) door aanstraling verhit. Zie fig (II-6).

Deze methode blijkt niet geschikt te zijn voor het solderen van roestvrij staal. Daarom is geprobeerd de roestvrij stalen mantel van het thermokoppel en van de verwarmingsdraad van te voren electrolytisch te verkoperen volgens een voorschrift van Philips (zie hoofdstuk II,2c). De mantel van het thermokoppel kan daarna goed gesoldeerd worden. Het koperlaagje van de verwarmingsspiraal wordt echter opgelost en weggespoeld door het gesmolten soldeer. Met een verwarmingsspiraal, die vernikkeld is (zie hoofdstuk II,2c), treedt dit verschijnsel niet op en wordt wel een goede soldeerverbinding verkregen.

Het eutectisch zilversoldeer blijkt nog vrij veel koper op te lossen bij het werken onder de soldeerklok. Daarom is het beter het onderstuk niet van koper te maken, maar van nikkel, dat minder snel oplost. De soldeerverbinding wordt veel mooier, terwijl de temperatuur niet zo nauwkeurig ingesteld hoeft te worden.

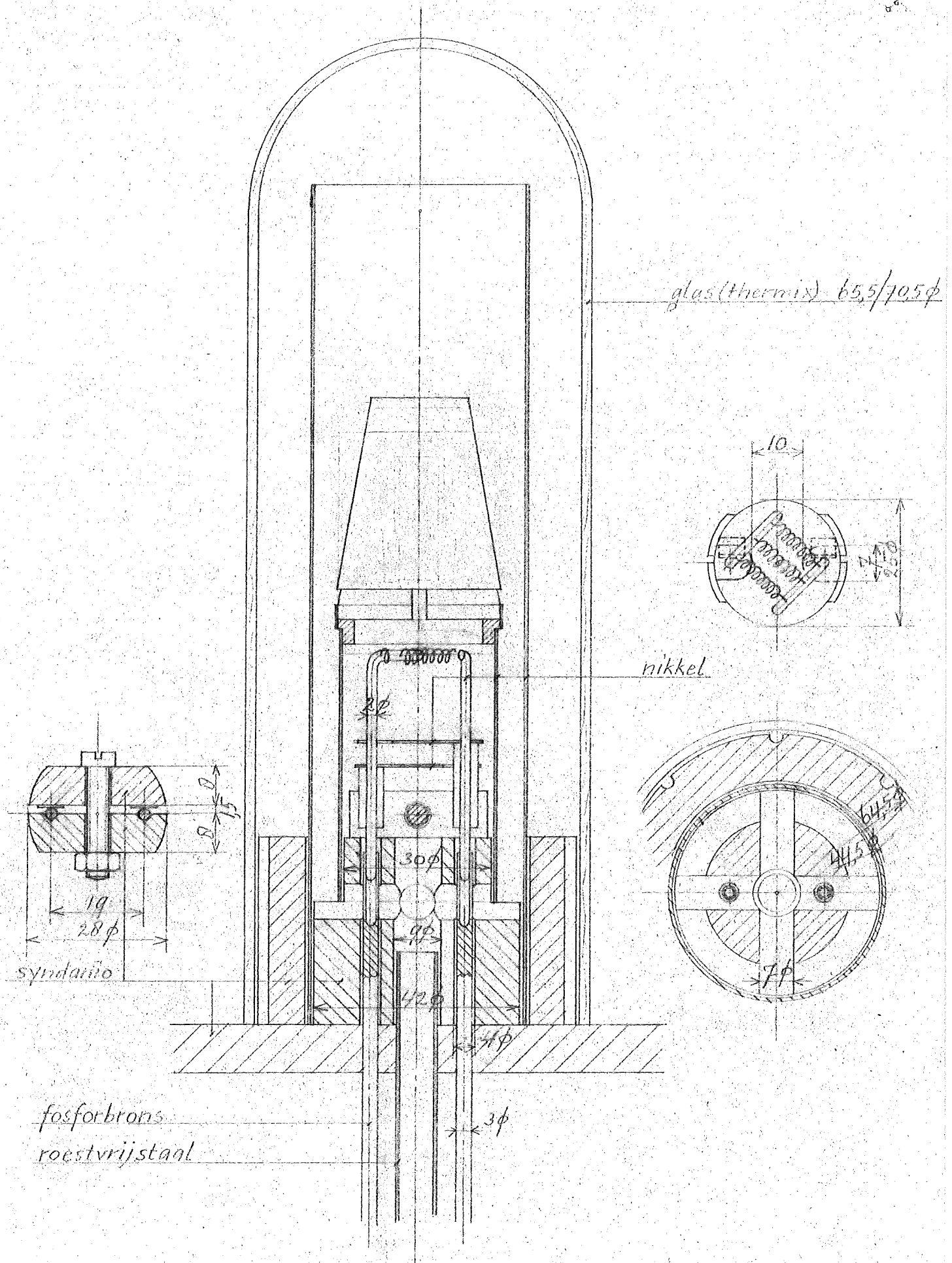
Om dezelfde reden kunnen de thermokoppels niet met zilversoldeer onder de klok gesoldeerd worden (verbindingen 4 en 11). De koperdraad wordt namelijk bros en de thermospanning verandert. Met lood-tin soldeer onder de soldeerklok gaat het ook niet, omdat bij de temperatuur, waarbij het soldeer smelt, het schutgas de oxyden niet reduceert. Met germanium-poeder als vloeimiddel gaat het niet beter.

Verbinding 12 kan wel onder de klok uitgevoerd worden in een aparte grafietmal. Zie fig (II-7). Daarbij wordt de rest van de litze-draad opgerold in de nikkelen bus die op de mal gezet wordt. Het nadeel van deze methode is, dat het soldeer de ruimte tussen de litze-draad en het gat in het blokje niet netjes opvult, maar door capillaire werking in de litze-draad omhoogkruipt. Het warmtecontact tussen de draad en het blokje



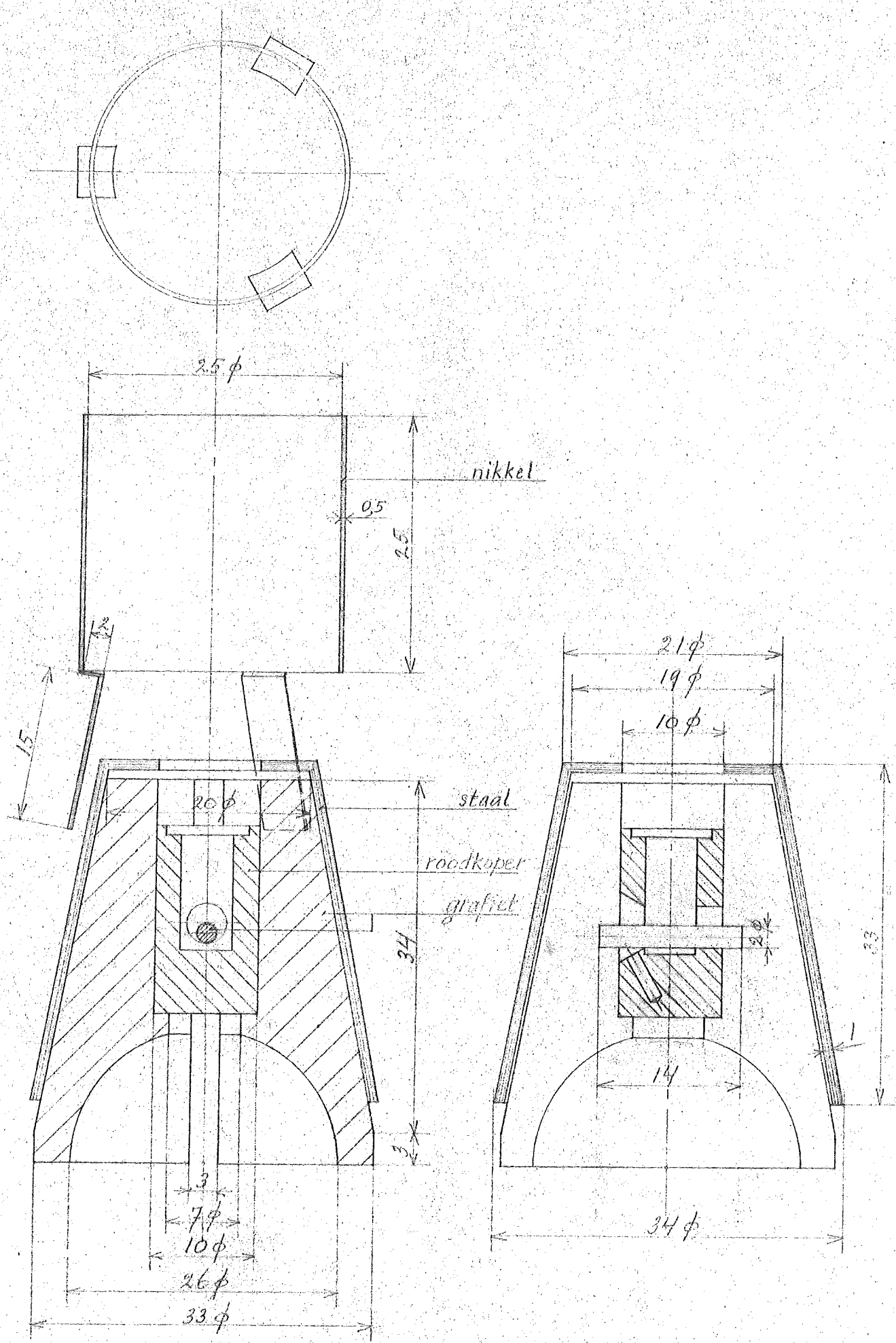
Mal met onderstuk samenstellingsmeter.

Fig. II - 5.



Soldeerklok.

Fig. II - b.



Mal met bovenstuk samenstellingsmeter.

Fig. II - 7.

is dus niet reproduceerbaar bij het maken van meer metertjes. Bovendien wordt de litze-draad over een zekere lengte (4 à 5 cm) onbuigzaam. Verbinding 12 is daarom gewoon gesoldeerd in de vlam met lood-tin soldeer en een zuur vloeimiddel (zgn. soldeerwater). De andere kant van de litze-draad wordt op dezelfde manier van een dergelijk blokje voorzien. Daarna wordt door goed afspoelen onder de kraan het zuur zo goed mogelijk verwijderd.

De verbindingen 4 en 11 kunnen met de bout en harskernsoldeer (tin + lood) gedaan worden. Het is raadzaam om ook eens harskernsoldeer te proberen voor het solderen van de litze-draad in de koperen blokjes.

Het bijzonder fijne soldeerwerk van de verbindingen 5 en 8 wordt op Technische Physica uitgevoerd. Daar beweert men dat een zuur vloeimiddel noodzakelijk is bij het solderen aan draadjes van nichroom, chromel en alumel. De oorspronkelijke opzet van de speciale soldeertechniek komt hierdoor in het gedrang. Bovendien moet onderzocht worden of de chromel-draad, die in verbinding 4 met harskernsoldeer vastgemaakt is, wel goed electrisch contact maakt. Verbinding 2 kan zonder bezwaar gepuntlast worden. Puntlassen van de verbindingen 5, 6 en 8 verzwakt de draadjes echter zoveel, dat ze te gauw afbreken.

De las voor de differentiaalmeting (verbinding 5) moet op de temperatuur van het nikkelen onderstuk gehouden worden, zonder dat er electrisch contact is tussen de las en het onderstuk. Daartoe wordt de las met een druppel araldiet (hars F, harder 972, verhouding 100 : 27) op het onderstuk vastgezet (verbinding 6).

Het glazen buisje wordt op het onderstuk vastgemaakt door er een stukje neopreen-slang overheen te schuiven. Dan met een spatel wat araldiet (hars 123 B, harder 953 B, verhouding 1 : 1) onder het neopreen aanbrengen, verdelen en in de oven uitharden (verbinding 9). Op dezelfde manier wordt het bovenstuk op het glazen buisje gelijmd (verbinding 10).

c Het electrolytisch verkoperen of vernikkelen van roestvrij staal  
Verkoperen van de mantel van chromel-alumel thermokoppel

Van een stuk thermokoppeldraad wordt een stuk van ongeveer 50 cm lang afgeknipt. Omdat de r.v. stalen mantel een vrij grote

electrische weerstand heeft, is het in verband met de stroomverdeling af te raden met langere stukken te werken. Voor een stuk van 50 cm worden de juiste stroomdichtheden verkregen met de hieronder aangegeven stroomsterkten. De einden van de draad moeten worden afgelakt om te beletten dat electroliet in de isolatie dringt. Zegellak is eigenlijk onvoldoende, men zou een aangesmolten glasparel kunnen proberen.

De draad wordt ontvet en tot een spiraal van handelbare afmetingen gewonden. Dan wordt bij kamertemperatuur in verschillende baden geëlectrolyseerd. Na elk bad spoelen in stromend water.

1. Beitsen. 2 min. bij 7 A.

bad: 50%  $H_2SO_4$ .

anode: platina.

2. Nikkel strike. 1 min. bij 300 mA.

bad:  $NiCl_2 \cdot 6 H_2O$  240 g/l

HCl 50 ml/l

anode: nikkel.

3. Vernikkelen. 5 min. bij 100 mA.

bad:  $NiSO_4 \cdot 6 H_2O$  200 g/l

$NiCl_2 \cdot 6 H_2O$  20 g/l

$H_3BO_3$  25 g/l

anode: nikkel.

4. Verkoperen. 60 min. bij 50 mA.

bad: CuCN 22,5 g/l

NaCN 30 g/l

$Na_2CO_3$  15 g/l

anode: koper.

Daarna spoelen in alcohol en drogen.

#### Vernikkelen van de mantel van de verwarmingsdraad

Voor een stuk verwarmingsdraad van 70 cm wordt het voorschrift voor verkoperen gevolgd tot en met de nikkel-"strike". Daarna vernikkelen gedurende 60 min. bij 50 mA in plaats van 5 min. bij 100 mA.

### 3. Het stoomcircuit.

#### a Verontreiniging door lucht

Bij deze condensoropstelling gaat het om metingen over de invloed van niet-condenseerbaar gas. Er mag dus geen extra inert gas met de stoom in de condensor gebracht worden. De stoom in de ringleiding van het laboratorium bevat practisch geen lucht. Omdat onder bedrijfscondities nergens in het apparaat onderdruk heerst, zal geen lucht naar binnen lekken. Wanneer de stoomtoevoer echter afgesloten wordt, zal de nog aanwezige stoom bij afkoeling condenseren, wat een grote onderdruk veroorzaakt, tenzij lucht toegelaten wordt. De stoomrotameters en de condensorbuis zijn niet berekend op onderdruk. Bovendien is condensaat ongewenst, waar het niet afgetapt kan worden. Daarom wordt het gedeelte voorbij het koelvat na het beëindigen van een proef doorgeblazen met warme lucht. Lucht uit de persluchtleiding moet daartoe via de CO<sub>2</sub>-invoer, de CO<sub>2</sub>-verwarming en de mengsectie in het stoomcircuit gebracht worden. De afvoer vindt plaats via een van de afblaasleidingen, afhankelijk van welk gedeelte doorgespoeld wordt. Het gedeelte vanaf de hogedruk stoomleiding tot en met het koelvat is wel bestand tegen onderdruk. Hierin hoeft dus geen lucht toegelaten te worden. Het blijkt in de praktijk echter niet gemakkelijk om dit gedeelte werkelijk vacuumdicht te krijgen. Bij opnieuw starten kan de hierin aanwezige lucht via de afblaas na het koelvat met stoom verdreven worden. Daarna kan men met het stoom-CO<sub>2</sub> mengsel beginnen.

#### b Het meten van de stoomdruk vóór de rotameters

Voor de interpretatie van de aflezing van de stoomrotameters moet de soortelijke massa van de stoom bekend zijn. Daarvoor moet de temperatuur en de druk gemeten worden. Voor de temperatuurmeting wordt een kwikthermometer gebruikt. Voor het meten van de druk is een gewone Boudon-veer manometer niet zuiver genoeg. Een precisie-manometer volgens dit principe zou wel gebruikt kunnen worden, maar als deze in de warme-luchtkast geplaatst wordt, kan de nauwkeurigheid niet gegarandeerd worden. Bovendien zijn deze manometers zeer kostbaar.

Gedacht is aan een vloeistofmanometer die in de warme-lucht

kast geplaatst kan worden. Omdat de manometer-vloeistof een lage dampspanning moet hebben, is Dowtherm A (26,5 gew. % diphenyl, 73,5 gew. % diphenyloxyde) geprobeerd. De soortelijke massa hiervan is echter te laag ( $0,97 \text{ g/cm}^3$ ), zodat een manometer, die de voorkomende drukken (tot 0,3 atm) kan aanwijzen, niet in de warme-lucht-kast kan. Daarom is gezocht naar een metaal of een mengsel van metalen met een laag smeltpunt en een voldoende lage dampspanning. Kwik voldoet niet aan de laatste eis. Mengsels van onedele metalen zullen oxyden vormen en mengsels van metalen, die geen oxyden vormen, zijn te duur.

De oplossing is een U-buis manometer (lengte 3,5 m) met water buiten de kast te plaatsen. Er zal weliswaar voortdurend stoom in de manometer condenseren, maar de hierdoor veroorzaakte drukval is te verwaarlozen. Wel moet af en toe water uit de manometer afgetapt worden.

### III. Berekeningsmethoden voor het koelend oppervlak.

#### Samenvatting.

In de loop van de tijd hebben vele onderzoekers verschillende voorstellen gedaan voor de berekening van koeler-condensors. De meeste berekeningsmethoden zijn in te delen in twee groepen, die het probleem van de grenslaagweerstand op een verschillende manier benaderen.

De eerste groep sluit aan bij de methode, die door Colburn en Hougen (5) is opgezet. Hierbij worden stof- en warmteoverdracht apart bekeken. Deze berekening is vrij rigoreus, maar door de vele successieve approximaties zeer tijdrovend. De latere voorstellen, die tot deze groep behoren, hebben vooral tot doel het rekenwerk te vereenvoudigen.

De andere groep maakt gebruik van de analogie tussen stof- en warmteoverdracht en beschrijft de combinatie van deze twee als één enkel overdrachtsproces, zoals oorspronkelijk door Merkel (6) is voorgesteld. De eerste uitvoering van deze grafische methode door Mickley (7) is zeer snel, maar is voor koeler-condensors weinig betrouwbaar. Later zijn verbeteringen aangebracht, waardoor tenslotte de nauwkeurigheid van de methode van Colburn en Hougen wordt benaderd.

Beide groepen worden hierna afzonderlijk nader toegelicht.

#### 1. Berekeningen met de temperatuur- en partiaalspanningsverschillen als drijvende krachten.

De methode, die gebruik maakt van de temperatuur- en partiaalspanningsverschillen als drijvende krachten, is afkomstig van Colburn en Hougen (5). Zij berekenen de warmteoverdrachtscoëfficiënt van het koelwater naar de grenslaag uit literatuurgegevens. Daarbij wordt aangenomen dat deze coëfficiënt constant is over de hele lengte van de condensor. Zij gaan ervan uit, dat het gas-damp mengsel in de condensor steeds juist verzadigd blijft. Verder verwaarlozen zij de warmtestroom door afkoelen van het condensaat t.o.v. de warmtestroom door condensatie. Deze verwaarlozing wordt alleen toegepast bij het opstellen van de warmtebalans, waarmee de plaatselijke warmteflux berekend wordt. Deze balans luidt:

In een loodrechte doorsnede is de stroom van latente +

voelbare warmte door de laminaire gasfilm gelijk aan de warmtestroom door het condensaat en de pijpwand naar het koelwater en is dus ook gelijk aan de totale warmtestroom van het gas-damp mengsel naar het koelwater.

$$\alpha_g (T_m - T_i) + k_g' M_v \lambda_v (p_m - p_i) = \alpha_o (T_i - T_l) \quad (1-1)$$

$$\alpha_o (T_i - T_l) \equiv \alpha_{tot} \Delta T_{tot} \quad (1-2)$$

waarin:

|                  |                                                                                   |                             |
|------------------|-----------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------|
| $\alpha_g$       | = warmteoverdrachtscoëfficiënt van de gasfilm                                     | $[W/m^2 \text{ } ^\circ C]$ |
| $T_m$            | = temperatuur van de kern van het gas-damp mengsel                                | $[^\circ C]$                |
| $T_i$            | = grensvlaktemperatuur                                                            | $[^\circ C]$                |
| $k_g'$           | = stofoverdrachtscoëfficiënt van de gasfilm                                       | $[kmol/Ns]$                 |
| $M_v$            | = moleculairgewicht van de damp                                                   | $[kg/kmol]$                 |
| $\lambda_v$      | = condensatiewarmte van de damp                                                   | $[J/kg]$                    |
| $p_m$            | = partiaaldruk van de damp in de kern                                             | $[N/m^2]$                   |
| $p_i$            | = partiaaldruk van de damp in het grensvlak                                       | $[N/m^2]$                   |
| $\alpha_o$       | = warmteoverdrachtscoëfficiënt van het koelwater naar het grensvlak               | $[W/m^2 \text{ } ^\circ C]$ |
| $\alpha_{tot}$   | = totale warmteoverdrachtscoëfficiënt van het koelwater naar het gas-damp mengsel | $[W/m^2 \text{ } ^\circ C]$ |
| $\Delta T_{tot}$ | = $T_m - T_l$                                                                     | $[^\circ C]$                |

De overdrachtscoëfficiënten  $\alpha_g$ ,  $\alpha_o$  en  $k_g'$  worden berekend met de relaties van Chilton en Colburn (8,9).

$$j_H = St \ Pr^{2/3} \quad (1-3)$$

$$j_M = St_M \ Sc^{2/3} \quad (1-4)$$

$j_H$  = factor m.b.t. warmtetransport

$j_M$  = factor m.b.t. stoftransport.

$$St = \frac{Nu}{Re \ Pr} = \frac{\alpha_g}{v \rho_m (c_p)_m} = \text{Stanton getal}$$

$$St_M = \frac{Sh}{Re \ Sc} = \frac{k_g}{v} = \text{Stanton getal voor stoftransport}$$

$$Nu = \frac{\alpha_g D}{\lambda} = \text{Nusselt getal}$$

$$Sh = \frac{k_g D}{ID} = \text{Sherwood getal}$$

$$Re = \frac{vD}{\nu} = \text{Reynoldsgetal}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \text{Prandtl getal}$$

$$Sc = \frac{\nu}{ID} = \text{Schmidt getal.}$$

|           |                                                 |                      |
|-----------|-------------------------------------------------|----------------------|
| $v$       | = massasnelheid van het mengsel in de kern      | [m/s]                |
| $\rho_m$  | = soortelijke massa van het mengsel in de kern  | [kg/m <sup>3</sup> ] |
| $(c_p)_m$ | = soortelijke warmte van het mengsel in de kern | [J/kg °C]            |
| $k_g$     | = stofoverdrachtscoëfficiënt van de grenslaag   | [m/s]                |
| $D$       | = diameter van de dampruimte                    | [m]                  |
| $\lambda$ | = warmtegeleidingscoëfficiënt van het mengsel   | [J/m s °C]           |
| $ID$      | = diffusiecoëfficiënt van de damp               | [m <sup>2</sup> /s]  |
| $\nu$     | = kinematische viscositeit                      | [m <sup>2</sup> /s]  |
| $a$       | = temperatuurvereffeningscoëfficiënt            | [m <sup>2</sup> /s]  |

De stofconstanten worden gekozen bij de gemiddelde filmtemperatuur  $\frac{1}{2} (T_m + T_i)$ .

De stofoverdrachtscoëfficiënt ( $k_g$ ) is gebaseerd op een concentratieverschil als drijvende kracht, terwijl in vgl. (1-1) de coëfficiënt  $k_g'$  gebruikt wordt, gebaseerd op een drukverschil als drijvende kracht.

Volgens Chilton en Colburn is voor éénzijdige, niet-isotherme diffusie (zie Appendix A):

$$k_g = k_g' \frac{\bar{M}}{\bar{\rho}} (P-p)_{lm} \quad (1-5)$$

waarin:

|              |                                                                                            |                      |
|--------------|--------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------|
| $\bar{M}$    | = gemiddeld moleculair gewicht van het mengsel in de grenslaag                             | [kg/kmol]            |
| $\bar{\rho}$ | = gemiddelde soortelijke massa van het mengsel in de grenslaag                             | [kg/m <sup>3</sup> ] |
| $P$          | = totaal druk                                                                              | [N/m <sup>2</sup> ]  |
| $p$          | = partiaaldruk van de damp                                                                 | [N/m <sup>2</sup> ]  |
| $(P-p)_{lm}$ | = logaritmisch gemiddelde van de partiaaldruk van het gas aan weerszijden van de grenslaag | [N/m <sup>2</sup> ]  |

Hierbij is verondersteld dat de thermo-diffusie verwaarloosd kan worden. Dit mag hier zelfs als de moleculairgewichten van gas en damp ver uiteen liggen (7, blz 152).

Door substitutie gaan vgl. (1-3) en (1-4) over in:

$$\alpha_g = j_H \frac{\rho_m v (c_p)_m}{Pr^{2/3}} \quad (1-6)$$

$$k_g' = j_M \frac{\rho_m v}{\bar{M} (P-p)_{lm} Sc^{2/3}} \quad (1-7)$$

De  $j$ -factor is alleen een functie van  $Re$  in het turbulente gebied. Deze functie is dezelfde voor warmte- en stofoverdracht.  $j_H = j_M$  kan voor gegeven geometrische situaties uit experimenten over warmte- en stofoverdracht worden afgeleid (5).

Aan het grensvlak wordt het gas in evenwicht verondersteld met de vloeistof, dus we hebben nog een relatie door de bekende verzadigingslijn van de damp:

$$p_i = f(T_i) \quad (1-8)$$

Bij een gekozen waarde voor  $T_m$  is de bijbehorende  $T_l$  te bepalen uit een totaal-warmtebalans. De onbekende grensvlakcondities  $T_i$  en  $p_i$  worden door successieve approximatie uit vgl. (1-1) gevonden. Daartoe moet men eerst  $T_i$  schatten en dan  $\alpha_g$ ,  $k_g'$  en  $p_i$  berekenen m.b.v. de vgl'n (1-6), (1-7) en (1-8). Uit vgl. (1-2) is dan  $(\alpha_{tot} \Delta T_{tot})$  bekend. Deze berekening wordt voor een aantal waarden van  $T_m$  uitgevoerd, waarna het koelend oppervlak wordt bepaald door grafische integratie:

$$A = \int_0^q \frac{dq}{\alpha_{tot} \Delta T_{tot}} \quad (1-9)$$

waarin:

$A$  = totaal koelend oppervlak [m<sup>2</sup>]  
 $q$  = totaal afgevoerde warmtestroom door het koelwater [W]

Door verwaarlozen van de warmtestroom door het afkoelen van het condensaat is er een kleine fout in de waarden van  $(\alpha_{tot} \Delta T_{tot})$ . Omdat genoemde warmtestroom wel wordt meeberekend in de totaal afgevoerde warmte, verwachten Colburn en Hougen

dat de fout in het berekende oppervlak zeer klein zal zijn.

Voor een damp met een betrekkelijk kleine condensatiewarmte hoeft dit niet altijd zo te zijn. Smith (10) geeft een voorbeeld van een mengsel van aethylacetaat en stikstof, waarin het berekende oppervlak 14,5 % lager is, als de afkoeling van het condensaat wel in rekening wordt gebracht. Voor de condensaattemperatuur ( $T_a$ ) neemt hij het gemiddelde van  $T_i$  en de temperatuur van de pijpwand ( $T_w$ ):

$$T_a = \frac{1}{2} (T_i + T_w) . \quad (1-10)$$

Meestal neemt men de door Colburn (11) voorgestelde waarde:

$$T_a = T_i - \frac{3}{8} (T_i - T_w) . \quad (1-11)$$

Volgens Smith kan men veel rekenwerk besparen door  $T_a$  met een goede benadering te berekenen uit:

$$\frac{T_a - T_w}{T_g - T_w} = 0,2 \quad (1-12)$$

Vergeleken met de rekenwijze van Colburn - Hougen geeft de methode van Smith uitkomsten voor  $(\alpha_{\text{tot}} \Delta T_{\text{tot}})$  die weinig afwijken, maar de bijbehorende q-waarden kunnen wel aanmerkelijk afwijken.

Smith en Robson (12) vergelijken berekende waarden met de resultaten van hun proeven met een mengsel van benzeen en lucht. Zij passen de methode van Colburn en Hougen toe met de verfijning dat de condensaattemperatuur volgens vgl. (1-11) wordt berekend. Waar de stroming laminair is, houden zij rekening met de invloed van vrije convection door de slankheid van de buis en het getal van Grashof te betrekken in de j-factoren, zoals dat aangegeven is door Chilton en Colburn (8,9). Deze berekeningen over vrije convection zijn echter niet betrouwbaar. Dit blijkt uit de resultaten:

Bij opwaartse stroom in de verticale condensorpijp is het berekende oppervlak binnen 10% nauwkeurig bij belastingen tot bijna de maximale waarde, waarbij het condensaat nog terugstroomt.

Bij neerwaartse stroom in het laminaire gebied is het berekende oppervlak veel te groot, maar bij hogere belasting

worden de afwijkingen kleiner. Als de stroom door de hele condensor turbulent is, bedraagt het verschil minder dan 6%.

Meestal neemt men aan, in navolging van Colburn en Hougen, dat het mengsel verzadigd is en blijft voor de hele lengte van de condensor. De werklijn van het gas-damp mengsel volgt dan de verzadigingslijn. Of dit een goede benadering is, hangt af van het systeem en van de begincondities. Bras (13) maakt deze veronderstelling niet. Hij geeft een formule voor de richtingscoëfficiënt van de werklijn (zie Appendix C):

$$\frac{dT_m}{dp_m} = \frac{(P-p)_{lm}}{P-p_m} Le^{2/3} \frac{\Delta T}{\Delta p} \quad (1-13)$$

waarin:

$Le = \frac{a}{ID} =$  Lewis getal

$\Delta T = T_m - T_i =$  temperatuurverschil over de grenslaag  $[^{\circ}C]$

$\Delta p = p_m - p_i =$  verschil in partiaalspanning van de damp over de grenslaag  $[N/m^2]$

Als de richting over een korte afstand constant genomen wordt, is de werklijn m.b.v. de vgl'n (1-1) en (1-13) in de p-T figuur te bepalen.

In de praktijk zal in het oververzadigde gebied mistvorming optreden, mits voldoende condensatiekernen aanwezig zijn. Voor de berekening kan men aannemen, dat dit het geval is. Het grootste gedeelte van de mistdeeltjes wordt dan met het gas afgevoerd en de werklijn van het gas-damp mengsel valt samen met de verzadigingslijn.

Bij de methode van Colburn en Hougen is verondersteld dat warmte- en stoftransport elkaar niet beïnvloeden. Bij nader onderzoek kunnen we echter onderscheiden:

- a. Stofstroom als gevolg van een temperatuurgradient (thermodiffusie of Soret-effect). Dit effect is klein t.o.v. de normale diffusie. Het is bij koeler-condensors zeker te verwaarlozen.
- b. Warmtestroom als gevolg van een concentratiegradient (Dufour-effect). De grootte van dit effect hangt samen met het verschil in moleculair gewicht van het gas en de damp. Het kan meestal verwaarloosd worden.

- c. Warmtestroom als gevolg van een stofstroom (diffunderende waterwaarde). Bij niet-isotherme diffusie is er een transport van moleculen van een bepaalde temperatuur naar een plaats, waar een andere temperatuur heerst. Sommige onderzoekers corrigeren de warmteoverdrachtscoëfficiënt om dit effect in rekening te brengen.
- d. Zowel de warmtestroom als de stofstroom worden beïnvloed door het radiale stoftransport. Men kan het zich zo voorstellen alsof de grenslaag "ingedrukt" wordt door de stofstroom loodrecht op de grenslaag. Men veronderstelt dat dit effect klein is.

Sommige onderzoekers corrigeren wel voor de diffunderende waterwaarde. De eenvoudigste correctie is van Bras (13):

$$(\alpha_g)_{\text{corr}} = \alpha_g + k_g' M_v \Delta p (c_p)_v \quad (1-14)$$

waarin  $(c_p)_v$  = soortelijke warmte van de damp  $[J/kg \text{ } ^\circ C]$

Omdat het temperatuurprofiel van de grenslaag niet recht is, is de tweede term van vgl. (1-14) te groot. Volgens Bras moet er een correctiefactor aan toegevoegd worden. De grootte van deze factor ligt tussen 0,5 en 1,0.

Ackermann (14) en Colburn en Drew (15) hebben de warmteoverdrachtscoëfficiënt als volgt gecorrigeerd:

$$(\alpha_g)_{\text{corr}} = \alpha_g \frac{\epsilon}{1 - e^{-\epsilon}} \quad (1-15)$$

waarin

$$\epsilon = \frac{(c_p)_v M_v}{(c_p)_m M_m} Le^{-2/3} \ln \frac{P - p_i}{P - p_m}$$

Als dit toegepast wordt, gaat vgl. (1-13) over in:

$$\frac{dT_m}{dp_m} = \frac{(P - p)_{lm}}{(P - p_m)} Le^{2/3} \frac{\Delta T}{\Delta p} \frac{\epsilon}{e^{\epsilon} - 1} \quad (1-16)$$

In de loop der tijd is geprobeerd het zeer tijdrovende rekenwerk van de Colburn - Hougen methode te vereenvoudigen.

Een van de pogingen is van Cairns (16), waarbij aangenomen wordt dat de relatie tussen  $(\alpha_{\text{tot}} \Delta T_{\text{tot}})$  en  $q$  de vorm heeft van een parabool

$$\alpha_{\text{tot}} \Delta T_{\text{tot}} = a q^2 + b q + c \quad (1-17)$$

Als vgl. (1-1) voor drie punten wordt opgelost, zijn de constanten  $a$ ,  $b$  en  $c$  te bepalen. Men neemt de punten, waarvoor  $q = 0$ ,  $q = \frac{1}{2} q_{\text{tot}}$  en  $q = q_{\text{tot}}$ . Deze methode is niet betrouwbaar; uitgewerkte voorbeelden vertonen althans grote afwijkingen van de theorie van Colburn en Hougen en van experimenten.

Cairns laat verder zien dat allerlei manieren om een gemiddelde voor  $(\alpha_{\text{tot}} \Delta T_{\text{tot}})$  te berekenen uit de eindwaarden van  $\alpha_{\text{tot}}$  en  $\Delta T_{\text{tot}}$  tot nog grotere fouten aanleiding kunnen geven.

Bras heeft geprobeerd het aantal successieve approximaties te verminderen door gebruik te maken van grafische methoden om de grensvlakcondities te bepalen. In een groot aantal artikelen geeft hij steeds wijzigingen op zijn vroegere voorstellen tot hij ten slotte alle successieve approximaties weet te vermijden. Bras (17) is begonnen met het hergroeperen van variabelen, waardoor vgl. (1-1) overgaat in:

$$\frac{p_B - p_i}{T_i - T_B} = \frac{R_h + 1}{R_m} \quad (1-18)$$

waarin

$$R_h = \frac{\alpha_g}{\alpha_o}$$

$$R_m = \frac{k_g' M_v \Delta v}{\alpha_o}$$

$$p_B = p_m$$

$$T_B = T_1 + \frac{R_h}{R_h + 1} (T_m - T_1) .$$

In het  $p, T$ -diagram wordt het punt  $(p_i, T_i)$  bepaald als snijpunt van (1-18) en de verzadigingslijn  $p_i = f(T_i)$ .

$R_m$  bevat echter  $k_g'$ , en dus een factor  $(P-p)_{1m}$ , die afhangt van de onbekende  $p_i$ . Na één of twee approximaties heeft men echter reeds een goed resultaat, vergeleken met vier of vijf stappen met de oorspronkelijke Colburn - Hougen methode.

Door de factor  $(P-p)_{1m}$  apart te houden, wordt deze methode nog iets overzichtelijker (18). Vgl. (1-18) gaat dan over in:

$$\frac{p_B - p_i}{T_i - T_B} = \frac{R + 1}{F'} (P-p)_{1m} \quad (1-19)$$

waarin:

$$R = \frac{\alpha_o}{\alpha_g}$$

$$F' = \frac{M_v \wedge_v}{M_m (c_p)_m} Le^{-2/3}$$

Bras neemt alle fysische grootheden in de formule voor  $F'$  bij de temperatuur van de hoofdstroom. De fout, die hierdoor ontstaat, is klein als de temperatuurval over de grenslaag niet al te groot is.

De lijnen door punt  $(p_B, T_B)$ , voorgesteld door vgl. (1-18) of (1-19), voor de verschillende plaatsen in de condensor, blijken bij benadering door één punt te gaan. Volgens Bras (19) kan men het snijpunt van twee van deze lijnen als poolpunt voor de andere gebruiken. Hierdoor kan de berekening nog aanzienlijk worden bekort met behoud van een goede nauwkeurigheid.

Daarna heeft Bras (20) een grafische methode gepubliceerd, waarbij in het geheel geen successieve approximaties voorkomen. Vgl. (1-1) is nl. te schrijven als:

$$\frac{R+1}{F'} (T_i - T_A) = \ln (P - p_i) \quad (1-20)$$

waarin

$$T_A = \frac{RT_l + T_m - F' \ln (P - p_m)}{R + 1}$$

In het diagram  $\ln (P-p)$  versus  $T$  wordt het punt  $(p_i, T_i)$  in één keer bepaald als snijpunt van (1-20) en de verzadigingslijn  $\ln (P-p_i) = f(T_i)$ .

De richting van de werklijn in dit diagram voor het onverzadigde gebied wordt ook door Bras (21) afgeleid

$$\frac{dT_m}{d(\ln (P-p_m))} = Le^{2/3} \frac{\Delta T}{\Delta(\ln (P-p))} \quad (1-21)$$

Deze formule volgt direct uit vgl. (1-13).

## 2. Berekeningen met de enthalpie-gradient als drijvende kracht.

Merkel (6) heeft als eerste voorgesteld de drijvende krachten voor stof- en warmtetransport te combineren tot één enkele drijvende kracht: de enthalpie-gradient. Dit wordt door Mickley (7) uitgewerkt voor berekeningen van koeltorens en luchtdrogers. Omdat in deze apparaten met lage dampgehaltes wordt gewerkt berekent men in het algemeen de enthalpie per massa-eenheid niet-condenseerbaar gas:

$$i = c_H T + H \wedge_v \quad (2-1)$$

waarin:

$$\begin{aligned} i &= \text{enthalpie van het mengsel per kg gas} && [\text{J/kg}] \\ c_H &= (c_p)_g + H(c_p)_v = \text{"humid heat"} && [\text{J/kg } ^\circ\text{C}] \\ H &= \text{vochtigheid in kg damp per kg gas.} \end{aligned}$$

De methode volgens Mickley kan worden toegepast op apparaten met direct of indirect contact. We beperken ons tot de afleiding voor een koeler-condensor (met indirect contact).

De balansen worden opgesteld voor een schijfje van de condensorbuis met koelend oppervlak  $dA$ .

Warmtebalans van een schijfje voor de gasfase:

$$- G c_H d T_m = \alpha_g (T_m - T_i) dA \quad (2-2)$$

waarin:

$$\begin{aligned} G &= \text{stroom niet-condenseerbaar gas} && [\text{kg/s}] \\ \text{index } m &\text{ heeft betrekking op het mengsel in de kern} \\ \text{index } i &\text{ heeft betrekking op het mengsel aan het grensvlak.} \end{aligned}$$

Stofbalans van een schijfje voor de gasfase:

$$- G d H_m = k'_{gH} (H_m - H_i) dA \quad (2-3)$$

waarin:

$$\begin{aligned} k'_{gH} &= \text{stofoverdrachtscoëfficiënt van de gasfilm, gebaseerd} \\ &\quad \text{op het verschil in vochtigheid} && [\text{kg/m}^2 \text{ s}] \end{aligned}$$

Voor de relaties tussen de verschillende stofoverdrachtscoëfficiënten, zie Appendix A.

Voor het systeem water-lucht is volgens de analogie van Chilton en Colburn als  $Le = 1$  genomen wordt (zie Appendix B):

$$\frac{\alpha_g}{k'_{gH}} = c_H \quad (2-4)$$

Vgl. (2-2) geeft dan:

$$- G c_H d T_m = k'_{gH} (c_H T_m - c_H T_i) dA \quad (2-5)$$

Van vgl. (2-3) beide leden met  $\Delta_v$  vermenigvuldigen:

$$- G \Delta_v d H_m = k'_{gH} (\Delta_v H_m - \Delta_v H_i) dA \quad (2-6)$$

Door optellen van vgl. (2-5) en (2-6):

$$- G d i_m = k'_{gH} (i_m - i_i) dA \quad (2-7)$$

Als de warmtestroom t.g.v. het afkoelen van het condensaat te verwaarlozen is, dan is:

$$- G d i_m = \alpha_o (T_i - T_l) dA \quad (2-8)$$

$\alpha_o$  wordt, evenals bij de Colburn - Hougen methode constant verondersteld voor de hele lengte van de condensor.

Uit vgl. (2-7) en (2-8) volgt:

$$\frac{i_m - i_i}{T_l - T_i} = - \frac{\alpha_o c_H}{\alpha_g} \quad (2-9)$$

Bij een bepaalde  $i_g$  wordt  $T_l$  uit een totale warmtebalans berekend (vergelijk de Colburn - Hougen methode). De waarde van  $k'_{gH}$  kan uit de literatuur bekend zijn. Anders moet deze overdrachtscoëfficiënt experimenteel bepaald worden.

Te beginnen bij de inlaat van het mengsel worden zo de grensvlakcondities m.b.v. vgl. (2-9) voor een aantal punten in de condensor bepaald. In het  $i$ - $T$  diagram kan de verandering van het gas-damp mengsel vervolgd worden door aan te nemen, dat de richtingscoëfficiënt over een klein stukje constant is. Uit vgl. (2-5) en (2-7) volgt nl:

$$\frac{di_m}{dT_m} = \frac{i_m - i_i}{T_m - T_i} \quad (2-10)$$

Deze vgl. geldt in het onverzadigde gebied. In het oververzadigde gebied kan in de praktijk mistvorming optreden (vergelijk blz 21). Het mengsel zal dan de verzadigingslijn volgen.

Het oppervlak van de condensor wordt bepaald door grafische integratie van vgl. (2-7)

$$A = - \frac{G}{k'_{gH}} \int_1^2 \frac{di_m}{i_m - i_i} \quad (2-11)$$

Mickley veronderstelt dus  $\alpha_o$ ,  $\alpha_g$ ,  $c_H$  en  $k'_{gH}$  constant en  $Le = 1$ . Voor koeler-condensors is  $k'_{gH}$  zeker niet constant. Een gemiddelde waarde moet ontleend worden aan de literatuurgegevens over  $\alpha_g$  met vgl. (2-4) of wordt experimenteel bepaald.

Het tekenen van de figuur  $(i_m - i_i)^{-1}$  vs.  $i_m$  voor de grafische integratie van Mickley vereist een vrij groot aantal punten, wat de methode tamelijk bewerkelijk maakt.

Voor de methode van Carey en Williamson (22) zijn slechts drie punten nodig, nl. het enthalpieverschil als drijvende kracht bij  $q = 0$ ,  $q = 0,5 q_{tot}$  en  $q = q_{tot}$ . Daarbij wordt aangenomen dat het gas-damp mengsel verzadigd blijft. Zij geven een grafiek, waarmee de gemiddelde drijvende kracht als functie van de drie waarden is te bepalen. Deze grafiek is gebaseerd op de veronderstelling dat de figuur voor  $q$  vs.  $(i_m - i_i)$  een parabool is. Verder geven zij empirische formules voor de overdrachtscoëfficiënt van de grenslaag, die afgeleid zijn van het werk van Sherwood (23).

De benaderingsmethode van Colburn (24) maakt alleen gebruik van de beide eindwaarden van het totale enthalpieverschil als drijvende kracht. Vgl. (2-8) is ook te schrijven als:

$$- G di_m = \frac{\alpha_o}{m} (i_i - i_1^*) dA \quad (2-12)$$

waarin:

$$m = \frac{i_i - i_1^*}{T_i - T_1}$$

$i_1^*$  = enthalpie van een verzadigd gas-damp mengsel bij  $T_1$  °C

[J/kg]

Door combineren van vgl. (2-7) en (2-12):

$$- G di_m = (\alpha_{tot})_i [i_m - i_1^*] dA \quad (2-13)$$

waarin:

$$\frac{1}{(\alpha_{\text{tot}})_i} = \frac{c_H}{\alpha_g} + \frac{m}{\alpha_o} \quad (2-14)$$

$(\alpha_{\text{tot}})_i$  = totale overdrachtscoëfficiënt, gebaseerd op een enthalpieverschil als drijvende kracht  $[\text{kg/m}^2 \text{ s}]$

Omdat  $i_m$  en  $i_l^*$  evenredig veranderen, is vgl. (2-15) te schrijven als (vergelijk de berekening van warmtewisselaars in lit. 1, blz 103):

$$\frac{d(i_m - i_l^*)}{(i_{m_1} - i_{l_1}^*) - (i_{m_2} - i_{l_2}^*)} \cdot q_{\text{tot}} = (\alpha_{\text{tot}})_i [i_m - i_l^*] dA \quad (2-16)$$

Als  $(\alpha_{\text{tot}})_i$  constant is, volgt hieruit door integreren:

$$A = \frac{q_{\text{tot}}}{(\alpha_{\text{tot}})_i (i_m - i_l^*)_{\text{lm}}} \quad (2-17)$$

Volgens Colburn is dit een aardige benadering, zelfs terwijl  $(\alpha_{\text{tot}})_i$  niet constant is. Voor  $(\alpha_{\text{tot}})_i$  wordt het rekenkundig gemiddelde van de beide eindwaarden genomen. Om de grensvlakcondities niet te hoeven bepalen, stelt Colburn de waarde van  $m$  (uit vgl. (2-14)) gelijk aan de helling van de verzadigingslijn in het  $i$ - $T$  diagram bij de temperatuur  $T_m$ .

Cairns (16,25) geeft een aantal rekenvoorbeelden met deze benaderingsmethode van Colburn en komt tot afwijkingen, variërend van - 0,7% tot + 95%.

Mizushina en Kotoo (26) hebben de methode van Mickley gewijzigd voor systemen, waarvoor  $Le$  constant is, maar niet gelijk aan één hoeft te zijn. Daartoe definieren zij een speciaal aangepaste enthalpie voor het gasmengsel:

$$I = \int \beta c_H T + \sum_v H \quad (2-18)$$

waarin:

$I$  = aangepaste enthalpie van het mengsel per kg niet-condenseerbaar gas  $[\text{J/kg}]$   
 $\beta = Le^{2/3} = \text{constant.}$

Als de molecuulairgewichten van gas en damp niet te ver uiteen liggen en de partiaaldrukverschillen over de grenslaag

niet te groot zijn geldt bij benadering (zie Appendix B):

$$\frac{\alpha_g}{k'_{gH}} = \beta c_H \quad (2-19)$$

Hiermee kan, analoog aan de afleiding van Mickley de enthalpiebalans opgesteld worden:

$$- G d i_m = k'_{gH} (I_m - I_i) dA \quad (2-20)$$

De vgl'n (2-9) en (2-10) gaan over in resp:

$$\frac{I_m - I_i}{T_1 - T_i} = - \frac{\alpha_o \beta c_H}{\alpha_g} \quad (2-21)$$

en

$$\frac{d i_m}{d T_m} = \frac{1}{\beta} \cdot \frac{I_m - I_i}{T_m - T_i} \quad (2-22)$$

Mizushina laat zien hoe  $(I_m - I_i)$  als functie van  $i_m$  gevonden kan worden in een grafiek, waarin zowel  $i$  als  $I$  tegen  $T$  zijn uitgezet.

Het oppervlak wordt verkregen door grafische integratie van vgl. (2-20):

$$A = - \frac{G}{k'_{gH}} \int_1^2 \frac{d i_m}{I_m - I_i} \quad (2-23)$$

Bij deze werkwijze worden dus  $\alpha_o$ ,  $\alpha_g$ ,  $c_H$ ,  $\beta$  en  $k'_{gH}$  constant verondersteld.

Verder is de moeilijkheid om een bruikbaar gemiddelde voor  $k'_{gH}$  te vinden een groot bezwaar. Lewis en White (27) geven een grafische methode, waarin proberenderwijs een zodanig gemiddelde voor  $(c_H \alpha_o / \alpha_g)$  bepaald wordt, dat aan bekende begin- en eindcondities van de koeler-condensor voldaan wordt. Hieruit kan met vgl. (2-19) een gemiddelde  $k'_{gH}$  berekend worden. Dat Lewis en White een aangepaste enthalpie gebruiken, die een factor  $\beta$  kleiner is dan die van Mizushina, maakt geen principieel verschil.

In een recent artikel wordt een verbeterde werkwijze gegeven door Mizushina, Hashimoto en Nakajima (28). De veranderingen van  $\alpha_g$  en  $c_H$  worden in de berekening betrokken.

Ook geven zij aan dat  $\beta$  niet alleen van  $Le$  afhangt, maar:

$$\beta = \frac{(P-p)_{lm}}{P-p_i} Le^{2/3} \quad (*) \quad (2-24)$$

(Vergelijk Appendix B).

$\beta$  wordt echter wel constant verondersteld.

Zij voeren de constante warmteoverdrachtscoëfficiënt ( $\alpha_{gg}$ ) in die zou optreden als er geen damp aanwezig was bij dezelfde stroom niet-condenseerbaar gas (G). Zij nemen aan dat  $Pr$  en de viscositeit ( $\nu$ ) van het gas en het mengsel dezelfde zijn, en tonen aan dat

$$\frac{\alpha_g}{c_H} = \frac{\alpha_{gg}}{\gamma (c_p)_g} \quad (2-25)$$

waarin:  $\gamma = (1 + H_m)^n$ .

In de grafiek, waarin de  $j$ -factor dubbel-logarithmisch is uitgezet tegen  $Re$ , wordt  $n$  gevonden als de negatieve helling, behorende bij  $Re$ , betrokken op de stroom uitsluitend niet-condenseerbaar gas.

Vgl. (2-21) kan geschreven worden als:

$$\frac{I_m - I_i}{T_1 - T_i} = - \gamma \cdot \frac{\alpha_o \beta (c_p)_g}{\alpha_{gg}} \quad (2-26)$$

En omdat  $\alpha_{gg}$  en  $(c_p)_g$  wel constant zijn, kan voor het oppervlak vgl. (2-20) nauwkeuriger geïntegreerd worden:

$$A = \frac{-G (c_p)_g \beta}{\alpha_{gg}} \int_1^2 \frac{\gamma d i_m}{I_m - I_i} \quad (2-27)$$

Twee uitgewerkte voorbeelden met lucht-water systemen en een met een lucht-benzeen systeem geven een goede overeenkomst met de Colburn - Hougen methode.

Cribb en Nelson (29) gebruiken als stofoverdrachtscoëfficiënt:  $k'_g (P-p)_{lm}$ . De analogie-relatie van Chilton en Colburn (Appendix B) geeft:

$$\frac{\alpha_g}{k'_g (P-p)_{lm}} = (c_p)_m M_m Le^{2/3} \quad (2-28)$$

\*) Tegenwoordig neemt men voor de exponent van  $Le$  vaak  $1/2$  i.pl.v.  $2/3$ . Om verwarring te voorkomen wordt hier steeds  $2/3$  gebruikt.

waarin:

$M_m$  = moleculairgewicht van het mengsel in de kern [kg/kmol]

Zij nemen aan dat  $(c_p)_m M_m Le^{2/3} = E$  constant blijft.

Dit heeft het voordeel dat de coëfficiënten voor warmte- en stoftransport in de lengterichting van de condensor evenredig veranderen.

Het potentiaalverschil, dat bij de gebruikte overdrachtscoëfficiënt hoort, is:  $\ln (P-p_i) / (P-p_g)$ . De potentiaal wordt uitgedrukt in de vochtigheid (H) door de laatste met een coëfficiënt ( $\alpha$ ) te vermenigvuldigen. \*)

$$\alpha = \frac{M_g}{M_v} \frac{\ln \left( 1 + \frac{p}{P-p} \right)}{\frac{p}{P-p}} \quad (2-29)$$

waarin:

$M_g$  = moleculairgewicht van het gas [kg/kmol]

De relatie tussen ( $\alpha H$ ) en (H) wordt apart in een grafiek uitgezet.

De stofbalans luidt:

$$- G d H_m = M_v [k'_g (P-p)_{lm}] (\alpha_m H_m - \alpha_i H_i) dA \quad (2-30)$$

Met vgl. (2-28) kan  $\alpha_g$  geëlimineerd worden uit de warmtebalans (2-2). De stof- en warmtebalans worden dan gecombineerd tot de enthalpie-balans:

$$- G d i_g = M_v [k'_g (P-p)_{lm}] (I'_m - I'_i) dA \quad (2-31)$$

waarin de aangepaste enthalpie is gedefinieerd als:

$$I' = E T + \sum_v M_v \alpha H \quad (2-32)$$

De vgl'n (2-9) en (2-10) van Mickley worden resp:

$$\frac{I'_m - I'_i}{T_l - T_i} = - \frac{\alpha_o}{k'_g (P-p)_{lm}} \quad (2-33)$$

$$\frac{d i_m}{d T_m} = \frac{c_H}{E} \frac{I'_m - I'_i}{T_m - T_i} \quad (2-34)$$

\*) In de originele literatuur worden alle grootheden betrokken op de volume-eenheid niet-condenseerbaar gas onder standaardcondities. Om ze om te werken op gewichtseenheden worden hier en daar moleculairgewichten ingevoerd.

Voor de constructie van de werklijn nemen zij echter:

$$\frac{d i_m}{d T_m} = (M_g Le)^{-1} \frac{I'_m - I'_i}{T_m - T_i} \quad (2-35)$$

daarmee stilzwijgend veronderstellend dat de factor

$$\frac{M_g}{M} \frac{\bar{p}}{\rho_m} (1 + H_m) Le^{1/3} \quad \text{gelijk is aan één (vergelijk Appendix B).}$$

Dan wordt evenals bij Mizushina de waarde van  $(I'_m - I'_i)$  als functie van  $i_m$  bepaald in een diagram, waarin zowel  $I'$  als  $i$  tegen  $T$  zijn uitgezet.

Het oppervlak wordt gevonden door grafische integratie van vgl. (2-31):

$$A = - \frac{G}{k'_g (P-p)_{lm}} \int_1^2 \frac{d i_m}{I'_m - I'_i} \quad (2-36)$$

Hierin is  $k'_g (P-p)_{lm}$  weer als een constante behandeld. Voor de berekening van de overdrachtscoëfficiënten verwijzen zij naar Pollard (30,31).

In een uitgewerkt voorbeeld geeft deze methode een oppervlak, dat binnen 1% overeenstemt met hetgeen volgens de Colburn - Hougen methode berekend wordt.

Onafhankelijk van het werk van de hiervoor genoemde onderzoekers is een grafische methode uitgewerkt, die in het enthalpie-vochtigheids diagram wordt uitgewerkt. Algermissen (32) stelt met dezelfde veronderstellingen als Colburn en Hougen dezelfde warmtebalans op voor het bepalen van de grensvlakcondities. Deze balans wordt in een voor de  $i$ - $H$  figuur geschikte vorm gebracht.

$$\alpha_g (T_m - T_i) + k'_{gH} \wedge_v (H_m - H_i) = \alpha_o (T_i - T_l) \quad (2-37)$$

Deze vgl. is m.b.v. de analogie-relatie van Chilton en Colburn te schrijven als:

$$c_H (T_i - T_l) = \frac{\alpha_g}{\alpha_o + \alpha_g} [c_H (T_m - T_l) + \Omega \wedge_v (H_m - H_i)] \quad (2-38)$$

waarin:

$$\Omega = \frac{k'_{gH} c_H}{\alpha_g} .$$

Volgens Algermissen is:

$$\Omega = Le^{-2/3} \cdot \frac{M_v/M_g + H_m}{H_m - H_i} \cdot \ln \frac{M_v/M_g + M_m}{M_v/M_g + H_i} \quad (2-39)$$

of geschreven met partiaaldrukken:

$$\Omega = \frac{P-p_i}{(P-p)_{lm}} Le^{-2/3} \quad (2-40)$$

wat slechts weinig afwijkt van wat in Appendix B is afgeleid.

Voor het systeem waterdamp-lucht geeft Algermissen een grafiek van  $\Omega$  als functie van  $H_m$  en  $H_i$  bij  $P = 1$  atm.

M.b.v. vgl. (2-38) worden de grensvlakcondities in het i-H diagram in één keer grafisch bepaald.

Omdat voor de helling van de werklijn geldt:

$$\frac{d i_m}{d H_m} = \frac{c_H}{\Omega} \frac{T_m - T_i}{H_m - H_i} + \lambda_v \quad (2-41)$$

kan deze methode ook voor oververhitte systemen worden gebruikt.

Als de stofbalans tussen niet te wijde grenzen geïntegreerd wordt

$$\Delta A = - \frac{G}{k'_{gH}} \int_1^2 \frac{dH}{H_m - H_i} \quad (2-42)$$

kan de verandering van  $k'_{gH}$  dus gedeeltelijk in rekening worden gebracht bij de bepaling van het oppervlak  $A = \Sigma (\Delta A)$ .

Deze methode geeft binnen 20% overeenstemming met een aantal experimenten van Kirschbaum (33).

### 3. Conclusie.

In de literatuur worden voorbeelden gegeven van resultaten met verschillende berekeningsmethoden. In sommige gevallen wordt met een relatief eenvoudige methode een goede overeenstemming (op enkele procenten) met experimenten verkregen. Dat dan van toeval sprake is, wordt duidelijk als we zien dat de uitkomsten van betere methoden soms aanmerkelijk grotere afwijkingen vertonen (tot 10%, Smith (12) en tot 20%, Algermissen (32)).

Omdat de grenslaagweerstand de meest onzekere factor is in elke berekeningswijze, is het raadzaam deze weerstand apart te onderzoeken.

Literatuur.

1. H. Kramers; Collegedictaat "Fysische Transportverschijnselen" 1958
2. W.H. McAdams; Heat transmission 3rd Ed. (1954), 202, 325
3. W. Nusselt; Zeitschr. Ver. deut. Ing. 60 (1916), 541, 569
4. P.L. Blanken, B. van Nederveen; Afstudeerverslag No. 570, juni 1958
5. A.P. Colburn, O.A. Hougen; Ind. Eng. Chem. 26 (1934), 1178
6. F. Merkel; Forsch. Arb. Ing. Wesen, Heft 275 (1925), 1
7. H.S. Mickley; Chem. Eng. Progr. 45 (1949), 739
8. T.H. Chilton, A.P. Colburn; Ind. Eng. Chem. 26 (1934), 1183
9. A.P. Colburn; A.I.Ch. Engrs Trans. 29 (1933), 174
10. J.C. Smith; Ind. Eng. Chem. 34 (1942), 1248
11. A.P. Colburn, L.L. Millar, J.W. Westwater; Trans. A.I.Ch.E. 38 (1942),  
447
12. J.C. Smith, H.T. Robson; General Discussion on heat transfer,  
Inst. Mech. Engrs and Am. Soc. Mech. Engrs 11/9-'51
13. G.H.P. Bras; Chem. Eng. 60 (1953), 223, 238
14. G. Ackermann; Forschungsheft 382 (1937), 1
15. A.P. Colburn, T.B. Drew; Trans. Am. Inst. Chem. Eng. 33 (1937), 197
16. R.C. Cairns; Chem. Eng. Sci. 2 (1954), 215
17. G.H.P. Bras; Chem. Eng. 61 (1954), 190
18. G.H.P. Bras; Petr. Ref. 35, b (1956), 177
19. G.H.P. Bras; Petr. Ref. 36 (1957), 149
20. G.H.P. Bras; Chem. Eng. Sci. 6 (1957), 277
21. G.H.P. Bras; Chem. Eng. Sci. 9 (1958), 176
22. W.F. Carey, G.J. Williamson; Inst. Mech. Engrs Proc. 163 (1950), 41
23. T.K. Sherwood; Absorption and Extraction 1st Ed. (1937), 40
24. A.P. Colburn; Inst. Mech. Engrs Proc. 164 (1951), 448
25. R.C. Cairns; Chem. Eng. Sci. 2 (1953), 127, 288
26. T. Mizushima, T. Kotoo; Chem. Eng. Japan 13 (1949), 75
27. J.G. Lewis, R.R. White; Ind. Eng. Chem. 45 (1953), 486
28. T. Mizushima, N. Hashimoto, M. Nakajima; Chem. Eng. Sci. 2 (1959), 195
29. G.S. Cribb, E.T. Nelson; Chem. Eng. Sci. 5 (1956), 20, 29
30. R. Pollard; Manchester and District Junior Assoc. of Gas Engrs (1953)
31. R. Pollard; Gas Journ. 274 (1953), 428, 438
32. J. Algermissen; Chem. Ing. Techn. 30 (1958), 502
33. E. Kirschbaum, G. Lipphardt; Chem. Ing. Techn. 28 (1956), 319

34. R.B. Bird; Collegedictaat "Transportverschijnselen in stromende media 1958
35. J.H.M. Jacobs; Verslag Lab. Anorg. Scheik. (1958)
36. F.P.T.C. van Dijk; Verslag Lab. Anorg. Scheik. (1959)
37. J. D'Ans, E. Lax; Taschenbuch für Chemiker und Physiker (1949), 968
38. W. 't Hart; Physische constanten van water, Lab. Fys. Techn. (1957),

Appendix A.Stoftransport in de niet-isotherme grenslaag.

Om het stoftransport in de niet-isotherme grenslaag te beschrijven, gaan we uit van de zgn. Stefan - Maxwell vergelijking (34, blz 69). Deze geldt voor ideale gasen zonder druk- of thermodiffusie. Toegepast op een mengsel van twee gasen wordt deze vgl:

$$\frac{d}{dy} \frac{C_v}{C_v + C_g} = \frac{C_v C_g}{(C_v + C_g)^2 D} (u_g - u_v) \quad (A-1)$$

waarin:

|       |                                 |                        |
|-------|---------------------------------|------------------------|
| $y$   | = afstand tot het grensvlak     | [m]                    |
| $C_v$ | = concentratie van de damp      | [kmol/m <sup>3</sup> ] |
| $C_g$ | = concentratie van het gas      | [kmol/m <sup>3</sup> ] |
| $u_g$ | = snelheid van de gasmoleculen  | [m/s]                  |
| $u_v$ | = snelheid van de dampmoleculen | [m/s]                  |

De snelheden zijn de gemiddelde netto moleculaire snelheden in de y-richting.

Met de toestandsvergelijking voor ideale gasen kan dit geschreven worden als:

$$\frac{d}{dy} \frac{p}{P} = \frac{p (P-p)}{P^2 D} (u_g - u_v) \quad (A-2)$$

Voor ééNZijdige diffusie van de damp is  $u_g = 0$ .

De molenflux van de damp ( $\Phi''_{\text{mol},v}$ ) is:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = u_v C_v = u_v \frac{P}{RT} \quad (A-3)$$

Dus:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = - \frac{D}{RT} \frac{P^2}{P-p} \frac{d}{dy} \frac{p}{P} \quad (A-4)$$

Voor  $P = \text{constant}$  wordt dit:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = - \frac{D}{RT} \frac{P}{P-p} \frac{dp}{dy} \quad (A-5)$$

Voor gasen is ongeveer  $D \propto T^{3/2}$ , dus  $D/T \propto T^{1/2}$ .

Als we in het beperkte temperatuurgebied van de grenslaag  $D/T$  constant veronderstellen, dan is vgl. (A-5) te integreren:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = \frac{D}{RT} \frac{P}{\delta} \frac{p_m - p_i}{(P-p)_{lm}} \quad (\text{A-6})$$

$\delta$  = dikte van de grenslaag [m]

$\delta$  wordt zo gedefinieerd, dat:

$$k_g = \frac{D}{\delta} \quad (\text{A-7})$$

Deze is gedefinieerd voor het isotherme geval:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = k_g \Delta C \quad (\text{A-8})$$

$\Delta C$  = concentratieverschil van de damp over de grens-  
laag [kmol/m<sup>3</sup>]

Invullen in vgl. (A-6) geeft:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = k_g \frac{\bar{\rho}}{\bar{M}} \frac{p_m - p_i}{(P-p)_{lm}} \quad (\text{A-9})$$

$\bar{\rho}$  = gemiddelde soortelijke massa in de grenslaag [kg/m<sup>3</sup>]

$\bar{M}$  = gemiddeld moleculairgewicht in de grenslaag [kg/kmol]

In hoofdstuk III,1 is voor het niet-isotherme geval de stofoverdrachtscoëfficiënt gedefinieerd, gebaseerd op een partiaaldrukverschil:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = k'_g (p_m - p_i) \quad (\text{A-10})$$

Uit vgl. (A-9) en (A-10) volgt:

$$k_g = k'_g \frac{\bar{M}}{\bar{\rho}} (P-p)_{lm} \quad (\text{A-11})$$

In hoofdstuk III,2 wordt voor het niet-isotherme geval de stofoverdrachtscoëfficiënt gebaseerd op een vochtigheidsverschil:

$$\Phi''_{m,v} = k'_{gH} (H_m - H_i) \quad (\text{A-12})$$

$\Phi''_{m,v}$  = massaflux van de damp [kg/s m<sup>2</sup>]

Omdat voor de vochtigheid geldt:

$$H = \frac{p}{P-p} \frac{M_v}{M_g} \quad (A-13)$$

volgt uit vgl. (A-12) voor de molenflux:

$$\Phi''_{\text{mol},v} = k'_{gH} \frac{1}{M_g} \frac{P(p_m - p_i)}{(P-p_m)(P-p_i)} \quad (A-14)$$

Uit vgl'n (A-9) en (A-14) volgt:

$$k_g = k'_{gH} \frac{\bar{P}M}{\rho M_g} \frac{(P-p)_{lm}}{(P-p_m)(P-p_i)} \quad (A-15)$$

De relatie tussen  $k'_g$  en  $k'_{gH}$  volgt uit de vgl'n (A-11) en (A-15):

$$k'_{gH} = k'_g \frac{M_g (P-p_m)(P-p_i)}{P} \quad (A-16)$$

Appendix B.De analogie-relatie van Chilton en Colburn.

Omdat volgens Chilton en Colburn de  $j$ -factoren voor stof- en warmtetransport aan elkaar gelijk zijn, volgt hieruit voor de verhouding van de overdrachtscoëfficiënten:

$$\frac{\alpha_g}{k_g} = \rho_m (c_p)_m Le^{2/3} \quad (B-1)$$

Voor de niet-isotherme grenslaag kan men de stofoverdrachtscoëfficiënt baseren op het partiaaldrukverschil. Uit vgl. (A-11) en (B-1) volgt de analogie-relatie:

$$\frac{\alpha_g}{k'_g} = (c_p)_m \bar{M} \frac{\rho_m}{\rho} (P-p)_{lm} Le^{2/3} \quad (B-2)$$

Voor berekeningen met de enthalpie als drijvende kracht gebruikt men de stofoverdrachtscoëfficiënt, gebaseerd op een vochtigheidsverschil. Om tot een eenvoudige relatie tussen warmte- en stofoverdracht te komen, moeten meer verwaarlozingen toegepast worden. Uit de vgl'n (A-15) en (B-1) volgt:

$$\frac{\alpha_g}{k'_{gH}} = (c_p)_m \frac{\bar{M}}{M_g} \frac{\rho_m}{\rho} \frac{P(P-p)_{lm}}{(P-p_m)(P-p_i)} Le^{2/3} \quad (B-3)$$

In dergelijke berekeningen wordt de "humid heat"  $(c_H)$  gebruikt i.pl.v. de soortelijke warmte  $((c_p)_m)$ .

$$\text{Omdat} \quad c_H = (c_p)_m (1 + H_m) \quad (B-4)$$

$$\text{en} \quad H_m = \frac{p_m}{P-p_m} \frac{M_v}{M_g} \quad (B-5)$$

$$\text{geldt:} \quad (c_p)_m = c_H \frac{M_g}{M_v} \frac{P-p_m}{P} \quad (B-6)$$

Vgl. (B-3) is dus te schrijven als:

$$\frac{\alpha_g}{k'_{gH}} = c_H \frac{\bar{M}}{M_v} \frac{\rho_m}{\bar{\rho}} \frac{(P-p)_{lm}}{(P-p_i)} Le^{2/3} \quad (B-7)$$

Als de molecuulairgewichten van de damp en het gas niet te ver uiteen liggen, zal  $\bar{M} \approx M_v$ ,  $\rho_m \approx \bar{\rho}$  en tevens  $Le^{2/3} \approx 1$  zijn.

Als de partiaaldruk verschillen niet te ver uiteen liggen, kan de factor  $(P-p)_{lm} / (P-p_i)$  gelijk aan één worden gesteld.

Door het toepassen van al deze benaderingen komt men tot de eenvoudige formule:

$$\frac{\alpha_g}{k'_{gH}} = c_H \quad (B-8)$$

Appendix C.De richting van de werklijn in het onverzadigde gebied.

Voor de afleiding van de richting van de werklijn beschouwen we een schijfje van de condensorbuis met koelend oppervlak  $dA$ .

De stofbalans van de gasfase is:

$$k'_g \Delta p \, dA = d \left( \frac{\rho_m v^0}{M_m} \frac{p_m}{P} \right) \quad (C-1)$$

waarin:

$O$  = oppervlak van de dwarsdoorsnede van de dampruimte  $[m^2]$

De stroom niet-condenseerbaar gas ( $V_{mol,g}$ ) door de koelercondensor is constant.

$$V_{mol,g} = \frac{\rho_m v^0}{M_m} \frac{P - p_m}{P} \quad (C-2)$$

Invullen in vgl. (C-1) geeft:

$$k'_g \Delta p \, dA = V_{mol,g} \, d \left( \frac{p_m}{P - p_m} \right) \quad (C-3)$$

Na differentieren en elimineren van  $V_{mol,g}$  wordt de stofbalans:

$$k'_g \Delta p \, dA = \frac{\rho_m v^0}{M_m (P - p_m)} \, d p_m \quad (C-4)$$

De warmtebalans voor de gasfase is:

$$\alpha_g \Delta T \, dA = d (\rho_m v^0 (c_p)_m T_m) \quad (C-5)$$

Wanneer we gebruik maken van vgl. (C-2) en bovendien  $M_m (c_p)_m$  constant veronderstellen, dan kan vgl. (C-5) uitgewerkt worden tot:

$$\alpha_g \Delta T \, dA = \rho_m v^0 (c_p)_m \, dT_m + \frac{\rho_m v^0 T_m}{M_m P} \, d p_m \quad (C-6)$$

De tweede term van het rechterlid geeft de warmtestroom als gevolg van de dampstroom in radiale richting (diffunderende waterwaarde). Als we deze warmtestroom verwaarlozen, volgt uit

de vgl'n (C-4) en (C-6) voor de helling van de werklijn:

$$\frac{d T_m}{d p_m} = \frac{1}{(c_p)_m M_m (P-p_m)} \frac{\alpha_g}{k'_g} \frac{\Delta T}{\Delta p} \quad (C-7)$$

Met de analogie-relatie van Chilton en Colburn (Appendix B, vgl. (B-2)) wordt dit:

$$\frac{d T_m}{d p_m} = \frac{(P-p)_{lm}}{(P-p_m)} Le^{2/3} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta p} \quad (C-8)$$

als we de soortelijke massa, gemiddeld over de grenslaag en die in de kern gelijk stellen.

Appendix D.Foutberekening bij de bepaling van de grensvlakcondities.

In hoofdstuk I,4 wordt aangegeven hoe de grensvlakcondities afgeleid kunnen worden uit de condenssaatsamenstelling. De fouten, die hierbij optreden, worden vooral bepaald door de nauwkeurigheid, waarmee de T-x figuur van het systeem  $\text{H}_2\text{O} - \text{CO}_2$  bekend is.

Op het laboratorium voor anorganische scheikunde zijn door Jacobs (35), en later door van Dijk (36) enkele metingen aan dit systeem gedaan. De resultaten zijn m.b.v. de Wet van Henry omgerekend voor een totaal druk  $P = 1$  atm en uitgezet in fig. D 1 en fig. D 2.

In de literatuur (37) wordt de oplosbaarheid van  $\text{CO}_2$  in water opgegeven als functie van de temperatuur bij een totaal druk  $P = 1$  atm. Zie fig. D 2.

Voor de gastak worden geen literatuurgegevens vermeld. Met de veronderstelling, dat de aanwezigheid van  $\text{CO}_2$  geen invloed heeft op de partiële druk van water, is de gastak uit de p-T figuur van water (38) af te leiden. Dit geeft waarschijnlijk over een groot gebied ontoelaatbare afwijkingen. Zie fig. D 1.

Volgens Blanken en van Nederveen is de fout bij de  $\text{CO}_2$  - bepaling in het condensaat ca 1%, afgezien van de mogelijke fouten bij het monster nemen. In fig. D 2 is te zien dat eerstgenoemde fout bij het bepalen van  $T_i$  te verwaarlozen is in verband met de onnauwkeurigheid van de T-x figuur.

Hieronder volgen de fouten in de grensvlakcondities, behorende bij enkele waarden voor de condenssaatsamenstelling:

| $(1-x_c) \cdot 10^4$ | $T_i$ ( $^{\circ}\text{C}$ ) | $x_i$           |
|----------------------|------------------------------|-----------------|
| 6                    | $25 \pm 2$                   | $0,04 \pm 0,01$ |
| 5                    | $33 \pm 2$                   | $0,05 \pm 0,01$ |
| 4                    | $42 \pm 2$                   | $0,08 \pm 0,02$ |
| 3                    | $52 \pm 3$                   | $0,11 \pm 0,02$ |
| 2                    | $66 \pm 4$                   | $0,20 \pm 0,04$ |
| 1                    | $81 \pm 5$                   | $0,45 \pm 0,10$ |

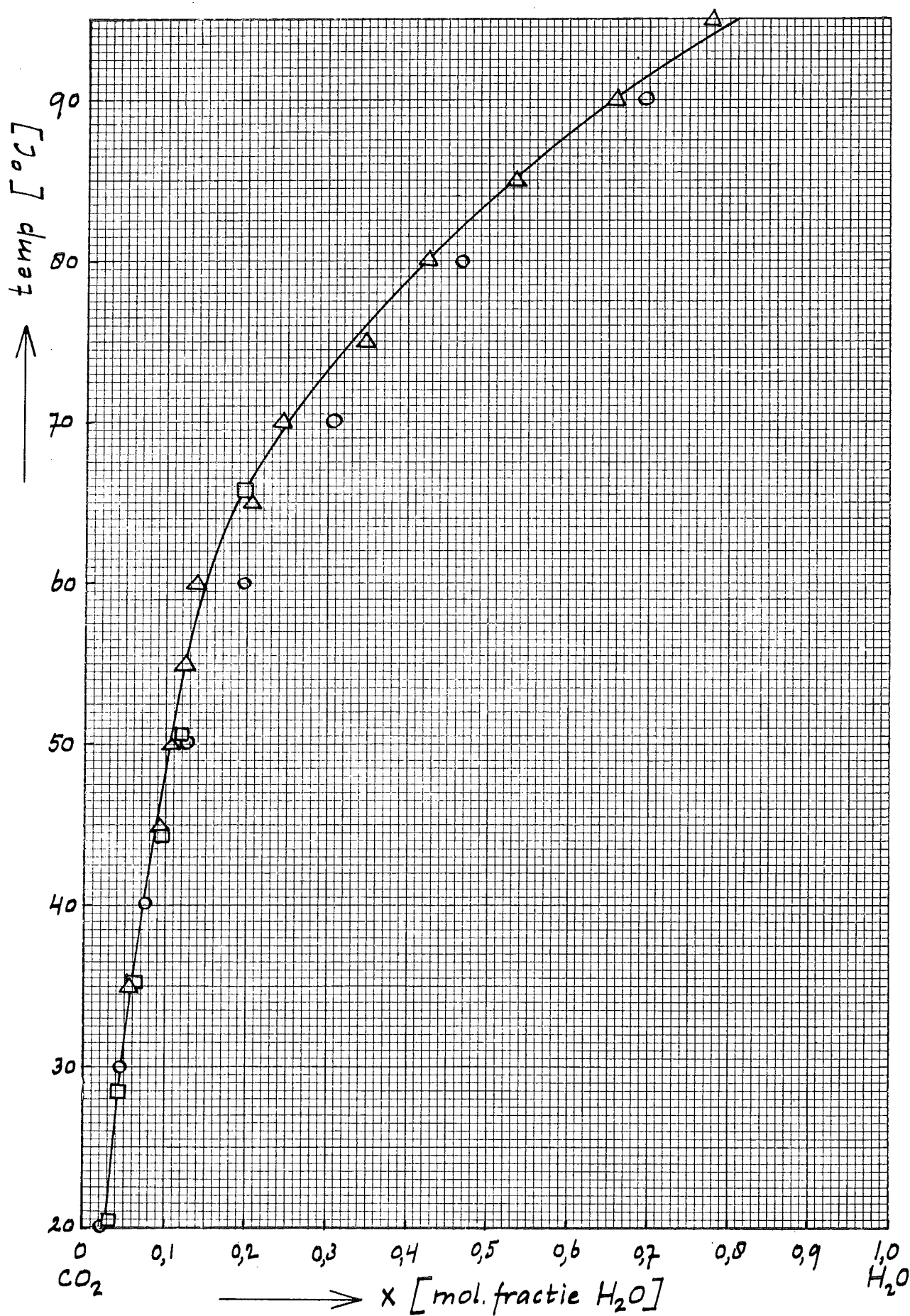


Fig. D1. Gastak vande T-x figuur  
van CO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O

○ uit gegevens voor water.  
△ van Dijk.  
□ Jacobs.

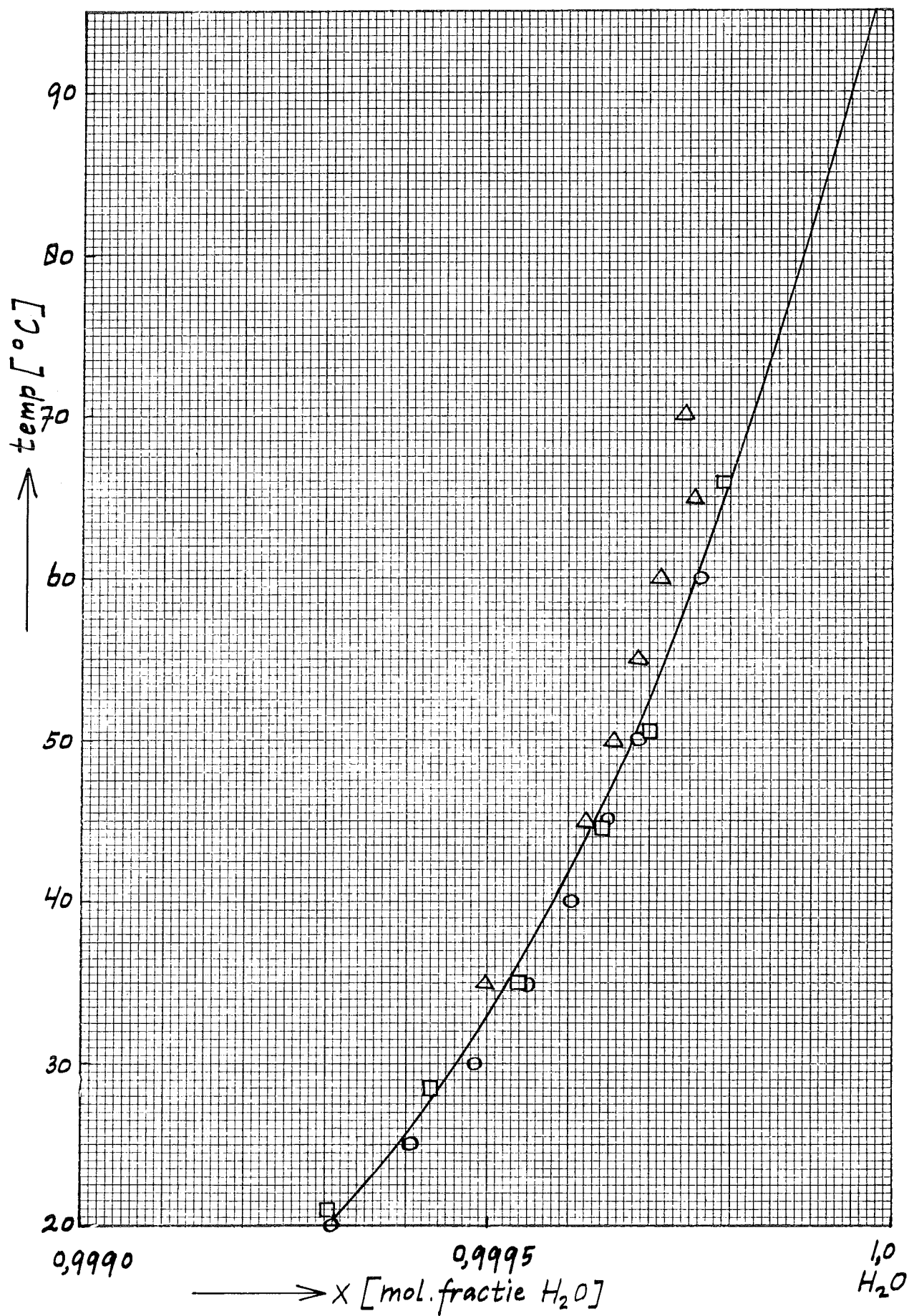


Fig. D2. Vloeistoftak van de T-x  
figuur van CO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O

○ Taschenbuch.  
△ van Dijk.  
□ Jacobs.

$1-x_c$  = mol fractie  $\text{CO}_2$  in het condensaat

$x_i$  = mol fractie  $\text{H}_2\text{O}$  in het gas aan het grensvlak.

Hieruit blijkt dat het raadzaam is de T-x figuur met grote nauwkeurigheid te bepalen.

Lijst van de belangrijkste symbolen.

| <u>symbool</u>   |                                                                                          | <u>eenheden in<br/>mks-stelsel</u> |
|------------------|------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------|
| A                | koelend oppervlak                                                                        | $[m^2]$                            |
| a                | temperatuurvereffeningscoëfficiënt                                                       | $[m^2/s]$                          |
| $c_H$            | "humid heat", soortelijke warmte van het mengsel per kg gas                              | $[J/kg \text{ } ^\circ C]$         |
| $c_p$            | soortelijke warmte bij constante druk                                                    | $[J/kg \text{ } ^\circ C]$         |
| D                | diameter van de damruimte                                                                | $[m]$                              |
| D                | diffusiecoëfficiënt van de damp                                                          | $[m^2/s]$                          |
| G                | massastroom niet-condenseerbaar gas                                                      | $[kg/s]$                           |
| H                | vochtigheid van het mengsel in kg damp per kg gas                                        |                                    |
| i                | enthalpie van het mengsel per kg gas                                                     | $[J/kg]$                           |
| I                | aangepaste enthalpie per kg gas (vgl. 2-18)                                              | $[J/kg]$                           |
| I'               | aangepaste enthalpie per kg gas (vgl. 2-32)                                              | $[J/kg]$                           |
| $k_g$            | stofoverdrachtscoëfficiënt van de grenslaag, gebaseerd op een concentratie-verschil      | $[m/s]$                            |
| $k'_g$           | idem, gebaseerd op een partiaaldrukverschil                                              | $[kmol \text{ s}/kg \text{ m}]$    |
| $k'_{gH}$        | idem, gebaseerd op een vochtigheidsverschil                                              | $[kg/m^2 \text{ s}]$               |
| M                | moleculairgewicht                                                                        | $[kg/kmol]$                        |
| P                | totaaldruk                                                                               | $[N/m^2]$                          |
| p                | partiaaldruk van de damp                                                                 | $[N/m^2]$                          |
| $\Delta p$       | verschil in partiaalspanning van de damp over de grenslaag                               | $[N/m^2]$                          |
| $(P-p)_{lm}$     | logaritmisch gemiddelde van de partiaaldruk van de damp aan weerszijden van de grenslaag | $[N/m^2]$                          |
| q                | afgevoerde hoeveelheid warmte door het koelwater                                         | $[J/s]$                            |
| T                | temperatuur                                                                              | $[^\circ C]$                       |
| $\Delta T$       | temperatuurverschil over de grenslaag                                                    | $[^\circ C]$                       |
| $\Delta T_{tot}$ | verschil in temperatuur van het mengsel in de kern en van het koelwater                  | $[^\circ C]$                       |
| v                | massasnelheid van het mengsel in de kern                                                 | $[m/s]$                            |
| $\alpha_g$       | warmteoverdrachtscoëfficiënt van de grenslaag                                            | $[J/m^2 \text{ s } ^\circ C]$      |
| $\alpha_o$       | warmteoverdrachtscoëfficiënt van het koelwater naar het grensvlak                        | $[J/m^2 \text{ s } ^\circ C]$      |
| $\alpha_{tot}$   | totale warmteoverdrachtscoëfficiënt van het koelwater naar het mengsel in de kern        | $[J/m^2 \text{ s } ^\circ C]$      |
| $\Lambda_v$      | condensatiewarmte van de damp                                                            | $[J/kg]$                           |
| $\nu$            | kinematische viscositeit                                                                 | $[m^2/s]$                          |
| $\rho$           | soortelijke massa                                                                        | $[kg/m^3]$                         |

Indices.

| <u>Index</u> | <u>heeft betrekking op:</u>            |
|--------------|----------------------------------------|
| <i>g</i>     | gas                                    |
| <i>i</i>     | grensvlak tussen condensaat en gasfase |
| <i>l</i>     | koelwater                              |
| <i>m</i>     | kern van het gas-damp mengsel          |
| <i>v</i>     | damp                                   |
| <i>-</i>     | gemiddelde waarde in de grenslaag      |

Kengetallen.

$$\text{Le} = \frac{a}{ID} = \text{Lewis getal}$$

$$\text{Nu} = \frac{\frac{\alpha}{g} D}{\lambda} = \text{Nusselt getal}$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} = \text{Prandtl getal}$$

$$\text{Re} = \frac{v D}{\nu} = \text{Reynolds getal}$$

$$\text{Sc} = \frac{\nu}{D} = \text{Schmidt getal}$$

$$\text{Sh} = \frac{\frac{k}{g} D}{D} = \text{Sherwood getal}$$

$$\text{St} = \frac{\text{Nu}}{\text{Re Pr}} = \text{Stanton getal}$$

$$\text{St}_M = \frac{\text{Sh}}{\text{Re Sc}} = \text{Stanton getal voor stoftransport}$$