

36

Archiefexemplaar

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

Afstudeerverslag No.

door

.....L.E.M. Mudde, April 1954

36

ENIGE DESORPTIEMETINGEN

----- IN EEN NATTE-WAND KOLOM -----

APRIL 1954.

L.E.M. Mudde
Oude Delft 31
Delft.

(Hoflaan 11
Rotterdam-0)

INHOUD.

- A. I. Inleiding.
 - II. Literatuurgegevens voor het systeem H₂O/lucht.
 - III. De vloeistoffilm.
- B. Beschrijving apparatuur.
- C. Desorptie van water met lucht in een natte-wand kolom.
- D. Desorptie van water uit glycerine-watermengsels.

Bij de desorptie van water in lucht in een natte-wand kolom moet er volgens Chilton en Colburn een analogie bestaan tussen de warmte- en stofoverdracht en de wrijvingsverliezen, gedefiniëerd door de Fanning friction factor. Bij grote temperatuurverschillen tussen gas en vloeistof blijken er afwijkingen op te treden.

Bij de desorptie van water uit een glycerine-water mengsel treedt er bij hogere glycerine-concentraties een weerstand in de vloeistoffase op.

Deze weerstand neemt toe met de verblijftijd van de vloeistof in de kolom.

Gebruikte symbolen.

- A = Omtrek van de kolom in m ($= \pi \cdot D_i$)
B = Barometerstand in mm H₂O.
D_i = Doorsnede (inwendig) van de kolom in m.
D = Diff.coëff. in m²/sec.
G = Gasstroom in kg/sec van de inerte component.
G'' = Gasstroom dichtheid in kg/m² sec. v.d. inerte compon.
H = Constante van Henry.
K_G = Totale stofoverdrachtscoëfficiënt mol/N sec.
K_L = Totale stofoverdrachtscoëfficiënt m/sec.
L = Lengte van de kolom in m.
L = Vloeistofstroom in kg/sec.
M = Molec.gewicht in kg/kmol.
P = Totale druk in N/m².
△W = Warmteverlies in waHs.
- a = Hoeveelheid verdampt over zekere hoogte = G △ y
a = $\lambda/c_p \cdot \rho$ = temperatuurvereffeningscoëfficiënt.
c = Soortelijke warmte.
c = Concentratie in molen/m³.
f = fugaciteit.
f = Fanning Friction factor.
g = Versnelling van de zwaartekracht m²/sec.
k_g = Stofoverdrachtscoëfficiënt voor de gasfase.
k_L = Stofoverdrachtscoëfficiënt voor de vloeistoffase.
P_{BM} = log.gem. gasdruk van de inerte component aan de grens en in het midden van de gasstroom in N/m².
p_g = partiëlespanning H₂O in lucht.
p_L = waterdampspanning van de vloeistof.
r = verdampingswarmte in KJ/kg
r = straal van de buis in m.
t = gemiddelde verblijftijd in sec.
v = lin.snelheid in m/sec.
x = samenstelling in kg H₂O/kg glycerine.
x = Hoeveelheid verdampt water/hoeveelheid uitgaand water.
y = vochtigheid lucht in kg water/kg droge lucht.
z = hoogte van de kolom in m.
z_i = dikte laminaire grenslaag van het gas in m.

vervolg: Gebruikte symbolen.

α = Warmte-overdrachtcoëfficiënt $\text{KJ/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C sec.}$

β = Constante.

δ = dikte van de vloeistoffilm in m.

η = viscositeit in N sec/m^2 .

λ = warmtegeleidingsvermogen in $\text{KJ/m } ^\circ\text{C sec.}$

ρ = dichtheid in kg/m^3 .

τ = schuifspanning in kg/sec.

ϕ_m = massastroom in kg/sec.

ϕ_m'' = massastroom dichtheid in $\text{kg/m}^2 \text{ sec.}$

ϕ_v = volumestroom in $\text{m}^3/\text{sec.}$

$$\text{Re} = \frac{\rho v D_i}{\eta}$$

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D_i}{\lambda}$$

$$\text{Pr} = \frac{\eta C_p}{\lambda}$$

$$\text{Sh} = \frac{k \cdot D_i}{D}$$

$$\text{Sc} = \frac{\eta}{\rho \cdot D}$$

$$\text{Fo} = (= \mathcal{E}) = \frac{D \cdot t}{\delta^2}$$

$$\text{Ab} = \text{Sh} \sqrt{\text{Fo}} = k_L \sqrt{t/D_L}$$

I. Inleiding.

De stofoverdracht van een vloeibare fase naar een gasfase (en vice versa) kan nagegaan worden in een natte-wand kolom.

Deze kolom wordt gevormd door een verticale gladde buis met cirkelvormige doorsnede, waarbij men de vloeistof langs de binnenwand naar beneden laat stromen, terwijl het gas zich in tegengestelde richting door de buis beweegt.

Het uitwisselingsoppervlak is nauwkeurig bekend en de stofoverdracht kan geschreven worden in de vorm van een differentiaalvergelijking:

$$d\phi_m = K \cdot \Delta f \cdot A \cdot dz \cdot M$$

waarin Δf de drijvende kracht voorstelt, uitgedrukt door het verschil in fugaciteit van het bestanddeel, dat van fase verandert, $A \cdot dz$ het uitwisselingsoppervlak over een kleine hoogte dz en $d\phi_m$ de stofstroom over deze hoogte. K is een evenredigheidsconstante, de totale stofoverdrachtscoëfficiënt genoemd.

Als ϕ_m is uitgedrukt in kg/sec en K betrokken is op een molenstroom, moet ϕ_m nog gedeeld worden door het moleculairgewicht M .

In het algemeen heeft men te maken met stofoverdracht van een laminair stromende vloeistoffilm naar een gas in turbulentie. (v.v.)

De stroomsnelheid van het gas is in het midden maximaal en nadert tot nul t.o.v. de fasegrens aan deze grens. De radiale diffusie wordt voor het grootste deel van de doorsnede beheerst door de z.g. turbulente diffusie, daar deze veel groter is dan de moleculaire diffusie. In het gebiedje, dat de gasfase begrenst, nadert de turbulentie tot nul en is de moleculaire diffusie overwegend. Deze is evenredig met de diffusiecoëfficiënt D_g en de fugaciteitsgradient df/dr . Het diffusie-transport t.g.v. de turbulentie is eveneens evenredig met df/dr .

Bij desorptie wordt het stoftransport van het vloeistofoppervlak gegeven door: $d\phi_m = k_g (f_i - f_g) \cdot M \cdot A \cdot dz$, waarin f_i de fugaciteit aan het oppervlak is en f_g de gemiddelde fugaciteit in het gas. k_g is de stofoverdrachtscoëfficiënt voor de gasfase.

Zijn de vloeistof en de te de- of absorberen stof identiek, dan behoeft deze laatste niet uit de vloeistof naar het oppervlak getransporteerd te worden en beheerst k_g de overdracht.

Is de te de- of absorberen stof opgelost in een inerte vloeistof, dan moet, omdat verarming aan het oppervlak optreedt, het transport hierheen door moleculaire diffusie plaats vinden, daar de stroming laminair is. Er stelt zich een concentratiegradient in en men kan het stoftransport aangeven door:

$$d\phi_m = k_L \cdot (f_L - f_i) \cdot M \cdot A \cdot dz$$

$1/K$ heeft de waarde van een stofweerstand, die bij een overgang van de vloeibare naar de gasfase opgebouwd gedacht kan worden uit twee termen $1/k_L$ en $1/k_g$, die resp. de weerstand in vloeistof- en gasfase aangeven.

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{k_g} + \frac{1}{k_L}$$

f_i wordt gevonden uit: $k_g/k_L = (f_L - f_i)/(f_i - f_g)$.

Deze redenering berust op de veronderstelling, dat aan het oppervlak evenwicht heerst tussen de fasen, zodat

$$f_{iL} = f_{ig} = f_i$$

Het feit, dat de voornaamste diffusieweerstand bij turbulente stroming zich bevindt in het gebied dicht bij het oppervlak, leidde tot de veronderstelling, dat de turbulente stroom begrensd wordt door een laminaire laag, waar het stoftransport door moleculaire diffusie plaats vindt. In dit geval zou echter de transportsnelheid evenredig moeten zijn met de diffusiecoëfficiënt D_g :

$$\phi_m'' = \frac{D_g \cdot P}{RT \cdot z_i \cdot p_{BM}} \cdot (f_i - f) \cdot M$$

Hierin is P de totaal druk, p_{BM} het logaritmisch gemiddelde van de gasdruk van de inerte component aan de grens en in het midden van de gasstroom en z de dikte van de laminaire laag. Hieruit volgt:

$$k_g = \frac{D_g \cdot P}{RT \cdot z_i \cdot p_{BM}}$$

Het is duidelijk, dat de veranderingen in k_g uitgedrukt kunnen worden in variaties van de laagdikte z_i . Dit is echter een fictieve grootte, daar ook in de grenslaag de turbulente diffusie nog een rol speelt.

In het algemeen kan men zeggen, dat $k_{gRT} = k_c = f(G'', D_i, \eta, D_g, \rho)$, waarin G'' de massastroom van het gas in $\text{kg/m}^2 \cdot \text{sec}$ is, D_i de diameter, η de viscositeit, D_g de diffusiecoëfficiënt en ρ de dichtheid van het gas.

Een dimensie-analyse levert een rangschikking in drie dimensieloze groepen op:

$$\frac{k_c \cdot D}{D_g} = f \left[\left(\frac{D \cdot G}{\eta} \right) \left(\frac{\eta}{\rho \cdot D_g} \right) \right]$$

ofwel: $(Sh) = f [(Re)(Sc)]$

Uit metingen is het volgende verband gevonden:

$$(Sh) = 0.023 (Re)^{0.8} \cdot (Sc)^{1/3}$$

Een andere schrijfwijze hiervoor is:

$$j_D = (Sh) \cdot (Re)^{-1} \cdot (Sc)^{-0.33} = 0.023 (Re)^{-0.2}$$

$$\frac{k_c \cdot D}{D_g} \cdot \frac{\eta}{D \cdot G} \cdot \frac{\rho \cdot D_g}{\eta}^{0.33} = 0.023 Re^{-0.2}$$

$$j_D = \frac{k_c}{v} \cdot Sc^{0.67} = 0.023 Re^{-0.2} \quad (v = \text{de lineaire snelheid}).$$

Daar $k_c = RT \cdot k_g$ en $RT = P \cdot M_{\text{gem}}/\rho$, kan men voor de uitdrukking k_c/v ook schrijven: $k_g \cdot M_{\text{gem}} \cdot P/v \cdot \rho =$

$$j_D = \frac{k_g \cdot M_{\text{gem}} \cdot P}{G} \cdot Sc^{0.67},$$

waarin M_{gem} het gemiddelde moleculair gewicht van de gas-fase is en P de druk van de inerte component.

II. Uit de literatuur bekende onderzoeken van het stelsel water-lucht.

(13)

Gilliland bestudeerde de verdamping van negen verschillende vloeistoffen in lucht in een natte-wand kolom

(1.16 m lang, doorsnede 2.67 cm) met, ten einde een uniform turbulente stroom te krijgen, in- en uitloopstukken, z.g. calming sections, 1.50 m lang. (Zonder deze voorzetstukken zou men een hogere stofoverdracht krijgen.) Hij verrichtte metingen bij verschillende drukken (0.145 tot 3.06 atm.), terwijl vloeistof en gas in gelijke of tegengestelde richting stroomden.

Bij lage dampspanningen van de vloeistof (d.w.z. bij niet te hoge temperaturen) kan men de damp als ideaal beschouwen, zodat de fugaciteit overeenkomt met de partiaalspanning van de damp.

De drijvende kracht voor de verdamping werd berekend uit het logaritmisch gemiddelde van het verschil van de vloeistofdampspanning en de partiaaldruk van de damp in het gas bij de in- en uitgang van de kolom. Gilliland vindt de volgende afhankelijkheid:

$$Sh \cdot \frac{P_{BM}}{P} = 0.023 Re^{0.83} Sc^{0.44} ,$$

die voldoet in een gebied van $Re = 2 \cdot 10^3$ tot $35 \cdot 10^3$, terwijl Sc varieert van 0.60 tot 2.5. Het getal van Re is gebaseerd op de snelheid t.o.v. de buiswand, daar dit betere

TABLE I. DATA AND CALCULATED RESULTS FOR WATER

Run No.	Air Temp., ° F.		Water Temp., ° F.		Humidity, Lb. H ₂ O/Lb. Bone-Dry Air		Rate, Lb./Min.		1/G ^{0.83}	1/h _H	h _H d/k	h _{vd} /ρD _v	j _H	j _D	dr/B _H	dr/B _D	Re
	Bottom	Top	Bottom	Top	Bottom	Top	Air	Water									
1	170.4	110.3	79.3	75.6	0.0112	0.0163	0.610	1.31	0.056	0.116	47.5	32.2	0.00444	0.00325	56.0	43.8	12,050
2	169.3	109.4	77.7	75.2	0.0110	0.0159	0.558	1.31	0.060	0.127	43.5	28.2	0.00445	0.00311	51.3	37.9	11,060
3	167.0	107.8	78.1	75.2	0.0110	0.0161	0.484	1.31	0.068	0.143	38.8	25.9	0.00456	0.00330	45.3	34.6	9,570
4	164.8	104.9	77.0	73.4	0.0110	0.0161	0.434	1.32	0.074	0.154	36.0	30.4	0.00472	0.00429	42.0	40.2	8,600
5	157.1	100.4	76.5	74.3	0.0109	0.0160	0.313	1.29	0.095	0.198	28.2	19.8	0.00506	0.00385	32.4	25.8	6,230
6	176.9	114.8	82.0	75.2	0.735	0.87	0.048	0.101	54.2	...	0.00423	64.6	..	14,460
7	168.8	103.5	70.2	63.7	0.0112	0.0134	0.560	1.26	0.060	0.129	43.0	...	0.00436	50.4	..	11,190
8	170.4	111.2	81.3	78.1	0.0113	0.0190	0.560	1.26	0.060	0.124	44.5	46.1	0.00453	0.00507	52.4	61.9	11,040
9	167.0	108.5	80.2	77.7	0.0105	0.0182	0.432	1.19	0.074	0.156	35.7	33.6	0.00468	0.00480	41.5	44.8	8,530
10	162.5	105.8	79.9	77.9	0.0105	0.0187	0.365	1.06	0.085	0.178	31.3	33.4	0.00486	0.00560	36.3	43.9	7,240
11	156.9	104.0	80.2	78.8	0.0113	0.0181	0.278	0.88	0.105	0.229	24.4	17.7	0.00493	0.00387	28.0	22.9	5,520
12	168.8	122.0	92.8	97.3	0.0122	0.0282	0.650	1.01	0.053	0.109	50.2	38.6	0.00443	0.00369	58.7	51.6	12,650
13	171.5	121.1	91.8	96.1	0.0105	0.0277	0.724	1.01	0.049	0.094	58.1	47.0	0.00462	0.00403	68.2	63.0	14,080
14	172.4	119.3	91.4	95.5	0.0105	0.0281	0.770	0.97	0.047	0.083	65.8	54.9	0.00491	0.00442	77.4	73.3	15,020
15	167.0	120.4	92.1	95.9	0.0107	0.0277	0.523	0.97	0.064	0.135	40.6	34.6	0.00446	0.00409	47.4	45.9	10,210
16	162.5	118.8	93.9	97.9	0.0110	0.0290	0.406	0.99	0.078	0.165	33.5	25.9	0.00489	0.00392	38.6	33.3	7,930
17	153.5	113.9	94.3	96.3	0.0110	0.0295	0.320	1.65	0.094	0.198	28.0	23.2	0.00497	0.00444	32.2	30.1	6,280
18	152.6	112.1	93.9	96.3	0.0107	0.0296	0.276	1.30	0.106	0.213	26.2	20.8	0.00534	0.00459	29.9	26.8	5,430
19	162.5	117.3	93.2	96.4	0.0106	0.0282	0.416	1.32	0.076	0.156	35.3	27.2	0.00484	0.00402	40.9	35.7	8,150
20	151.5	108.5	90.3	92.1	0.0110	0.0283	0.274	1.28	0.107	0.211	26.5	20.3	0.00545	0.00450	30.2	26.1	5,360
21	148.5	107.2	91.2	92.8	0.0111	0.0270	0.238	1.28	0.119	0.231	24.3	17.0	0.00571	0.00457	27.5	22.9	4,700
22	143.6	105.1	91.2	93.0	0.0111	0.0278	0.202	1.28	0.136	0.257	21.9	16.6	0.00607	0.00496	24.8	20.9	3,980
23	137.8	103.1	91.6	93.2	0.0111	0.0284	0.167	1.28	0.158	0.297	19.1	14.3	0.00637	0.00519	21.4	18.0	3,310
24	131.4	100.8	91.9	93.4	0.0110	0.0289	0.134	1.28	0.189	0.340	16.8	12.1	0.00691	0.00544	18.7	15.1	2,660
25	125.4	98.6	91.9	93.2	0.0105	0.0291	0.102	1.28	0.234	0.410	14.0	9.8	0.00753	0.00572	15.4	11.9	2,030
26	119.3	97.7	92.1	93.4	0.0108	0.0286	0.075	1.28	0.301	0.559	10.3	6.6	0.00752	0.00520	11.2	7.9	1,500
27	105.6	94.6	92.5	93.2	0.0103	0.0293	0.051	1.28	0.409	0.685	8.5	5.0	0.00902	0.00573	9.1	5.8	1,030
28	169.0	122.9	91.8	98.4	0.0105	0.0279	0.648	0.77	0.054	0.112	48.0	36.9	0.00433	0.00352	57.2	49.1	12,020
29	175.3	123.1	92.1	99.3	0.0107	0.0273	0.790	0.73	0.046	0.084	64.8	44.7	0.00474	0.00352	76.5	60.1	15,340
30	176.9	124.7	90.7	99.3	0.0106	0.0284	0.862	0.47	0.043	0.081	67.5	44.3	0.00453	0.00320	79.9	59.9	16,740
31	177.4	128.5	91.8	97.0	0.0110	0.0285	0.915	0.16	0.041	0.088	62.1	36.3	0.00392	0.00249	73.3	49.4	17,740
32	177.8	128.3	91.9	98.2	0.0115	0.0250	0.920	0.25	0.040	0.085	64.3	39.7	0.00404	0.00271	75.9	54.0	17,830
33	177.8	125.6	92.5	99.7	0.0124	0.0280	0.920	0.41	0.040	0.076	71.0	47.6	0.00452	0.00325	84.9	64.7	17,830
34	177.8	122.0	93.2	100.2	0.0132	0.0303	0.920	0.55	0.040	0.068	82.8	55.5	0.00520	0.00375	98.0	75.0	17,870
35	172.4	122.7	95.5	99.7	0.0118	0.0309	0.645	1.28	0.054	0.102	53.8	41.2	0.00470	0.00398	62.9	55.1	12,530
36	158.0	116.6	93.9	99.5	0.0109	0.0309	0.312	0.68	0.095	0.200	27.7	27.7	0.00505	0.00428	31.8	28.2	6,000
37	164.3	118.4	96.4	99.5	0.0110	0.0320	0.415	1.50	0.078	0.147	37.6	29.6	0.00517	0.00440	48.4	38.8	8,100

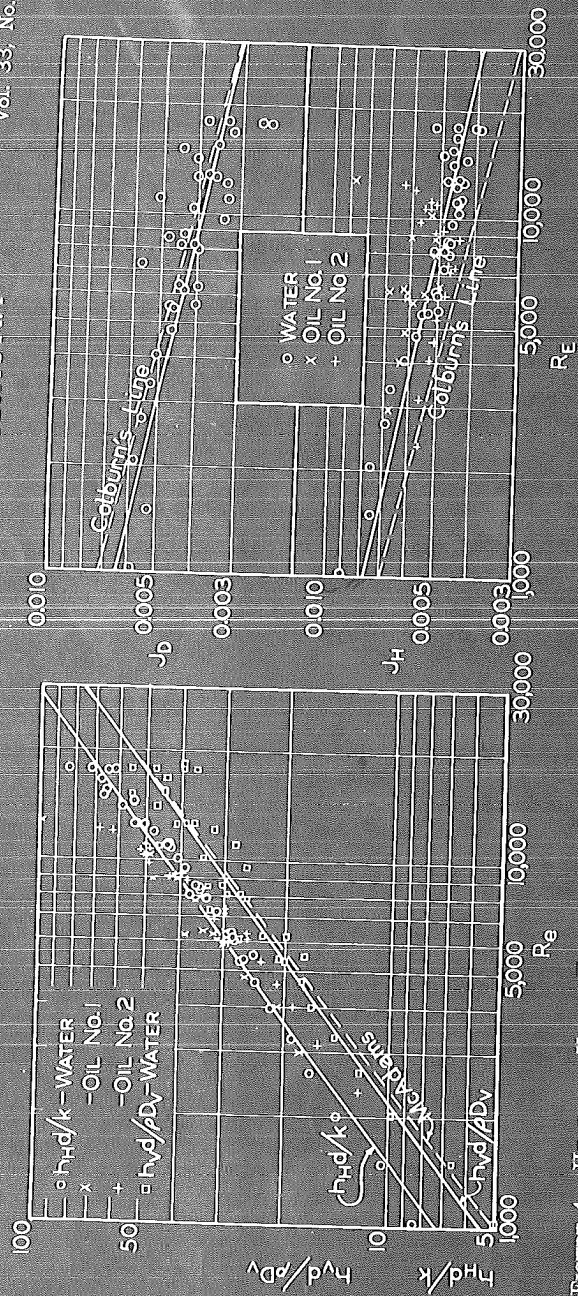


FIGURE 4. HEAT AND VAPOR TRANSFER DATA COMPARED ON THE BASIS OF MCADAMS AND MODIFIED GILLILAND EQUATIONS WITH MCADAMS' LINE FOR HEAT TRANSFER

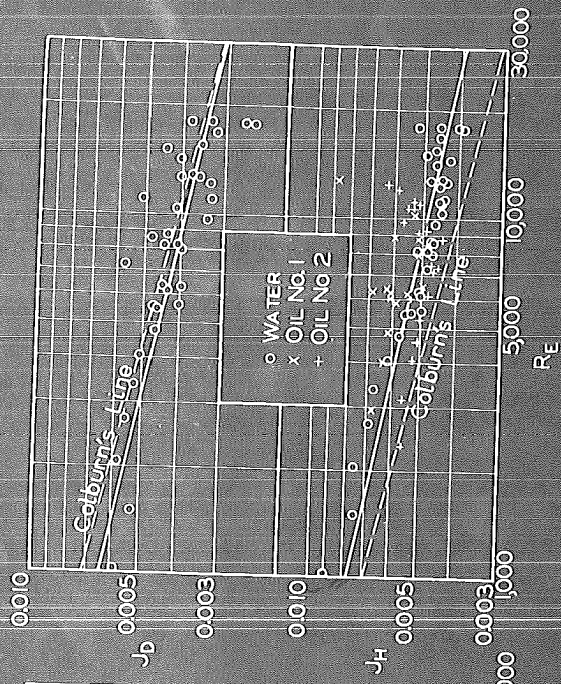


FIGURE 5. HEAT AND VAPOR TRANSFER DATA COMPARED ON THE BASIS OF COLBURN'S THEORY

$$\text{waarin } j_H = \frac{\alpha}{c \cdot G} \cdot \frac{c \cdot \eta}{\lambda}^{2/3}$$

α de warmte-overdrachtscoëfficiënt, c de soortelijke warmte, G de massasnelheid en λ het warmtegeleidingsvermogen is. f is de Fanning friction factor, bekend uit de stromingsvergelijking.

Barnet en Kobe (12) deden metingen van de warmte- en stofoverdracht in een nattetwand kolom (4' lang, 1" doorsnede) met „calming sections" van resp. 5' en 3'. Zij bestudeerden de warmte-overdracht bij twee verschillende oliën en de gecombineerde stof- en warmte-overdracht bij water.

In een eerste grafiek wordt Sh en Nu uitgezet als functie van Re . Zij vergelijken de gevonden waarden met de door McAdams gevonden lijn, gegeven door:

$$Nu = 0.0225 Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad \text{ofwel voor } Pr^{0.4} = 0.90$$

$$Nu = 0.021 Re^{0.8} \quad (\text{zie grafiek})$$

en komen tot de conclusie, dat de warmte-overdracht ongeveer 33 % hoger is dan bij transport naar een droge wand.

Volgens Gilliland en Sherwood geldt voor de stofoverdracht:

$$Sh = 0.023 Re^{0.83} \cdot Sc^{0.44} \quad \text{ofwel voor } Sc = 0.60$$

$$Sh = 0.018 Re^{0.83}$$

Barnet en Kobe vinden waarden, die ongeveer 11 % beneden deze lijn liggen en praktisch met de McAdams lijn voor warmte-overdracht samenvallen.

De waarnemingen door Gilliland gedaan bij de desorptie van water zijn door hem in een tabel verenigd. De waarden voor Re en Sh zijn hierin eveneens te vinden. Met de formule $j_D = 0.023 Re^{-0.2} = Sh \cdot Sc^{-0.33} \cdot Re^{-1}$ werd j_D berekend en deze gegevens werden in een grafiek uitgezet.

Run:	Sh	Re.10 ⁻⁴	j _D .10 ⁴	Run:	Sh	Re.10 ⁻⁴	j _D .10 ⁴
W 1p	43.7	10.8	48	W31p	80.3	2.18	44
W 3p	40.0	10.3	46	W33c	22.2	0.47	56
W 5c	23.5	0.52	54	W37c	28.5	0.74	46
W 7c	29.6	0.71	50	W39c	39.3	0.91	51
W 9c	25.5	0.62	49	W41p	35.1	0.83 ⁵	50
W11c	10.3	0.23	53	W45p	18.9	0.40 ⁵	55 ⁵
W13c	34.5	0.93	44	W47p	11.3	0.22	61
W15p	54.9	1.40	47	W49p	60.9	1,93	38
W17p	34.0	0.94	43	W51p	82.8	2.63	37
W19p	27.9	0.69	48	W53p	10.3	0.19	64 ⁵
W21p	19.4	0.45	51	W55c	18.2	0.40	54
W23p	14.8	0.32	55	W57p	18.6	0.37	60
W25p	35.1	0.94	44	W59c	21.7	0.50	52
W27c	15.4	0.33 ⁵	55	W61p	42.2	1.04	43
W29c	9.9	0.20 ⁵	59	W65p	73.0	1.98	44
				W67p	26.6	0.52	61

De letters p en c duiden op parallel en countercurrent flow.

In eenzelfde grafiek zijn de waarnemingen van Barnet en Kobe, evenals die van Jackson en Ceaglske (14) uitgezet.

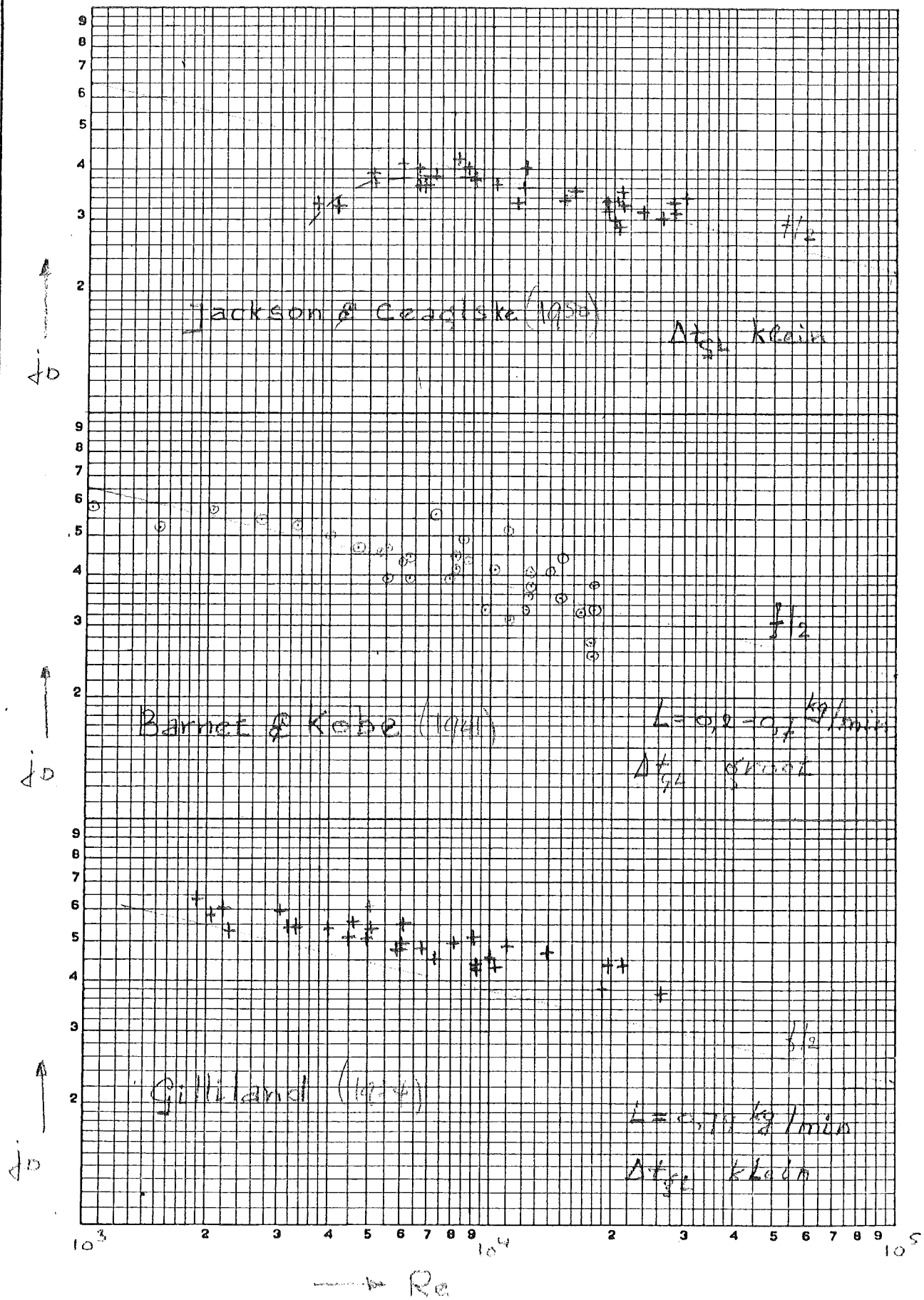
De waarnemingen van de laatsten komen redelijk met elkaar overeen; alleen vinden Jackson en Ceaglske afwijkingen met de rechte $f/2$ bij een Reynoldsgetal van 7000. Men bevindt zich dan reeds in het overgangsgebied van laminaire naar turbulente stroming. Misschien dat bij gebruik van een korter inloopstuk (0.75 m) dit eerder merkbaar is.

De hogere stofoverdracht bij Gilliland zou misschien veroorzaakt kunnen zijn door de vrij hoge vloeistofsnelheden, waardoor het oppervlak meer gerimpeld is.

De grotere spreiding in de waarnemingen van Barnet en Kobe zijn wellicht toe te schrijven aan de grotere temperatuurverschillen tussen gas en vloeistof, ofschoon enige systematiek hierbij niet te vinden is.

III. De vloeistoffilm.

Het oppervlak van de laminaire vloeistoffilm is gerimpeld. Kapitza (4) berekent dat door het optreden van oppervlaktekrachten een gegolfd filmoppervlak stabiel is dan



Stofoverdracht water/lucht

Gr. I

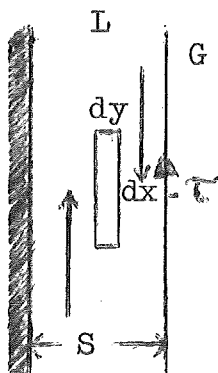
een glad boven een bepaalde waarde van het getal van Reynolds. ($Re = 10$ à 20). Welke invloed deze rimpeling heeft door de vergroting van het oppervlak en op de aard van de grensvlakverschijnselen is moeilijk na te gaan. Door toevoeging van een oppervlakte-actieve stof (Teepol) kan men deze verschijnselen onderdrukken, maar Teepol kan de film met een monomoleculaire laag bedekken en daardoor de stofoverdracht bemoeilijken. Bovendien is er het praktische bezwaar, dat de langsstrijkende gasstroom zeer gemakkelijk vloeistofdeeltjes meesleurt, waardoor iedere verdere meting zinloos wordt.

De invloed van deze rimpeling op de laminaire stroming en de snelheidsverdeling is niet bekend.

In het navolgende zal steeds verondersteld worden, dat het oppervlak volkomen glad is.

Bestaat de vloeistof dus uit twee componenten, dan vindt het transport van de vluchtige component naar het oppervlak toe door moleculaire diffusie plaats.

Uitgaande van het drukverlies van een luchtstroom over een bepaalde buislengte, kan men komen tot een indruk van de snelheidsverdeling in de laminaire vloeistoflaag. Stelt men de schuifkracht aan het oppervlak van een vallen film τ ,



dan kan men de volgende vergelijking opstellen:

$$b \cdot dx \cdot dy \cdot \eta \cdot \frac{d^2 v}{dy^2} = \rho \cdot g \cdot b \cdot dx \cdot dy$$

$$\eta \cdot \frac{d^2 v}{dy^2} = -\rho \cdot g$$

$$\eta \cdot \frac{dv}{dy} = -\rho \cdot g \cdot y + C_1$$

$$\eta \cdot v = -\rho \cdot g / 2 \cdot y^2 + C_1 \cdot y + C_2$$

Voor $y = 0$, is $v = 0$ en dus is $C_2 = 0$

$$y = \delta, \text{ is } \eta \left(\frac{dv}{dy} \right)_{\delta} = -\tau = -\rho \cdot g \cdot \delta + C_1 \longrightarrow$$

$$\longrightarrow C_1 = -\tau + \rho \cdot g \cdot \delta$$

De oplossing is dus: $\eta \cdot v = -\rho \cdot g \cdot y^2 / 2 + \rho \cdot g \cdot \delta \cdot y - \tau \cdot y$

$$\begin{aligned} \varnothing_v &= \int_0^{\delta} v \cdot b \cdot dy = \frac{b}{\eta} (-\rho \cdot g \cdot \delta^{3/6} + \rho \cdot g \cdot \delta^{3/2} - \tau \cdot \delta^{2/2}) = \\ &= \frac{b}{\eta} (\rho \cdot g \cdot \delta^{3/3} - \tau \cdot \delta^{2/2}) \end{aligned}$$

$$v_{\delta} = \frac{1}{\eta} (-\rho \cdot g \cdot \delta^{2/2} + \rho \cdot g \cdot \delta^2 - \tau \delta) = \frac{\rho \cdot g \cdot \delta}{\eta} (\delta/2 - \tau/\rho \cdot g)$$

$$\begin{aligned} v_{\max} &= \frac{1}{\eta} \cdot \rho \cdot g \left\{ -\frac{(\delta - \tau/\rho \cdot g)^2}{2} + \delta (\delta - \tau/\rho \cdot g) \right\} - \tau \frac{(\delta - \tau/\rho \cdot g)}{\eta} \\ &= \frac{\rho \cdot g}{2\eta} \left\{ \delta - \tau/\rho \cdot g \right\}^2 \end{aligned}$$

$$v_{\text{gem}} = \frac{\rho \cdot g \cdot \delta}{\eta} \left(\frac{1}{3} \delta - \frac{1}{2} \cdot \tau/\rho \cdot g \right)$$

Nu is $\tau = \frac{\text{drukverlies} \times \text{doorsnede buis}}{\text{inwendig oppervlak buis}} = 4 f \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot v^2$

Voor een luchtstroom van 1.67 kg/sec.m² is de waarde van het getal van Reynolds 11800, waaruit een waarde voor 4 f volgt voor gladde buizen van 0.028.

$$\tau = 0.028 \times \frac{1}{2\rho} \left(\frac{\rho \cdot v}{\text{Opp}} \right)^2 = 0.028 \times 1.67^2 \times \frac{1}{2 \cdot 12} = 0.037 \text{ N/m}^2$$

Voor een vloeistofsnelheid van 181 ml water per minuut krijgt men:

$$\begin{aligned} \varnothing_v &= 3,02 \cdot 10^{-6} = \frac{\pi \times 31.5 \times 10^{-3}}{5.5 \times 10^{-4}} \left\{ \frac{1}{3} \times 10^3 \times 9.81 \times \delta^3 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \times 0.037 \delta^2 \right\} \end{aligned}$$

Hieruit volgt: $\delta = 1.73 \times 10^{-4} \text{ m.}$

(De vergelijking voor een vallende film, waarbij geen schuifkrachten aan het oppervlak optreden is:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot \eta \cdot \varnothing_v}{\rho \cdot g \cdot b}}$$

Deze formule geeft als oplossing: $\delta = 1.73 \times 10^{-4} \text{ m.}$

De oplossingen van de andere vergelijkingen zijn voor dit geval:

$$v_{\delta} = 0.321 \text{ m/sec.}$$

$$v_{\text{gem}} = 0.214 \text{ m/sec.}$$

$$v_{\max} = 0.333 \text{ m/sec.}$$

In het bovenstaande is er van uitgegaan, dat de film volkomen „glad“ is.

Men ziet dus dat de gebruikelijke benadering $v_s = 1.5 \cdot v_{gem}$ zeer goed voldoet en dat de invloed van de gasstroom zeer gering is.

Wjazowow (3) ontwikkelt een theorie over de gemiddelde stofoverdrachts-weerstand in de vloeistoffase bij de absorptie van een gas in de laminaire laag. (zie appendix). Hij stelt een differentiaalvergelijking op en verkrijgt hieruit een oplossing voor het geval het getal van Fourier (= ξ) groter is dan 1.

$$(Sh) = \frac{k_L \cdot \delta}{D_L} = 3.414 + \frac{0.2162}{\xi}$$

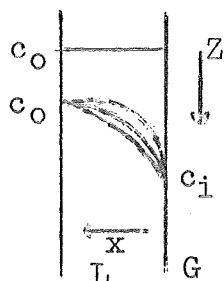
Deze vergelijking kan niet in het geval van desorptie toegepast worden, daar Wjazowow van de veronderstelling uitgaat, dat de concentratie in de grenslaag c_i niet verandert en dat voor een oneindig lange film de concentratie uniform gelijk geworden is aan deze c_i .

Men kan zich dit voorstellen door de fase, waaraan de stof onttrokken wordt als een oneindig uitgebreid reservoir te denken. Het is duidelijk, dat bij desorptie de vloeistoffilm niet aan deze voorwaarde voldoet.

De uiteindelijke begrenzing als de lucht droog is wordt hier gegeven door $c_i = c_{gem} = 0$.

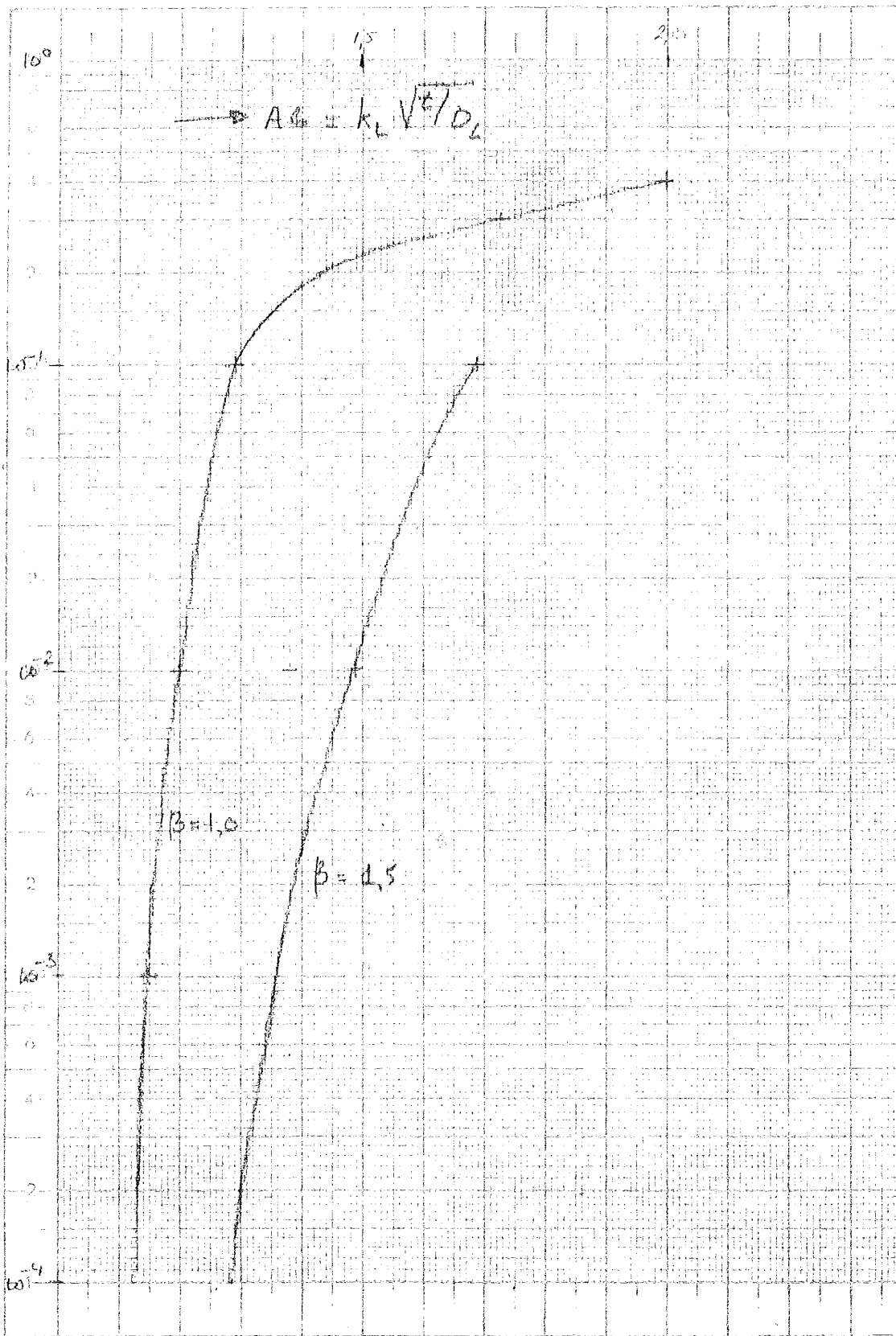
Wjazowow berekende k_L eveneens voor kleine Fo waarden. Hij neemt de oppervlakte-snelheid $v_d = \beta \cdot v_{gem}$, waarbij β ongeveer de waarde $1\frac{1}{2}$ heeft, waardoor deze benaderende oplossing geldt tot ongeveer een diepte $\delta_a \ll \frac{1}{4} \delta$, voor het geval men de parabolische snelheidsverdeling aanhoudt. Daar het getal van Fourier klein is, kan men de laag oneindig diep veronderstellen.

Bij korte contacttijden zijn de randvoorwaarden in het geval van desorptie:



$c = c_0$ voor $z = 0$; $c = c_i$ voor $x = 0$
en $c = c_0$ voor $x = \infty$ ($= \delta$)

De tweede voorwaarde is niet in overeenstemming met de werkelijkheid. Bij desorptie verandert de grensconcentratie



wel degelijk met z . Zonder deze aanname is echter niet tot oplossing van de vergelijking te komen.

Men komt dan tot hetzelfde resultaat als bij absorbtie.

$$Ab = Sh \sqrt{\epsilon} = k_L \sqrt{t/D_L} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\beta} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\beta \epsilon} \right] + \frac{1}{3} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\beta \epsilon} \right]^2 + \dots \right\}$$

Hierin is t de gemiddelde verblijftijd; het quotient van de hoogte z en de gemiddelde snelheid v_{gem} .

In een grafiek is Ab als $f(Fo)$ uitgezet voor $\beta = 1$ en 1.5 aan de hand van de volgende getallen, die door berekening gevonden zijn.

$Fo = \epsilon$	β	Ab	β	Ab	Voor $\beta = 1.5$ en $\epsilon = 10^{-2}$ maken de tweede en volgende termen slechts 6 % uit van het totaal, (bij $\epsilon = 10^{-1}$ al 20 %), zodat men bij benadering kan zeggen:
10^{-3}	1	1.15	1.5		
10^{-2}	1	1.20	1.5	1.48	
10^{-1}	1	1.39	1.5	1.69	
0.3	1	1.73			
0.4	1	2.00			

ofwel (voor $\beta = 1.5$ en $\epsilon \ll 0.01$)

$$k_L = \sqrt{\frac{6 D_L}{\pi \cdot t}}$$

$$k_L \cdot \sqrt{t/D_L} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\beta}$$

en (voor $\beta = 1$) $k_L = \sqrt{\frac{4 D_L}{\pi \cdot t}}$

Bij het toenemen van Re van de gasfase zal de weerstand $1/k_g$ afnemen. Voor $Re \rightarrow \infty$, nadert c_i tot c_g (de concentratie in evenwicht met de gemiddelde gasvochtigheid).

De concentratieval $\Delta c = c_L - c_i$ wordt dus groter voor toenemende gas-snelheden hetgeen de indruk vestigt, dat, daar er nu meer zal verdampen (grotere drijvende kracht), k_L groter en $1/k_L$ kleiner wordt.

Bij een parabolische snelheids-verdeling is de oppervlaktesnelheid van de vloeistof tevens de maximale snelheid. In ons geval is v_d kleiner dan v_{max} . Het gevolg hiervan is, dat de onder het oppervlak stromende lagen sneller "ververst" worden, zodat de werkelijke vloeistofweerstand kleiner is dan de berekende.

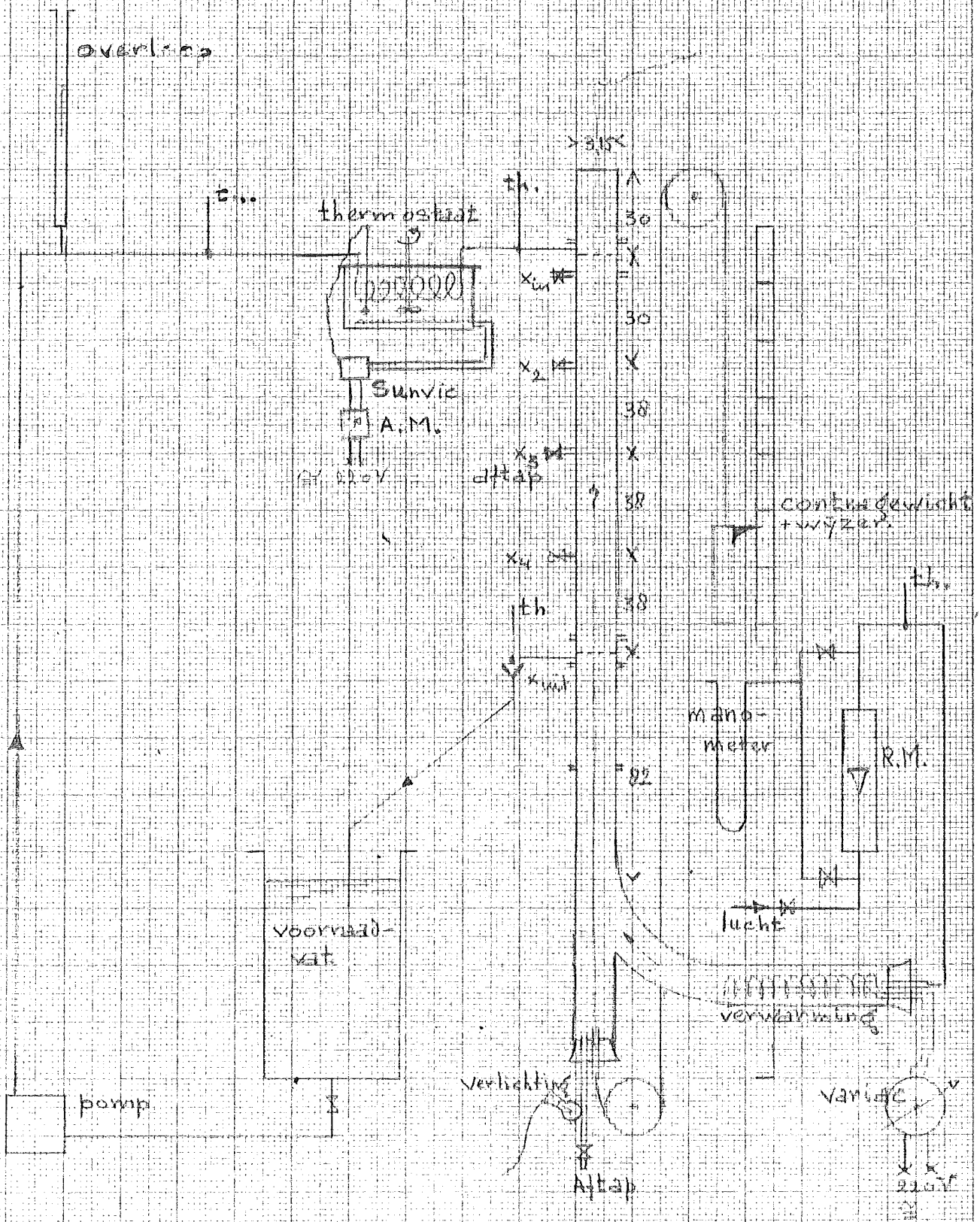
De diffusie in vloeistoffen is veel langzamer dan in gassen. Het is niet mogelijk op theoretische gronden tot een formule te komen, daar het probleem te gecompliceerd is.

In het algemeen kan men slechts zeggen, dat:

$$D_L = A \cdot \frac{T}{\eta} = \frac{\text{Absolute temp.}}{\text{viscositeit}}$$

=====

natte-wand kolom.



Beschrijving van apparatuur.

De natte-wand kolom is een gladde koperen buis, opgebouwd uit vier gedeelten, die als hiernaast geschetst met elkaar verbonden zijn. De kolom zelf is 1.44 m lang; de in- en uitloopstukken zijn resp. 82 en 30 cm. (zie Gr. 3).

Op de plaats waar de kolomsecties met elkaar verbonden zijn, is een ringvormige ruimte uitgespaard. De film stroomt langs de wand naar beneden, over deze „ringetjes" en eventuele monsternamen kan bij de zijdelingse aftap plaats vinden.

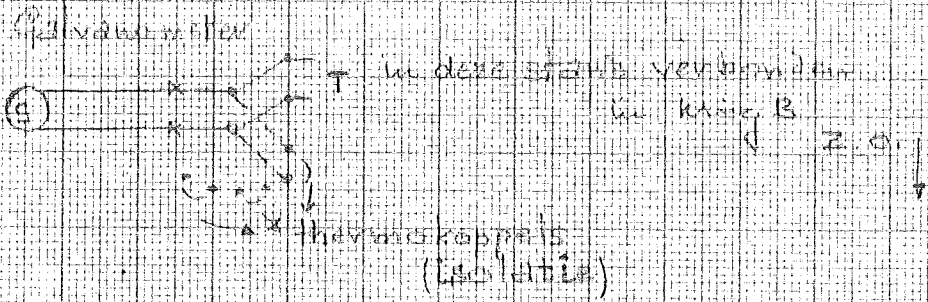
Het is echter twijfelachtig of dit monster representatief is voor de hele film; waarschijnlijk krijgt men slechts een monster van de langs de wand stromende laag.

De voor de film benodigde vloeistof wordt uit het voorraadvat met een doseerpomp (type Hills-McCanna; vier plunjermechanismen met variabele slag, maximale capaciteit 1.365 ltr/min.) naar boven gepompt, passeert een overloop (ter contrôle van de weerstand in de thermostaat) en een thermometer en treedt vervolgens de thermostaat binnen. Deze bestaat uit een geïsoleerde, met water gevulde bak, waarin een luchtroerder staat. De vloeistof, die op temperatuur gebracht moet worden, stroomt door een koperen spiraal. Het water in de bak wordt met een in glas geïsoleerde elektrische spiraal verwarmd. Een sunvic-relais met contactthermometer regelt de elektrische stroom en daarmee de temperatuur in de bak.

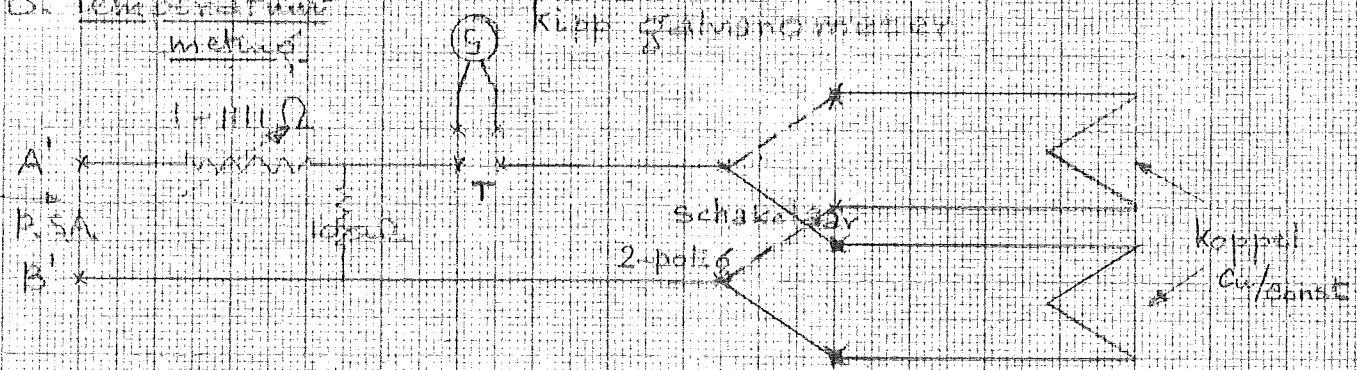
spleet met
gaas als
filter en
verdeler.

De vloeistof passeert vervolgens weer een thermometer, treedt via een overloop in de kolom (zie schets) en stroomt langs de wand naar beneden. De minimale vloeistofsnelheid is dié snelheid, waarbij de wand nog goed bevochtigd wordt. Dit is mede afhankelijk van de reinheid van het buisoppervlak.

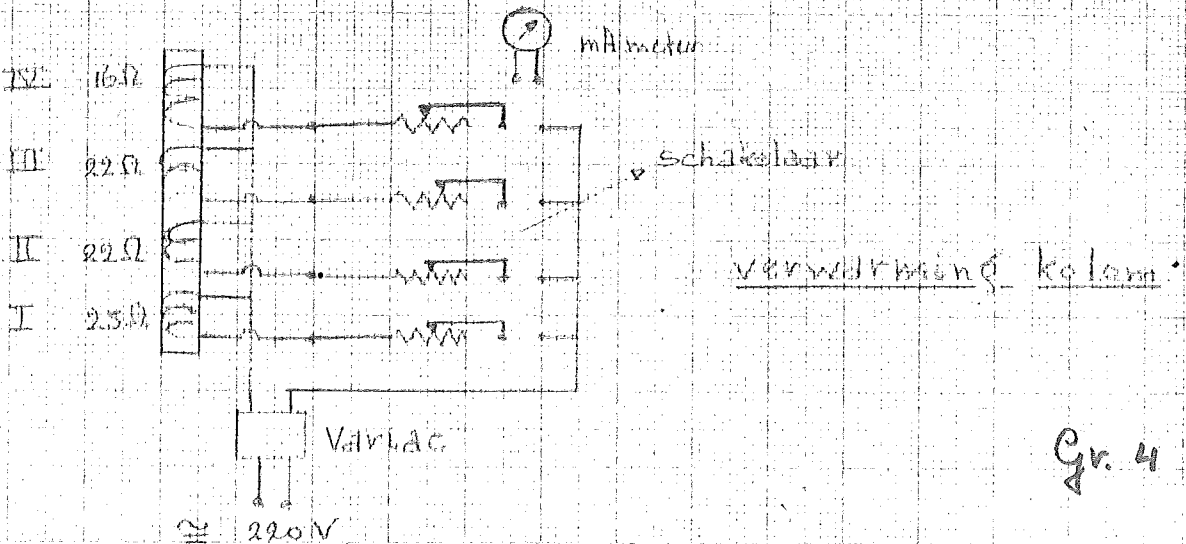
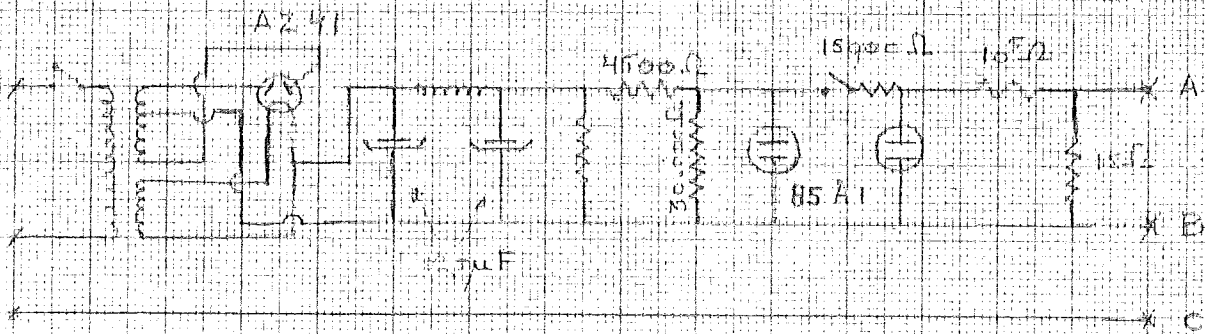
A. Schaltung Isolatia thermokoppel.



B. Temperatuur meting



P.S.A



De maximum snelheid wordt begrensd door de spleetbreedte.

Onder in de kolom bevindt zich een analoge constructie.

Na een thermometer gepasseerd te zijn stroomt de vloeistof terug naar het voorraadvat of naar een ander vat, naar gelang de aard van de proef.

De lucht (uit de persluchtleiding) stroomt door een rotameter, waarbij men de druk voor en na met een open kwikmanometer meet, langs een thermometer, en wordt vervolgens door een elektrische spiraal, waarvan de stroom met een Variac regelbaar is, op de gewenste temperatuur gebracht.

Gas en vloeistof stromen dus in tegengestelde richting.

Onder in de kolom is een aftap aangebracht om eventueel naar beneden komende vloeistof uit de kolom te verwijderen. Tegen dit aftapbuisje is een lamp aangebracht. Door reflectie o.a. van de vloeistoffilm is de kolom van binnen voldoende verlicht om te kunnen zien of de wand geheel bevochtigd is.

Ten einde op bepaalde plaatsen de temperatuur van gas en vloeistof te kunnen meten, zijn diverse thermo-elementen aangebracht. (Gr. 4).

Deze kunnen met een tweepolige schakelaar stuk voor stuk in een compensatiebrug geschakeld worden, zodat het ontstane spanningsverschil tussen de koude las (in smeltend ijs) en de warme las gecompenseerd wordt.

De compensatiespanning wordt door een spanningsstabilisator + plaatsspanningsapparaat geleverd en is variabel door toepassing van een weerstandsbank. (1 - 1111 Ω). De nulstand wordt gecontroleerd met een Kipp galvanometer.

De thermo-elementen zijn geijkt in het gebied van 30° tot 90° C, zodat uit een bepaalde waarde van de weerstand in een grafiek de daarmee overeenkomende temperatuur is te vinden.

Twee van deze koper-constantaan thermo-elementen zijn aangebracht op de rand van de beide overlopen van de kolom, zodat men de in- en uitgangstemperatuur van de vloeistof kan meten.

Op de aftapplaatsen x_2 , x_3 en x_4 kan men een ander (verplaatsbaar) element naar binnen steken. Met enige

ervaring is zodoende de temperatuur van de film op deze plaatsen te bepalen.

Het vierde thermo-element kan in de kolom in axiale richting gewogen worden, zodat de gastemperatuur overal te meten is. De constructie hiervan is aangegeven in de eerste tekening. De draad wordt gespannen gehouden door een contragewicht, terwijl de plaats (hoogte) van het element op een verticale meetlat afgelezen kan worden.

De kolom is tegen warmteverliezen geïsoleerd met:

1. Een winding katoenband, bestreken met schellak.
2. Een elektrische verwarmingsspiraal voor elk der vier secties, waarvan de stroomsterkte wordt gevariëerd met een weerstandje, af te lezen op een mA-meter. De doeltreffendheid van deze verwarming wordt gecontroleerd met een thermokoppel, waarvan de ene las zich op de koperen buiswand bevindt en de andere tussen de verwarmingsspiraal en de buitenwand van de isolatie geplaatst is. Onder adiabatische omstandigheden is de netto warmtestroom nul en moet het thermokoppel geen stroompje leveren, hetgeen met de Kipp galvanometer gecontroleerd kan worden. Eigenlijk is de kolom dus slechts op vier punten ideaal geïsoleerd, maar men kan aannemen, dat de temperatuursverschillen zo gering zijn, dat, gemiddeld over de hele kolom, deze vorm van isolatie voldoende is. Het blijkt, dat een gedeelte van de warmte via de ophangpunten van de kolom verdwijnt. De isolatie hiervan moet nog verbeterd worden.
3. Een laag asbest koord.
4. Een laag isolatiemateriaal in de vorm van halfcylindervormige kappen gips + asbest, ongeveer $2\frac{1}{2}$ cm dik.

Het duurt ongeveer 2 à 3 uur, voordat in de kolom een evenwichtsinstelling bereikt is. Dit is voornamelijk te wijten aan de lange tijd, die nodig is om de kolom door en door op temperatuur te brengen. Het evenwicht tussen gas en vloeistof stelt zich daarna vrij snel in.

De schakeling van de thermokoppels en de elektrische isolatie is in de tweede tekening aangegeven.

De uitgangsvochtigheid wordt gemeten met de natte-droge bol thermometer. Hiervoor is een apart instrument (type Wilhelm Lambrecht), dat, nadat het gasthermokoppel verwijderd is, via een rubber hoes met de uitgang van de

kolom verbonden kan worden. Een ventilator met uurwerk garandeert een voldoende luchtsnelheid. Men dient er op te letten, dat het kousje om de natte-bol thermometer voldoende bevochtigd is en het kwikbolletje geheel omgeeft.

Meting van de stofoverdrachtscoëfficiënt k_g bij de verdamping van water in een natte-wand kolom.

De grootte van de gasstroom G wordt gemeten met een rotameter, gecorrigeerd voor eventuele temperatuurverschillen ($t_g - 20^\circ \text{C}$) en omgerekend voor een druk van 760 mm door de overdruk voor en na de rotameter (p_1 en p_2) en de barometerstand B te bepalen. De massastroom G (kg/min) wordt nu als volgt berekend:

$$G = a \cdot 60 \cdot 1,205 \cdot \sqrt{\frac{B + p_2 + (p_1 - p_2)/2}{B + (p_1 - p_2)/2}} \cdot \frac{293}{273 + t_g}$$

waarin a de waarde in m^3/sec is, gevonden in de ijkgrafiek van de rotameter.

De vloeistofsnelheid L wordt gemeten door de uit de kolom komende vloeistof gedurende een bekende tijd in een maatglas op te vangen.

De uitgangsvochtigheid van de lucht wordt bepaald met een natte-droge bolthermometer en berekend uit de tabellen die hiervoor in Hodgman (11) te vinden zijn. De vochtigheid van het ingaande gas wordt berekend uit de temperatuur van de eindkoeler van de compressor. (De lucht van 6 atm. is bij die temperatuur verzadigd van waterdamp.)

Met behulp van het thermo-element, dat in axiale richting door de buis bewogen kan worden wordt de gastemperatuur op diverse hoogten in de kolom bepaald.

In de overloop van de in- en uitgaande vloeistof zijn ook thermo-elementen aangebracht. Bovendien kan met een verplaatsbaar thermo-element de vloeistoftemperatuur op de tussengelegen aftapplaatsen nagegaan worden, zodat ook het temperatuursverloop van de vloeistof te bepalen is.

De temperaturen van gas en vloeistof worden in een grafiek als functie van de hoogte uitgezet.

Daar de kolom onder adiabatistische omstandigheden verondersteld wordt te werken, dienen alle warmteverliezen van gas en vloeistof omgezet te zijn in verdampingswarmte van het water.

Indien de beide delen van deze warmtebalans overeenkomen, kan de vochtigheid van de lucht op iedere plaats in de kolom berekend worden. In werkelijkheid zijn er natuurlijk

altijd afwijkingen. Een afwijking van 2000 J/min (30 Watt) werd als toelaatbare grens gesteld. (Dit komt n.l. in grove benadering overeen met een afwijking van 10 % in de uitgangsvochtigheid van de lucht.)

k_g is nu als volgt te berekenen:

$$G \cdot dy = k_g \cdot 18 \cdot (p_g - p_L) \cdot A \cdot dz$$

$$k_g = \frac{G}{A} \cdot \frac{1}{18} \cdot \frac{1}{p_g - p_L} \cdot \frac{dy}{dz}$$

Hierin is G de luchtstroom in kg droge lucht per seconde,

A de omtrek, } $A \cdot dz$ het uitwisselingsoppervlak
 z de hoogte, } in m^2 .

18 het moleculairgewicht van water,

p_g de partiaalspanning van H O in de lucht,

p_L de waterdampspanning (afhankelijk van t_L).

Uit de algemene formule voor diffusie $\phi_m'' = -D \cdot dc_A/dx$ kan voor het geval van eenzijdige diffusie afgeleid worden:

$$\phi_m'' = k_g \cdot 18 \cdot B \cdot \ln \left(\frac{B - p_g}{B - p_L} \right) \quad (B = \text{de barometerstand}),$$

overeenkomend met de formule:
$$\phi_m'' = -\frac{D}{z_1} (c_A + c_B) \ln \frac{c_{B2}}{c_{B1}}$$

Met behulp van deze formule heeft men een meer verantwoord beeld van de drijvende kracht, hetgeen vooral bij grotere waarden van deze betere resultaten geeft.

$$\text{Verder geldt: } j_D = \frac{k_g \cdot p_{gf} \cdot M_{gem}}{G''} \cdot Sc^{2/3}$$

Hierin is $p_{gf} = b - p_L$

$M_{gem} = 28.8$; het gemiddelde moleculair gewicht van lucht

$G'' = \text{de massastroom per } m^2 \text{ in } kg/m^2 \cdot sec.$

Het getal van Schmidt heeft voor water de waarde 0.60 ; $Sc^{2/3} = 0.71$.

Voor een bepaald geval (W 1) zullen de berekeningen nu volledig uitgevoerd worden; in de andere gevallen worden de resultaten direct in tabelvorm gegeven. (W 2 - 9)

W 1. (zie graf. W 1)

Men kan de volgende warmtebalans opstellen:

$$G \cdot \left\{ (1 + 1,88 \cdot y_{\text{uit}}) T_{\text{guit}} - (1 + 1,88 \cdot y_{\text{in}}) T_{\text{gin}} + r (y_{\text{uit}} - y_{\text{in}}) \right\} \\ = L \left\{ (1 + x) c \cdot T_{\text{Lin}} - c \cdot T_{\text{Luit}} \right\}$$

Hierin is $1 + 1,88 y = \text{s.w. vochtige lucht in } J/^{\circ}\text{C.}$

$\mathcal{E} = \text{verdamp.warmte water} = 2800 \text{ J/g.}$

$G = 167 \text{ g/min droge lucht.}$

$L = 159 \text{ g/min water.}$

$y_{\text{in}} = 0.0016$

$y_{\text{uit}} = 0.0300$

$T_{\text{gin}} = 57.1^{\circ} \text{ C}$

$T_{\text{guit}} = 46.2^{\circ} \text{ C}$

$T_{\text{Lin}} = 44.2^{\circ} \text{ C}$

$T_{\text{Luit}} = 30.2^{\circ} \text{ C}$

} zie
grafiek
W 1

$(1 + x)/1 = \text{hoeveelheid ingaand water/hoeveelheid uitgaand.}$

$G \cdot \Delta y = L \cdot x$ Hieruit volgt $x = 0.0298$.

$$167 \left\{ (1 + 1,88 \times 0.03) 46,2 - (1 + 1,88 \times 0.0016) 57,1 + \right. \\ \left. + 2500 \times 0,0284 \right\} =$$

$$159 \left\{ (1 + 0.03) 4,19 \times 44,2 - 4,19 \times 30,2 \right\}$$

$$167 \left\{ (48,7 - 57,3 + 71,1) \right\} = 159 \left\{ (190,8 - 126,7) \right\} \\ 10600 \neq 10200 \text{ J/min.}$$

$$\Delta W = 400 \text{ J/min.}$$

Schrijft men deze vergelijking in iets andere vorm, n.l.:
Ingaande warmte = uitgaande warmte + verdampingswarmte +
warmteverlies ΔW

dan vindt men $400 \cdot 10^2 = 283 \cdot 10^2 + 120 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^2 \text{ J/min}$
en blijkt dus, dat de afwijking slechts 2,5 - 3 % bedraagt
van de warmte benodigd voor de verdamping, hetgeen een be-
trouwbaar resultaat genoemd mag worden. Niet altijd zijn de
resultaten zo fraai. In het algemeen werd een fout van on-
geveer 10 % getolereerd. Bij grotere afwijkingen heeft het
geen zin de luchtvochtigheid langs deze weg te berekenen.

Berekening van de luchtvochtigheid op diverse hoogten
in de kolom.

Stelt men de vochtigheidsverandering over een zekere
hoogte $\Delta y = a/G$, dan kan men de volgende vergelijking op-
stellen:

$$167 \left\{ \left[1 + 1,88 (a/167 + 0,0016) \right] T_{g_z} - (1 + 1,88 \times 0,0016) \right. \\ \left. 57,1 + 2500 \cdot a/167 \right\} = \\ 159 \left\{ (1 + a/159) 4,19 \times T_{L_z} - 4,19 \quad 30,2 \right\}$$

Voor $z = 150$ is $T_g = 54,2^\circ \text{ C}$ en $T_L = 32,6^\circ \text{ C}$.

De oplossing van deze vergelijking is $a = 0,842$, waaruit volgt $\Delta y = 0.0050$

$$y_{150} = 0.0016 + 0.0050 = 0.0066.$$

analoog vindt men $y_{100} = 0.0166$.

$$y_{30} = 0.0304.$$

Deze waarden uitgezet in een grafiek als $f(z)$ geven een lijn.

De gemeten waarde van y_{uit} zal in het algemeen afwijken van de berekende. Teneinde de helling dy/dz te kunnen bepalen trekt men nu een lijn door de gemeten y_{in} en y_{uit} die ongeveer eenzelfde verloop heeft als de berekende lijn.

In tabel I zijn de waarden voor een bepaalde sectie (z) bijeengebracht. p_g is de gemiddelde dampdruk in de gas-fase in een bepaalde sectie en volgt uit de gemiddelde y , p_L is de waterdampspanning bij de gemiddelde vloeistoftemperatuur van die sectie. B is de barometerstand (hier 766 mm). Teneinde de druk in N/m^2 te krijgen moet deze met een factor 133,3 vermenigvuldigd worden. k_g volgt uit de eerder genoemde formule:

$$k_g = \frac{G}{A} \cdot \frac{1}{18} \cdot \frac{dy}{dz} \cdot \frac{1}{\Delta p} = \frac{0,167}{60 \times \pi \times 31,5 \times 10^{-3}} \cdot \frac{1}{18} \cdot \frac{dy}{dz} \cdot \frac{1}{\Delta p} = \\ 0,156 \times 10^{-2} \frac{dy}{dz} \cdot \frac{1}{\Delta p} \quad (A = D_i = \pi \times 31,5 \times 10^{-3} \text{ m}) \\ = \frac{(766 - p_L) 28,8 \times 133,3}{0,167/60 \times \pi/4 \times 31,5^2 \times 10^{-6}} \times 0,71 \times k_g = 764 \times k_g \times (766 - p_L)$$

Het getal van Reynolds volgt uit $Re = \frac{4 G (1+y)_{\text{gem}}}{\pi \cdot D_i \cdot \eta} = 6000$

$$j_D = \frac{p_{gf} \cdot M_{\text{gem}}}{G} \times Sc^{2/3} \times k_g =$$

Alle bovengenoemde grootheden zijn in tabel I te vinden. De gevonden waarden van j_D en Re zijn in een grafiek

Gr.5 uitgezet. Bij $Re < 10^4$ krijgt men een afwijking van de rechte $f/2$ voor gladde buizen.

Er is onderscheid gemaakt voor de gevallen, dat het temperatuursverschil tussen gas en water groot of klein is, daar blijkt, dat bij hogere $Re (> 10^4)$ bij grote temperatuursverschillen afwijkingen (die groter dan de mogelijke fout zijn) optreden.

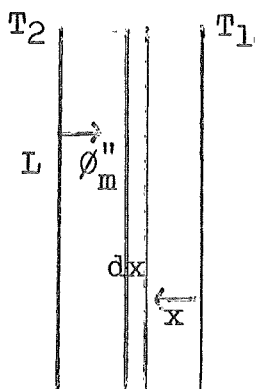
De metingen beslaan slechts een klein gebied. Desondanks kan men concluderen, dat bij kleine temperatuursverschillen ~~is~~ de waarnemingen aan de verwachtingen voldoen.

De j_D -waarden zijn ongeveer op 5 % nauwkeurig, zoals uit een achttal waarnemingen bij $Re = 6600$ blijkt.

Voor grotere Re -getallen is het nodig de rotameter door een meetflens te vervangen, daarbij rekening houdend met de capaciteit van de compressor.

Men kan zich voorstellen, dat de stofstroom van het vloeistofoppervlak af een belemmerende invloed uitoefent op de in tegengestelde richting gaande warmtestroom.

De temperatuurgradiënt in de grenslaag van het gas zal door de stofstroom veranderen. Stel, dat de dikte van de film δ is en de temperatuurval $T_1 - T_2$, dan geldt:



$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} = v \cdot c_p \cdot \rho \frac{dT}{dx}$$

Hieruit volgt:

$$\frac{dT}{dx} = C \cdot e^{-x \cdot v/a} \quad (a = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho})$$

$$T = A + B \cdot \frac{a}{v \cdot \delta} \cdot e^{-\frac{v}{a} \cdot x}$$

Vult men de grensvoorwaarden in, dan vindt men:

$$T_1 = A + B \cdot \frac{a}{v \cdot \delta} \quad T_2 = A + B \cdot \frac{a}{v \cdot \delta} \cdot e^{-v \cdot \delta/a}$$

De totale vergelijking is dan:

$$T_x = \frac{T_2 - T_1 \cdot e^{-v \cdot \delta/a}}{1 - e^{-v \cdot \delta/a}} \cdot \frac{T_1 - T_2}{1 - e^{-v \cdot \delta/a}} \cdot e^{-\frac{v}{a} \cdot x}$$

$$\text{en: } \frac{dT}{dx} = - \frac{T_1 - T_2}{1 - e^{-v \cdot \delta / a}} \cdot \frac{v}{a} \cdot e^{-\frac{v}{a} \cdot x}$$

$$\text{Nu is: } \dot{\phi}_m'' = \rho \cdot v = 10^{-3} \text{ kg/m}^2 \cdot \text{sec.}$$

$$c_p = 1 \text{ kJ/kg } ^\circ\text{C.}$$

$$\lambda = 3 \cdot 10^{-5} \text{ kJ/m}^2 \cdot \text{sec. } ^\circ\text{C.}$$

$$T_1 = \sim 70^\circ \text{ C.}$$

$$T_2 = \sim 30^\circ \text{ C.}$$

$$\left. \begin{array}{l} c_p \\ \lambda \end{array} \right\} \frac{v \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda} = 33.$$

Stelt men de filmdikte $\delta = 10^{-3}$ m (als het quotient van λ en ∞), hetgeen een vrij hoge waarde is, dan krijgt men:

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=\delta} = 38 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ\text{C/m.}$$

De warmtestroom is, daar λ constant verondersteld is, dus het 38/40^{ste} deel van de oorspronkelijke tengevolge van dit effect. Kwam alle warmte voor de verdamping uit het gas, dan zou deze verdamping dientengevolge eveneens met 5 % verminderd zijn.

De bij de desorptie ontwikkelde damp moet bij een hogere gastemperatuur nog opgewarmd worden tot deze gastemperatuur.

Voor $Re = 11500$ is $j_D = 0.0037$, hetgeen betekent, dat

$$k_{gth} = \frac{10^{-5}}{p_{gf}}.$$

Men kan de gemeten k_g vergelijken met de berekende en het verschil interpreteren als een extra weerstand $1/p$:

$$\frac{1}{k_{gtheor.}} = \frac{1}{k_{g\text{gemeten}}} - \frac{1}{p}$$

In tabelvorm krijgt men:

W2	$k_{th} \cdot 10^8$	$k_{gem} \cdot 10^8$	$1/p \cdot 10^{-7}$
150/170	1.37	0.86	4.35
100/150	1.38	1.11	1.93
50/100	1.40	1.47	--
30/ 50	1.44	1.36	0.41

W 6	$k_{th} \cdot 10^8$	$k_{gem} \cdot 10^8$	$l/p \cdot 10^{-7}$
150/170	1.35	1.29	0.35
100/150	1.36	1.24	0.71
50/100	1.38	1.46	--
30/ 50	1.41	1.31	--
W 7			
150/170	1.36	0.94	3.28
100/150	1.37	1.20	1.03
50/100	1.39	1.31	0.44
30/ 50	1.41	1.50	--

Men zou zich kunnen voorstellen, dat de warmtestroom van het gas naar het vloeistofoppervlak (die bepaald is door het temperatuurverschil ΔT_{gL} een remmende invloed uitoefent op het in tegenovergestelde richting gaand stoftransport.

Zet men de extra-weerstand l/p uit tegen ΔT_{gL} , dan vindt men, dat deze weerstand toeneemt met toenemend temperatuurverschil (en een goede overeenkomst tussen de duplo's). Bij kleine l/p vindt men grotere afwijkingen, omdat in dit gebied de waarnemingsfouten een grote rol gaan spelen. (Gr. 6).

Het aantal waarnemingen is te gering om verdere conclusies te rechtvaardigen.

Het zou wellicht interessant zijn proeven te nemen met een gas, dat kouder is dan de vloeistof.

W 1

B = 766

0.0300

gemeten

berakend uit warmtebalans

0.0016

t_g

$Q = 167 \text{ g/min}$

Rev. 6000

boven

onder

$L = 159 \text{ g/min}$

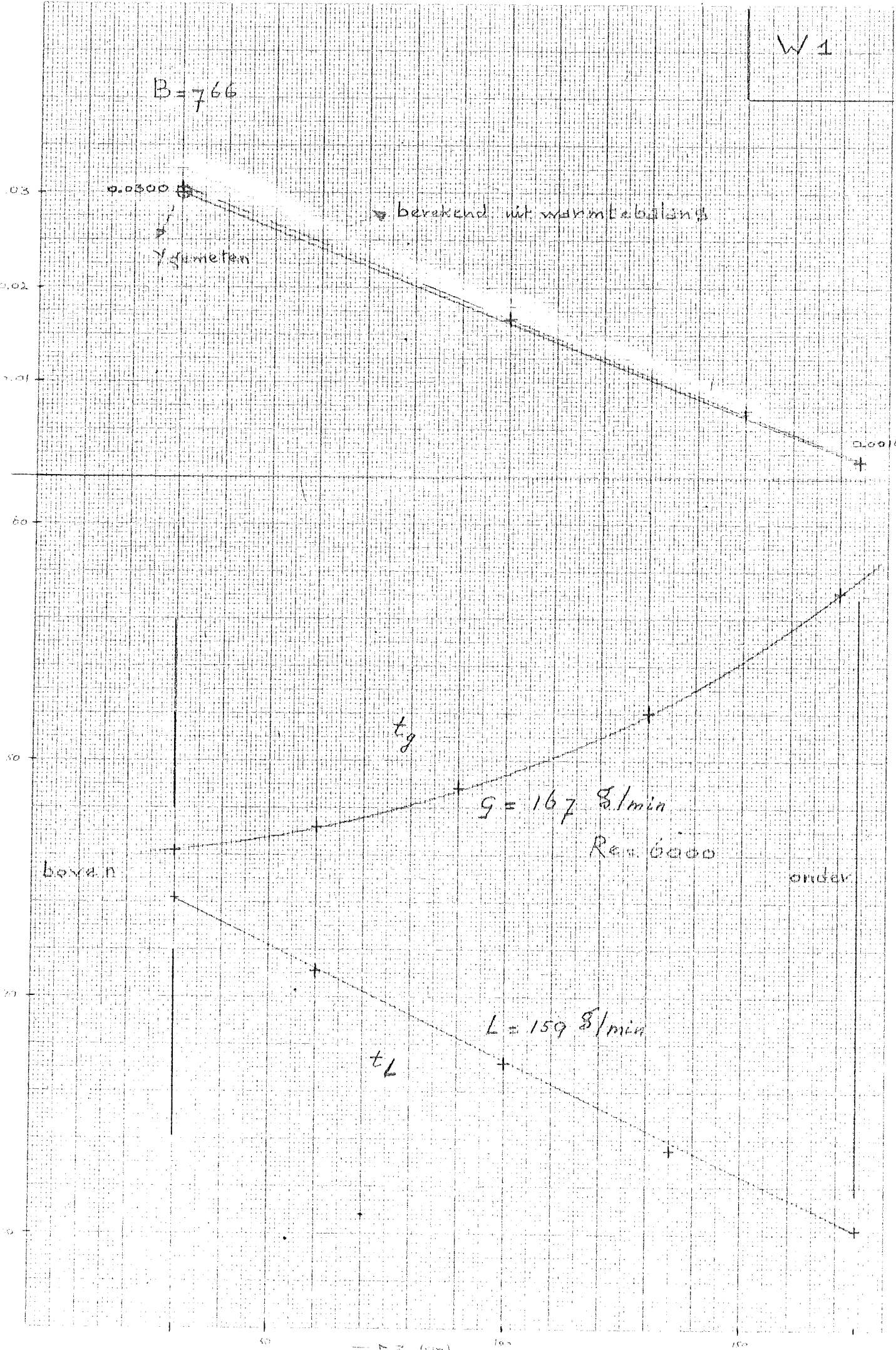
t_L

50

$T \text{ (}^\circ\text{C)}$

100

150



W 2

$B = 760 \text{ mm}$

kolonnen

berutts avrund

$Q = 342 \text{ l/min}$

$Re = 11800$

høyre

venstre

$L = 181 \text{ l/min}$

ϵ_L



\rightarrow

\leftarrow

$B = 750 \text{ mm}$

boven

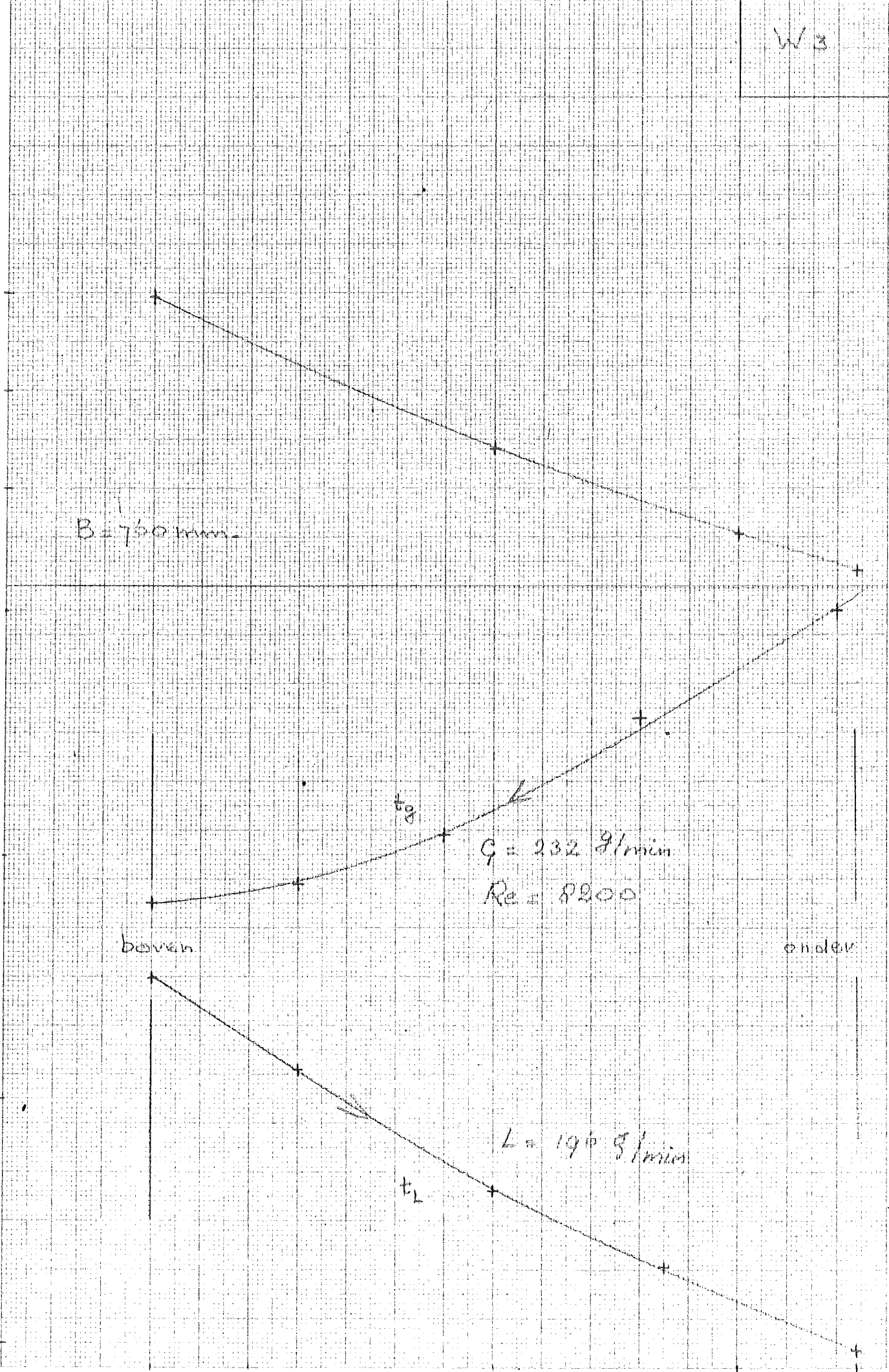
onder

$Q = 232 \text{ g/min}$
 $Re = 8200$

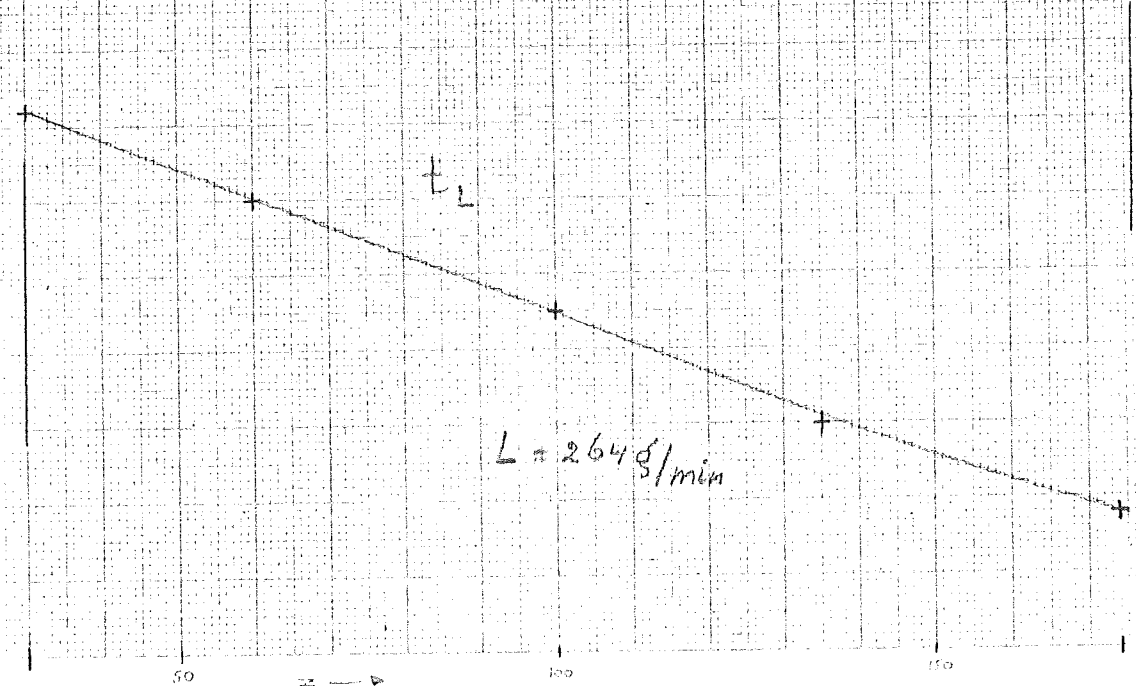
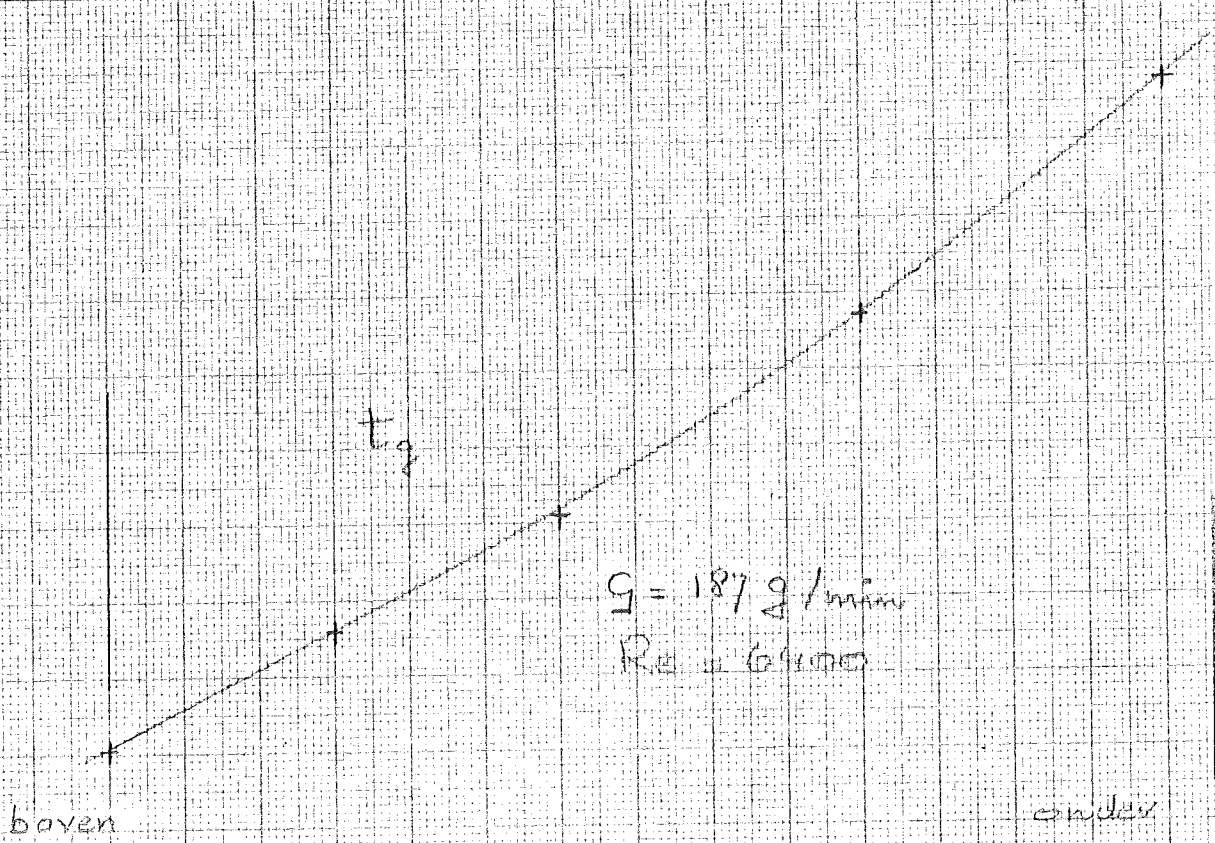
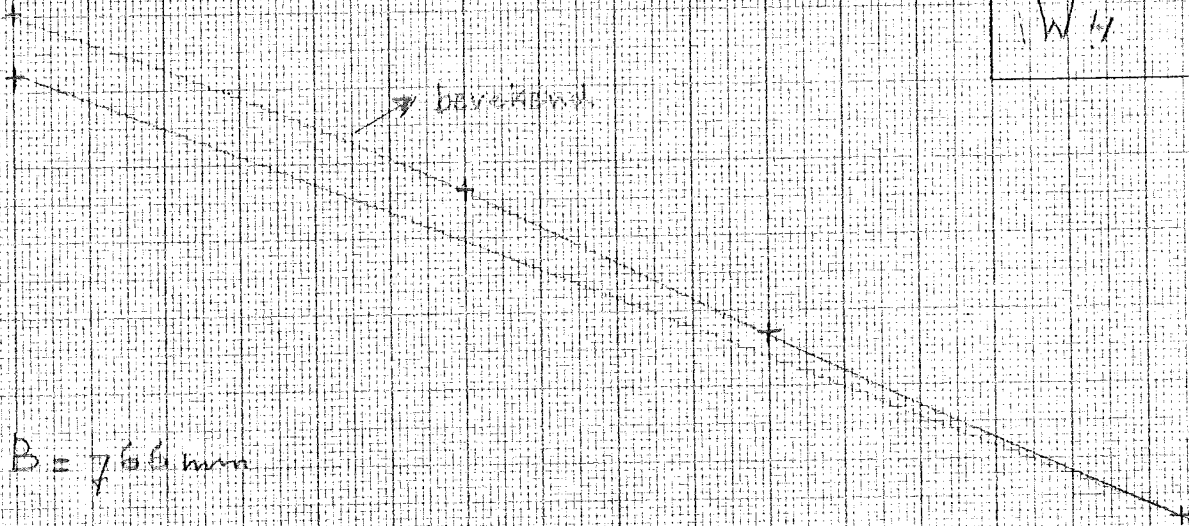
$L = 190 \text{ g/min}$

t_2

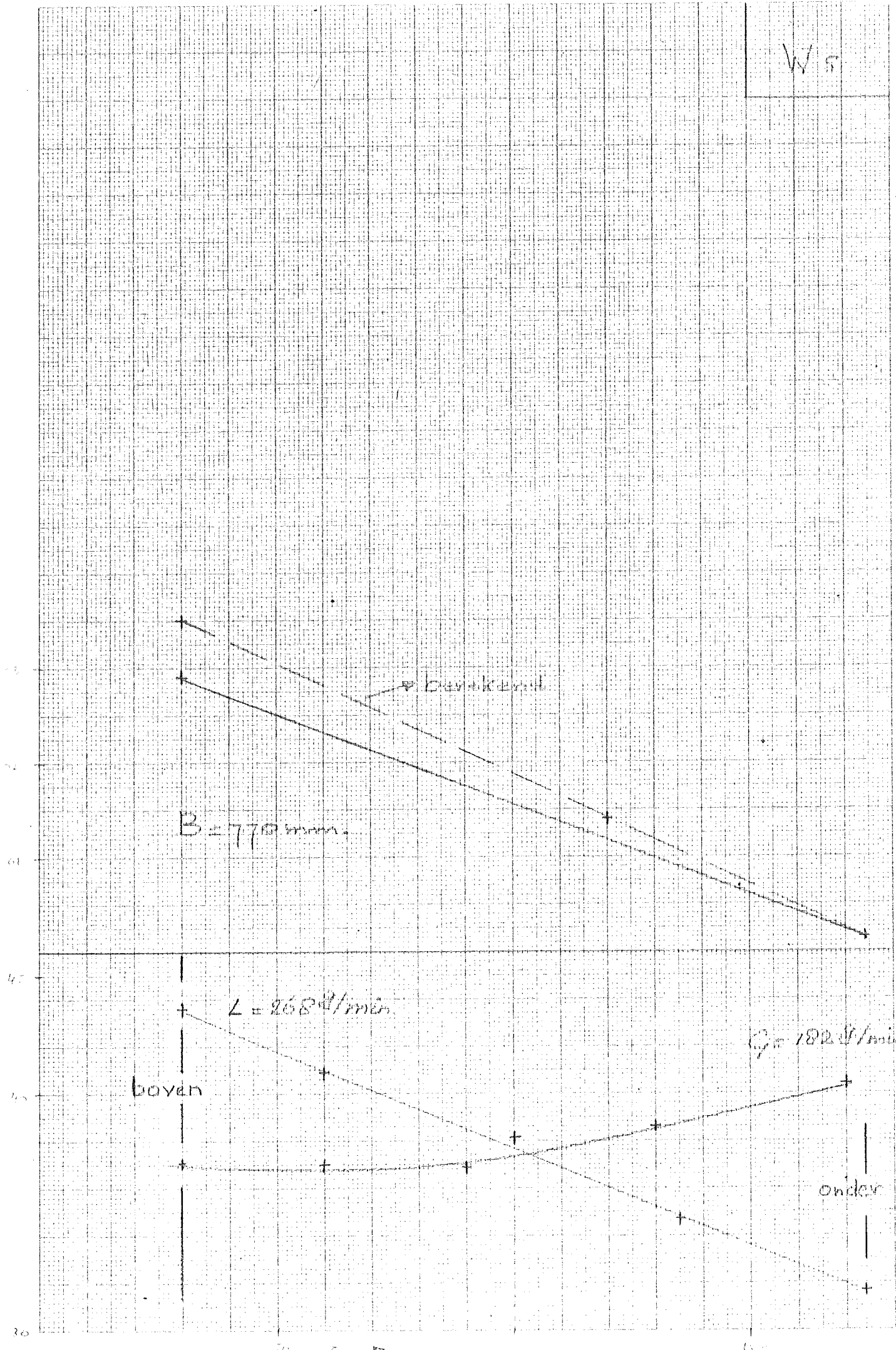
t_1

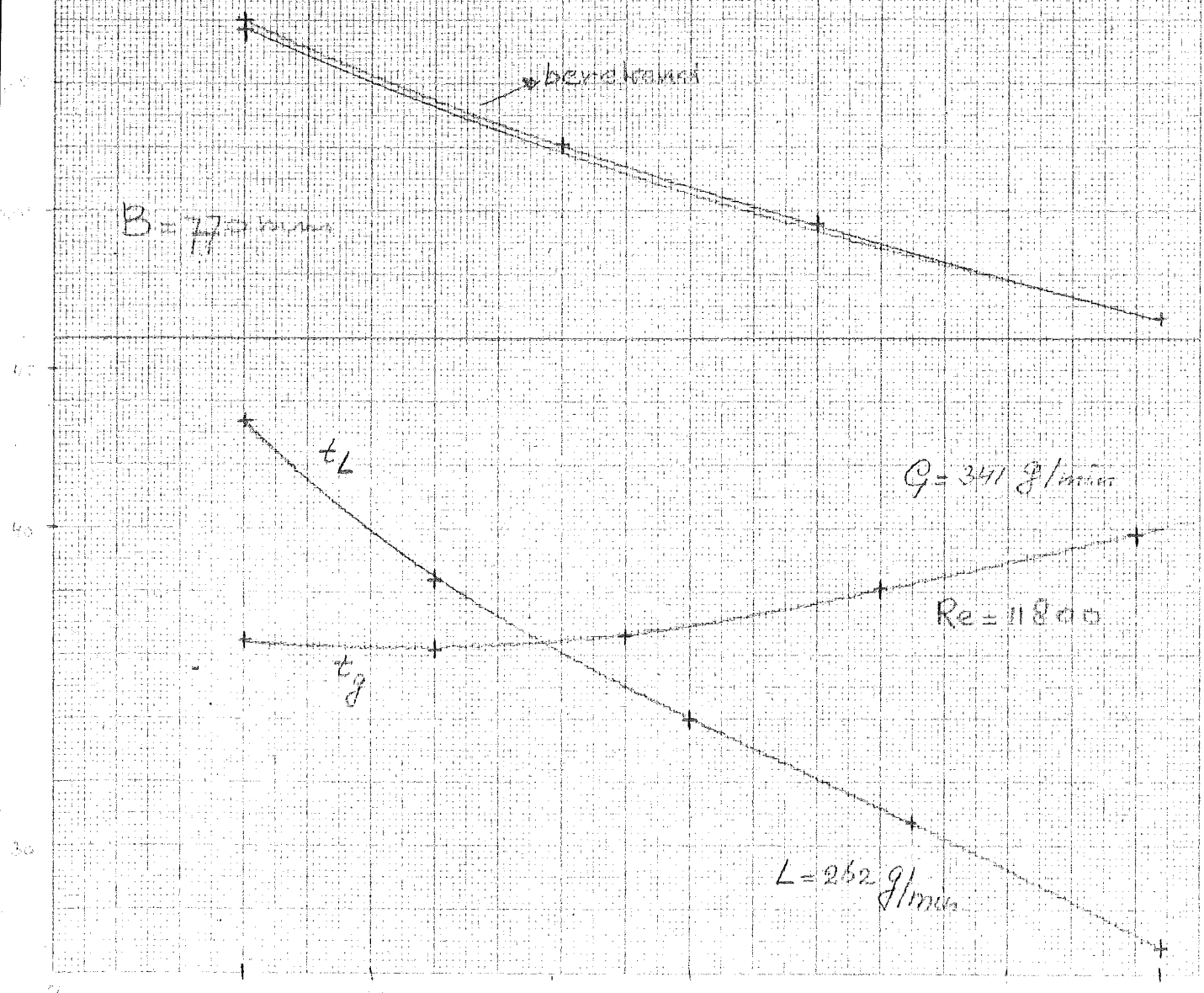


W4

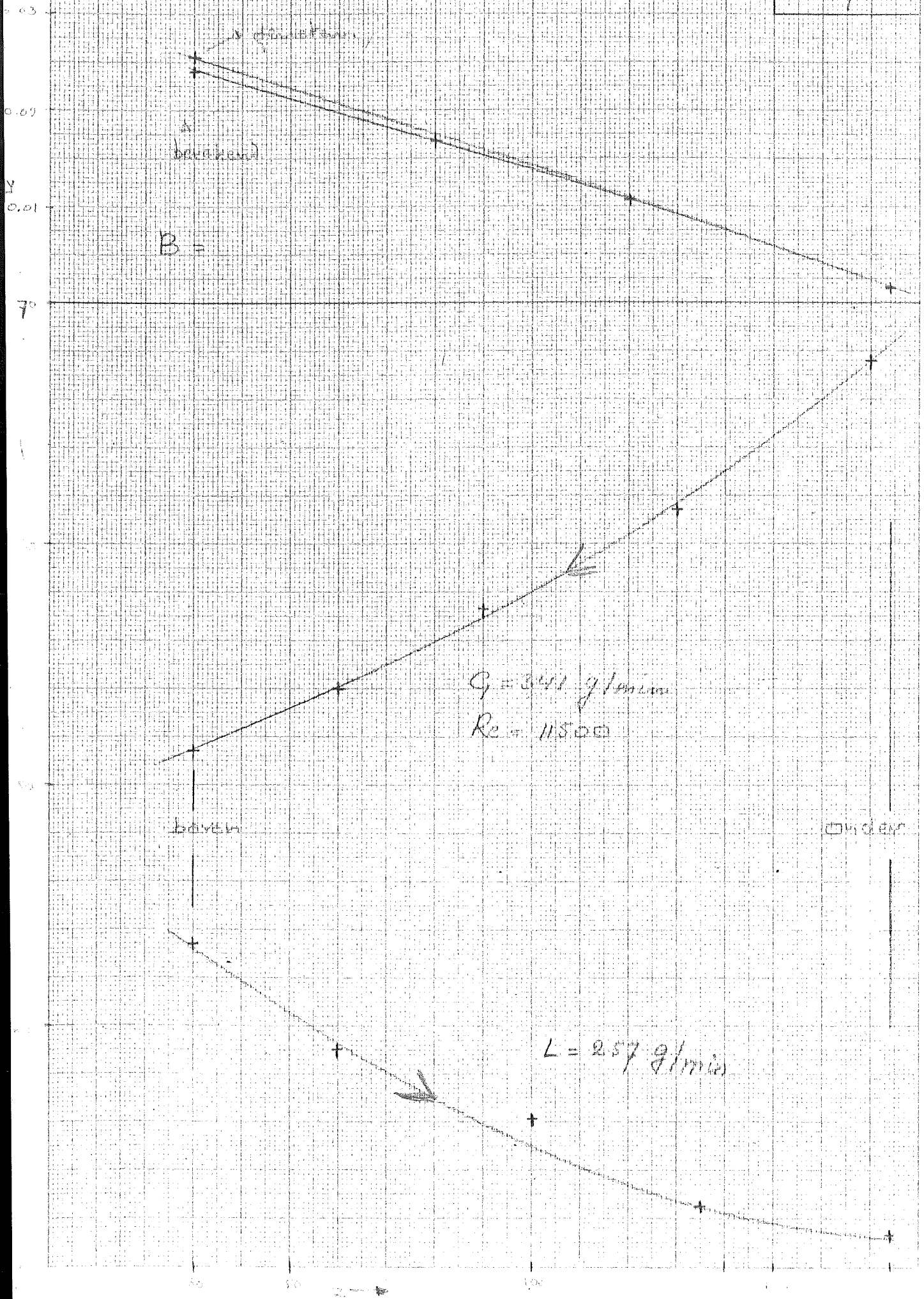


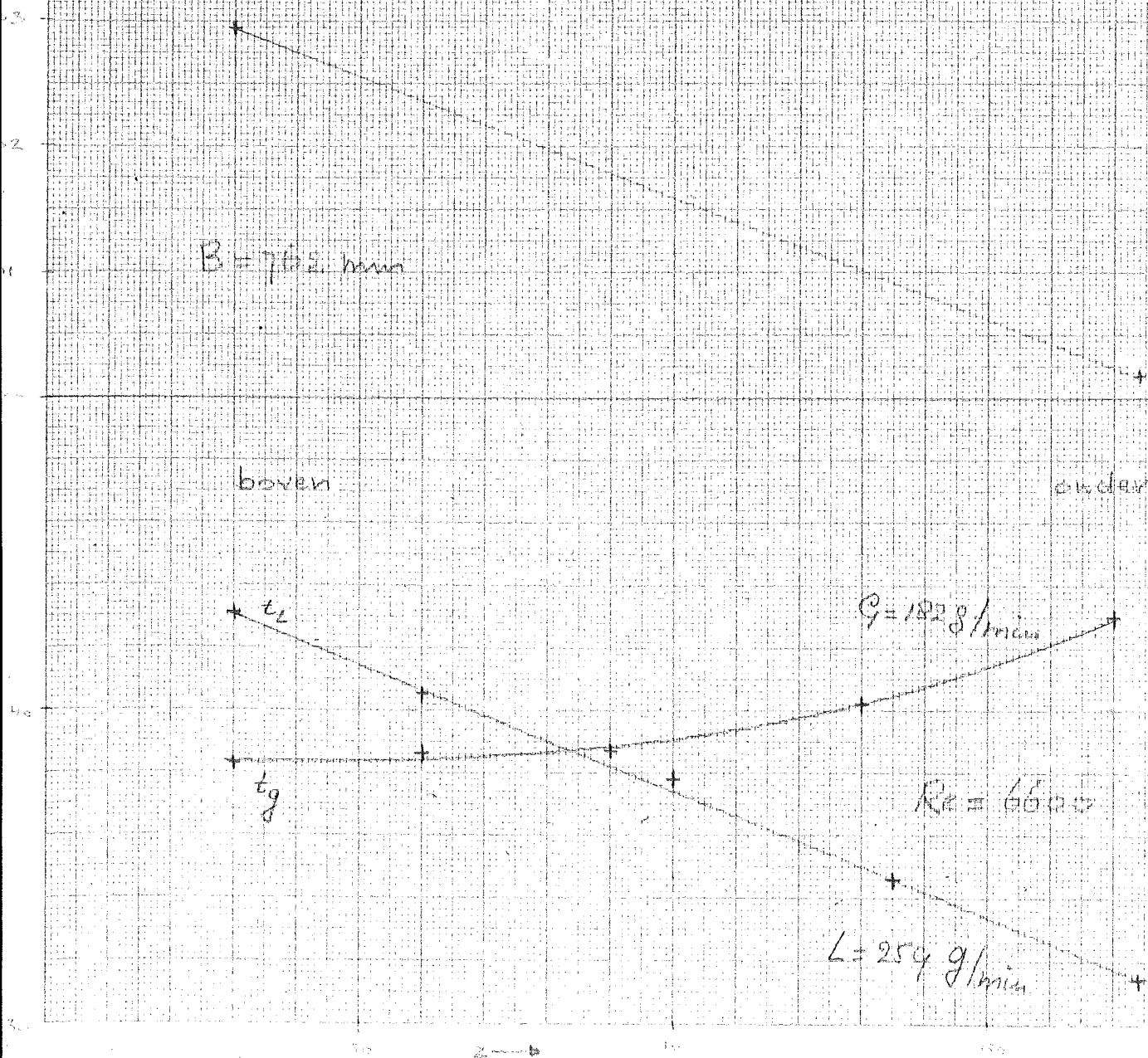
W 5



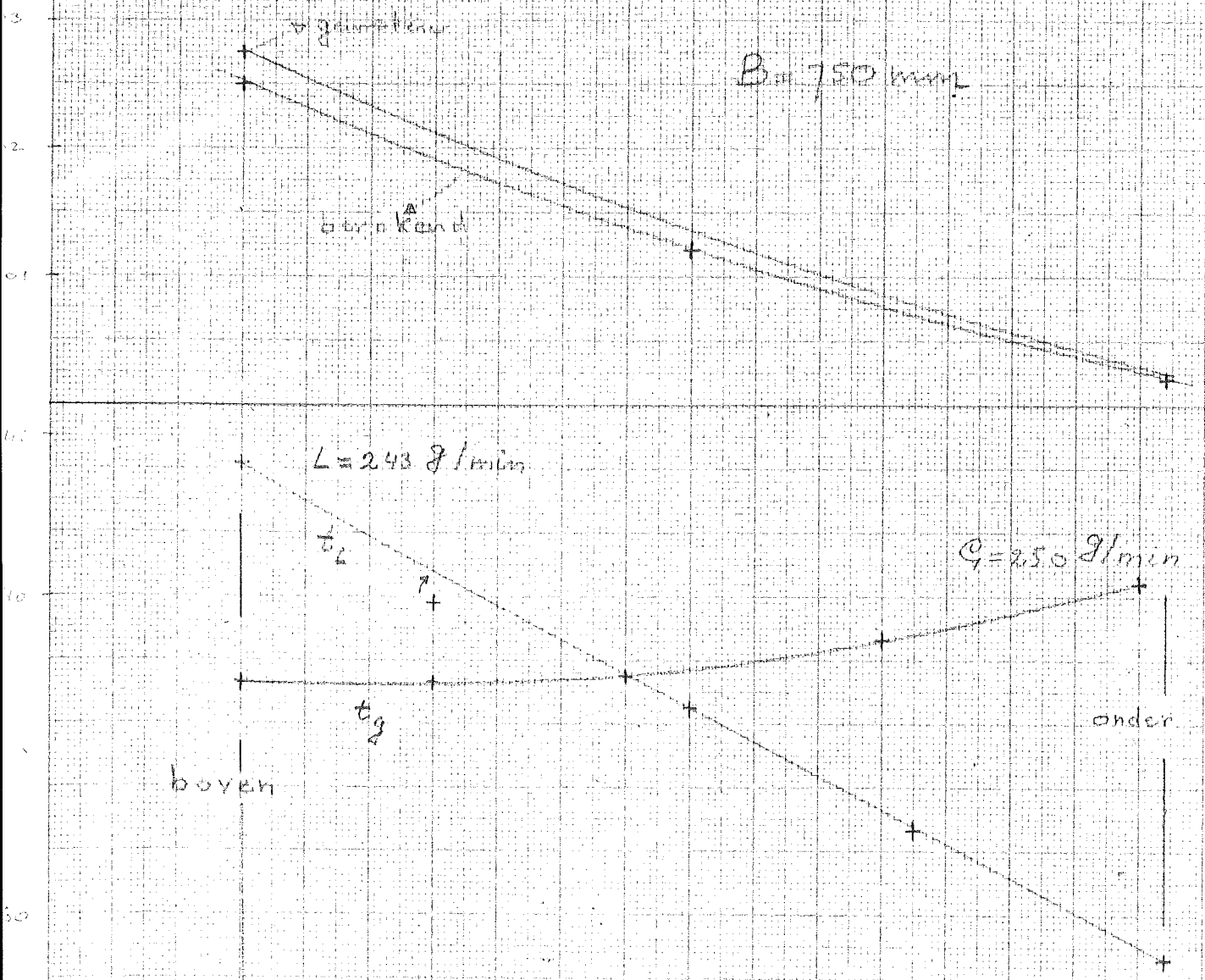


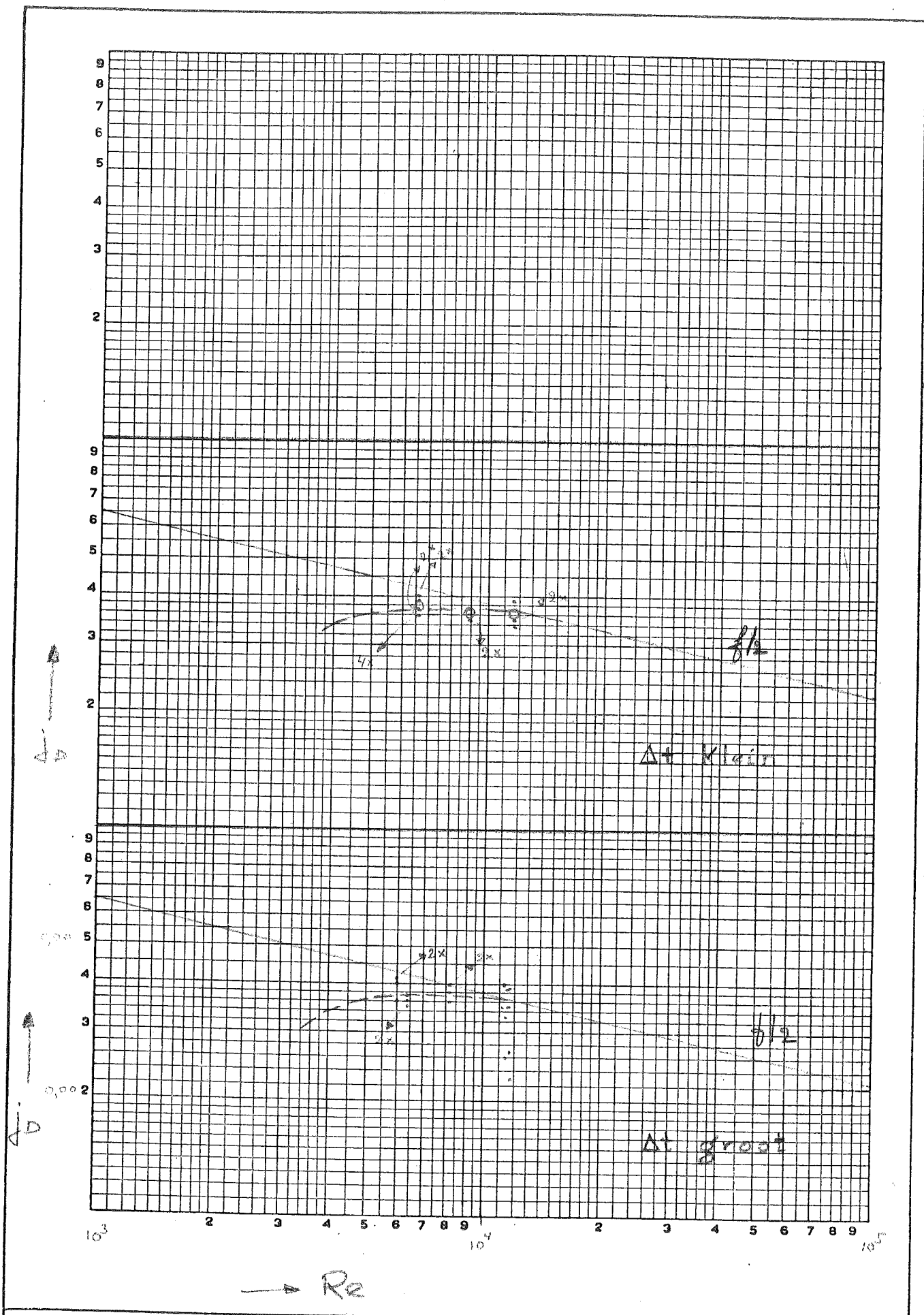
W7





Wig





Stofoverdracht water/Lucht

Gr 5

TABEL I.

Nr	G g/m	L g/m	B	$\Delta W \cdot 10^{-2}$	z	dy/dz	
W1	167	159	766	37	150/170	0.0197	
					100/150		
					50/100		
					30/ 50		
W2	342	181	760	17	150/170	0.0090	
					100/150		130
					50/100		182
					30/ 50		220
W3	232	196	760	2.7	150/170	0.0160	
					100/150		174
					50/100		200
					30/ 50		210
W4	187	264	766	20	150/170	0.0205	
					100/150		205
					50/100		205
					30/ 50		205
W5	182	268	770	20	150/170	0.0190	
					100/150		190
					50/100		190
					30/ 50		190
W6	341	262	770	8	150/170	0.0135	
					100/150		136
					50/100		182
					30/ 50		195
W7	341	257	770	13	150/170	0.0125	
					100/150		156
					50/100		178
					30/ 50		215
W8	182	259	762	3	150/170	0.0193	
					100/150		193
					50/100		193
					30/ 50		193
W9	250	243	750	8	150/170	0.0146	
					100/150		160
					50/100		180
					30/ 50		215

vervolg TABEL I.

Nr	p_g	PL	Δp mm	$k_g \cdot 10^8$	$J_D \cdot 10^4$	Re	Δt_{GL}
W1	5.0	34.9	30.6	0.75	42	6000	groot
	13.2	42.2	30.1	0.76	42		
	26.0	54.7	30.2	0.76	41		
	32.8	65.1	34.4	0.67	36		
W2	3.2	30.6	27.9	0.86	23	11800	groot
	7.5	34.9	28.1	1.11	27		
	17.0	45.6	29.8	1.47	39		
	25.1	61.8	38.9	1.36	35		
W3	8.0	33.5	26.2	0.99	40	8200	groot
	11.5	39.9	29.4	0.97	38		
	22.3	53.0	32.4	1.01	40		
	31.0	67.3	36.6	0.94	36		
W4			38.2	0.71	35	6400	groot
			35.7	0.73	35		
			33.7	0.76	37		
			34.6	0.76	36		
W5	5.0	37.8	33.7	0.72	37	6600	klein
	13.1	45.8	33.9	0.72	36		
	24.4	56.6	33.9	0.72	36		
	32.3	64.0	33.9	0.72	36		
W6	3.9	28.6	25.1	1.29	35	11800	klein
	9.6	35.0	26.2	1.24	34		
	19.1	47.6	29.8	1.46	39		
	26.3	60.8	35.6	1.31	35		
W7	3.6	35.4	32.0	0.94	26	11500	groot
	10.3	40.1	31.1	1.20	33		
	20.2	51.5	32.9	1.31	35		
	28.0	62.2	34.2	1.50	40		
W8	5.5	36.9	32.3	0.76	39	6600	klein
	13.5	43.1	30.7	0.80	40		
	24.5	53.6	30.7	0.80	40		
	32.2	62.1	31.9	0.77	37		
W9	5.5	31.8	26.9	0.95	35	9000	klein
	12.8	39.5	27.7	1.01	37		
	23.0	52.7	31.2	1.01	36		
	30.0	64.8	35.0	1.08	35		

Meting van de vloeistofweerstand bij de desorptie van water uit een glycerine-watermengsel.

De proeven zijn analoog aan de voorafgaande metingen; in plaats van een waterfilm laat men nu een glycerine-watermengsel langs de buiswand stromen. Gezien de resultaten in het voorafgaande worden bij deze proeven het gas en de vloeistof bij ongeveer gelijke temperatuur (45° C) binnengevoerd.

Zowel de vloeistof- als de gassnelheid wordt gevarieerd.

De in- en uitgangsvochtigheid van de lucht worden op de gebruikelijke manier bepaald, terwijl de uitgangstemperatuur van de vloeistof eveneens genoteerd wordt. De samenstelling van de vloeistoffase wordt met behulp van de brekingsindex gecontroleerd.

De waterdampspanning in het gas volgt uit de vochtigheid y en die van de vloeistof uit de temperatuur en de concentratie.

De drijvende kracht Δp wordt berekend als het gemiddelde van de drijvende kracht bij de in- en uitgang van de kolom. Dit geeft in dit geval voldoende nauwkeurige resultaten, daar de waterdampspanning van glycerine-watermengsels niet in tienden van mm Hg bekend is.

K_G wordt berekend uit:

$$K_G = \frac{G}{\pi \cdot D_i} \cdot \frac{1}{M} \frac{dy}{dz} \frac{1}{\Delta p} = \frac{G}{60 \times \pi \times 31,5 \cdot 10^{-3}} \frac{1}{18} \cdot \frac{dy}{dz} \cdot \frac{1}{\Delta p}$$

$$= \frac{G}{107} \cdot \frac{dy}{dz} \frac{1}{\Delta p}$$

Hierin is G de gasstroom (droge lucht) in kg/min, dy/dz de verandering in de vochtigheid in l/m en Δp de drijvende kracht in N/m^2 . Het moleculair gewicht M van water is 18 kg/kmol, terwijl de inwendige diameter van de buis $31,5 \cdot 10^{-3}$ m bedraagt. K_G is dus uitgedrukt in kmol/N . sec.

De waarnemingen en berekeningen zijn in tabel II verenigd. In plaats van K_G werd $1/K_G$ berekend om redenen, die later zullen blijken.

Nu geldt in het algemeen: $j_D = Sh \cdot Re^{-1} \cdot Sc^{-1/3}$

$$j_D = \frac{RT \cdot D \cdot k_g}{D_g} \cdot Sc^{-1/3} \cdot Re^{-1}$$

$$\frac{1}{k_g} = \frac{D \cdot RT}{D_g \cdot j_D} \cdot Sc^{-1/3} \cdot Re^{-1}$$

Het getal van Schmidt voor water is 0.60; tot de macht $-1/3$ wordt dit 1.19. De diffusiecoëfficiënt voor waterdamp in lucht is $26 \cdot 10^{-6}$, terwijl RT bij 42°C $2570 \cdot 10^3$ Joules is.

$1/k_g$ is nu voor diverse waarden van Re te berekenen.

$Re \cdot 10^{-3}$	j_{D1}	j_{D2}	$1/k_{g1} \cdot 10^{-8}$	$1/k_{g2} \cdot 10^{-8}$
5.0	0.0036	0.0045	2.07	1.66
8.2	38		1.19	
12.1	37	37	0.88	0.88

Zet men in een grafiek de gevonden waarden van $1/k_{g2}$ uit tegen $Re^{-0.8}$, dan krijgt men een rechte lijn, die door de oorsprong gaat. Neemt men aan, dat in de grafiek j_D/Re bij kleinere waarden van het getal van Reynolds een afwijking van de rechte $f/2$ optreedt, dan vindt men veel grotere waarden voor $1/k_g$ ($1/k_{g1}$). Dit is niet in overeenstemming met de waarnemingen. Deze geven wel afwijkende $1/K_g$ -waarden voor kleine Re, maar deze afwijking is veel geringer dan men aan de hand van de meetresultaten van het systeem water/lucht zou verwachten.

Zet men in eenzelfde grafiek de gevonden $1/K_g$ waarden uit tegen $Re^{-0.8}$ (Gr. 8), dan mag men een aantal evenwijdige rechten verwachten, daar $1/K_g$ is opgebouwd uit twee additieve grootheden $1/k_g + 1/k_L$, waarbij alleen $1/k_g$ afhankelijk is van Re. (Op de eventuele invloed van Re_{gas} op de laagdikte en rimpeling van de film wordt hier niet ingegaan, daar deze niet direct uit de grafiek blijkt).

Bij grote vloeistofsnelheid (266 ml/min; G 1 t/m G 5) en een hoog watergehalte ($x = 0.54$ d.i. 35 % H_2O) vindt men een aantal waarden voor $1/K_g$, die lager zijn dan de berekende $1/k_g$'s.

De rechte, die deze punten verbindt gaat door de oorsprong, waaruit blijkt, dat er geen vloeistofweerstand is; immers $1/k_g$ nadert tot nul voor zeer hoge waarden van Re .

Bij ongeveer dezelfde vloeistofsnelheid en een lager watergehalte (20 %) vindt men waarden voor $1/K_g$, die iets boven de berekende $1/k_g$ waarden liggen. Daar het echter juist is deze gemeten $1/K_g$'s te vergelijken met de andere meetresultaten, wordt de rechte, die door deze $1/K_g$ waarde te trekken is, evenwijdig genomen aan de lijn, die door de punten G_1 t/m G_5 gaat.

Een verlaging van de waterconcentratie tot 15 % ($x = 0.176$) blijkt niet van merkbare invloed te zijn op de vloeistofweerstand (G_{11} t/m G_{13}).

Bij verlaging van de vloeistofsnelheid neemt de overallweerstand sterk toe en nadert een zekere grens; voor $L = 90$ ml/min en $L = 58$ ml/min vindt men ongeveer gelijke weerstanden.

De spreiding in de waarnemingen (b.v. de duplo's $G_{19} + G_{24}$ en $G_{22} + G_{23}$) wordt bij geringere verdamping en dus hogere weerstand groter, daar de fout in y procentueel steeds groter wordt, vanwege de onnauwkeurigheid in de meting van de natte-droge bolthermometer.

In het ongunstigste geval (dus bij lage vloeistof- en hoge gassnelheden) is de verandering in x van de vloeistof 0.26 tot 0,23.

Desondanks lijkt het me wel verantwoord de in de grafiek aangegeven evenwijdige lijnen te trekken. Of deze inderdaad tot waarden van $Re_{gas} \rightarrow \infty$ door mogen lopen kan men betwijfelen, maar de grootte van $1/k_L$ in het gebied, waar de metingen verricht zijn, volgt ook uit de afstand van de evenwijdige lijnen.

De vloeistofweerstand, gemiddeld over de kolom, blijkt dus sterk afhankelijk te zijn van de vloeistofsnelheid, en, daar de lengte van de kolom vastligt, eveneens afhankelijk te zijn van de gemiddelde verblijftijd \bar{t}_v van de vloeistof in de kolom.

$$t_v = \frac{\delta \cdot \pi \cdot D_i \cdot L}{\phi_v} = 0.143 \frac{\delta}{\phi_v} \text{ sec.}$$

De lengte van de kolom L is 1.44 m, de inwendige dia-

meter $D_i = 31.5 \cdot 10^{-3}$ m en δ wordt berekend met behulp van de formule:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot \eta \cdot \phi_v}{\pi \cdot D \cdot \rho \cdot g}}$$

In deze formule is η de viscositeit, ϕ_v de volumestroom in m^3/sec , ρ de dichtheid en g de versnelling van de zwaartekracht.

ϕ_v m^3/sec .	m	t_v sec.	$1/k_L$ N.sec/kmol
4.17	$6.0 \cdot 10^{-4}$	20.6	$0.20 \cdot 10^8$
3.07	5.4	25.2	0.64
1.50	4.3	41	2.04
0.97	3.7	55	2.04

In bovenstaande tabel zijn de resultaten van de berekeningen gegeven. De bij deze verblijftijden behorende vloeistofweerstand zijn in de laatste kolom geplaatst. Ze zijn uitgedrukt in N.sec/kmol.

Het is echter gebruikelijk de vloeistofweerstand uit te drukken in m/sec, waarbij als drijvende kracht een concentratieverschil (in kmol/m^3) genomen wordt. Het verband tussen c_L en x is gegeven door:

$$c_L = \frac{\frac{x/M_{\text{H}_2\text{O}}}{1+x}}{\rho} = \frac{\rho}{M} \cdot \frac{x}{1+x}$$

$x = 0.25$, $M = 18$ en $\rho_{20\%} = 1.196 \cdot 10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$, zodat $c_L = 13.3 \text{ kmol}/\text{m}^3$.

Berekent men k_L met behulp van het verschil in concentratie van het water in de film en van het water in een glycerine-water mengsel, dat met de gasfase in evenwicht is, (bij een bepaalde temperatuur; hier ongeveer 40°) dan vindt men waarden, die niet aan eenzelfde regelmaat voldoen als de waarden, die hierboven berekend zijn.

In een grafiek $1/k_L - \text{Re}^{-0.8}$ verschuiven de punten, die de waarnemingen representeren aanmerkelijk t.o.v. elkaar en zijn b.v. de punten G 6 t/m G 10 zelfs onder de punten G 1 t/m G 5 gekomen. Dit betekent, dat bij een twee

maal zo hoge waterconcentratie in de vloeistof, de vloeistofweerstand groter is, hetgeen fysisch onmogelijk is.

Berekening geeft de volgende resultaten:

Nr.	c_g^*	c	$1/K_L$	Nr.	c_g^*	c	$1/K_L$
G 1	5.6	17.1	$4.8 \cdot 10^5$	G 17	2.5	10.8	$13.2 \cdot 10^5$
G 2	5.0	17.7	4.6	G 18	2.1	11.2	13.4
G 3	5.6	17.1	5.9	G 19	2.1	11.2	17.2
G 4	5.9	16.8	6.8	G 20	2.3	11.0	11.4
G 5	6.4	16.3	8.3	G 21	2.6	10.7	13.5
G 6	5.4	7.9	5.8	G 22	2.8	10.5	11.7
G 7	5.2	8.3	5.2	G 23	2.3	11.0	16.7
G 8	4.6	8.7	5.1	G 24	2.3	11.0	11.7
G 9	4.6	8.7	4.3	G 25	3.0	10.3	7.0
G10	4.2	9.1	3.8	G 26	3.0	10.3	5.6
G11	2.8	10.5	14.3	G 27	3.6	9.7	6.4
G15	2.5	10.8	11.2	G 28	3.8	9.5	7.5
G16	3.0	10.3	13.0				

Om nu toch tot een resultaat te komen, kan men het volgende zeggen:

$$\emptyset_{m/18}'' = k_L (p_L - p_i) = k_L' (c_L - c_i)$$

Stelt men nu: $c_L = H \cdot p_L$ } (en dus H onafhankelijk van de
 en $c_i = H \cdot p_i$ } concentratie in dit gebied).
 (gr. 9)

en neemt men aan, dat de gemiddelde temperatuur 40°C is, dan is $k_L' = k_L/H$.

Bij 40°C vindt men de volgende gegevens:

$x = 0.25$	$p_L = 26 \text{ mm}$	$c_L = 13.3 \text{ kmol/m}^3$	$H = 0.51 \text{ kmol/m}^3 \text{ mmHg}$
0.15	20	9.1	0.46
			gemiddeld 0.48

Uitgedrukt in $\text{kmol/m}^3/\text{N/m}^2$ geeft dit $36 \times 10^{-4} \text{ kmol/N.m}$.
 De uitkomst hiervan in tabelvorm is:

t_v sec.	$1/t_v$	$k_L \text{ kmol/N.sec.}$	$k_L' \text{ m/sec.}$
20.6	0.22	5.0×10^{-8}	1.39×10^{-5}
25.2	0.20	1.5	0.42
41	0.15^6	0.5	0.14
55	0.135	0.5	0.14

In eerste instantie geldt: $k_L = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \cdot \frac{D_L}{t}$ (Wjazowow)

(t = gemiddelde verblijftijd)

Zet men k_L (in m/sec) uit tegen $t_v^{-\frac{1}{2}}$ en trekt men een rechte door de oorsprong en de twee bijeenliggende punten, dan kan men hieruit de diffusiecoëfficiënt berekenen. Men vindt $D_L = 5.2 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{sec}$. (Gr. 10).

De waarde van het getal van Fourier voor $t = 55 \text{ sec}$ en $d = 3.7 \times 10^{-4} \text{ m}$ is 0.021, zodat de genoemde formule voldoende nauwkeurig is.

Uit de literatuur zijn geen gegevens bekend voor de diffusiecoëfficiënt van water in glycerine-watermengsels. Alleen vindt men dat de diffusiecoëfficiënt van glycerine in een glycerine-watermengsel (75 vol % water) is

$$D_{18^\circ\text{C}} = 0.744 \text{ cm}^2/\text{dag} = 0.86 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{sec}.$$

Nu is voor 12½ %-ige glycerine de viscositeit 0.7 c.p. en voor een 80 %-ige oplossing 65 c.p., zodat men door een weliswaar riskante extrapolatie vindt

$$D_{18^\circ, 80\%} = 9.2 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{sec}.$$

Bij 40° C wordt dit 9.9×10^{-11} . (ter vergelijking: De diffusiecoëfficiënt van CO₂ in water is $2 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{sec}$. Bij een 65 × zo grote viscositeit wordt dit $3 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{sec}$)

Bij hoge glycerine-concentraties neemt de viscositeit zeer sterk toe: Bij een concentratieverhoging van 80 tot 90 % wordt de viscositeit vier maal zo groot. In de grenslaag zijn deze hogere concentraties zeker niet denkbeeldig, zodat de waarde van de diffusiecoëfficiënt $5.2 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{sec}$ reëel genoemd mag worden.

Dat de rechte $k_L = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{D_L}{t}$ door de oorsprong en het tweetal punten bij lage waarden van $1/t$ getrokken is, berust op de veronderstelling, dat bij deze vloeistofsnelheden ($Re_L = 0.72$) geen rimpeling optreedt, hetgeen ook visueel geverifieerd is, terwijl bij de andere twee waarnemingen wel rimpeling optreedt. ($Re \approx 3.0$). Hierdoor krijgt k_L een hogere waarde, zoals ook door Kessler bij de absorbtie van SO₂ in water gevonden is. Hij vindt een afwijking bij $Re = 38$ (22 cm hoge buis) en eveneens, dat bij hoge Re -waarden deze afwijking weer afneemt, daar de rimpeling daar weer verdwijnt.

In het gebied van grote afwijkingen zijn in ons geval geen metingen mogelijk, omdat dan de gasweerstand k_g sterk overheersend is.

Misschien is het mogelijk - indien ten minste de capaciteiten van pomp, leidingen en overloop van de kolom dit toelaten - het punt te vinden, waar de afwijking van de rechte weer tot nul nadert.

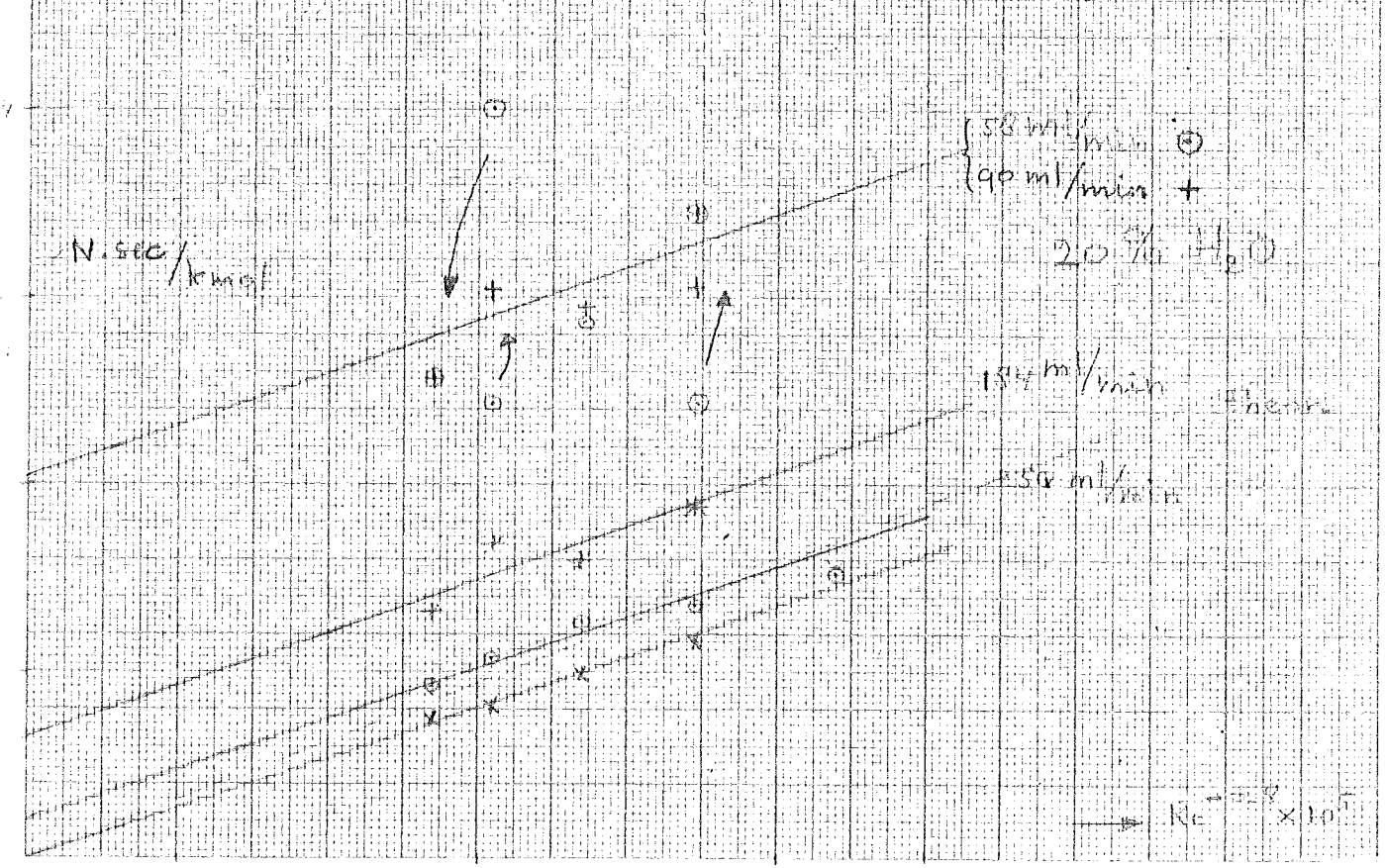
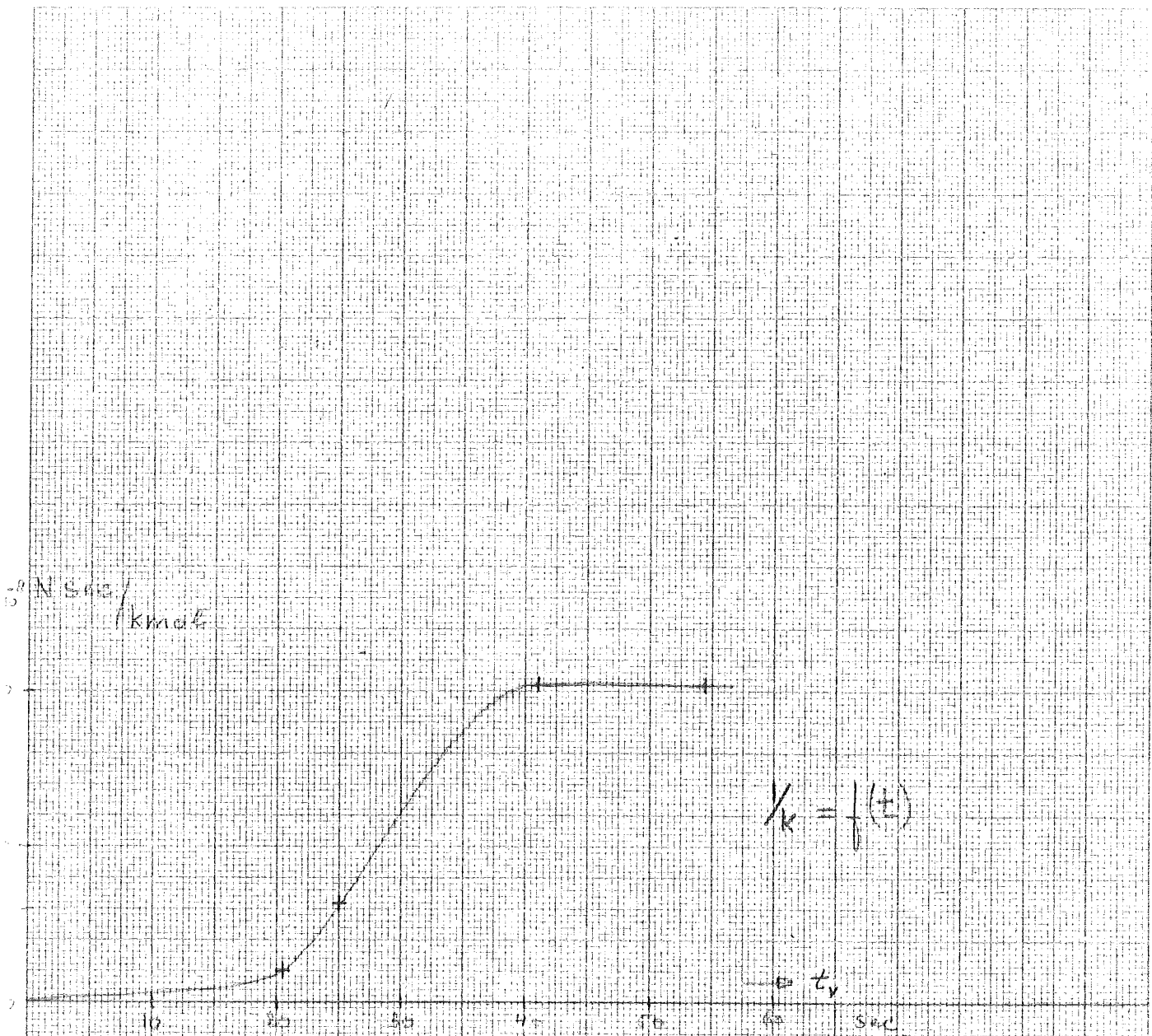
TABEL II.

 $T_{L_{in}} = 45^{\circ} C.$ Waarnemingen en berekeningen.

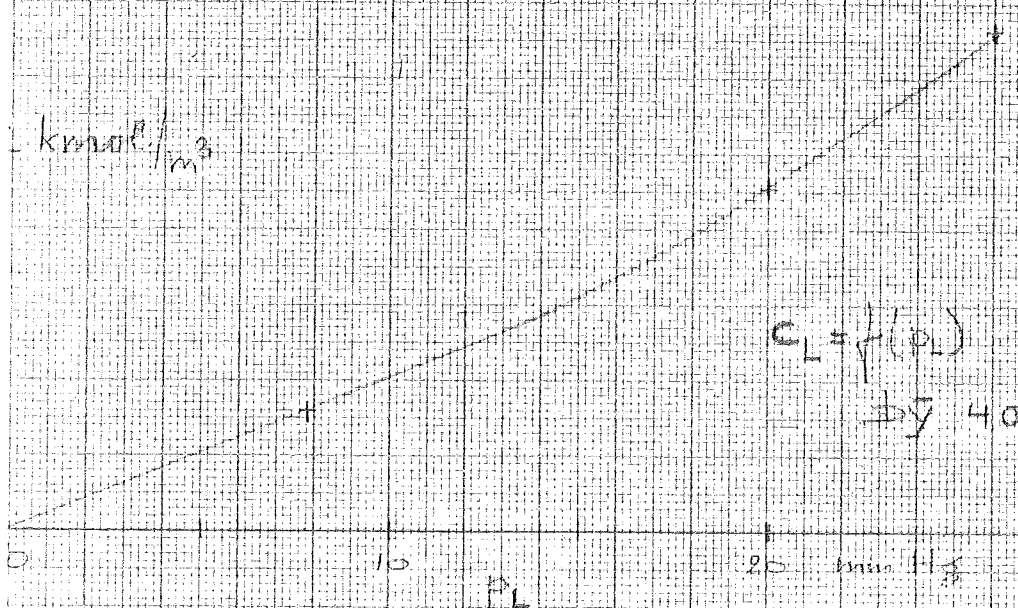
Nr.	G g/min	L ml/min	y_{in}	y_{uit}	$T_{L_{uit}}^{\circ}C$	B mm	$x_{L_{gem.}}$
G 1	286	266	0.0015	0.0210	32.4	752	0.54
G 2	340	266	16	190	31.1		
G 3	230	266	18	215	32.6		
G 4	182	267	19	230	31.8		
G 5	141	266	21	235	37.2		
G 6	141	250	0.0032	0.0190	38.4	757	0.26
G 7	182	253	32	168	38.0		
G 8	230	258	33	150	36.8		
G 9	286	256	33	142	34.8		
G 10	340	256	33	140	35.0		
G 11	340	253	0.0028	0.0110	35.0	760	0.18
G 12	286	250	29	127	35.6		
G 13	230	245	31	127	37.2		
G 14	182	89	0.0023	0.0085	33.2	763	0.25
G 15	340	91	26	70	31.7		
G 16	182	91	26	92	32.5		
G 17	230	90	23	77	31.7		
G 18	286	90	23	67	32.5		
G 19	286	58	0.0023	0.0060	32.0	764	0.24 ⁵
G 20	340	58	23	68	30.0		
G 21	230	60	23	77	28.0		
G 22	182	60	23	95	28.2		
G 23	182	57	16	70	26.2	765	0.25
G 24	286	56	16	67	26.9		
G 25	286	177	0.0018	0.0099	34.0	767	0.25
G 26	340	184	18	102	33.0		
G 27	230	187	19	120	34.5		
G 28	182	189	19	127	35.3		

vervolg TABEL II.

onder		boven		Δp_{gem}	dy/dz	Re $\cdot 10^{-3}$	Re ^{-0.8} $\cdot 10^5$	1/K _g $\cdot 10^{-8}$
p _g	p _L mm	p _g	p _L					
1.8	23	24.5	47	22	0.0135	10.2	0.62	0.82
1.9	22	22.5	47	22	121	12.1	0.54	0.77
2.2	24	25.0	47	22	137	8.2	0.74	1.01
2.3	26	27.5	47	22	146	6.5	0.89	1.18
2.4	30	28	47	23	149	5.0	1.09	1.56
4.1	24	22.5	34	15.5	0.0109	5.0	1.09	1.52
4.1	22.5	20		16	94	6.5	0.89	1.35
4.1	21.5	18		16.5	81	8.2	0.74	1.28
4.1	20.5	17.5		16.5	76	10.2	0.62	1.09
4.1	19.5	17		16.5	74	12.1	0.54	0.93
3.4	17	14	27	13	0.0058	12.1	0.54	0.94
3.5	16.5	16		12	68	10.2	0.62	0.89
3.5	18	16		13	66	8.2	0.74	1.22
2.8	17	10	34	19	0.0043	6.5	0.89	3.44
3.1	15	9		18.5	30	12.1	0.54	2.56
3.1	16	11.5		18	46	6.5	0.89	3.03
2.8	15	9.5		18	37	8.2	0.74	2.94
2.8	15	6.8		19	30	10.2	0.62	3.03
2.8	15	7.3	34	19	0.0025	10.2	0.62	4.00
2.8	13	8.3		18.5	31	12.1	0.54	2.56
2.8	12	9.4		17	37	8.2	0.74	2.86
2.8	12	12.0		15.5	50	6.5	0.89	2.42
1.9	11	9.0		17	37	6.5	0.89	3.44
1.9	11	8.5		17	35	10.2	0.62	2.42
2.2	18	12.2	34	19	0.0057	10.2	0.62	1.69
2.2	17	12.6		18	58	12.1	0.54	1.31
2.3	19	15.0		18	70	8.2	0.74	1.59
2.3	20	15.7		18	75	6.5	0.89	1.89



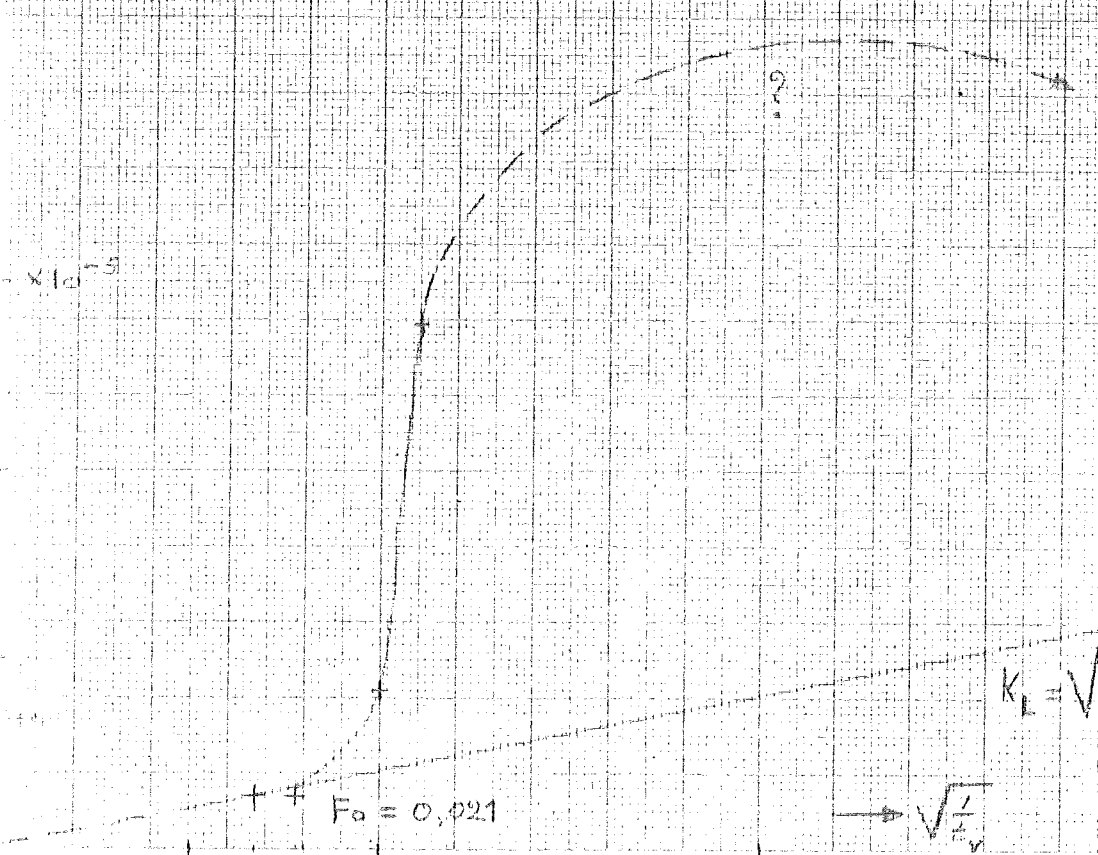
kmol/m³



$c_L = f(t)$
by 40°C

Gr 9

$\times 10^{-3}$



Gr 10

$$K_L = \sqrt{\frac{6}{\pi} \cdot \frac{D}{L} \cdot v}$$

$F_o = 0,021$

$\rightarrow \sqrt{\frac{1}{v}}$

Geraadpleegde literatuur.

1. R.Higbie Trans.Am.Inst.Chem.Engrs.
XXXI. p. 365 (1935)
2. H.F.Johnstone en Trans.Am.Inst.Chem.Engrs.
R.Pigford XXXVII. p. 95 (1941)
3. W.W.Wjazowow Zjoernal Technitsjeskoi Fisiki
U.S.S.R. p. 1519 - 1532 (1940)
4. P.L.Kapitza Journ.of Theor.and Exp.Physics
18, p. 3 (1948)
5. T.K.Sherwood Absorbtion and Extraction,
2nd Ed. (1952)
6. G.G.Brown c.s. Unit Operations
7. H.Kramers Colledge dictaat Physische
werkwijzen I
8. P.V.Danckwerts Ind.Eng.Chem. 43, p. 1461 (1951)
9. Intern.Critical Tables V (1929)
10. Tabellen Ned.Chem.Ver. (1951)
11. Ch.Hodgman Handbook of Chemistry and
Physics (1948)
12. W.Barnet en K.Kobe Ind.Eng.Chem. 33, p. 436 (1941)
13. E.R.Gilliland en Ind.Eng.Chem. 26, 516 (1934)
T.K.Sherwood
14. M.Jackson en Ind.Eng.Chem. 42, p. 1188 (1950)
N.Ceaglske

