

Archief Val 192

TECHNISCHE HOGESCHOOL DELFT

WARMTEOVERDRACHT DOOR STRALING NAAR
CONTINU BEWEGENDE DUNNE METAALPLATEN

AFSTUDEERVERSLAG

J.H. van NOOD

januari 1966

LABORATORIUM VOOR FYSISCHE TECHNOLOGIE

WARMTEOVERDRACHT DOOR STRALING NAAR CONTINU
BEWEGENDE DUNNE METAALPLATEN

Laboratorium voor Fysische Technologie
J.H. van Nood
januari 1966.

SAMENVATTING

In dit verslag wordt een algemene theorie gegeven voor de opwarming door straling van continu bewegende dunne metaalplaten. Er is rekening gehouden met het gelijktijdig warmte-transport door vrije convectie en met de eindige afmetingen van de straler. De mathematische formulering van de warmtebalans is voor veel praktijkgevallen van toepassing. De oplossingen zijn verkregen met een analoge rekenmachine. Met een infraroodstraler zijn bewegende stalen strippen opgewarmd onder variërende omstandigheden. De experimentele resultaten zijn in goede overeenstemming met de theorie.

↗ niet zo nauwkeurig

INHOUD

	<u>blz.</u>
I INLEIDING	1
II THEORIE	
2.1 Stralingstransport aan de bovenzijde	2
2.2 Stralingstransport aan de onderzijde	3
2.3 Warmtetransport door convectie	4
2.4 Warmtetransport door geleiding in de langs- richting	4
2.5 Totale warmtebalans	4
2.6 Vergelijking met de theorie van Madejski	5
2.7 Illustratie van de warmtebalans	5
III EXPERIMENTELE OPZET	
3.1 Apparatuur	7
3.2 Opzet van de metingen aan de hand van de procesvariabelen	8
IV METINGEN	
4.0 Procedure om theorie en experimenten te ver- gelijken	9
4.1 μ -variatiës	10
4.2 ε -variatiës	11
4.3 Warmteoverdracht door convectie	12
4.4 Geleiding en Warmtepenetratie	13
4.5 β -variatiës	14
V CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN	
5.1 Conclusies	15
5.2 Aanbevelingen en uitzichten voor experimenten met bevochtigde strips	15
VI APPENDICES	
6.1 Berekening van de geometrische factor	17
6.2 Oplosmethode met een analoge rekenmachine	20
VII LITERATUUR	22
VIII LIJST VAN DE GEBRUIKTE SYMBOLEN	23

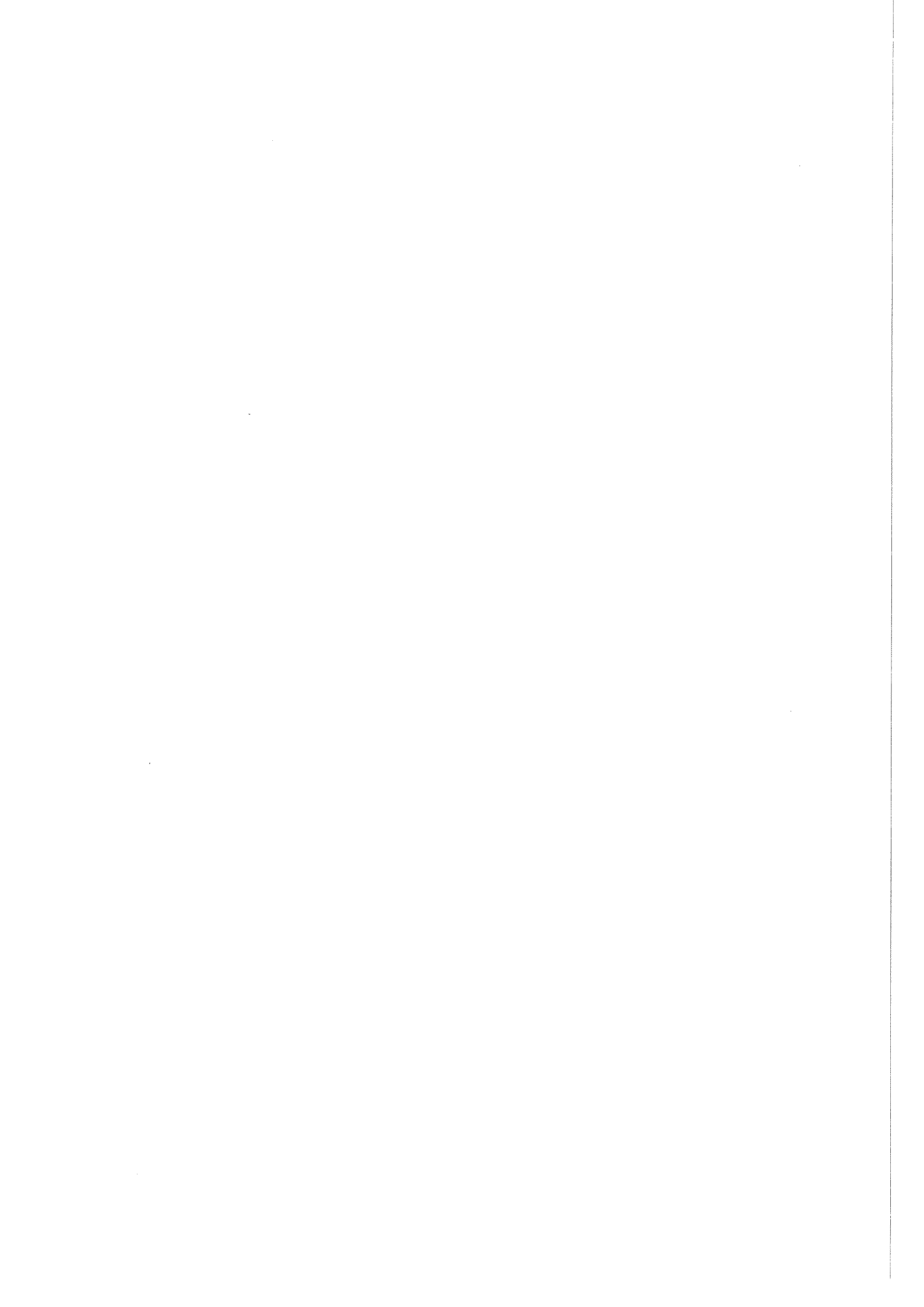
I INLEIDING

De studie van warmteoverdracht door straling en convectie, tussen oppervlakken die ten opzichte van elkaar in beweging zijn, is van aanzienlijk belang voor de praktijk. In veel technische processen worden bewegende oppervlakken met behulp van stralingswarmte verwarmd of gedroogd. In de papierindustrie wordt de coating op het bewegende papier door straling gehard. Grote vellen kunststoffen worden door straling opgewarmd of gedroogd. In de metaalindustrie worden tinlagen op platen metaal gebracht en gehard door stralingswarmte; ook worden in de staalindustrie continu dunne staalplaten in een laatste stap van het walsproces geëtsd in een etsbad en daarna door straling gedroogd en gehard. Toch wordt in de literatuur nauwelijks over deze vorm van warmteoverdracht gesproken.

De aanleiding voor dit onderzoek is een publikatie geweest van Madejski (lit.1), waarin algemene formules worden gegeven voor warmteoverdracht door straling tussen bewegende oppervlakken; hij houdt echter geen rekening met het gelijktijdig optreden van warmtetransport door convectie en geleiding, noch met het warmteverlies door uitstraling aan de achterzijde van de oppervlakken, zoals dit in de praktijk voorkomt.

In dit verslag wordt in hoofdstuk II een algemene theorie gegeven die de opwarming beschrijft van een bewegende dunne plaat die door straling wordt verhit. Hierbij wordt rekening gehouden met nauwkeurig gedefinieerde beginvoorwaarden, met de afkoeling van de plaat door convectie, uitstraling en geleiding en met de eindige afmetingen van het stralend oppervlak.

In hoofdstuk III wordt de experimentele opzet besproken, waarmee verschillende facetten van de theorie getoetst konden worden. De resultaten van dit onderzoek zijn gegeven in hoofdstuk IV. Tenslotte worden enkele conclusies en aanbevelingen gegeven aan de hand waarvan dit onderzoek uitgebreid kan worden voor experimenten met het opwarmen en drogen van bevochtigde platen.



II THEORIE

Het beschouwde systeem bestaat uit een stralend oppervlak (temperatuur T_w) met daaraan evenwijdig een met constante snelheid voortbewegende dunne plaat. Bij de opzet van de algemene theorie voor de opwarming van de plaat gaan wij er van uit dat de warmtepenetratie zo groot is dat de plaat voortdurend volledig doorgewarmd is. Dit zal nog nader worden toegelicht (hoofdstuk IV.4).

Er wordt een warmtebalans opgesteld voor een plaalement met dikte b , lengte dx en breedte 1 (fig.1)

$$b \, dx \, c \, \rho \, \frac{dT}{dt} = (1 - 2) + (3 - 4) - (5 + 6) + (7 - 8)$$

Hierin is c de soortelijke warmte van de plaat, ρ de dichtheid en t de tijd ($t = x/v$).

(1 - 2) is het netto warmtetransport door straling aan de bovenzijde van de plaat.

(3 - 4) is het netto stralingstransport aan de onderzijde.

(5 + 6) is het totale warmtetransport door convectie.

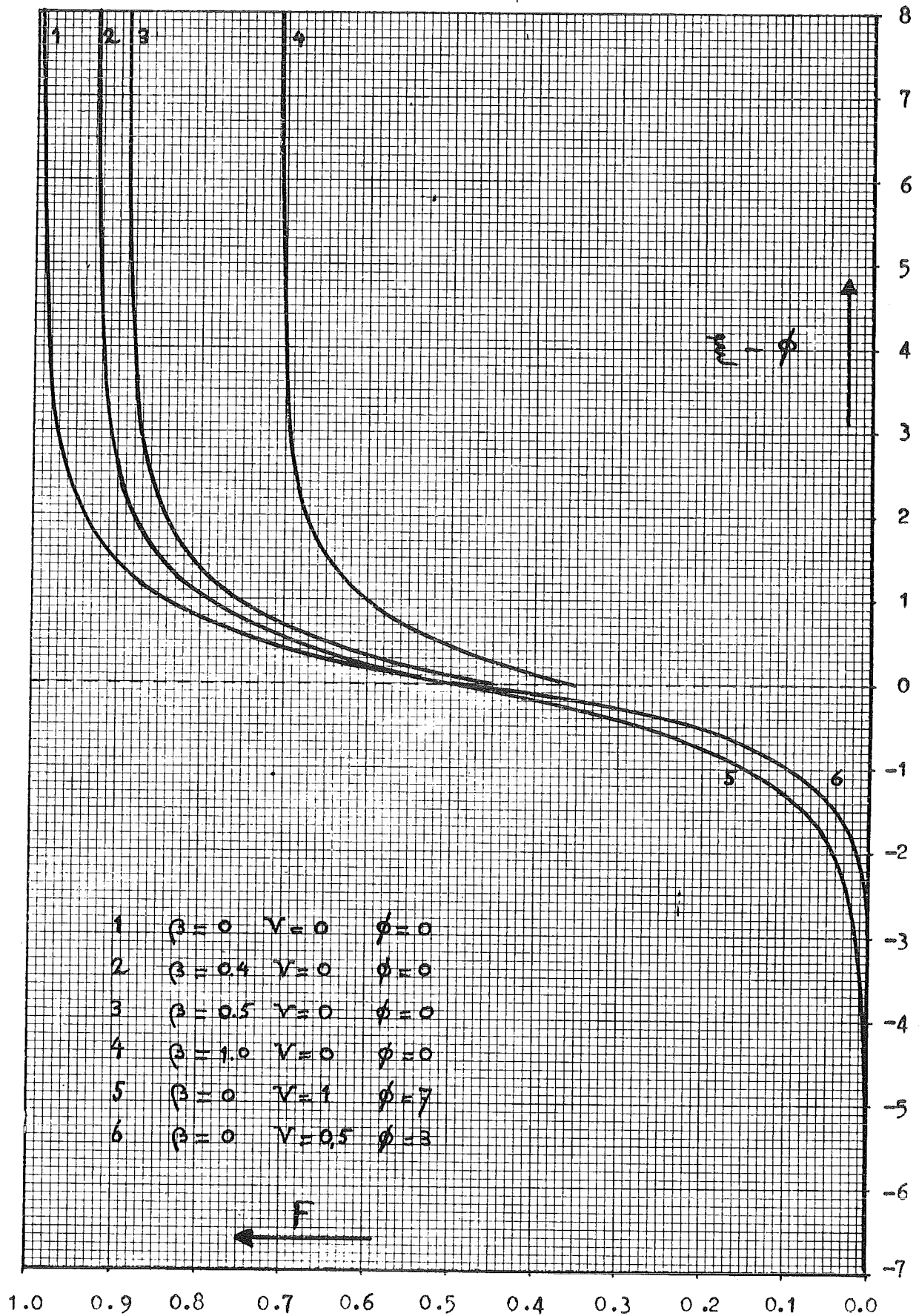
(7 - 8) is het netto warmtetransport door geleiding.

De termen van de algemene balans worden nu afzonderlijk besproken.

2.1 Het stralingstransport aan de bovenzijde van de plaat.

We veronderstellen het medium tussen stralingsbron en plaat volledig diathermaan (lucht) en houden slechts met primaire straling rekening d.w.z. de door de plaat teruggekaatste straling wordt niet weer door de straler gereflecteerd.

Aangezien de stralingsbron een eindige lengte en breedte heeft, moet bij het stralingstransport naar de plaat rekening gehouden worden met de beginvoorwaarden en met de verhouding tussen de breedte van de straler ($2h$) en de afstand tussen straler en plaat (l). Om deze reden ontvangt het plaalement niet een warmtestraling $e \sigma T_w^4 dx$ maar slechts een fractie hiervan: $F e \sigma T_w^4 dx$. Hierin is F de geometrische



Grafiek 1 GEOMETRISCHE FACTOREN

($\xi - \phi = 0$ is direct onder het begin van de straler.)

factor tussen straler en plaat, e de absorptiecoëfficiënt van de plaat en σ de stralingsconstante.

In figuur 2a is de situatie aan het begin van de straler getekend. T_o is de temperatuur van een koellichaam dat bij de proeven voor de straler wordt opgesteld om de geometrie van de beginsituatie eenduidig vast te leggen. Er wordt verondersteld $T_o^4 \ll T_w^4$, waarmee de straling uitgaande van het koellichaam wordt verwaarloosd. Het begin van de verwarming van de plaat wordt gedefinieerd met de grootheden $V = d/l$ en $\phi = x_o/l$, hierin is d de afstand tussen koeler en plaat en x_o de afstand, gerekend vanaf het begin van de straler, tot de plaats waar de strip nog juist door de straler verwarmd wordt. (x_o is een functie van d). De invloed van de breedteafmeting van de straler wordt weergegeven met de grootheid $\beta = l/h$ (zie fig.2b).

De geometrische factor is op grond van het bovenstaande een functie van V , ϕ , β en ξ (indien ξ de dimensieloze plaats van het plaalement is $\xi = x/l$).

De berekening van de geometrische factor F wordt gegeven in appendix I. In grafiek 1 is F gegeven als functie van ξ voor enkele waarden van V , ϕ en β . In grafiek 2 (curve 2) is de geometrische factor gegeven die berekend is voor de straler en strip die bij dit onderzoek gebruikt werden.

Het netto stralingstransport aan de bovenzijde van de plaat is nu: $(1 - 2) = F e \sigma T_w^4 dx - e \sigma T^4 dx$.

2.2 Het netto stralingstransport aan de onderzijde.

Er wordt verondersteld dat de emissiecoëfficiënten voor onder- en bovenzijde van de plaat verschillend zijn.

($e_{\text{boven}} = e$, $e_{\text{onder}} = e'$). Het netto stralingstransport aan de onderzijde bedraagt: $(3 - 4) = e' \sigma T_o^4 dx - e' \sigma T^4 dx$.

Hierin is T_o de omgevingstemperatuur.

2.3 Het warmtetransport door convectie.

De warmtestroom door convectie is:

(5 + 6) = $\alpha(T - T_0) 2 dx$. Hierin is α de gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt voor onder- en bovenzijde van de plaat. Deze warmteoverdrachtscoëfficiënt is een functie van het temperatuursverschil $(T - T_0)$, de snelheid en de breedte van de plaat. In de literatuur worden enige relaties gegeven tussen de kentallen Nu, Gr en Pr waaruit α bepaald kan worden als functie van ΔT voor zeer brede stilstaande horizontale platen. In de meeste gevallen zal het verband tussen α en ΔT echter afzonderlijk gezocht moeten worden. In hoofdstuk IV wordt de relatie tussen α en ΔT besproken zoals die is afgeleid uit experimenten aan smalle strips die met geringe snelheid bewegen.

2.4 Het netto warmtetransport door geleiding in de langsrichting van de plaat.

De warmtestroom door geleiding bedraagt:

(7 - 8) = $b \lambda \frac{d^2 T}{dx^2}$, waarin λ de warmtegeleidingscoëfficiënt van het plaatmateriaal is. De geleiding in de langsrichting van de plaat kan in de meeste praktijkgevallen verwaarloosd worden. Dit wordt toegelicht in hoofdstuk IV paragraaf 4.

2.5 De totale warmtebalans voor het plaalement wordt nu met de resultaten van de paragrafen 2.1 tot en met 2.4:

De warmtestroom door geleiding is verwaarloosd.

$$c \rho v b \frac{dT}{dx} = F e \sigma T_w^4 - e \sigma T^4 - e' \sigma (T^4 - T_0^4) - 2\alpha(T - T_0) + b \lambda \frac{d^2 T}{dx^2}$$

We maken deze vergelijking dimensieloos door beide leden te delen door $e \sigma T_w^4$ en voeren daarbij de volgende dimensieloze grootheden in:

$$\theta = T/T_w \quad \theta_0 = T_0/T_w \quad \xi = x/l \quad \mu/2 = \frac{c \rho v b}{e \sigma l T_w^3}$$

$$\varepsilon = e'/e \quad \alpha' = 2\alpha/e \sigma T_w^3 \quad \gamma = \frac{b \lambda}{e \sigma l^2 T_w^3}$$

De differentiaalvergelijking die de opwarming van de bewegende plaat beschrijft wordt nu:

$$\frac{\mu}{2} \frac{d\theta}{d\xi} = F - \theta^4 - \varepsilon(\theta^4 - \theta_0^4) - \alpha'(\theta - \theta_0) + \gamma \frac{d^2\theta}{d\xi^2}.$$

Deze vergelijking is opgelost met behulp van een analoge rekenmachine (zie appendix II). In de grafieken 3a, 4a, 5a en 9a zijn enige oplossingen van deze differentiaalvergelijking gegeven met de coëfficiënten zoals die bij onze experimenten behoren. In paragraaf 7 wordt een illustratie van de totale warmtebalans besproken.

2.6 Vergelijking met de theorie van Madejski.

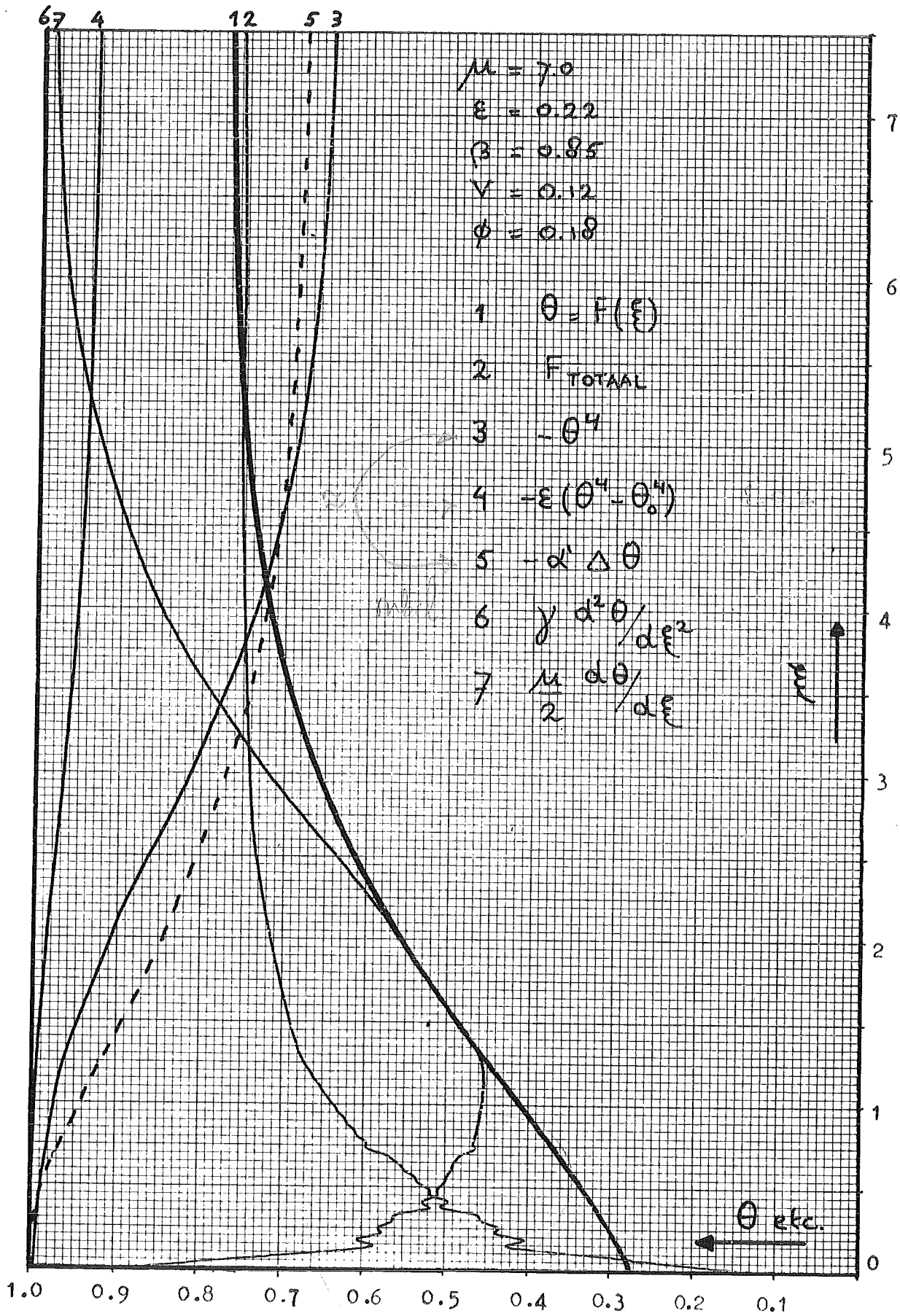
In de inleiding werd de publikatie van Madejski genoemd (lit.1). Hij verwaarloost de invloed van de uitstraling aan de onderzijde en het warmteverlies door convectie en geleiding. Tevens kiest hij sterk vereenvoudigde randvoorwaarden: de opwarming begint precies bij het begin van de straler. Verder heeft zijn straler een oneindige breedte (d.w.z. $\beta = \nu = \phi = 0$). De differentiaalvergelijking die voor dit geval door Madejski wordt afgeleid, luidt:

$$\frac{\mu}{2} \frac{d\theta}{d\xi} = F - \theta^4$$

Hiermee blijkt deze vergelijking een bijzonder geval te zijn van de algemene theorie zoals wij die in dit hoofdstuk geven.

2.7 Illustratie van de totale warmtebalans.

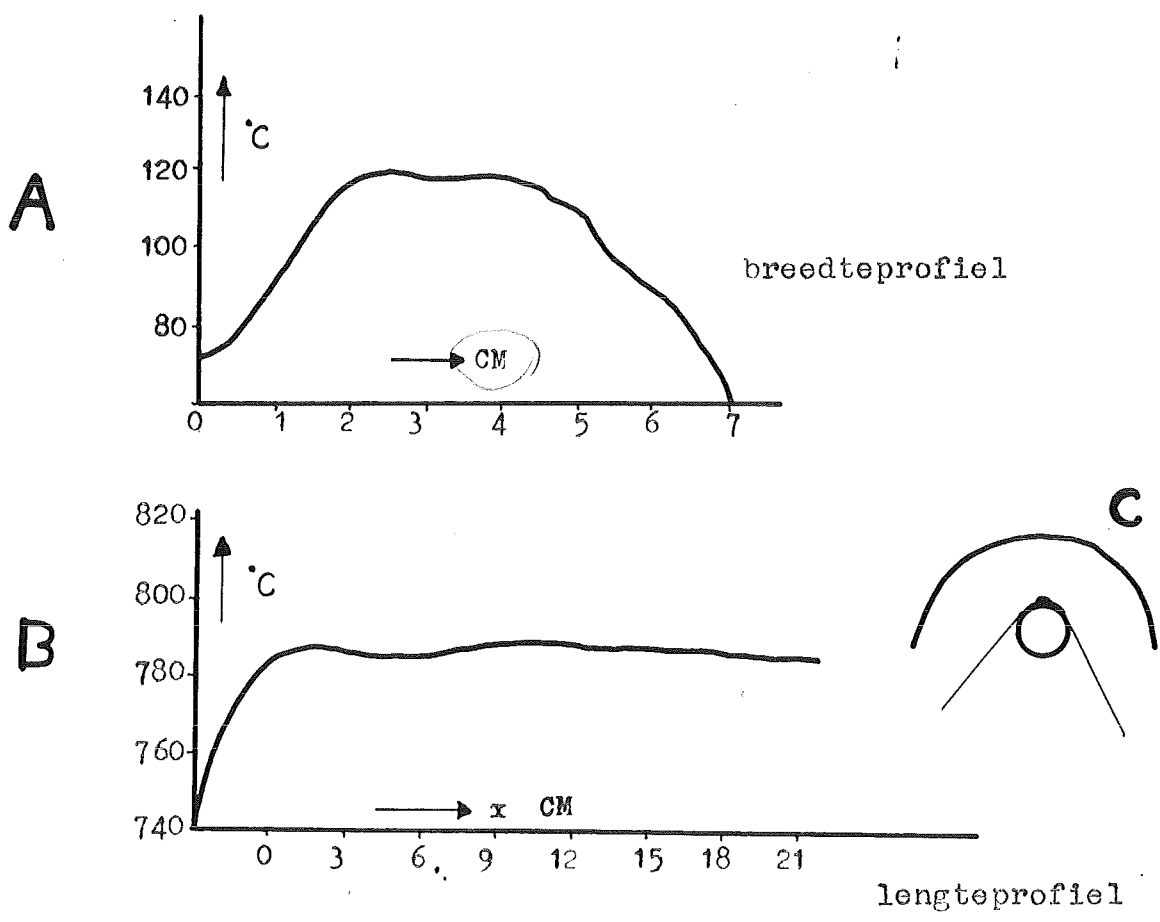
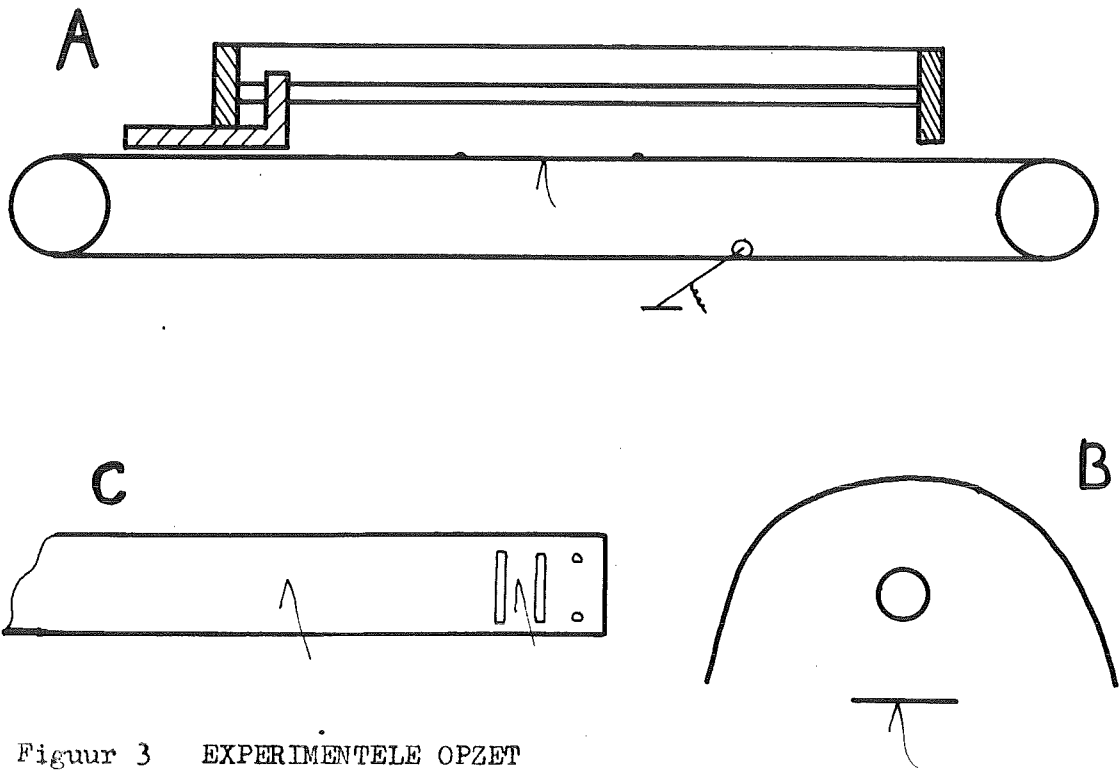
De differentiaalvergelijking die de opwarming van de plaat beschrijft is grafisch weergegeven in grafiek 2. In deze grafiek is θ uitgezet als functie van ξ . Tevens zijn met dezelfde constanten en gelijke schaalwaarden de verschillende termen van de differentiaalvergelijking als functie van ξ gegeven:



Grafiek 2 ILLUSTRATIE VAN DE
TOTALE WARMTEBALANS

kromme 2 is een maat voor de straling die de strip aan de bovenzijde ontvangt,
kromme 3 voor de uitstraling aan de bovenzijde,
kromme 4 voor de uitstraling aan de onderzijde,
kromme 5 voor het warmteverlies door convectie aan beide zijden,
kromme 6 voor het warmteverlies door geleiding.

De grote invloed van het warmteverlies door uitstraling aan de onderzijde en door convectie aan beide zijden wordt met deze grafiek duidelijk geïllustreerd, waarmee het verschil tussen de hier gegeven theorie en de afleidingen van Madejski is aangetoond.



III EXPERIMENTELE OPZET

3.1 Apparatuur.

In figuur 3a is een schema gegeven van de experimentele opzet. Een metalen strip (breedte 1,5 cm. dikte 0,05 mm.) kan rond-draaien over twee rollen, waarvan de eerste met verschillende snelheden kan worden aangedreven. Tussen de einden van de strip wordt een meetsectie geschroefd (breedte 1,5 cm. lengte 15 cm. variabele dikte 0,05 tot 0,30^{mm}/m.) Boven de strip is een infraroodstraler (Philips 1000 Watt, type ZF 20/00) geplaatst. De straler bestaat uit een buis van kwarts die van binnen elektrisch wordt verhit. Om de straalbuis is een aluminium kap gebogen, van binnen voorzien van een goed reflecterende metaallaag (fig. 3b). De afstand tussen straalbuis en strip is 26 - 27 mm.

De temperatuurprofielen dwars op de straler en in de langsrichting zijn gegeven in figuur 4. Het dwarsprofiel werd verkregen door een thermokoppel dwars onder de straalbuis te bewegen (op een afstand van 27 mm.). De temperatuur blijkt over een afstand groter dan de stripbreedte constant te zijn. De temperaturen in figuur 4a zijn te laag vanwege het grote warmteverlies door geleiding van het thermokoppel. De temperaturen in de langsrichting zijn gemeten door een thermokoppel van 0,05 mm. diameter langs de straalbuis te bewegen (fig. 3c). De axiale temperatuurverdeling van deze (uitgezochte) straler blijkt ook voldoende uniform te zijn. Het inloopgedeelte van de straalbuis wordt omsloten door een koperen koellichaam, dat met water gekoeld wordt. De afstand d tussen koeler en strip is 3 mm.

De meetstrippen zijn van gepolijst roestvrij staal of van roestvrij verenstaal. De strippen worden aan de bovenzijde geroet met een walmende kaarsvlam. De temperatuur van de strippen wordt gemeten door aan de onderzijde een Chromel-Alumel thermokoppel te puntlassen (diameter 0,2 mm.). De temperaturen zijn met een recorder geregistreerd.

3.2 Opzet van de metingen aan de hand van de procesvariabelen.

De opwarming van de bewegende strip wordt volgens de theorie in hoofdstuk II beschreven met de volgende procesvariabelen:

$$\mu = \frac{2 c \rho v b}{e \sigma \ell T_w^3}, \quad \varepsilon = \frac{e'}{e}, \quad \alpha' = \frac{2 \alpha}{e \sigma T_w^3}, \quad \gamma = \frac{b \lambda}{e \sigma \ell^2 T_w^3}.$$

Met de hier boven beschreven apparatuur zijn de volgende metingen gedaan:

1. μ is gevarieerd door metingen te doen met verschillende snelheden en verschillende stripdikten. Bij de verschillende dikten moet een correctie worden aangebracht voor de dikteverandering door de puntlasmethode van het thermokoppel (zie hfdst. IV.1).
2. ε is gevarieerd door ook aan de onderzijde op de strip roet aan te brengen (hfdst. IV.2).
3. De gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt voor vrije convection werd gemeten door de meetsectie aan beide zijden van de grote strip te isoleren. Daarna werd aan de einden van de meetstrip een variabele spanning aangebracht waardoor de strippen met verschillende vermogens gestookt werden; zo kon α als functie van ΔT gemeten worden (hfdst. IV.3).
4. De invloed van de langseleiding werd gemeten met een strip als getekend in figuur 3c. Op een strip werden twee thermokoppels gelast, waarvan er één in de langsricting geïsoleerd was door spleten in de strip. De temperatuur op beide plaatsen werd met een tweepuntsschrijver geregistreerd (hfdst. IV.4).
5. Er zijn een aantal metingen gedaan met een gewijzigde, kleinere afstand tussen straler en strip ($\ell = 20$ mm.). De koeler werd hierbij zo verplaatst dat de afstand tussen koellichaam en strip 3 mm. bleef (hfdst. IV.5). Het was niet mogelijk metingen met grote waarden van ℓ te doen daar de temperatuurprofielen van de gebruikte straler dan niet meer gelijk bleven en hierdoor de metingen niet meer onderling te vergelijken waren.

*gemiddelde
warmte
overdracht*

IV METINGEN

4.0 De procedure om experimenten en theorie te vergelijken.

De opwarming van de strip wordt beschreven met de variabelen $\mu, \epsilon, \alpha', \gamma, \beta, V$ en ϕ . Behalve β zijn al deze grootheden door berekening of uit experimenten bekend. Voor de waarde van $\beta (= \ell/h)$ kan slechts een schatting gemaakt worden aangezien de effectieve breedte $2h$ van de infraroodstraler niet bekend is. De waarde van $2h$ moet kleiner zijn dan de breedte van de aluminium kap en groter dan de breedte van de kwartsbuis, aangezien de aluminium kap door de zeer goede reflectie en de parabolische vorm de effectieve breedte van de lamp groter maakt dan de breedte van de straalbuis (zie fig. 3b).

Er konden slechts twee metingen met verschillende afstanden ℓ gedaan worden (zie III.2.5) zodat het onmogelijk was met variaties van β (door vergelijking van theorie en experiment bij gelijkblijvende overige procesvariabelen) de waarde van $2h$ te berekenen.

De waarde van $2h$ is nu als volgt bepaald: Voor kleine waarden van μ bereikt de strip snel zijn maximale temperatuur. De grootte van dit maximum wordt slechts bepaald door ϵ, α' en β . De waarden van ϵ en α' zijn bekend zodat de waarde van β gevonden kan worden door het maximum van de experimentele opwarmkromme te vergelijken met het overeenkomende theoretische maximum. Op deze wijze werd gevonden $2h = 31$ mm. ($\beta = 0,85$ indien $\ell = 26,5$ mm.). De breedte van de kap is 60 mm. de diameter van de straalbuis is 9 mm.

Voor de andere parameters uit de differentiaalvergelijking zijn de experimentele of berekende waarden gebruikt, zie tabel I.

TABEL I Waarden gebruikt bij de berekening van de procesvariabelen.

$c = 535$	$J/kg^{\circ}C$	$e = 0,90$	(lit.3)
$\rho = 7750$	kg/m^3	$e' = 0,20$	(lit.4)
$\sigma = 5,75 \cdot 10^{-8}$	$W/m^2 \cdot K^4$	$T_w = 1060$	$^{\circ}K$ (fig.4b)
$\lambda = 45$	$W/m^{\circ}C$	$d = 3$	mm.
$l = 26 - 27$	mm.	$x_0 = 4 - 5$	mm. *)

4.1 μ - variaties.

Met de in bovenstaande tabel gegeven waarden volgt voor

$$\mu = \frac{2 c \rho}{e \sigma \lambda T_w^3} b v = 505 b v \quad (\text{met } v \text{ in m/s en } b \text{ in } 0,1 \text{ mm.})$$

Aangezien de strip op de plaats waar de temperatuur gemeten wordt dikker is vanwege het op de strip gelaste thermokoppel, zijn enige metingen gedaan om voor deze dikteverandering een correctie te geven.

Op een strip van 0,11 mm. dikte zijn drie thermokoppels gepuntlast van 0,2; 0,3 en 0,4 mm. diameter. De verschillende opwarmkrommen zijn met een recorder geregistreerd en de waarde van van de hiermee respectievelijk overeenkomende theoretische curven is afgelezen. In grafiek 6 zijn de resultaten uitgezet. Na extrapolatie naar nul (een fictief thermokoppel met diameter nul) blijkt de correctie voor μ en dus voor b $18,0/16,3 = 1,1$ te zijn, indien de gebruikte strip 0,11 mm. dik is en het thermokoppel een diameter van 0,2 mm. heeft.

Handwritten notes:
 berekening van μ met $v = 16,3$
 met $\mu = 16,3$
 met $v = 16,3$

Handwritten notes:
 in dit geval is correctie
 en geleidingscoëfficiënt

Met een strip van 0,11 mm. dikte zijn metingen gedaan met zes verschillende bandsnelheden. De experimentele waarde van μ is met de volgende formule berekend:

$$\mu = 1,1 \times 505 \times b \times v = 610 v$$

*) De afstand x_0 werd gemeten door de plaats te zoeken waar de stilstaande strip nog juist niet werd opgewarmd.

De resultaten zijn in grafiek 3b gegeven. De theoretische krommen met overeenkomstige μ zijn gegeven in grafiek 3a. De overeenkomst tussen theorie en experiment is hier uitstekend.

Met een stripsnelheid van 1,52 cm/s zijn metingen gedaan met vijf verschillende stripdikten. Zonder correctie voor de dikte van het thermokoppel is de formule voor μ :

$$\mu = 7,7 b \quad (b \text{ in } 0,1 \text{ mm.})$$

Aangezien er slechts bij één dikte metingen gedaan zijn aan de invloed van het thermokoppel, kunnen de exacte correcties niet gegeven worden. In tabel II zijn de waarden van μ gegeven (zonder correctie : $\mu = 7,7 b$). Tevens is de correctie berekend waarmee de waarden van μ gecorrigeerd moeten worden om de experimentele curven met de theorie te verklaren. De theoretische en experimentele krommen zijn gegeven in grafiek 4a en 4b.

TABEL II Berekeningen van μ bij de verschillende stripdikten.

b (0,1 mm.)	μ ongecorr.	X correctie =	μ theor.
0,55	4,3	1,28	5,5
1,1	8,5	1,10	9,3
2,0	15,4	1,01	15,5
2,5	19,2	0,99	19
3,1	24,0	1,04	25

Met toenemende dikte wordt de correctie voor de invloed van het thermokoppel geringer, zoals te verwachten is aangezien de relatieve dikteverandering door de puntlas afneemt.

4.2 ϵ - variaties.

Met een strip van 0,11 mm. dikte en met bandsnelheden van 0,82 cm/s en 2,4 cm/s zijn experimenten gedaan met variabele ϵ . De emissiecoëfficiënt van de roestvrijstalen strip is gemeten door Den Hartog (lit. 4). Voor een met kaarswalm geroete strip wordt in de literatuur gegeven $\epsilon = 0,9$ (lit. 3). Naast de gebruikelijke experimenten met $\epsilon = 0,2/0,9 = 0,22$ zijn nu metingen gedaan

met aan beide zijden geroete strippen ($\epsilon = 1,00$). De theoretische en experimentele resultaten worden gegeven in de grafieken 5a en 5b. De overeenkomst tussen theorie en experiment is ook hier goed.

4.3 Meting van de warmteoverdrachtscoëfficiënt voor vrije convection.

De gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt werd berekend uit het aan de meetsectie toegevoerde electrisch vermogen W en uit de gemeten striptemperatuur T met de formule:

W = 20

$$W = \left\{ \alpha (T - T_0) + e \sigma (T^4 - T_0^4) \right\} 20 ; \quad 0,32 \frac{\lambda \Delta T}{0,67^3 \Delta T} < 0,1$$

hierin is 0 het oppervlak van de strip. Aangezien het gebruikte stripmateriaal bij hoge temperaturen donkerder werd zijn de strippen aan beide zijden geroet teneinde aan weerskanten een goed gedefinieerde uitstraling te verkrijgen.

Er zijn metingen gedaan met stripsnelheden tot $5,5$ cm/s. De snelheid bleek geen meetbare invloed op α te hebben. De resultaten met strippen van $0,5$ cm. en $1,5$ cm. breed zijn gegeven in grafiek 7.

In grafiek 8 is het kental van Nusselt uitgezet als een functie van het product van de kentallen van Grashof en Prandtl. Hierbij is als lengteafmeting steeds de breedte van de strip gebruikt. Voor waarden van $\Delta T < 80^\circ\text{C}$ voldoet de warmteoverdrachtscoëfficiënt voor beide stripbreedten aan de relatie:

$$\alpha L / \lambda = Nu = 0,82 (Gr.Pr)^{0,4}$$

Boven de waarde van $\Delta T = 80^\circ\text{C}$ wijkt α af van de bovengegeven relatie. Klaarblijkelijk verandert het regime van de vrije convection boven deze temperatuur. De mogelijke oorzaak hiervoor is een verandering van het gedrag van de grote wervels, die om deze smalle strippen ontstaan.

strips

4.4 Geleiding en warmtepenetratie.

Er zijn metingen gedaan naar de invloed van geleiding in de langsrichting met een strip als getekend in figuur 3c met snelheden variërend van 0,82 cm/s tot 5,5 cm/s. Bij géén van de experimenten was er een meetbaar verschil waar te nemen tussen de opwarmcurven opgenomen midden in de meetsectie en op de geïsoleerde plaats tussen de sleuven. Zoals vermeld zal worden in appendix II was de waarde van de procesvariabele γ zo klein (0,05 - 0,3) dat het onmogelijk was de invloed van de langsgeleiding met de analoge machine na te gaan.

We berekenen voor de bewegende strip de verhouding p tussen de warmtetoename door geleiding en door meevoering bij de snelheid $v = 0,82$ cm/s. :

$$p = \frac{\lambda b \frac{d^2 T}{dx^2}}{\rho c v b \frac{dT}{dx}} = \frac{a}{v l} \frac{d^2 \theta / d\xi^2}{d\theta / d\xi} \leq 5 \cdot 10^{-2} \times 0,6 = 3 \cdot 10^{-2}$$

De experimentele waarde van $d^2 \theta / d\xi^2 / d\theta / d\xi$ is bepaald uit grafiek 3b en is nergens groter dan 0,60. De opwarming van de strip door geleiding is dus nergens meer dan 3% van de opwarming door meevoering. Op grond hiervan is de invloed van geleiding in de langsrichting verwaarloosd.

Warmtepenetratie.

Op een strip van 0,3 mm. dikte is zowel aan de bovenzijde als aan de onderzijde een thermokoppel gepuntlast. De beide opwarmcurven zijn met een tweepuntsschrijver opgenomen en vertoonden geen meetbaar verschil. Hieruit blijkt de warmtepenetratie in de strip zo groot te zijn dat de band steeds volledig doorgewarmd is. Ter illustratie hiervan wordt het kental van Fourier berekend, waarin als lengte de stripdikte wordt gebruikt.

$Fo = a t / b^2 = 125 t$. Aangezien de strip zich op een sprongvormige temperatuurverandering aan de wand voor $Fo = 1,2$ vrijwel geheel heeft aangepast, blijkt uit deze berekening dat de plaat iedere verandering van de wandtemperatuur in 10^{-2} s volgt. De veronderstelling dat de strip in iedere dwarsdoorsnede een

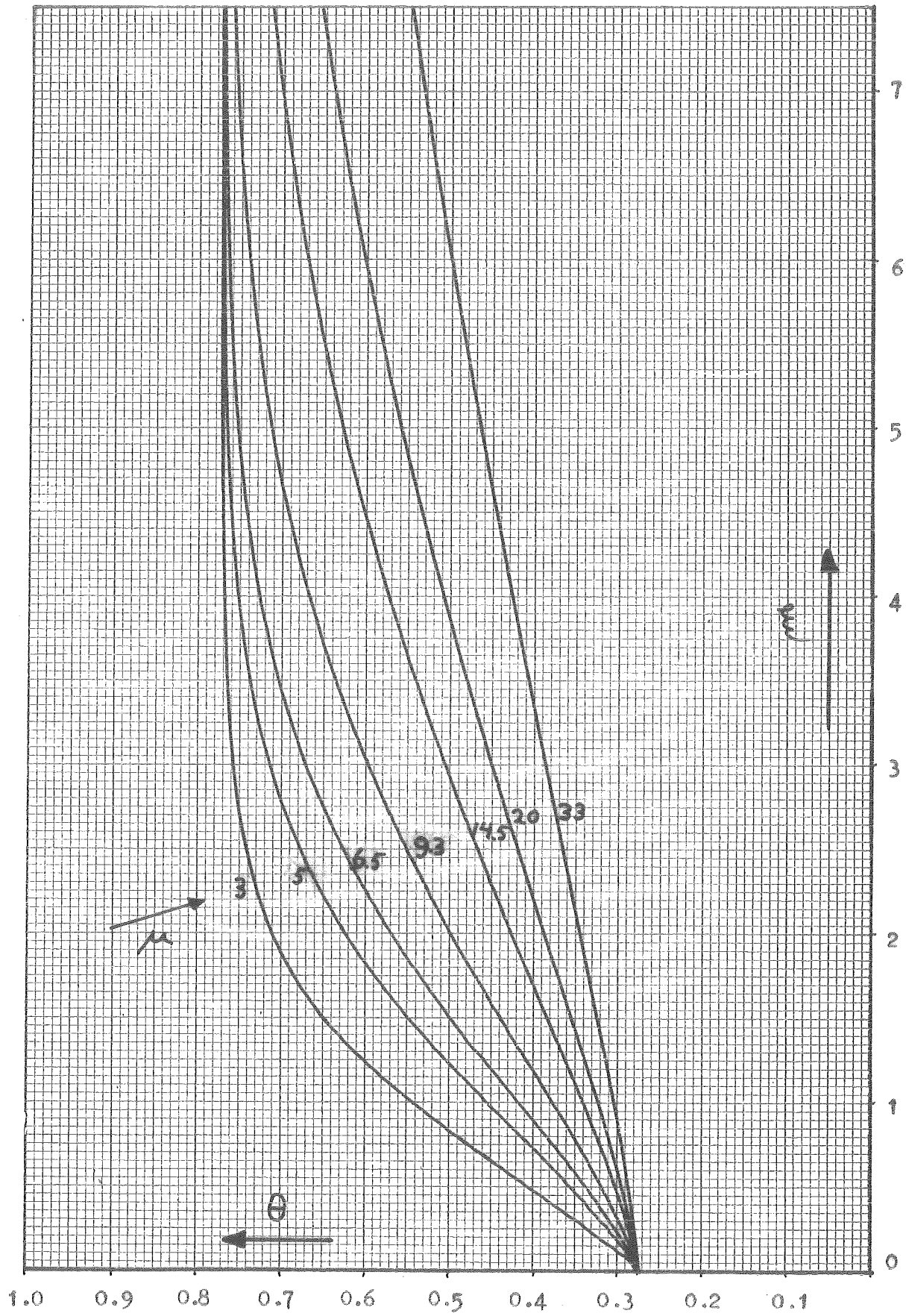
uniforme temperatuur heeft is dus volkomen geoorloofd.

4.5 β - variaties.

Zoals reeds eerder besproken zijn er slechts twee lengten tussen de straalbuis en strip gebruikt: $l = 26-27$ mm. en $l = 20$ mm. Indien $2h = 31$ mm. volgt met deze lengten voor β respectievelijk $\beta = 0,85$ en $\beta = 0,65$. In grafiek 9b zijn de opwarmkrommen gegeven ($v = 3,3$ cm/s ; $b = 0,11$ mm).

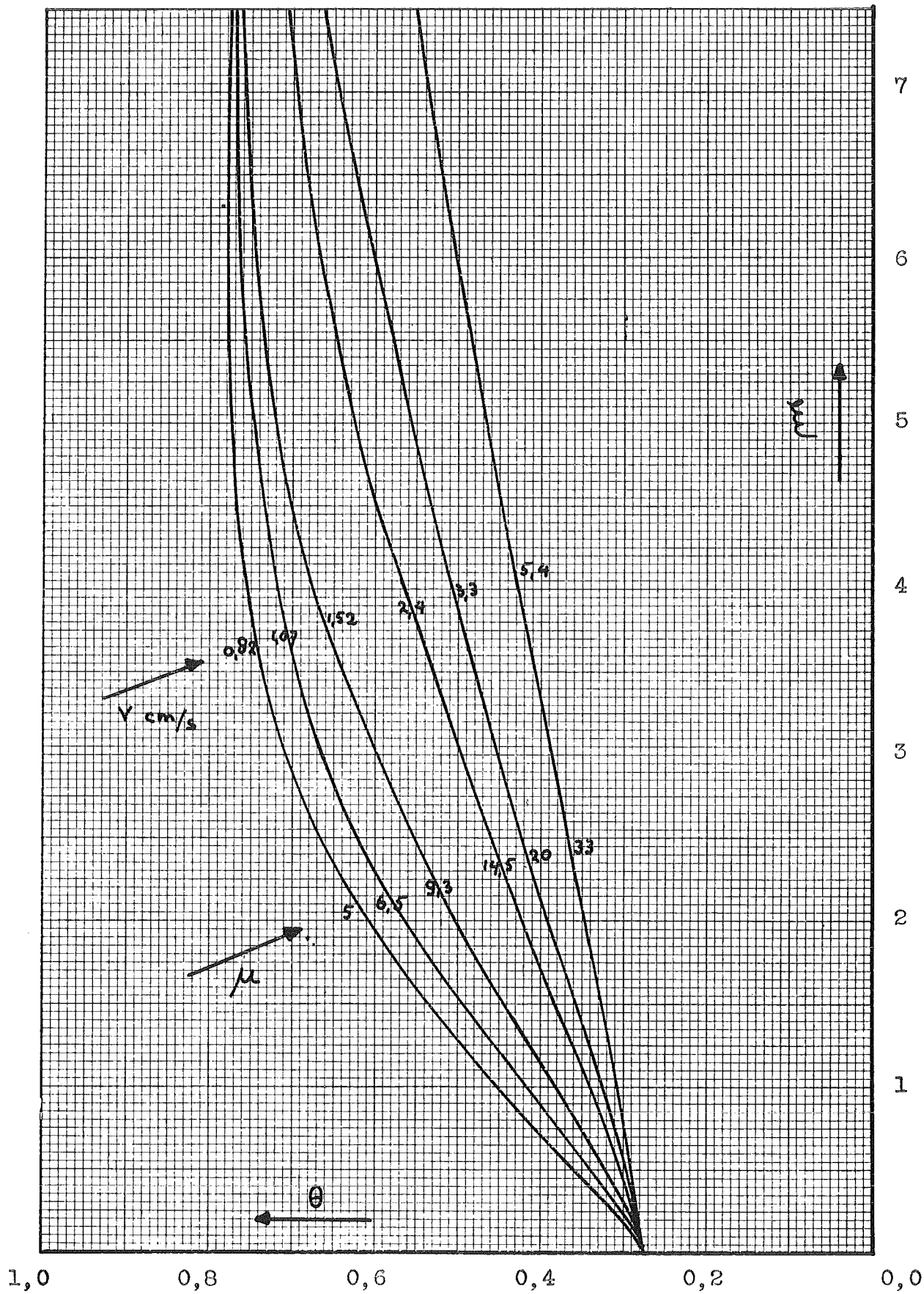
Met de analoge machine zijn theoretische krommen berekend voor $l = 18; 22; 26,5; 30$ en 34 mm. De curven zijn gegeven in grafiek 9a.

Bij vergelijking blijkt er voor $l = 27$ mm. wel, maar voor $l = 20$ mm. geen overeenstemming te zijn tussen experiment en theorie. De oorzaak van de afwijking bij $l = 20$ mm. is enerzijds het provisorische karakter van de metingen bij een korte afstand tussen de straler en strip. De strip liep dan geheel in de kap van de straler en was zeer moeilijk evenwijdig aan de straalbuis te geleiden. Anderzijds is het theoretisch beeld waarbij gebruik gemaakt wordt van een effectieve breedte van de straler bij korte afstanden kennelijk te eenvoudig.



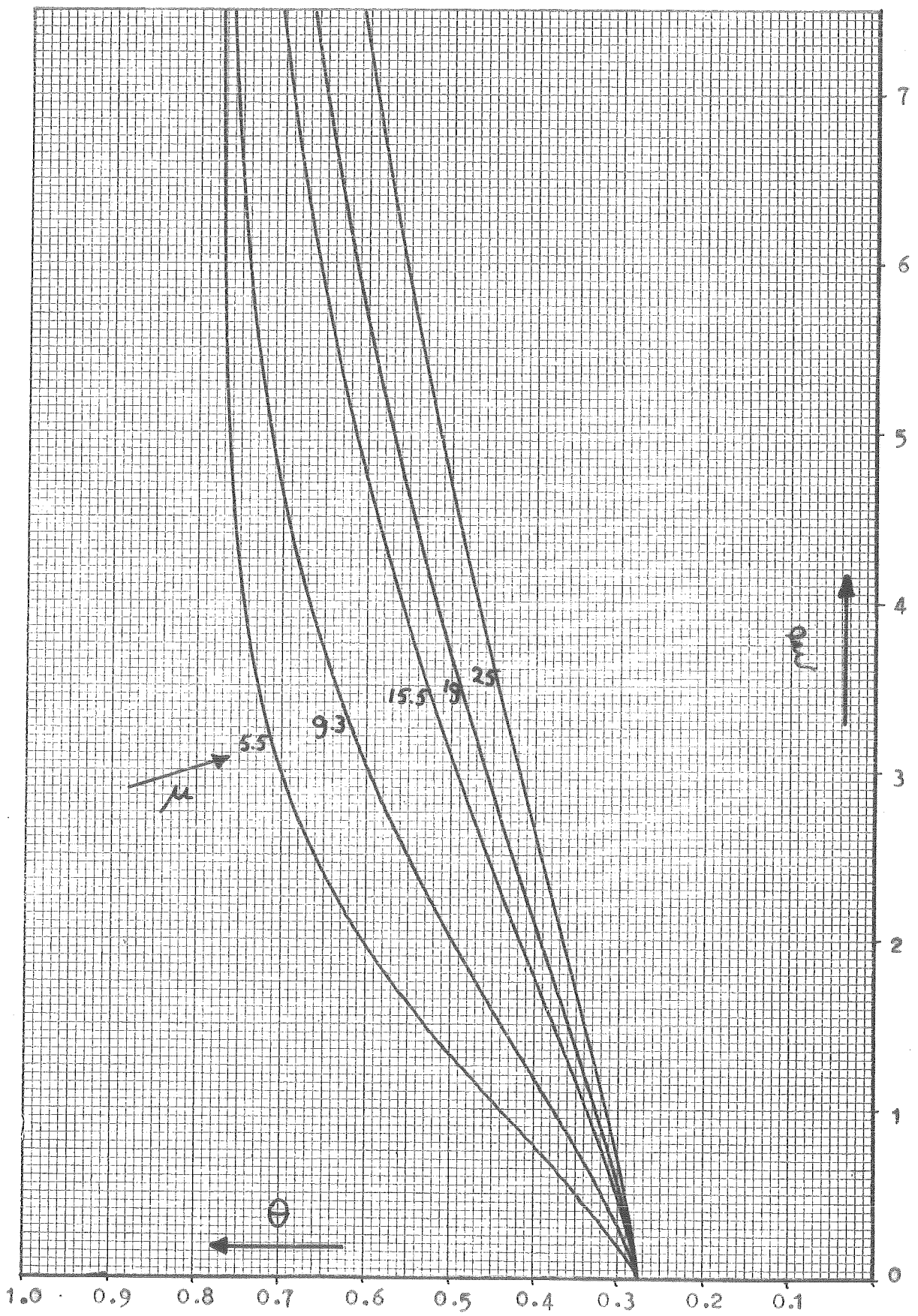
Grafiek 3a OPWARMKROMMEN MET VARIABELE SNELHEID

10 Deelstrepen is 15 m.m.

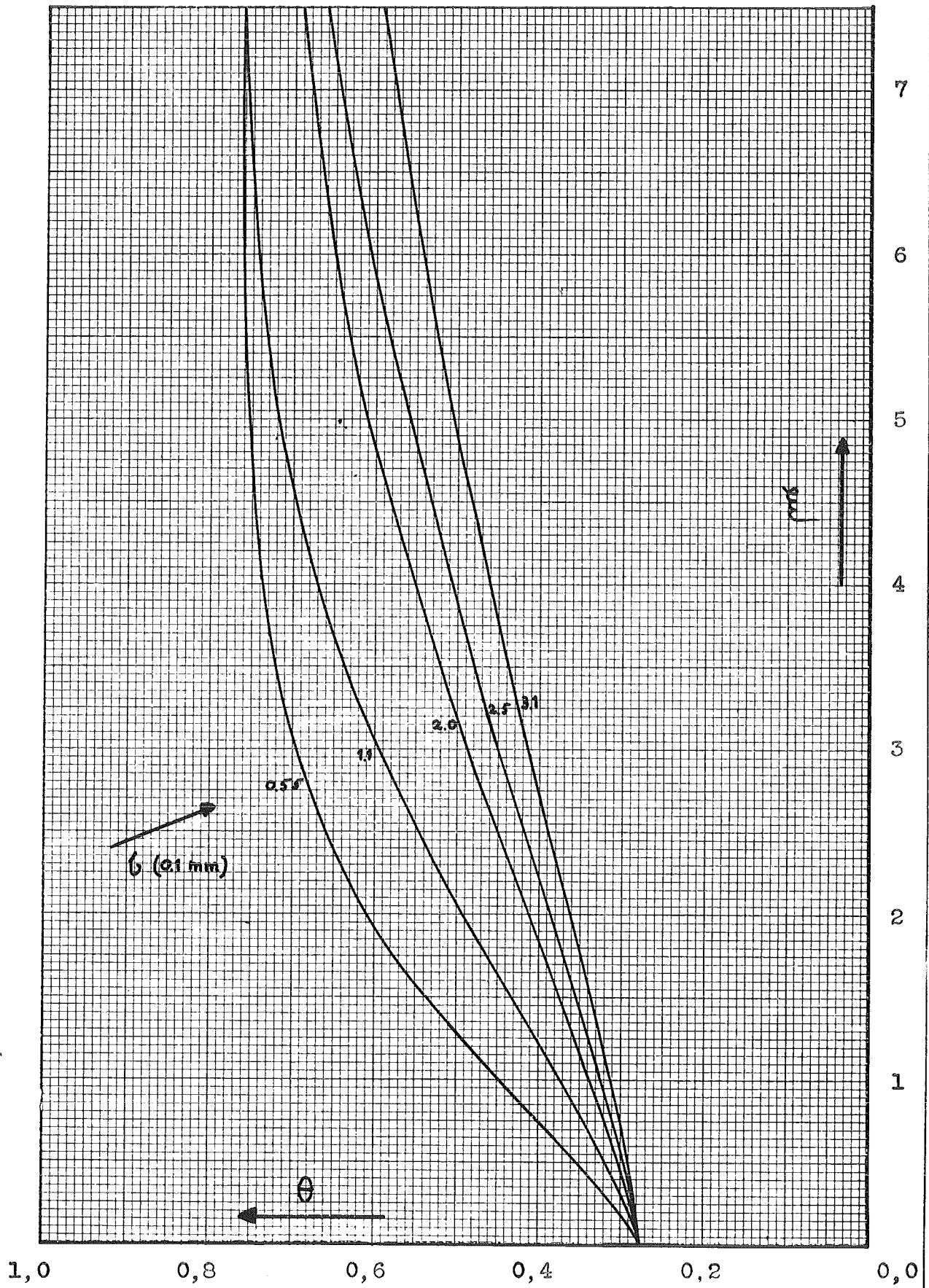


Grafiek 3b

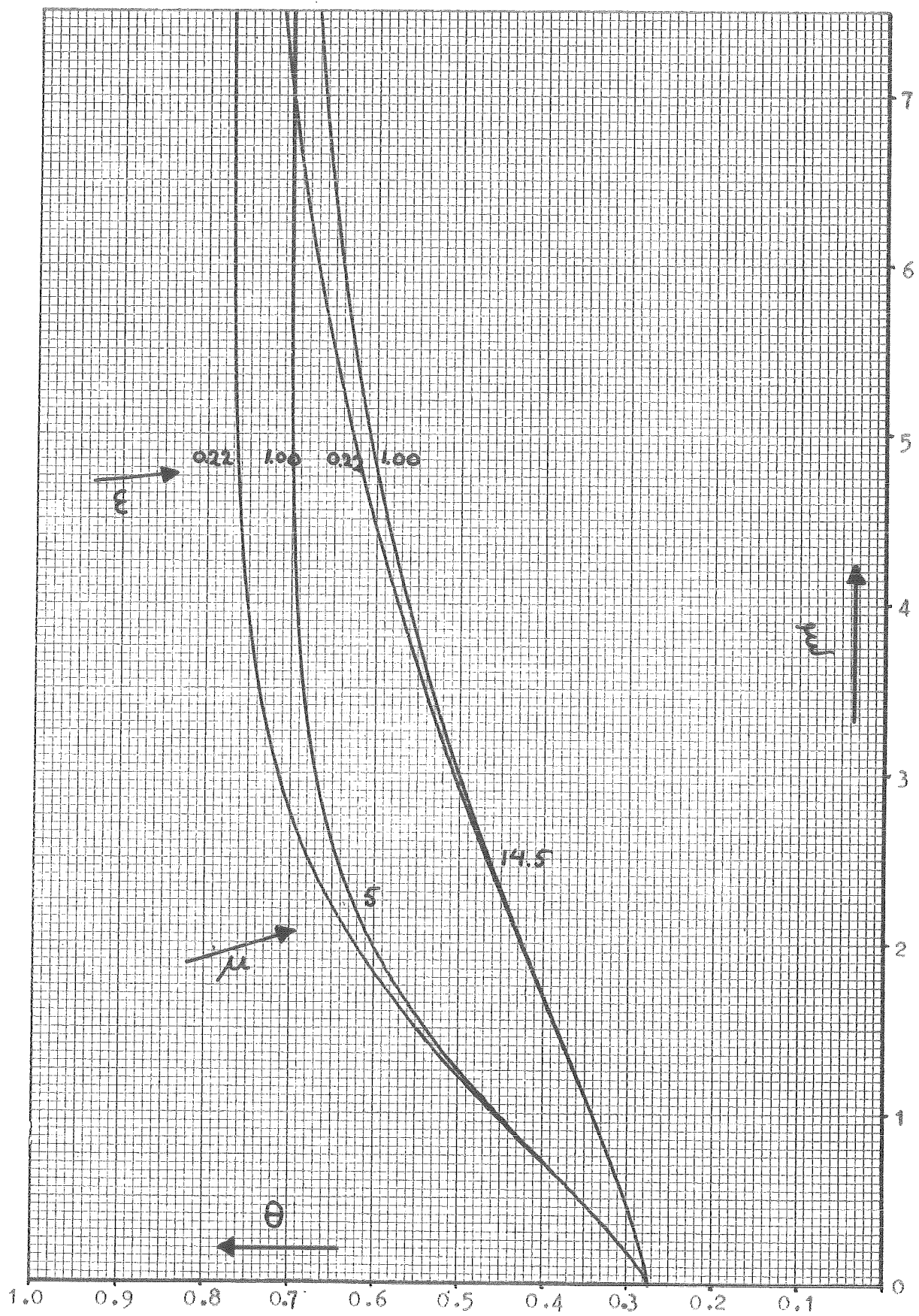
EXPERIMENTELE OPWARMKROMMEN
 .MET VARIABELE STRIPSNELHEID



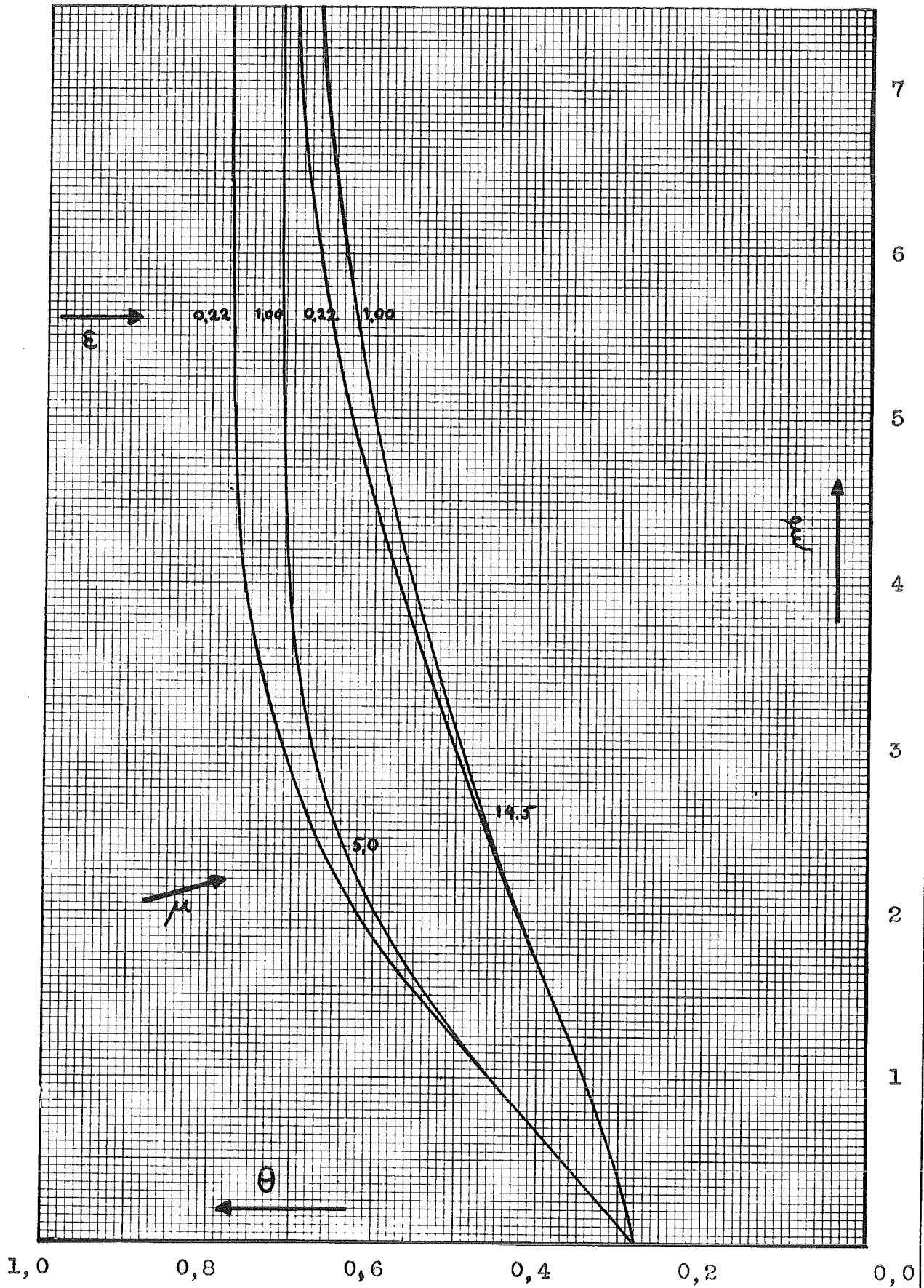
Grafiek 4a OPWARMKROMMEN MET
VARIABELE DIKTE



Grafiek 4b EXPERIMENTELE OPWARMKROMMEN
MET VARIABELE STRIPDIKTE



Grafiek 5a OPWARMKROMMEN MET
VARIABELE ϵ



Grafiek 5b EXPERIMENTELE OPWARMKROMMEN
MET VARIABELE ϵ

$$1-5.11 \quad Q_j = \sigma_j (\hat{T}_j - T)$$

Both σ_j and \hat{T}_j may be functions of time but do not depend on system conditions

f) Flow rates follow either

$$1-5.12a \quad F_n = \epsilon_n (P_n - P)^{e_n} \quad (\text{gas system}) \quad \text{or}$$

$$1-5.12b \quad F_n = \epsilon_n (P_n - P'_n)^{e_n} \quad (\text{liquid system}).$$

Here too ϵ_n and P_n may be functions of time but do not explicitly depend on system conditions.

g) Reaction rates will be assumed to have the form

$$1-5.13 \quad Q_k = Q_k(T, \rho y_i) \quad i=1, 2, \dots, I-1$$

Assumption d implies that for the fluid considered

$$1-5.14 \quad h(T, P, y_i) = \sum_{i=1}^I h_i^0(T) y_i$$

where the "o" indicates a pure fluid. Thus

$$1-5.15 \quad h_n = \sum_{i=1}^I h_i^0(T_n) y_{ni}$$

$$1-5.16 \quad h'_n = \sum_{i=1}^I h_n^0(T) y_{ni}$$

$$1-5.17 \quad \Delta H_k = \sum_{i=1}^I a_{ki} \tilde{M}_i h_i^0(T)$$

Substitution of equations 11-17 in the system equations 1, 8 and 9 then gives the equations for a gaseous system

$$1-5.18a \quad \frac{dM}{dt} = \sum_{n=1}^N \epsilon_n (P_n - P)^{e_n}$$

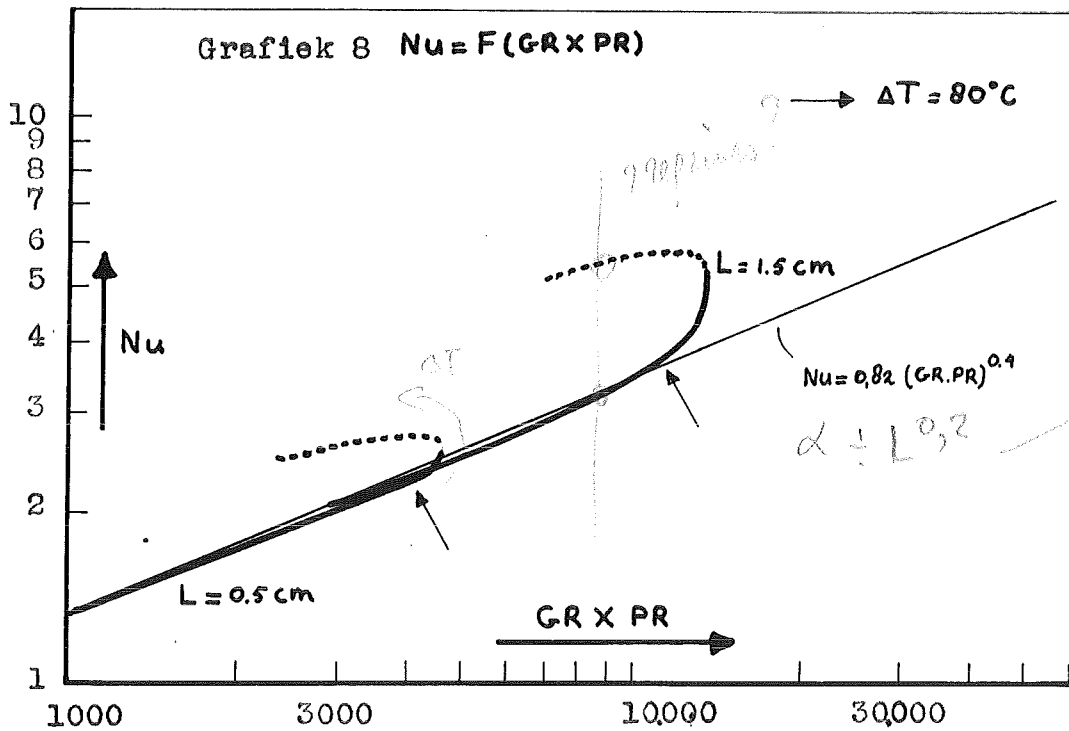
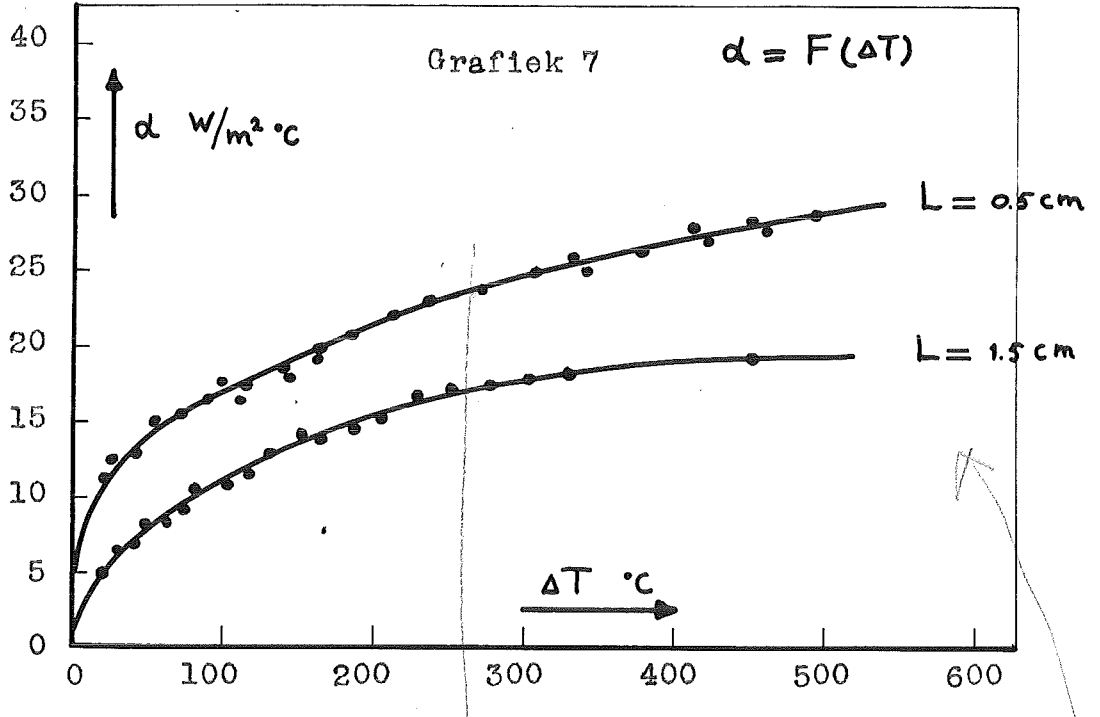
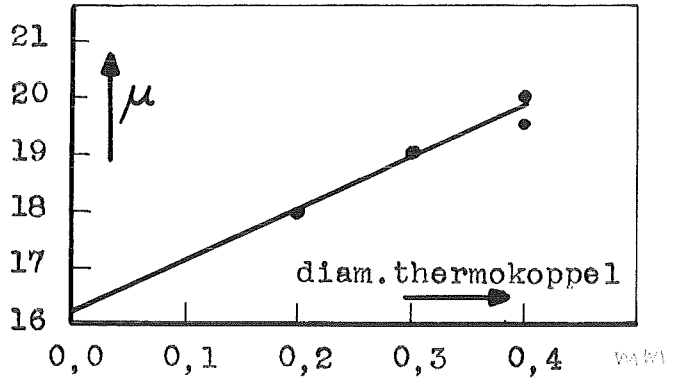
$$1-5.19a \quad \frac{dy_i}{dt} = \sum_{n=1}^N \frac{\epsilon_n (P_n - P)^{e_n}}{M} (y_{ni} - y_i) + \sum_{k=1}^K \frac{a_{ki}}{r} Q_k(T, \rho y_i)$$

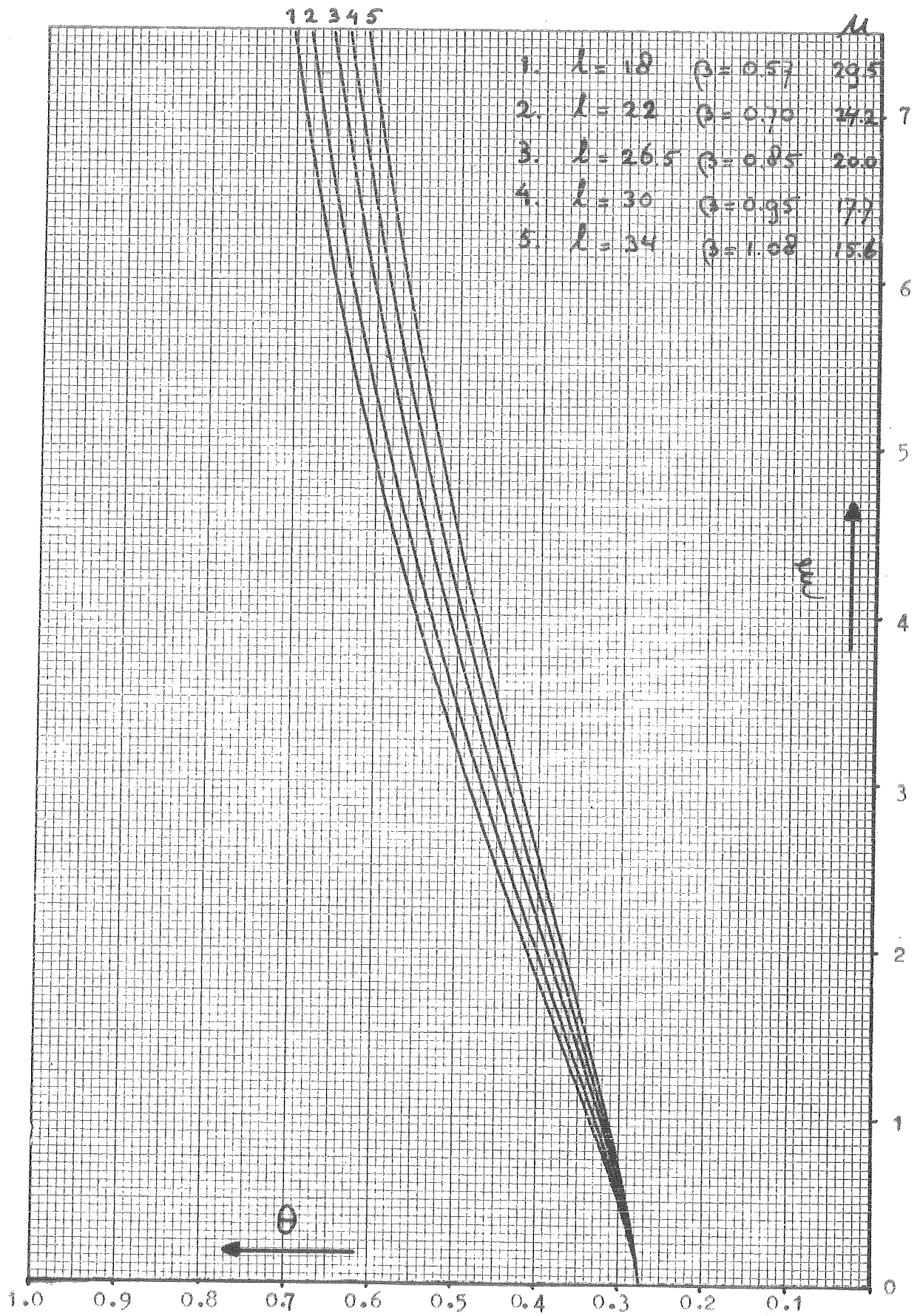
$$1-5.20a \quad \frac{dT}{dt} = \sum_{j=1}^J \frac{\sigma_j (\hat{T}_j - T)}{M c_v} - \sum_{k=1}^K \frac{\Delta H_k}{\rho c_v} Q_k + \sum_{n=1}^N \frac{\epsilon_n (P_n - P)^{e_n}}{M c_v} \\ \sum_{i=1}^I y_{ni} [h_i^0(T_n) - e_i^0(T)]$$

where e_i^0 is the internal energy per unit mass of pure i and c_v is the specific heat at constant volume. (The ideal gas law was used in deriving eq. 20a)

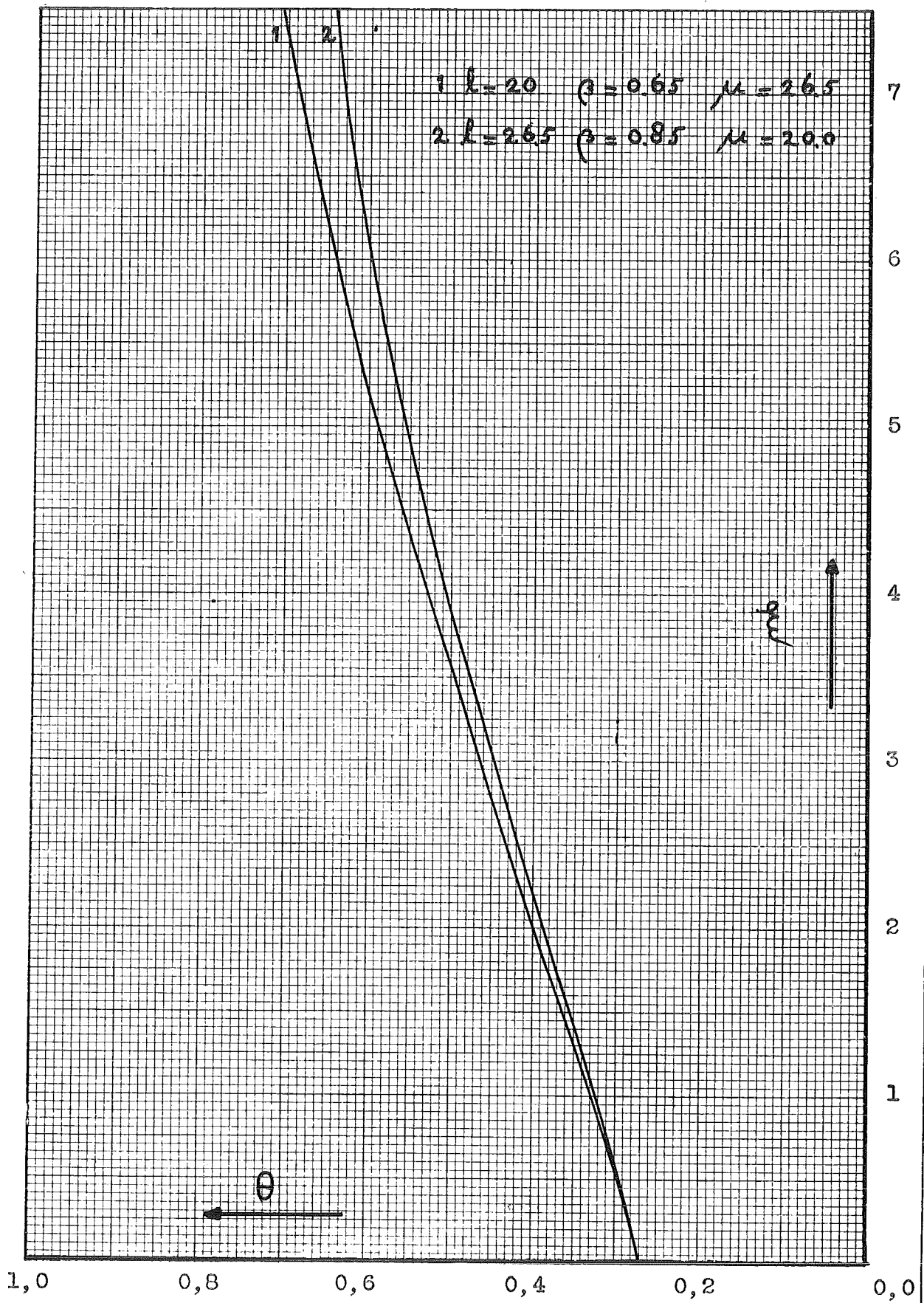
Grafiek 6
 EXTRAPOLATIE VOOR
 INVLOED VAN HET THERMO-
 KOPPEL

0,1 mm





Grafiek 9a OPWARMKROMMEN MET VARIABELE β



Grafiek 9b EXPERIMENTELE OPWARMKROMMEN
 MET VARIABELE β

V CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN

5.1 Conclusies.

Uit de vergelijkingen tussen theorie en experiment blijkt de in hoofdstuk II gegeven differentiaalvergelijking een goede beschrijving te vormen voor de opwarming door straling van een bewegende strip. Op een aantal wijzen is het opwarmproces in de praktijk bestudeerd; de veranderingen van dikte, snelheid en emissiecoëfficiënt blijken goed met de theorie beschreven te worden, zolang de warmtepenetratie in de strip zeer groot is.

In tegenstelling tot de door Madejski gepubliceerde theorie blijkt het noodzakelijk te zijn rekening te houden met warmteoverdracht voor vrije convectie en met uitstraling aan de onderzijde. Ook is het nodig de beginvoorwaarden nauwkeurig te definiëren.

Bij de bepaling van ^(de)geometrische factor tussen strip en straler is een bruikbare mathematische definiering van de beginsituatie opgesteld, die voor veel praktijk gevallen van toepassing kan zijn. Met de invloed van de eindige breedte van de straler is in de theorie rekening gehouden. Het was niet mogelijk de invloed van de breedte aan een experiment te toetsen, aangezien de gebruikte infraroodstraler hier geen mogelijkheden voor bood; zijn effectieve breedte moest worden geschat.

Het gebruik van een analoge rekenmachine opende de mogelijkheid alle voorgenomen experimentele studies van te voren met behulp van de opgestelde theorie te simuleren.

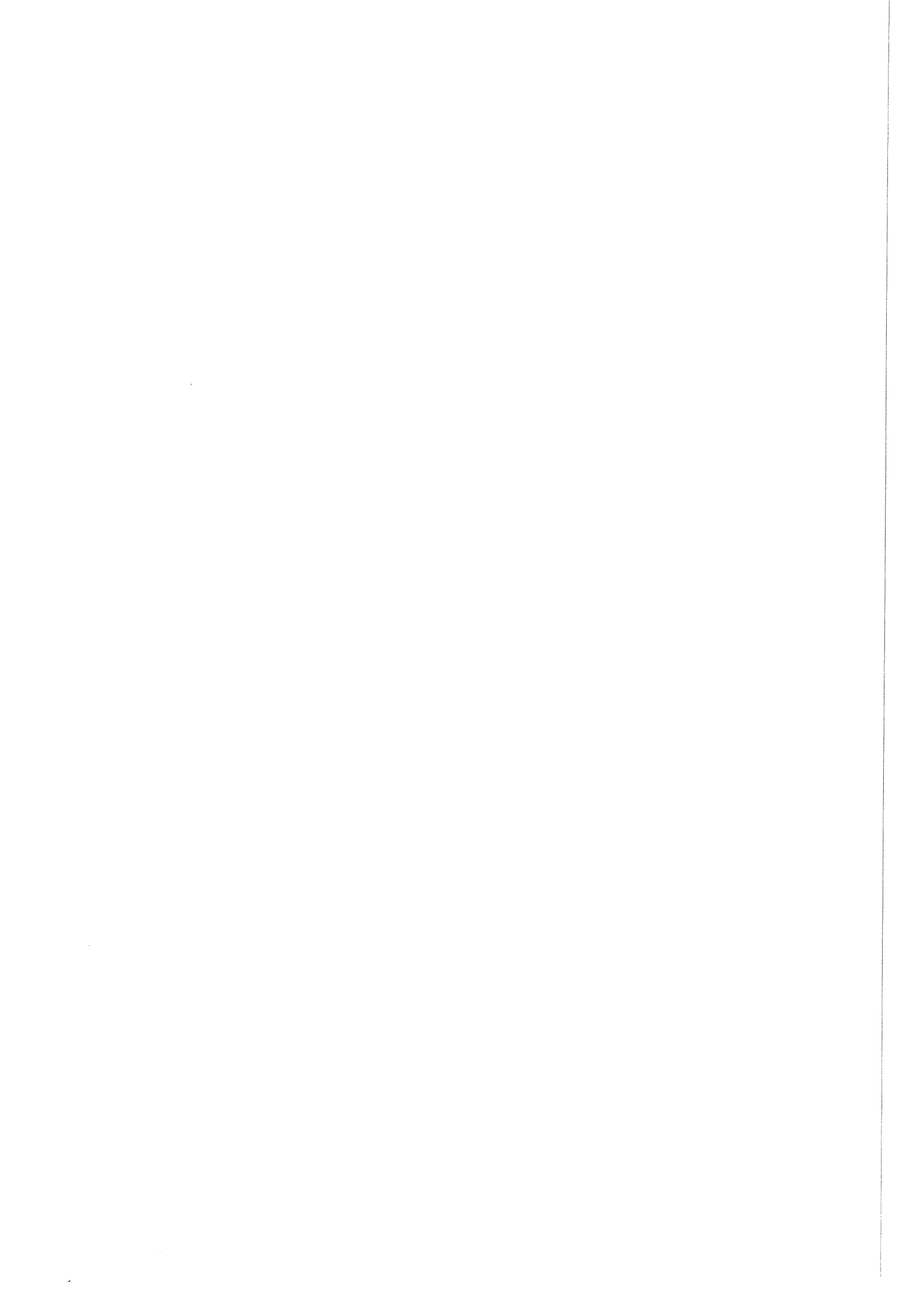
5.2 Aanbevelingen en uitzichten voor experimenten met bevochtigde strips.

De algemene theorie is slechts aan één model getoetst met smalle strips. Het verdient aanbeveling bij voortzetting van dit onderzoek een bredere straler te gebruiken, die indien mogelijk, één breed vlak van straling heeft dat homogener is dan ^(de)kwartsstraler

die slechts over een geringe breedte een constant stralingsprofiel had. De moeilijkheden bij de bepaling van de effectieve breedte van de straler zijn dan opgelost, waarbij de geometrische factor (wat betreft de invloed van de eindige breedte) beter gedefinieerd kan worden. Dit zal zeker noodzakelijk zijn bij een onderzoek naar het temperatuurverloop aan de randen van brede strips.

In de praktijk worden dikwijls hoge plaatsnelheden gebruikt. Hoewel de theorie voor lage stripsnelheden voldoet, moet bij hoge snelheden de invloed van warmteoverdracht door convectie opnieuw gemeten worden, aangezien in die gevallen de gedwongen convectie een invloed op d zal hebben.

Er zijn enige provisorische metingen gedaan met bevochtigde strips. Met een injectienaald werd onder de koeler een afgemeten hoeveelheid water op de strip aangebracht. De temperatuur aan de onderzijde van de strip steeg in dit geval tot 100°C en bleef constant tot alle vloeistof verdampt was, waarna de strip op de te verwachten wijze in temperatuur steeg. De lengte van het gedeelte van de curve met constante temperatuur (100°C) was ongeveer evenredig met de hoeveelheid vloeistof op de strip. Ook voor deze gevallen verdient het aanbeveling bredere strippen te gebruiken opdat de vloeistof zich beter over de oppervlakte van de strip kan verspreiden.



VI APPENDICES.Appendix I Berekening van de geometrische factor

We berekenen de geometrische factor tussen het plaa-telement en de daaraan evenwijdige stralingsbron met behulp van de volgende algemene formule (lit.2), die de geometrische factor geeft van een klein oppervlakte-elementje (a) ten opzichte van een ander vlak (b) daaraan evenwijdig (zie fig.5a):

$$F' = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{h}{(h^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}} \operatorname{arctg} \frac{x}{(h^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{x}{(x^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}} \operatorname{arctg} \frac{h}{(x^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (1)$$

Hierin is h de halve breedte van de stralingsbron, l de afstand tussen het plaa-telement en de straalbuis en x de lengte van de stralingsbron, gemeten vanaf het punt P boven het plaa-telement (zie fig.5b en 5c).

De geometrische factor bestaat nu uit twee delen: de factor tussen dx en het gedeelte van de straler links van het punt P (F'_2) en de factor tussen dx en het gedeelte rechts van het punt P (F'_1). De straler wordt in deze richting oneindig lang verondersteld. Er geldt $F = F'_1 + F'_2$.

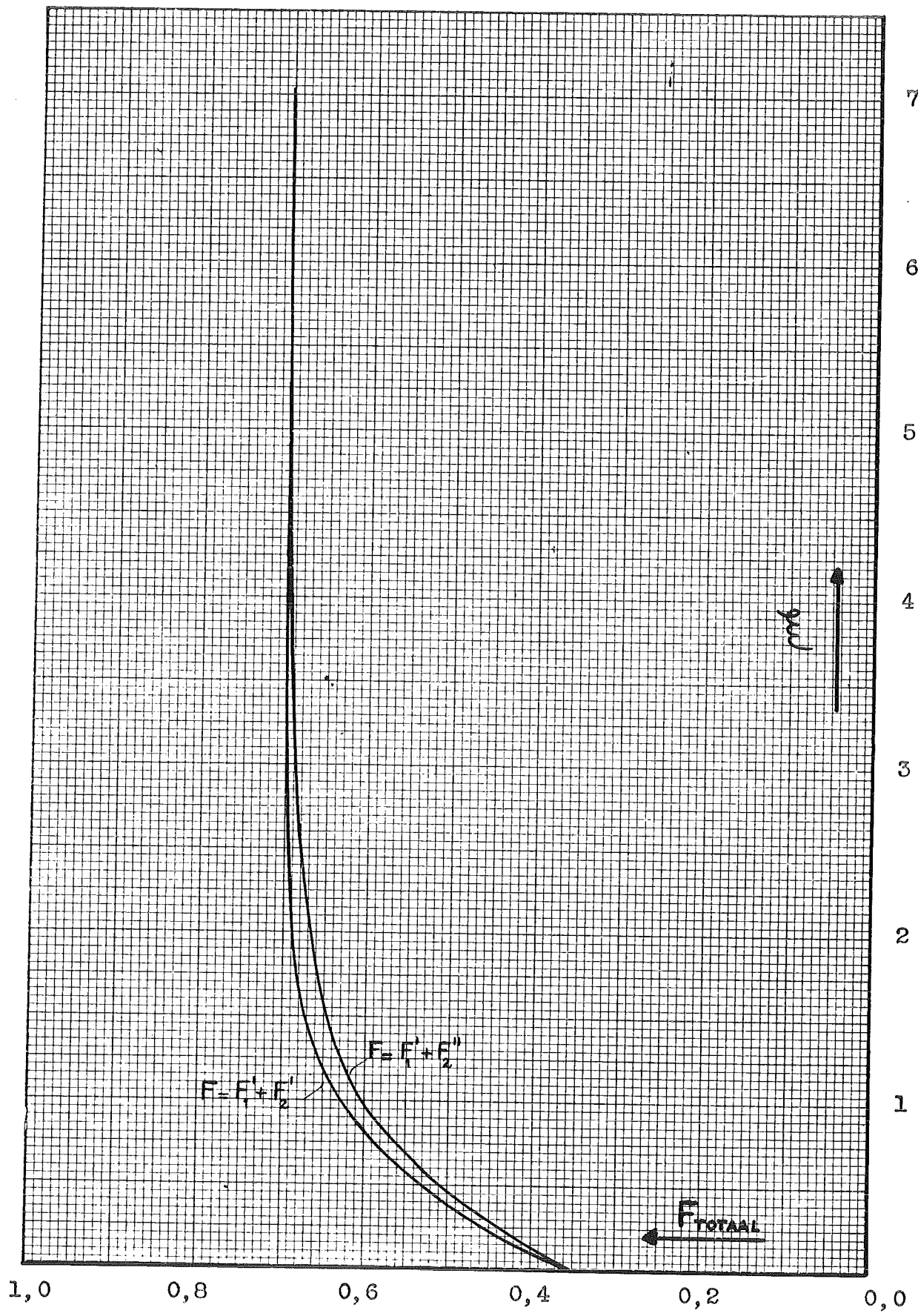
Na substitutie van $x = \infty$ voor F'_1 en gebruikmakend van de substituties $\xi' = x/l$ en $\beta = l/h$ volgt uit vergelijking (1)

$$F'_1 = \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{en} \quad (2)$$

$$F'_2 = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \operatorname{arctg} \frac{\xi'}{(1/\beta^2 + 1)^{\frac{1}{2}}} + \frac{\xi'}{(1 + \xi'^2)^{\frac{1}{2}}} \operatorname{arctg} \frac{1/\beta}{(1 + \xi'^2)^{\frac{1}{2}}} \right\}$$

Voor $h = \infty$ ($\beta = 0$) volgt:

$$F'_1 = \frac{1}{2} \quad \text{en} \quad F'_2 = \frac{\xi'}{(1 + \xi'^2)^{\frac{1}{2}}} .$$



Grafiek 10 DE THEORETISCHE EN BENADERDE
 GEOMETRISCHE FACTOR ($\beta = 1,0$)

10 Deelstrepen is 15 m.m.

Naar analogie van de eenvoudige relatie die tussen F'_1 en F'_2 bestaat voor $h = \infty$ zoeken we nu als benadering een overeenkomstig verband tussen F'_1 en F'_2 voor $h \neq \infty$ opdat het mogelijk zal zijn op de analoge machine te rekenen met een vereenvoudigde geometrische factor. We stellen hiertoe:

$$F''_2 = \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{\xi'}{(1 + \xi'^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (3)$$

Nu wordt F_{totaal} :

$$F = \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \left\{ 1 + \frac{\xi'}{(1 + \xi'^2)^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (4)$$

Het verschil tussen F volgens vgl.(4) en F als som van F'_1 en F'_2 is geïllustreerd in grafiek 10, op grond van berekeningen met een digitale rekenmachine. In deze grafiek is voor β de waarde 1,0 gekozen. De maximale afwijking in F bedraagt door de bovengegeven vereenvoudiging 5%. In de meeste praktijkgevallen zal β echter kleiner dan 1,0 zijn (bij dit onderzoek $\beta = 0,85$) waardoor de gebruikte geometrische factor minder dan 5% te laag is.

Beginvoorwaarden

In figuur 6 is de situatie aan het begin van de straler geschetst. De straler wordt afgeschermd door een koeler op omgevingstemperatuur. De plaat loopt onder dit koellichaam door op een afstand d ($d/\ell = V$). Het begin van de opwarming van de plaat is nu niet het punt ϕ (fig.6), zoals verondersteld bij de hierboven gegeven afleiding van de geometrische factor, vergelijking (4). De plaats van het beginpunt van de opwarming wordt bepaald door de verhouding V . Vanaf de plaats x_0 ($\xi = \phi$) heeft de geo-

metrische factor de waarde zoals boven afgeleid; dus met

$\xi' = \xi - \phi$ wordt verg.(4):

$$F = \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \left\{ 1 + \frac{\xi - \phi}{[1 + (\xi - \phi)^2]^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad \phi < \xi < \infty \quad (5)$$

Voor het plaalementje dx tussen 0 en x_0 is de geometrische factor $F = F_1' - F_2''$, aangezien het plaalementje dx het gedeelte PS van de straler niet ziet en pas vanaf het punt S straling ontvangt. Hierin is F_1' de factor tussen het elementje en het (fictieve) gedeelte van de straler van P tot ∞ en F_2'' de geometrische factor tussen het element dx en het gedeelte PS van de straler. Dit wordt gebruikmakend van de boven afgeleide formules voor F_1' en F_2'' , respectievelijk vergelijking (2) en (3):

$$F = \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \left\{ \frac{(\phi - \xi)/V}{[1 + \{(\phi - \xi)/V\}^2]^{\frac{1}{2}}} \right\}$$

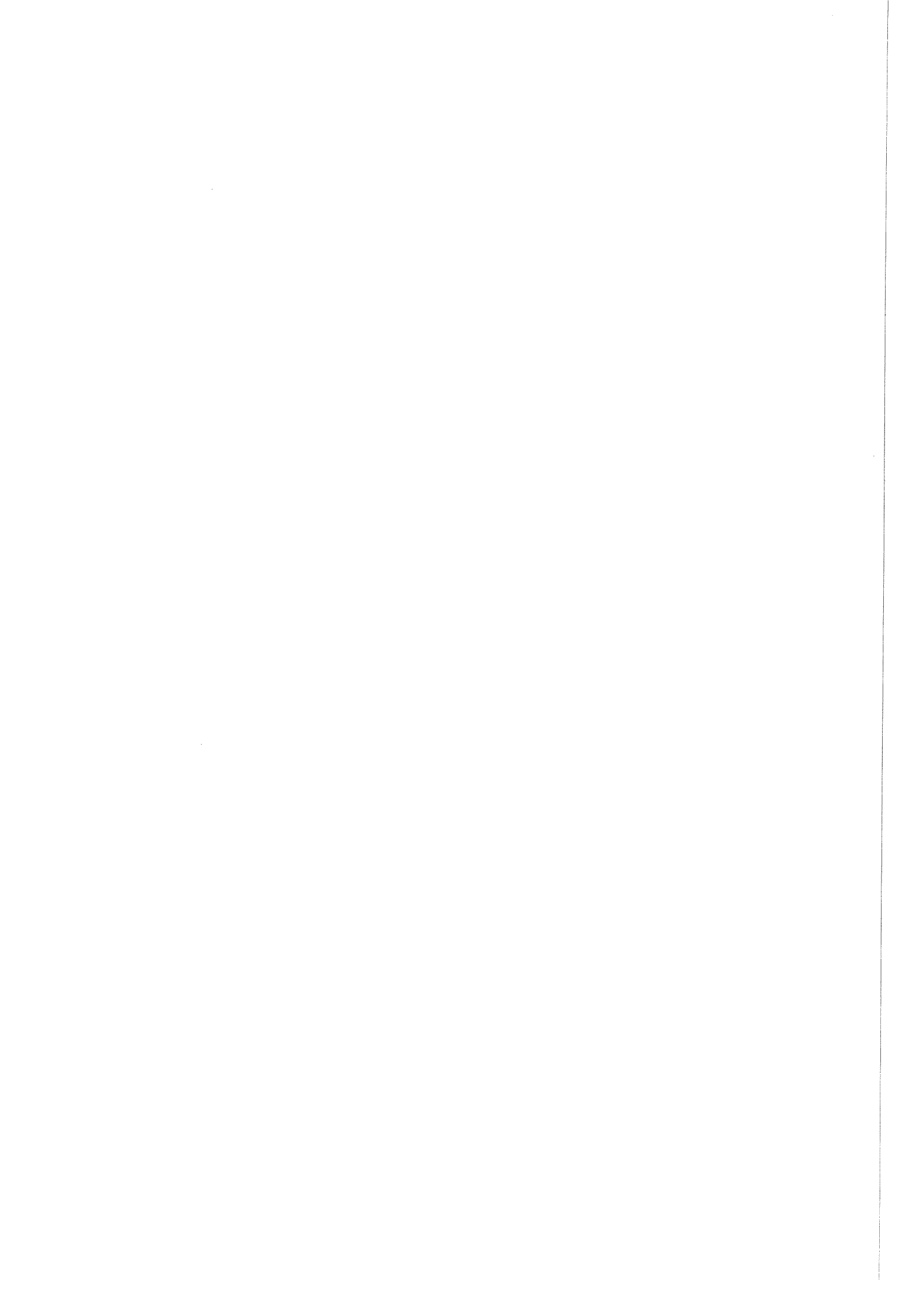
Hier is bij het gebruik van F_2'' in vergelijking (3) voor ξ' gesubstitueerd $(\phi - \xi)/V$ aangezien dit de lengte van het stuk PS is, zoals in figuur 6 is geïllustreerd. Na uitwerking volgt nu voor de geometrische factor voor $0 < x < x_0$:

$$F = \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \left[1 + \frac{(\xi - \phi)}{\{V^2 + (\xi - \phi)^2\}^{\frac{1}{2}}} \right] \quad 0 < \xi < \phi \quad (6)$$

Met vergelijking (5) en (6) is nu de gehele geometrische factor bepaald, waarbij rekening is gehouden met de eindige breedte van de straler en met de beginvoorwaarden. F is een functie van ξ , β , V en ϕ .

De geometrische factor is met deze formules berekend op een analoge machine (appendix II). Voor enige waarden van β , V en ϕ zijn de resultaten gegeven in grafiek I. In grafiek 2 is de F gegeven die bij dit onderzoek is gebruikt.

beg met my aandacht



Appendix II Oplossing van de differentiaalvergelijking uit hoofdstuk II.5 op een analoge rekenmachine.

De volgende differentiaalvergelijking wordt op een analoge rekenmachine opgelost:

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{2}{\mu} \left[F - \theta^4 - \varepsilon(\theta^4 - \theta_0^4) - \alpha'(\theta - \theta_0) \right] \quad (7)$$

waarbij F gegeven is in appendix I met de vergelijkingen (5) en (6). Aangezien γ in de vergelijking uit hoofdstuk II.5 in de praktijk van de orde 0,1 (0,05 - 0,3) is, was het vanwege deze kleine coëfficiënt van de tweede afgeleide niet mogelijk de tweede orde differentiaalvergelijking analoog op te lossen: de onnauwkeurigheid van de machine werd in dat geval te groot. De geleiding in de langsricting is daarom verwaarloosd zoals wordt toegelicht in hoofdstuk IV.4. Bij de oplossing van vergelijking (7) wordt gesteld:

$$\xi - \phi = t \quad \text{en} \quad \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} = g$$

Met deze substituties worden de vergelijkingen (7), (6) en (5) resp:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{2}{\mu} \left[F - \theta^4 - \varepsilon(\theta^4 - \theta_0^4) - \alpha'(\theta - \theta_0) \right] \quad (8)$$

$$F = g \left\{ 1 + \frac{t}{(v^2 + t^2)^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad -\phi < t < 0$$

$$F = g \left\{ 1 + \frac{t}{(1 + t^2)^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad 0 < t$$

Figuur 7 geeft de schakeling voor de analoge rekenmachine, waarmee deze vergelijkingen zijn opgelost. Alle termen uit het rechterlid van vergelijking (8) worden opgeteld met de versterker A16/17, hierna wordt van deze som de fractie $2/\mu$ genomen. Deze fractie moet op grond van vergelijking (8) gelijk zijn aan de afgeleide van θ naar de tijd. Met integrator A02 wordt de afgeleide van de dimensieloze temperatuur geïntegreerd met de beginvoorwaarde θ_0 en hiermee is θ gevormd.

Uitgaande van θ kunnen nu de laatste drie termen uit het rechterlid van vergelijking (8) gemaakt worden. Door tweemaal te kwadrateren wordt θ^4 geconstrueerd en na optelling met $-\theta^4$ wordt van deze som de fractie ϵ genomen om de derde term uit het rechterlid te vormen. Uit de experimenten was α bekend als functie van ΔT . Met behulp van een functiegenerator (FG) kon $\alpha = f(2\Delta\theta - 1)$ geconstrueerd worden. Hierna werd met een vermenigvuldiger het produkt $\alpha' \Delta\theta$ gevormd.

De geometrische factor F werd aan de hand van de twee bovengegeven vergelijkingen geconstrueerd, zoals in het onderste gedeelte van figuur 7 is aangegeven. De term $t/(v^2 + t^2)^{\frac{1}{2}}$ wordt gemaakt door uit te gaan van $z = (v^2 + t^2)^{\frac{1}{2}}$. Na differentiatie van z naar de tijd volgt

$$\frac{dz}{dt} = \dot{z} = \frac{t}{(v^2 + t^2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{t}{z}$$

Op het tijdstip $t = 0$ wordt via drie switches overgeschakeld van $z = (v^2 + t^2)^{\frac{1}{2}}$ naar $z = (1 + t^2)^{\frac{1}{2}}$. De tijd t is met een factor 0,1 vertraagd zodat het mogelijk werd de uitkomsten van de machine met een x-y schrijver in beeld te brengen.

De nauwkeurigheid van de oplossing is gecontroleerd op een digitale rekenmachine (TR4) en bedraagt ongeveer 0,5%.

De verschillende componenten van de schakeling zijn als functie van ξ in beeld gebracht in grafiek 2. Ondanks de vertraging van de tijd t is de invloed van de traagheid van de recorder nog merkbaar bij de optekening van de curven 2 en 7 voor kleine ξ .

VII LITERATUUR

- (1) J. Madejski Radiative heat transfer between moving surfaces.
Int.J. Heat & Mass Transfer Vol.6 pp 1019-1023, 1963.
- (2) Prof.dr.ir. W.J. Beek Warmteoverdracht door straling.
Deel A p 43. College 1963-1964 T.H. Delft.
- (3) Tables of emissivity of surfaces.
Int.J. Heat & Mass Transfer Vol.5 pp 67-76, 1962.
- (4) H.W. den Hartog Warmteoverdracht door straling tussen twee oppervlakken van verschillende temperatuur.
Intern Rapport Lab. voor Fys.Techn. Delft 1964.

VIII LIJST VAN DE GEBRUIKTE SYMBOLEN

b	dikte van de strip	m
c	soortelijke warmte plaatmateriaal	J/kg ^o C
d	afstand koeler strip	m
e	emissiecoëfficiënt van geroet staal	-
e'	emissiecoëfficiënt van blank staal	-
→ F	geometrische factor tussen strip en straler	-
h	halve effectieve breedte van de straler	m
ℓ	afstand tussen straalbuis en plaat (ook l i.p.v. ℓ)	m
L	breedte van de strip	m
t	tijd	s
T	temperatuur van de plaat	o _K
T _o	temperatuur van koeler en omgeving	o _K
T _w	temperatuur van de straler	o _K
v	snelheid van de strip	m/s
V	verhouding d/l	-
x	lengtecoördinaat	m
x _o	afstand tussen beginpunt van de opwarming en het begin van de straler	m
α	warmteoverdrachtscoëfficiënt voor vrije convectie	W/m ² o _C
α'	dimensieloze w.o.coëfficiënt = $2\alpha / e\sigma T_w^3$	-
γ	dimensie grootheid voor geleiding = $b\lambda / e\sigma\ell^2 T_w^3$	-
ε	verhouding e'/e	-
λ	warmtegeleidingscoëfficiënt	W/m ^o C
μ	dimensieloze procesgrootheid = $2c\rho vb / e\sigma\ell T_w^3$	-
ρ	dichtheid	kg/m ³
σ	stralingsconstante $5,75 \cdot 10^{-8}$	W/m ² o _K ⁴
θ	dimensieloze temperatuur T/T _w	-
θ _o	dimensieloze temperatuur T _o /T _w	-
φ	dimensieloze plaats x _o /l	-
ξ	dimensieloze lengtecoördinaat x/l	-

F1
 F2
 F11
 F12
 F13