



Nauwkeurige absolute intensiteitsmeting

<https://hdl.handle.net/1874/321636>

Aug. 192, 1935

NAUWKEURIGE ABSOLUTE INTENSITEITSMETING

J. WOUDA

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

NAUWKEURIGE ABSOLUTE INTENSITEITSMETING

Diss. Utrecht 1935

NAUWKEURIGE ABSOLUTE INTENSITEITSMETING

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT
OP GEZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS
DR. H. BOLKESTEIN, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER LETTEREN EN WIJSBEGEERTE,
VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER
UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VER-
DEDIGEN OP **DONDERDAG 11 JULI 1935**, DES
NAMIDDAGS TE 5 UUR, DOOR

JAN WOUDA

GEBOREN TE UTRECHT



1935

DRUKKERIJ Fa. SCHOTANUS & JENS, UTRECHT

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

Aan mijn Ouders

Het verschijnen van dit proefschrift biedt mij een welkome gelegenheid U, Hoogleraren, oud-Hoogleraren en Lectoren van de faculteit der Wis- en Natuurkunde te bedanken voor hetgeen U tot mijn wetenschappelijke vorming hebt bijgedragen.

In het bijzonder ben ik U, Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor, erkentelijk voor Uw leiding gedurende de jaren welke ik in Uw laboratorium heb mogen doorbrengen. Bovenal zijn de jaren gedurende welke ik als assistent met U in nauwer contact mocht treden, op mij van grote invloed geweest.

Het is mij een voorrecht dat ik, door het werk in dit proefschrift neergelegd, een steen heb mogen bijdragen aan het grote wetenschappelijke bouwwerk dat onder Uw bezielende leiding tot stand gekomen is, en nog steeds uitgebreid wordt, — een bouwwerk waarvan een der hoekstenen de zo zeer nodige hechte samenwerking tussen wetenschap en techniek is.

INLEIDING

Door de Nederlandse Commissie voor Fotometrie is in 1931 een rapport uitgebracht aan het I.C.I. (International Commission on Illumination), waarin de in het Utrechtse Laboratorium uitgewerkte methode voor het meten van de spectrale energieverdeling van een lichtbron in absolute maat, beschreven werd. Daarbij werd op de voorgrond gesteld, dat het vastleggen van de lichteenheid met een dergelijke methode de voorkeur verdient boven het vaststellen met behulp van een gestandaardiseerde lichtbron (zoals b.v. een zwart lichaam van een bepaalde temperatuur of lampen van gestandaardiseerde materialen en constructie). De reden hiervoor is, dat het gewenst geacht moet worden, bij het vastleggen van een nieuwe eenheid, deze zoveel mogelijk te definiëren met behulp van reeds vastgelegde eenheden. Dit is in het geval van de lichteenheid bijvoorbeeld het kiezen van een lichtstroom van een bepaald aantal erg/sec. en van een bepaalde spectrale energieverdeling.

Nu werd bij de discussies over het rapport omtrent de lichteenheid naar voren gebracht, dat de voorgestelde meetmethode alleen dan in aanmerking zou kunnen komen voor het vastleggen van de lichteenheid, indien de nauwkeurigheid opgevoerd werd tot 0,1 %. In het Utrechtse Laboratorium is de nauwkeurigheid van de methode uitvoerig onderzocht en deze tot de vereiste 0,1 % opgevoerd. Aan de in Juli a.s. te houden vergadering der I.C.I. wordt een rapport omtrent dit werk door het Nederlandsch Genootschap voor Verlichtingskunde uitgebracht.

Het gestelde probleem omvat twee afzonderlijke gedeelten, n.l. de meting van de spectrale energieverdeling en de meting van de absolute waarde van de uitgestraalde energie.

Dit proefschrift behandelt de absolute intensiteitsmeting.

Na enige inleidende beschouwingen wordt de constructie van een absolute bolometer besproken. De fouten die bij de meting met dit instrument kunnen optreden worden stuk voor stuk nagegaan, en

besproken hoe deze door constructieve maatregelen zijn te ontgaan, of, hoe deze bepaald kunnen worden.

In het laatste gedeelte worden de resultaten van enige contrôle-metingen medegedeeld, die de juistheid van enige getrokken conclusies over de meetnauwkeurigheid bevestigen.

Voor de beschrijving van de meetmethode voor de spectrale energieverdeling wordt verwezen naar D. V e r m e u l e n, Dissertatie Utrecht 1935.

NAUWKEURIGE ABSOLUTE INTENSITEITSMETING

1. *Beschrijving en discussie van verschillende methoden voor absolute intensiteitsmeting.*

De meest gebruikelijke methoden ter meting van de stralingsintensiteit in absolute maat werken met een gezwart metaalbandje, dat de straling absorbeert, en waarvan de temperatuurverhoging op de een of andere wijze gemeten wordt. Hetzelfde metaalbandje kan ook electricch verwarmd worden. De daarbij toegevoerde electriche energie is uit de meting van stroomsterkte en weerstand of spanning te bepalen. Wanneer nu het oppervlak van het bandje en de absorptie-coëfficiënt van de zwartingslaag bekend zijn en verder verondersteld wordt, dat de verwarming door de straling en de electriche verwarming identiek zijn, is, door meting van de temperatuurverhoging in de beide gevallen, de op het bandje vallende stralingsenergie per cm^2 te berekenen.

Inplaats van een enkel bandje worden ook wel toestellen met meerdere bandjes gebruikt.

Voor de meting van de temperatuurverhoging van het bandje worden verschillende methoden toegepast. Men kan de temperatuur meten met behulp van thermoelementen of een bolometerdraad welke achter tegen het bandje bevestigd is. Ook wordt wel op een kleine afstand achter het bandje een thermozuil of bolometer geplaatst en uit de straling van het bandje de temperatuur gemeten. Verder kan het bandje ook zelf als bolometer of thermoelement dienst doen.

Behalve deze methoden bestaan er nog enkele andere (o.a. calorimetrische) die echter, naar onze mening, niet voor het beoogde

doel in aanmerking kunnen komen, daar de nauwkeurigheid minder groot is.

Al deze methoden, die ieder voor zich voordelen en nadelen bezitten, zijn reeds meerdere malen toegepast en beschreven. Zie hiervoor o.a.:

L. S. Ornstein, W. J. H. Moll, H. C. Burger
Objektive Spektralphotometrie (Friedr. Vieweg & Sohn,
Braunschweig 1932).

C. Müller, Handb. d. Exp. Physik IX 1 p. 423.

2. *Keuze der methode en der hoofdafmetingen van het gebruikte instrument.*

Het werken met een zwart gemaakt metaalbandje, waarvan de temperatuurstijging electricisch energetisch geijkt wordt, biedt, naar onze mening, voor het bereiken van een grote nauwkeurigheid, de meeste kans op succes. Wij zullen thans de eisen overwegen, die aan de meetmethode te stellen zijn. Letten wij op de warmteafvoer van een dergelijk bandje, dan zien wij dat deze geschiedt door warmtegeleiding naar de uiteinden, en door straling, convectie en warmtegeleiding door de lucht. Daarbij is te bedenken dat de temperatuurcoëfficiënt van de warmtegeleiding van metalen niet te verwaarlozen is, indien men zeer nauwkeurig wenst te meten. Voor manganin bedraagt deze b.v. $0,00261 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. De temperatuurcoëfficiënt van de straling bedraagt $\frac{3}{T}$ of ongeveer 0,01. Indien men er dus niet voor zorgt, dat de omgevingstemperatuur minstens tot op $0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$ constant is, zal het nodig zijn, het bandje bij elke stralingsmeting opnieuw energetisch te ijken. Het is bezwaarlijk de temperatuur constant te houden. Daar dus toch telkens het instrument opnieuw energetisch geijkt zou moeten worden, is het beter niet één, maar twee bandjes te nemen, waarvan het ene bestraald wordt, en het andere electricisch verwarmd, en de thermoelementen of bolometers tegen elkaar te schakelen, zodat ingesteld wordt op uitslag 0. Eventuele ongelijkheid der bandjes wordt dan geëlimineerd door de functies der bandjes te verwisselen, waartoe het apparaat draaibaar opgesteld moet zijn. Eventuele veranderingen in de temperatuur der omgeving hebben op beide bandjes gelijke invloed.

Als volgend punt vestigen wij de aandacht op het feit, dat de oppervlakte van het gebruikte bandje rechtstreeks in het eindresultaat bij de meting van straling komt. Daarom is het noodzakelijk, wil men een grote nauwkeurigheid bereiken, de afmetingen van het bandje voldoende groot te kiezen, zodat de van de afmetingen onafhankelijke fout der oppervlaktemeting procentueel klein wordt.

Bij de meting van het oppervlak stond een verdeelmachine, fabrikaat Société Genevoise, ter beschikking, welke voorzien was van een afleesmicroscop.

Hiermede werd de nauwkeurigheid bij het meten van de breedte van een willekeurig metaalbandje bepaald. De maximale fout bleek te zijn 0.005 mm.

Naar aanleiding hiervan werd voor de definitieve constructie een bandje met een breedte van 15 mm gekozen. De nauwkeurigheid, waarmee de gemiddelde breedte van een dergelijk bandje bepaald kan worden, ligt ver beneden 0,1 %, zoals nog nader zal worden aangetoond.

De lengte van het bandje beïnvloedt de gevoeligheid, tengevolge van de warmtegeleiding naar de uiteinden. Een grotere lengte geeft binnen zekere grenzen, een grotere gevoeligheid. De gekozen lengte (50 mm) geeft, bij een redelijke gevoeligheid, een behoorlijk stevige constructie van het frame, waarin het bandje gemonteerd wordt.

Een belangrijke eis, die gesteld moet worden, is de constantheid van de apparatuur, d.w.z. het niet meer nakruipen van de galvanometer, nadat zich een evenwicht ingesteld heeft. Een van de oorzaken hiervoor is het opwarmen van de uiteinden van het bandje, dus van het frame, waarin dit gemonteerd is. Hierover werden enige voorlopige proeven gedaan. De gekozen afmetingen van het roodkoper frame zijn zodanig, dat van nakruipen geen sprake meer is.

3. Constructie.

De bovenstaande beschouwingen leggen de hoofdafmetingen der constructie ongeveer vast. De definitieve constructie wordt weergegeven in fig. 1, aan de hand waarvan de voornaamste details besproken zullen worden. Op enkele der details wordt thans niet ingegaan, zij zullen nader verklaard worden in de desbetreffende paragrafen.

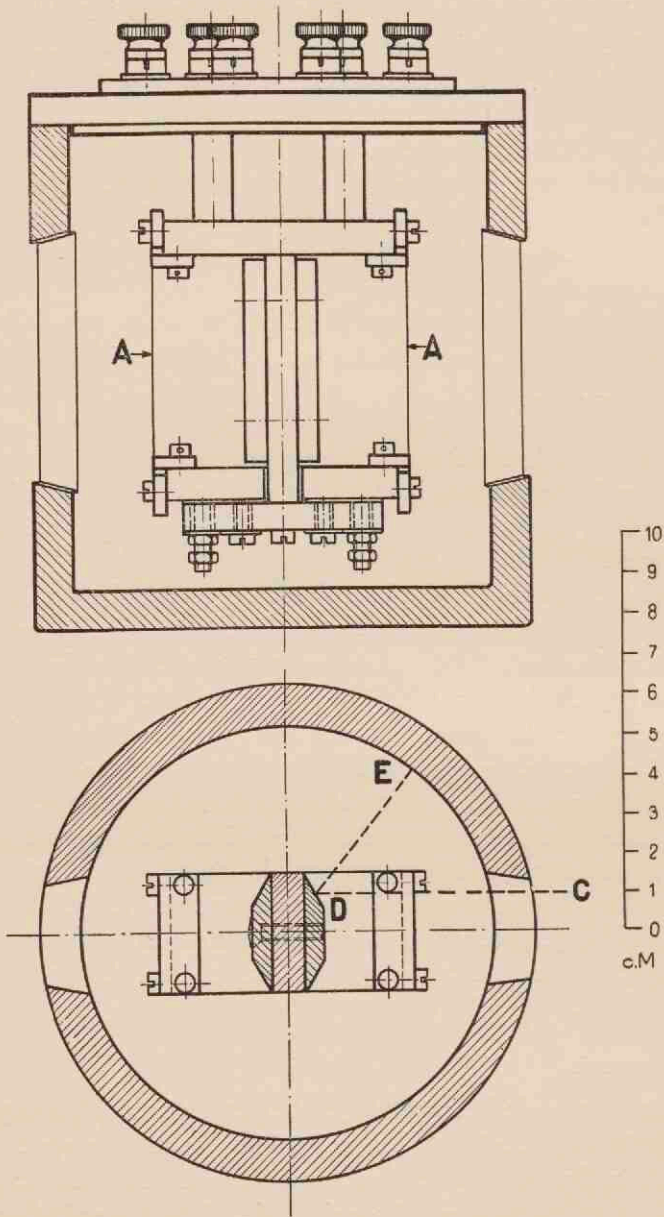


Fig. 1.
Constructie der absolute bolometer.

De beide bandjes *A* (15×50 mm) zijn gemonteerd op een stevig roodkoperframe. Aan de bovenzijde bestaat dit frame uit één doorlopende koperstrip (doorsnede 30×8 mm), aan de onderzijde uit 2 geïsoleerde blokken. Vanaf deze blokken lopen verbindingen, gemaakt van roodkoperband 10×1 mm, naar de aansluitklemmen op het deksel. Dit bandkoper (niet in de figuur getekend) is zo gebogen, dat dit band en de manganinbandjes in hetzelfde vlak liggen, zodat een beïnvloeding door opwarmen van dit band uitgesloten is. Het geheel is geplaatst in een zwaar roodkoper huis, hetwelk draaibaar gemonteerd is. De openingen in dit huis zijn groter dan de bandjes, zodat ook nog straling naast de bandjes valt. Deze straling (*C* in fig. 1) wordt bij *D* gereflecteerd door een hoogglans gepolijst vernikkeld koperblok naar *E* aan de binnenzijde van het huis, en wel juist in het vlak van de bandjes, zodat het door de gezwarte binnenzijde verstrooide licht niet meer op het bandje kan terecht komen.

Op het deksel zijn een aantal klemmen gemonteerd, nodig voor de verschillende aansluitingen.

Ter vermindering van luchtstromingen wordt bij stralingsmeting voor de ene opening een koperen buis (lengte 12 cm, doorsnede 10 cm, wanddikte 5 mm) voorzien van 2 scherp afgewerkte diafragma's, geplaatst, en aan de andere zijde een dergelijke buis, welke aan het einde geheel gesloten is. De diafragma's zijn gemaakt van 4 mm dik koper en zijn voorzien van rechthoekige openingen, iets groter dan de gaten in het huis. Deze buizen moeten zo zwaar gekozen worden, daar deze anders bij bestraling opwarmen. De buizen sluiten precies aan bij de ronding van het huis en worden daar bovendien afgedicht met fluweel.

4. Invloed van dikteverschillen der bandjes.

Wanneer een bandje niet homogeen van dikte is, zal de temperatuurstijging bij opvallende straling, of bij stroomdoorgang niet overal gelijk zijn, daar de straling over het oppervlak homogeen verdeeld is, en de stroom door elk elementje van een doorsnede niet dezelfde zal zijn. Meet men de temperatuur met een enkel thermoelement, zo zullen de dikteverschillen fouten veroorzaken. Ook het gebruiken van een bandje gemaakt van thermoblik (vgl's M o 11),

waarbij dus de temperatuur gemeten wordt ter plaatse van de soldeernaad, dus over een lijn over de dwarsrichting van het bandje, is, alhoewel aanzienlijk beter dan het meten met een enkel thermoelement, nog niet voldoende om de genoemde fouten te elimineren. Paschen¹⁾ heeft erop gewezen, dat ook het gebruiken van het bandje zelf als bolometer, niet juist is, waarbij hij tevens een methode aangeeft, om deze fouten te ontgaan, n.l. door op een kleine afstand achter het bandje een thermoziuil of bolometer aan te brengen, waardoor de temperatuur meer geïntegreerd over het gehele oppervlak gemeten wordt.

Teneinde enig inzicht te verkrijgen over de dikteverschillen, die bij verschillende bandjes optraden, werd een inrichting gemaakt, om met voldoende nauwkeurigheid deze dikte te meten. Deze bestond uit een zeer zuiver om twee stalen puntschroeven in een verticaal vlak draaibare arm, waaraan aan de ene zijde loodrecht een stalen pen bevestigd was, welke aan de onderzijde enigszins was afgerond, en welke onder lichte druk op het te meten bandje rustte. Het bandje werd gelegd op een messing blok, waarop, juist onder de meetstift, een klein rond glazen plaatje gekit was (doorsnede ca 1 mm). Aan de andere zijde van de arm, welke zijde ongeveer tweemaal zo lang was als de arm van de meetstift, werd een glazen plaatje met een zeer fijne geëtste lijn bevestigd. De verplaatsing van deze lijn werd gemeten met een afleesmicroscop voorzien van oculairmicrometer. Een verplaatsing van 0,05 mm kwam overeen met 100 delen op de schaalverdeling van de oculairmicrometer. De instelling was mogelijk tot op 0,5 schaaldeel, hetgeen dus overeenkomt met een verplaatsing van ca 0,25 μ , of met een dikte van ca 0,125 μ . Bij de metingen bleek, dat bij gewalste bandjes bij afnemende dikte, de procentuele dikte-afwijkingen toenemen. Na vele vergeefse pogingen, gedaan met verschillende walsen, om bandjes te verkrijgen, welke voldoende homogeen van dikte waren, werd hiervan afgezien en de oplossing van de moeilijkheid gezocht in het integreerend meten van de temperatuur.²⁾

1) F. Paschen. Ann. d. Phys. 38, 30, 1912.

2) Misschien is het mogelijk, door middel van andere procédé's b.v. electrolytisch, bandjes te verkrijgen, die beter zijn. C. Müller³⁾ past bij de constructie

3) C. Müller. ZS. f. Instrk. 44, 119, 1924.

De definitief gebruikte bandjes werden gemaakt van gewalst manganin, dat een dikte van 30 à 35 μ bezat, daar bij deze dikte de inhomogeniteit niet van dien aard is, dat bij de nog nader te bespreken methode om de temperatuur te meten, fouten te verwachten zijn. Van deze bandjes werd een groot aantal profielen in lengte- en dwarsafmetingen bepaald. Een dezer gemeten dwarsprofielen, en wel degene, die de grootste afwijkingen vertoont, is weergegeven in fig. 2.

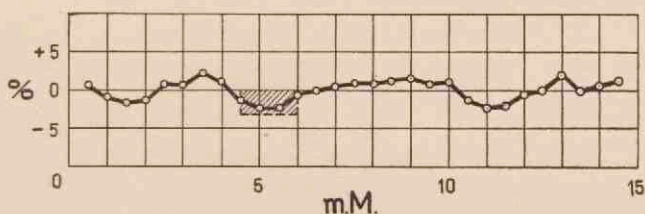


Fig. 2.
Dikteprofiel van bandje.

Als ordinaat is hier uitgezet de procentuele dikteafwijking. De grootste dikteafwijking is ca 2,5 %. Verder bleek er geen correlatie te bestaan tussen de dikteafwijkingen in de verschillende dwarsprofielen, gemeten op afstanden van 5 mm, zodat een bepaalde dikteafwijking zich blijkbaar niet in de lengte- (= wals-) richting voortzet.

Op grond van fig. 2 werd nu het temperatuurverloop in dwarsrichting bij stroomdoorgang berekend¹⁾ voor het geval een dikteafwijking van 3 % met een breedte van 1,5 mm (zoals in de figuur gearceerd is aangegeven) zich over de volle lengte van het

van zijn bolometer voor totaalstralingsmeting een electrolytisch procédé toe. Over de homogeniteit van de aldus verkregen bandjes is niets gepubliceerd, zodat daarover geen oordeel te vellen is. Het is evenwel niet waarschijnlijk, dat deze bandjes homogeen zijn, daar C. Müller toch nog gebruik maakt van een achter het eigenlijke meetbandje geplaatste integrerende bolometer.

¹⁾ Mej. M. van Beusekom, die voor mij enige profielen berekend heeft, en bij verschillende voorbereidende metingen behulpzaam was, betuig ik mijn hartelijke dank.

bandje uitstrekt en wel wanneer deze afwijking zich geheel aan de rand van het bandje bevindt, daar dan de invloed het grootst is. Het profiel, waarvoor het temperatuurverloop berekend werd, is weergegeven in fig. 3, waarin $l_1 = -1,35$ cm, $l_2 = 0,15$ cm, $d_1 = 3,5 \times 10^{-3}$ cm, $d_2 = 3,395 \times 10^{-3}$ cm.

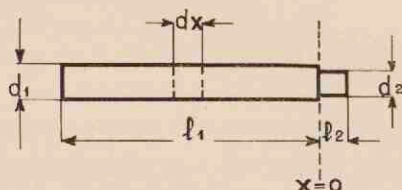


Fig. 3.

Profiel van bandje voor berekening van het temperatuurverloop.

De warmtegeleiding in de lengterichting van het bandje werd niet in aanmerking genomen.

De in een elementje dx ontwikkelde warmte verdwijnt door warmtegeleiding door het manganin en verder door uitstraling en convectie, en warmtegeleiding door de lucht. Bij de in aanmerking komende kleine temperatuurverschillen mag men aannemen dat het warmteverlies evenredig met het temperatuurverschil is. Wanneer men de omgevingstemperatuur $= 0$ stelt, geldt voor een elementje dx

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{c}{\lambda d} T + \frac{e}{\lambda d} = 0, \text{ waarin}$$

c = de per sec. en per cm^2 door het oppervlak afgestane energie (zie paragraaf 7).

e = de per sec. en per cm^2 door de elektrische stroom ontwikkelde energie $= \frac{1}{d} \times \text{soort. weerst.} \times 0,24 i^2$.

λ = warmtegeleidingscoëfficiënt van manganin.

d = dikte.

De oplossing van deze vergelijking luidt:

$$fT - g = Ae^{x\sqrt{f}} + Be^{-x\sqrt{f}}, \text{ waarin}$$

$$f = \frac{c}{\lambda d_1} \text{ resp. } \frac{c}{\lambda d_2} \text{ en } g = \frac{e_1}{\lambda d_1} \text{ resp. } \frac{e_2}{\lambda d_2}$$

De constanten kunnen bepaald worden met behulp van de volgende grenscondities:

1e. voor $x = -l_1$ resp. $+l_2$ is $\frac{dT}{dx} = 0$, dit is voor een, in verhouding tot de totale breedte, zeer dun bandje zeker het geval.

2e. voor $x = 0$ is $T_1 = T_2$ en $d_1 \left(\frac{dT}{dx}\right)_1 = d_2 \left(\frac{dT}{dx}\right)_2$

d.w.z. op de grenslijn is het temperatuurverloop continu, evenals de totale warmtestroom.

Uit deze 4 grensvoorwaarden kunnen de 4 constanten A_1, A_2, B_1 en B_2 bepaald worden, waardoor dus het temperatuurverloop berekend kan worden.

In fig. 4 is als ordinaat uitgezet de berekende temperatuurstijging in een willekeurige maat, en als abscis, de plaats op het bandje.

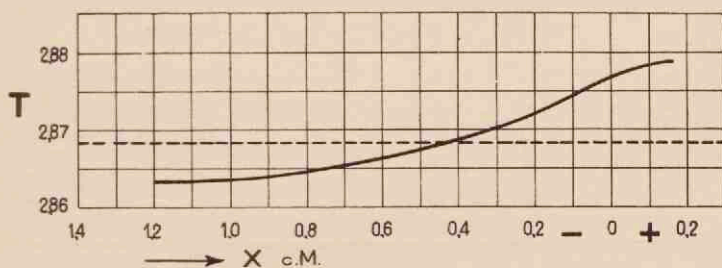


Fig. 4.

Temperatuurverloop in de breedterichting van een bandje.

Het temperatuurverschil tussen de uiteinden bedraagt 0.55 %. Bij homogene bestraling van het bandje met een totale energie gelijk aan de totale elektrische energie, zal de temperatuur overal gelijk zijn en wel gelijk aan de gemiddelde temperatuur bij elektrische ver-

warming. Deze gemiddelde temperatuur is in de figuur door een stippellijn aangegeven. Het maximale temperatuurverschil met dit gemiddelde bedraagt 0,37 %. Bij dikteverschillen in de lengterichting kan het temperatuurverloop op ongeveer dezelfde wijze berekend worden, dan is de stroomsterkte echter niet omgekeerd evenredig met de dikte, doch overal dezelfde, wanneer aangenomen wordt, dat een dunne plek zich over de volle breedte uitstrekt. Aangezien dikteverschillen in de lengterichting bij de hieronder nader besproken methode om de temperatuur te meten geen rol spelen, wordt er niet nader op ingegaan.

Daar uit deze berekeningen blijkt, dat het noodzakelijk was, een integreerende methode voor de temperatuurmeting toe te passen, werd als volgt te werk gegaan: Aan de achterzijde van de bandjes werd zigzagsgewijze geëmailleerd koperdraad van 50μ doorsnede gelegd vlg's fig. 5, waarin a— a de beide uiteinden van deze draad zijn.

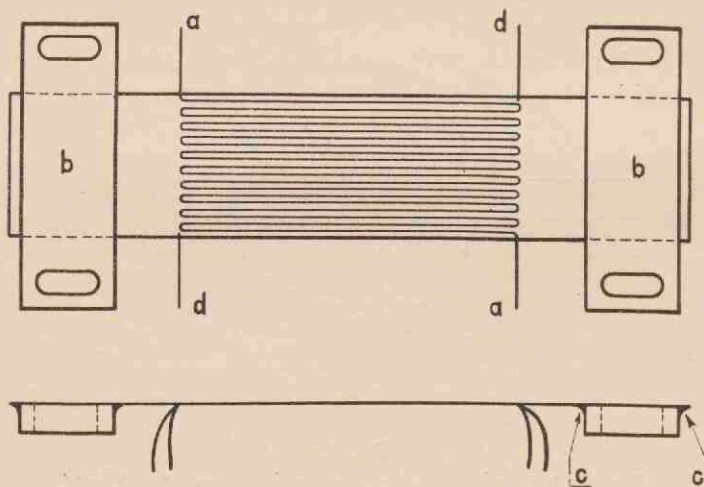


Fig. 5.

Achteraanzicht van een bandje met bolometer en potentiaaldraden.

Deze draad wordt gebruikt als bolometer, waarbij de twee bolometerdraden der twee bandjes elk in een tak van een brug van

Wheatstone opgenomen worden. Deze draad is aangebracht in een mal, waarbij de draad bij de keerpunten om stukjes draad van 0,7 mm doorsnede gelegd werd, met weinig bakelitelak op het bandje vastgelegd en bij 120° C. gedurende enige uren afgestookt.

Met deze bolometer wordt de temperatuur in de lengterichting volledig geïntegreerd, in de breedterichting gemiddeld over 19 punten. We kunnen nu aan de hand van het berekende temperatuurverloop een schatting maken van de fout, die kan ontstaan. Wanneer we ter vereenvoudiging aannemen, dat er 20 draden zijn inplaats van 19, kunnen deze liggen op de plaatsen — 1,35, — 1,275, — 1,2, enz. tot + 0,075 in fig. 4. De meest linkse draad ligt dan op de uiterste rand van het bandje. De andere uiterste stand verkrijgt men wanneer de draden liggen op de plaatsen — 1,275, — 1,2, — 1,125, enz. tot + 0,15, waarbij de meest rechtse draad op de uiterste rand ligt.

In het ene geval is de gemeten gemiddelde temperatuur beneden het exacte gemiddelde, in het andere geval er boven. De som van de temperaturen voor de 19 punten is ongeveer 55, het verschil tussen de beide gevallen is gelijk aan het verschil tussen de beide uiterste waarden n.l. 0,0157 of ca 0,03 %, de afwijking met het gemiddelde is ongeveer de helft van deze waarde. Dit is dus de grootste afwijking, die bij de dikteverschillen, die voor de berekening aangenomen zijn, kan ontstaan. In werkelijkheid zijn de dikteverschillen kleiner, en bovendien niet in elke doorsnede gelijk, zodat deze daardoor in het gemiddelde minder worden. De te verwachten fout ligt daarom ver beneden 0,03 % en is dus te verwaarlozen.

5. Nauwkeurige definitie van het oppervlak.

Eén van de moeilijkheden bij het construeren van een instrument voor absolute stralingsmetingen is de nauwkeurige begrenzing van de lengte van de bandjes. Inklemmen van de bandjes is onmiddellijk te verwerpen, daar hierdoor een veel te grote overgangsweerstand ontstaat. Een betere methode is het met zeer weinig soldeer bevestigen aan de eindstukken. Hierbij bestaat echter het gevaar, dat er een weinig soldeer tussen de eindstukken en het bandje wegvloeit en de scherpe begrenzing opvult, waardoor een nauwkeurige bepaling van de lengte onmogelijk wordt. Bij zeer zorgvuldig op-

solderen is deze methode misschien bruikbaar, er blijft evenwel een onzekerheid bestaan.

Door C. Müller¹⁾ is een methode aangegeven, die een zeer scherpe begrenzing geeft, n.l. door het electrolytisch opbrengen van koper eindstukken, onder afdekking met een speciaal gevormde glasplaat van dat deel der bandjes, hetwelk niet verkoperd moet worden. Deze methode werd ook geprobeerd met de gebruikte manganinbandjes en gaf goede resultaten. De begrenzing der lengte is op deze wijze voldoende nauwkeurig te verkrijgen. Evenwel zijn ook tegen deze methode, toegepast op de gebruikte manganinbandjes van ca 35 μ dikte, enige bedenkingen aan te voeren. Ter plaatse, waar het electrolytisch aangebrachte kopereindstuk begint, zullen de stroomlijnen niet plotseling divergeren, zodat de weerstand gemeten tussen de eindstukken iets groter is dan overeenkomt met het deel van het bandje, dat de straling absorbeert. Deze fout zal van dezelfde orde zijn als de verhouding van de dikte van het bandje tot de gebruikte lengte, d.w.z. voor bandjes van ca 35 μ dikte en ca 50 mm lengte, van de orde van 0,05 %. Het is natuurlijk mogelijk bijv. door potentiaalmetingen aan een sterk vergroot vlak model van de plaats van overgang bandje — eindstuk, een correctie hiervoor te berekenen, dit is echter niet gedaan, doch er is gebruik gemaakt van een andere methode van lengtebegrenzing, die nog uit anderen hoofde voordelen biedt.

Coblentz en Emerson²⁾ maakten bij het door hen voor totaalstralingsmetingen gemaakte instrument, gebruik van twee dunne potentiaaldraden, welke op enige afstand van de eindstukken met zeer weinig soldeer aan het bandje bevestigd waren. Voor de lengte van het bandje werd dan genomen de afstand tussen deze beide draden, de weerstand van dat stuk van het bandje werd bepaald door meting van het potentiaalverschil tussen deze draden. Deze methode is in die vorm niet zonder bedenkingen, daar het in het geheel niet zeker is, dat de punten met dezelfde potentiaal als de draden, overal dezelfde afstand hebben. Een verschil kan bijv. worden veroorzaakt door een iets scheef lopen van de opgesoldeerde

¹⁾ C. Müller, ZS. f. Instrk. 44, 119, 1924.

²⁾ W. W. Coblentz en W. B. Emerson. Bull. Bur. of Stand 12, 503, 1916.

einstukken, door ongelijkmatigheden in het bandje, enz. Evenwel, met behulp van een verfijning van deze methode en wel door het bepalen van de lijnen, welke een potentiaal nul hebben t.o.v. de potentiaaldraden, is een nauwkeurigheid te bereiken, die ruimschoots voldoende is.

Daar, in dat geval, een nauwkeurige begrenzing van de bandjes bij de eindstukken zelf niet nodig is, werden de bandjes gesoldeerd op roodkoper eindstukken *b* (fig. 5 blz. 12) in een soldeermal met rijkelijk veel soldeer en de hoeken bij *c* opgevuld met soldeer, ten einde een stevige bevestiging te verkrijgen.

Aan het bandje werden vervolgens twee potentiaaldraden *d* gesoldeerd. Voor deze draden werd genomen koperdraad dikte 50μ . Het solderen geschiedde als volgt. De koperdraad werd ca 0,2 mm over de rand heen, op het manganinbandje gelegd, daarna bedekt met een zeer klein, uit tot op ca 25μ uitgewalst tinsoldeer, gesneden reepje en dit, met als vloeimiddel zeer weinig soldeervet, tot vloeien gebracht door een electrisch tot witgloeihitte verhitte nichroom spiraal in de onmiddelijke nabijheid te brengen. De op deze wijze verkregen las is niet groter dan de afmetingen van het stuk koperdraad, dat op het manganin ligt, dus ca $0,05 \times 0,2 = \text{ca } 0,01 \text{ mm}^2$ voor beide potentiaaldraden samen dus $0,02 \text{ mm}^2$. Het totale oppervlak van het gebruikte deel van het bandje bedraagt $15 \times 36 = 540 \text{ mm}^2$, de oppervlakte van de las is dus volledig te verwaarlozen.

Zoals uit fig. 5 te zien is, zijn de potentiaaldraden zodanig aangebracht, dat alleen dat stuk van het bandje gebruikt wordt, waar de bolometerdraad bevestigd is, dus alleen dat stuk, waar ook de temperatuur gemeten wordt.

De aldus voorziene bandjes werden op het frame gemonteerd, flink strak getrokken en vastgeschroefd met schroeven door de gleuven in de eindstukken. Dit frame werd geplaatst op de reeds genoemde verdeelmachine, het bandje evenwijdig aan de bewegingsrichting van de slede, en wel op een dwarsslede, welke loodrecht op de bewegingsrichting van de slede van de verdeelmachine meetbaar verschoven kon worden. Een fijne stalen punt (naald) was aan een draaibare, bijna uitgebalanceerde arm bevestigd en kon, onder lichte druk, op het manganinbandje rusten. De stalen punt en een potentiaaldraad werden verbonden aan een M o 11 galvanometer met in serie een weerstand van 100Ω Parallel op de galvano-

meter was een weerstand geschakeld om de aperiodiciteit van de galvanometer te verkrijgen. Door het bandje werd een stroom van 1 Amp. gestuurd en de galvanometeruitslag afgelezen voor verschillende standen van de slede van de verdeelmachine. De gevoeligheid van deze methode is zeer groot, een verplaatsing van de slede over een afstand van 0,1 mm gaf een verschil in uitslag van de galvanometer van ca 2 cm. De uitslag van de galvanometer werd afgelezen tot op 0,5 mm, hetgeen overeenkomt met 0,0025 mm van het bandje. Bij verschillende standen van de dwarslede werd nu telkens de galvanometeruitslag bij 2 standen van de verdeelmachine, welke 0,1 mm uit elkaar lagen, afgelezen en wel zodanig dat bij de ene stand de galvanometer een uitslag naar links gaf en bij de tweede stand naar rechts. Met behulp van de bekende nulstand van de galvanometer werd nu die plaats op het bandje, waar het potentiaalverschil met de potentiaaldraad nul bedraagt, berekend. Dit werd voor 29 verschillende standen van de dwarslede gedaan, welke op 0,5 mm van elkaar lagen. Ter controle of er storende thermokrachten optraden werd de stalen punt op een plaats van het bandje gezet, welke geen potentiaalverschil met de potentiaaldraad had en vervolgens een wisselstroom van ca 2 Amp. door het bandje gestuurd. Indien er thermokrachten aanwezig zouden zijn, zou de galvanometer een uitslag moeten vertonen. Dit was niet het geval. Bovendien werd nog eens een reeks metingen gedaan bij tegengestelde stroomrichting door het bandje. Door eventueel aanwezige thermokrachten zou dan de plaats van het nulpunt van potentiaal verschoven moeten zijn. Dit bleek binnen de meetnauwkeurigheid niet het geval te zijn. Het resultaat van een serie metingen aan één potentiaaldraad is weergegeven in fig. 6, waarin als abscis met een sterk uitgerekte schaal de berekende stand van de verdeelmachine voor potentiaalverschil nul en als ordinaat de stand van de dwarslede is uitgezet. De begrenzing van het bandje is door 2 horizontale lijnen aangegeven. De grootste afwijking van de meetpunten ten opzichte van de door deze punten getrokken lijn bedraagt ca $4 \mu =$ ca 0,01 % van de totale afstand tussen de potentiaaldraden (36 mm). Van de aldus berekende 29 standen van de verdeelmachine werd het gemiddelde genomen en het verschil tussen deze gemiddelden voor de beide potentiaaldraden van een bandje als lengte van het bandje aangenomen. Voor éénzelfde bandje werden

de metingen herhaald voor slechts 14 punten bij standen van de dwarsselede, welke 1 mm verschilden, waarbij een afstand gevonden werd, die minder dan 0,01 % van de eerst gemetene afweek. De nauwkeurigheid, waarmede op deze wijze de lengte bepaald werd, is dus groot en alleszins voldoende.

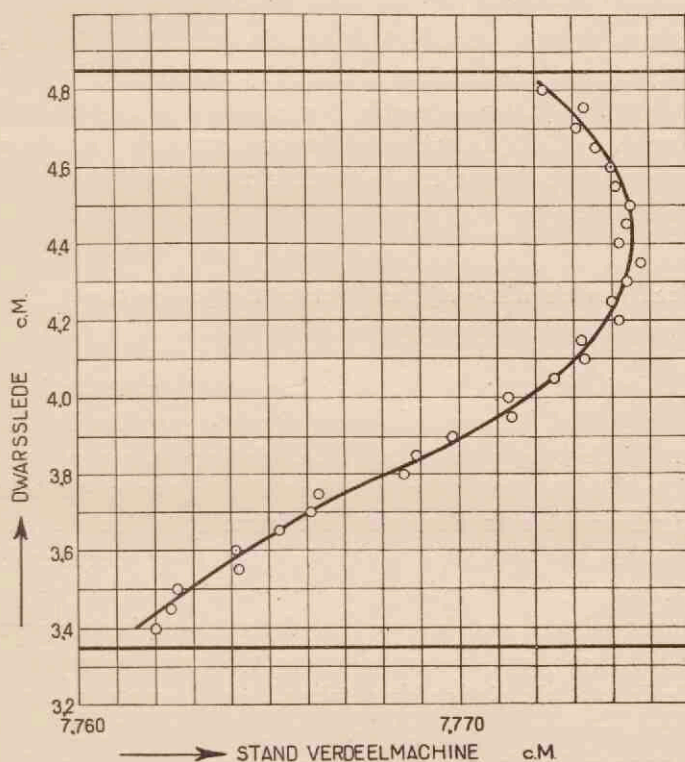


Fig. 6.
Potentiaalmetingen.

Uit fig. 6 blijkt duidelijk de noodzakelijkheid om op deze wijze de lengte van de bandjes te bepalen en niet uit de afstand van de potentiaaldraden. Bij een der bandjes bedroeg de op de bovenbeschreven wijze bepaalde lengte 36,031 mm, terwijl de afstand tussen twee berekende nulpunten, die in de onmiddellijke omgeving

van de potentiaaldraden gelegen waren en die dus dezelfde afstand hadden als deze draden, 36,105 mm bedroeg; een verschil dus van 0,2 %.

De breedte van de bandjes werd met behulp van het microscoop op de verdeelmachine gemeten. De instelnauwkeurigheid bedroeg ca 5 μ . De breedte werd gemeten op afstanden in de lengterichting van het bandje van 1 mm, dus op ca 36 plaatsen. Er mag dus wel aangenomen worden, dat de fout van de gemiddelde breedte van het bandje (ca 15 mm) kleiner is dan 1,5 μ of 0,01 %. Door middel van een glasplaatje, waarop onderling nauwkeurig loodrechte lijnen geëtst waren (Carl Zeiss) werd ervoor gezorgd, dat de meetrichtingen van de lengte en de breedte nauwkeurig loodrecht op elkaar stonden.

6. *Invloed van de niet-gelijkheid van stralings- en elektrische verwarming aan de uiteinden.*

Door de in de vorige paragraaf uiteengezette methode is er dus voor gezorgd dat het oppervlak van dat deel van het bandje, dat meedoet bij de berekening van de elektrische energie, nauwkeurig bekend is. De eis van volkomen identiek zijn van elektrische- en stralingsverwarming is dus, wat dat betreft, voldoende vervuld. De uiteinden van het bandje, die dus niet meer meedoen bij de bepaling van de weerstand en bij de bepaling van het oppervlak, zullen evenwel toch nog invloed uitoefenen op de bepaling van de temperatuurverhoging. Het bandje wordt bij stralingsmeting over de volle lengte, de eindstukken inbegrepen, homogeen bestraald, dus overal valt per cm^2 dezelfde hoeveelheid energie. Bij de elektrische verwarming is de stroomsterkte overal gelijk, dus de ontwikkelde energie afhankelijk van de weerstand. Ter plaatse waar de opsoldering op de eindstukken begint, wordt daardoor de energie kleiner, daar de weerstand kleiner wordt. De temperatuur van de uiteinden, waar het bandje over gaat op de eindstukken, zal dus hoger zijn bij stralingsverwarming dan bij elektrische verwarming en daar de warmteafgifte van het bandje voor een deel plaats heeft door warmtegeleiding naar de uiteinden, zal bij dezelfde gemeten temperatuurverhoging, de geabsorbeerde stralingsenergie niet gelijk zijn aan de elektrische energie.

Het is moeilijk dit effect te berekenen, daar daarvoor het verloop van de stroomlijnen bij de uiteinden bekend zou moeten zijn en bovendien de warmtegeleiding bij de uiteinden gevormd door de combinatie manganin, roodkoper en tinsoldeer, waarvan het laatste een voor mathematische berekening zeer ongunstige vorm heeft, moeilijk te berekenen is. Daarom is door een bijzondere constructie, welke in fig. 7 nader is aangegeven, deze moeilijkheid omzeild.

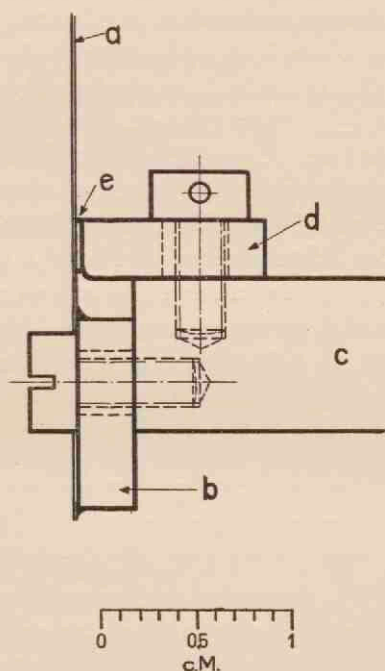


Fig. 7.

Constructie der warmteafvoerblokjes.

Het bandje *a* is, zoals reeds aangegeven, op het eindstuk *b* gesoldeerd en dit met schroeven bevestigd op het frame. Het roodkoperblokje *d*, dat aan beide zijden nog iets onder het bandje uitsteekt, is aan de bovenzijde voorzien van een dun laagje bakelitelak en gedurende enige uren op 120° C. afgestookt. Nadat het

bandje op het frame gemonteerd was werden aan beide uiteinden deze blokjes *d* tegen het bandje gedrukt en vastgeschroefd, waarna nog een weinig bakelitelak bij *e* aangebracht werd, om een zeer goede verbinding tussen bandje en blokje te verkrijgen. Op deze wijze ontstaat een goed warmtecontact tussen bandje en blokje, terwijl deze toch electricisch geïsoleerd zijn. Door deze constructie wordt bereikt dat de warmte, die ter plaatse van de soldering van bandje en eindstuk ontwikkeld wordt, niet verder naar het bandje kan doordringen, maar afvloeit door het koperblokje. Teneinde na te gaan in hoeverre hieraan voldaan is, werden temperatuurmetingen gedaan over de lengte van het bandje en wel als volgt. Het frame werd geplaatst op de slede van de verdeelmachine. Aan een draai- bare arm werd een \sqcup vormig gebogen reepje thermoblik volgens Moll, bevestigd, waarvan de soldeernaad zich in het midden van het horizontale stuk bevond. De dikte van het reepje bedroeg ca 30μ , de breedte ca 0,3 mm. Het reepje thermoblik werd in de breedterichting onder lichte druk op het bandje geplaatst. De uiteinden van het reepje waren in serie met een weerstand van 50Ω verbonden met een Moll galvanometer. Door het bandje werd een stroom gestuurd van ca 1,5 Amp. Teneinde electricisch contact te vermijden, was het reepje thermoblik aan de onderzijde voorzien van een zeer dun, isolerend laagje schellak.

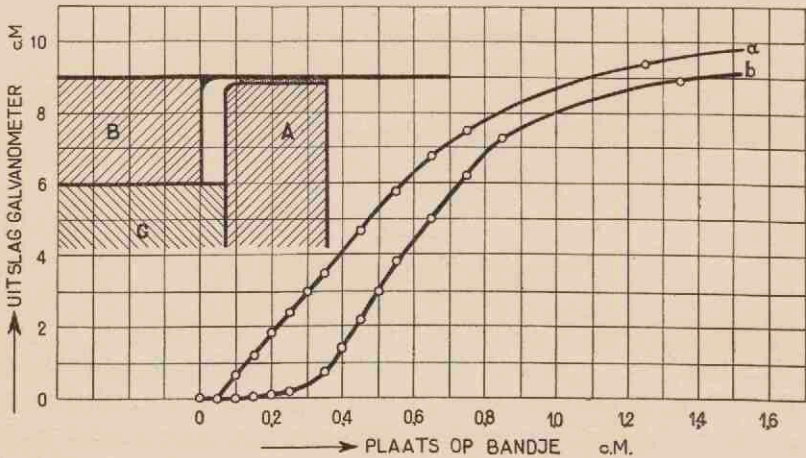


Fig. 8.

Temperatuurverloop in de lengterichting van een bandje.

In fig. 8 is als abscis uitgezet de plaats op het bandje in cm en als ordinaat de uitslag van de galvanometer in cm.

Kromme *a* zijn metingen zonder blokje, kromme *b* met blokje. In deze figuur is tevens de stand van het blokje *A* aangegeven. *B* is het eindstuk, *C* het frame. Uit deze krommes blijkt, dat deze constructie zeer goed aan het doel beantwoordt. Uit de zeer kleine helling van het begin van kromme *b* volgt, dat de warmtegeleiding in de lengterichting van het bandje ter plaatse klein is, zodat de invloed van de uiteinden van het bandje op dat deel waar de temperatuur gemeten wordt, verwaarloosd kan worden.

7. Invloed van de warmteweerstand der zwartingslaag.

De stralingsenergie, die door een gezwart metaalbandje geabsorbeerd wordt, zal, wanneer een evenwichtstoestand bereikt is, worden afgevoerd door straling, convectie en warmtegeleiding door de lucht aan de voorzijde en achterzijde van het bandje, en door warmtegeleiding naar de uiteinden door het metaalbandje zelf. De door de zwartingslaag geabsorbeerde stralingsenergie verminderd met dat deel, hetwelk door de voorzijde van het bandje direct wordt afgegeven, moet door de zwartingslaag heendringen. Deze zwartingslaag heeft een warmteweerstand. Dit zal tengevolge hebben, dat de oppervlaktetemperatuur aan de voorzijde hoger is dan aan de achterzijde van het bandje. Bij stroomdoorgang door het bandje wordt de energie ontwikkeld in het bandje zelf en beweegt zich door de zwartingslaag naar buiten, waardoor in dat geval de oppervlaktetemperatuur aan de voorzijde lager zal zijn dan aan de achterzijde. Stralings- en elektrische verwarming zijn dus niet indentiek. Welke methode dient om de temperatuur van het bandje te bepalen, heeft op de hierdoor veroorzaakte fout geen invloed.

F. Kurlbaum¹⁾ heeft het verschil in temperatuur gemeten tussen voor- en achterkant van een met platinazwart bedekte en bestralde platinafolie, door de eigen straling van voor- en achterkant te meten. Tegen zijn meetmethode zijn bedenkingen aan te voeren, voornamelijk wat betreft het onvoldoende corrigeren voor de door het bandje gereflecteerde invallende straling, welke bij de

¹⁾ F. Kurlbaum. Ann. d. Phys. 2, p. 546, 1900.

eigen straling van de voorzijde wordt opgeteld. Het door hem gevonden verschil van 0,6 % is zeer zeker te hoog. Aan dit effect is verder door geen der auteurs, die zich bezig gehouden hebben met absolute stralingsmetingen, enige aandacht besteed.

Hieronder zal in de eerste plaats nagegaan worden welke invloed dit effect, gegeven een bepaalde warmteweerstand van de zwartingslaag, heeft, en vervolgens een methode beschreven worden om deze warmteweerstand te meten. We onderstellen, dat een bandje met lengte l en breedte 1 bij opvallende straling een temperatuurverdeling $f(x)$ verkrijgt. Door de warmteweerstand van de zwartingslaag zal dan de temperatuur aan de bestraalde zijde iets hoger zijn en wel $f(x) + \varepsilon$, waarin ε een functie van x is. De totale door de voorzijde van het bandje afgestane warmte is dan

$$\int_0^l \alpha \{f(x) + \varepsilon\} dx$$

waarin α de per cm^2 en per $^\circ\text{C}$ door de voorzijde, door straling, convectie en warmtegeleiding door de lucht, afgestane warmte is. Deze α is, zoals nog nader zal blijken, een slechts weinig van x afhankelijke functie, zodat we kunnen schrijven

$$\bar{\alpha} \int_0^l \{f(x) + \varepsilon\} dx$$

Door de achterzijde van het bandje wordt afgestaan

$$\bar{\beta} \int_0^l f(x) dx$$

waarin $\bar{\beta}$ de gemiddeld per cm^2 en per $^\circ\text{C}$ afgestane warmte is. De grootheid β is niet gelijk aan α , daar de straling van de niet gezwarte achterzijde kleiner is en de convectie door het frame beïnvloed wordt. Door warmtegeleiding door het bandje zelf verdwijnt een hoeveelheid warmte, die door

$$\int_0^l \gamma f(x) dx$$

voorgesteld kan worden, γ is een functie van x , die men zou kunnen berekenen; haar vorm is echter voor het volgende zonder betekenis. De per cm^2 geabsorbeerde stralingsenergie zij E_r , dan is lE_r de totale geabsorbeerde energie, dus:

$$lE_r = \bar{\alpha} \int_0^l \{f(x) + \varepsilon\} dx + \bar{\beta} \int_0^l f(x) dx + \int_0^l \gamma f(x) dx \quad (1)$$

Bij opvallende straling wordt de totale energie lE_r aan de voorzijde van het zwartingslaagje geabsorbeerd. Van deze energie wordt door deze voorzijde afgestaan

$$\bar{\alpha} \int_0^l \{f(x) + \varepsilon\} dx$$

door het zwartingslaagje gaat dus alleen wat aan de achterzijde en naar de uiteinden verdwijnt =

$$= \bar{\beta} \int_0^l f(x) dx + \int_0^l \gamma f(x) dx$$

Stel nu het temperatuurverval loodrecht op het bandje in de zwartingslaag $= \frac{dT}{dy}$, en verder de warmtegeleidingscoëfficiënt $= \lambda$ en de dikte d , dan is:

$$\bar{\beta} \int_0^l f(x) dx + \int_0^l \gamma f(x) dx = \int_0^l \lambda \frac{dT}{dy} dx \quad (2)$$

Verder is, als d voldoende klein is, zodat de warmtegeleiding in de lengterichting verwaarloosd mag worden,

$$d \frac{dT}{dy} = \varepsilon \quad \text{of} \quad \frac{dT}{dy} = \frac{\varepsilon}{d}$$

De vergelijking (2) wordt dan:

$$\int_0^l \varepsilon dx = \frac{\bar{\beta} \int_0^l f(x) dx + \int_0^l \gamma f(x) dx}{\frac{\lambda}{d}} \quad (3)$$

Substitueert men (3) in (1) dan verkrijgt men:

$$l E_r = \bar{\alpha} \int_0^l f(x) dx + \left\{ \bar{\beta} \int_0^l f(x) dx + \int_0^l \gamma f(x) dx \right\} \left\{ 1 + \frac{\bar{\alpha} d}{\lambda} \right\} \quad (4)$$

Bij elektrische verwarming zal de temperatuurverdeling, afgezien van effecten, die ontstaan door de uiteinden, iets verschillen van de verdeling bij opvallende straling, door de invloed van de warmte-weerstand der zwartingslaag. Stel deze temperatuurverdeling = $g(x)$. Aan de voorzijde is dan de temperatuur iets lager en wel $g(x) - \delta$ waarin δ een functie van x is.

Aan de voorzijde verdwijnt

$$\bar{\alpha} \int_0^l \{ g(x) - \delta \} dx;$$

aan de achterzijde

$$\bar{\beta} \int_0^l g(x) dx;$$

en naar de uiteinden

$$\int_0^l \gamma g(x) dx.$$

Zij E_i de per cm lengte ontwikkelde elektrische energie, dan is:

$$l E_i = \bar{\alpha} \int_0^l \{g(x) - \delta\} dx + \bar{\beta} \int_0^l g(x) dx + \int_0^l \gamma g(x) dx \quad (5)$$

Aan de voorzijde verdwijnt

$$\bar{\alpha} \int_0^l \{g(x) - \delta\} dx,$$

dit moet door het laagje, dus:

$$\bar{\alpha} \int_0^l g(x) dx = \int_0^l \lambda \frac{dT}{dy} dx \quad (6)$$

waarin $\frac{dT}{dy}$ het temperatuurverval in het laagje, bij elektrische verwarming voorstelt, en waarin verder δ in het linker lid weggelaten is. Door deze verwaarlozing maken we in deze vergelijking slechts een fout van hogere orde.

Nu is weer

$$d \frac{dT}{dy} = \delta \quad \text{of} \quad \frac{dT}{dy} = \frac{\delta}{d}$$

Dit ingevuld in (6) geeft:

$$\int_0^l \delta dx = \frac{\bar{a} \int_0^l g(x) dx}{\frac{\lambda}{d}} \quad (7)$$

(7) ingevuld in (5) geeft:

$$l E_i = \bar{a} \int_0^l g(x) dx \left\{ 1 - \frac{\bar{a} d}{\lambda} \right\} + \bar{\beta} \int_0^l g(x) dx + \int_0^l \gamma g(x) dx \quad (8)$$

Door de bolometer aan de achterzijde van het bandje wordt gemeten

$$\int_0^l f(x) dx \quad \text{resp.} \quad \int_0^l g(x) dx$$

Bij de meting wordt de stroom zodanig geregeld, dat de integralen aan elkander gelijk zijn. De integralen, die betrekking hebben op de warmtegeleiding naar de uiteinden behoeven dan niet gelijk te zijn, daar γ een sterk van x afhankelijke functie is. Nu is de verhouding van de warmteafvoer naar de uiteinden tot de totale warmteafvoer te berekenen uit de temperatuurverdeling in de lengterichting van het bandje.

De temperatuurmetingen van fig. 8, § 6 zijn hiervoor niet te gebruiken, daar bij deze metingen het bandje horizontaal stond, waardoor de convectie sterk wordt verminderd en bovendien was het gebruikte bandje niet gezwart, waardoor de straling kleiner wordt.

Uit temperatuurmetingen verricht met enige aan de achterzijde van een verticaal staand gezwart bandje bevestigde thermo-elementen volgt, dat de warmtegeleiding naar de uiteinden ca 12 % van de totale warmteafgifte bedraagt. Dezelfde berekening toegepast op

de temperatuurmetingen van fig 8, § 6, geeft ca 20 %. Door aan te nemen dat ook

$$\int_0^l \gamma f(x) dx = \int_0^l \gamma g(x) dx,$$

maken we dus een fout in de te berekenen correctie van de orde van deze verhouding, daar de verschillen van deze integralen van dezelfde orde zijn als de verschillen van de temperaturen van voor- en achterzijde in de beide gevallen.

Dit aannemende kunnen we opmaken

$$lE_r - lE_i = (4) - (8)$$

$$lE_r - lE_i = \frac{\bar{a}d}{\lambda} \left\{ \bar{a} \int_0^l f(x) dx + \bar{\beta} \int_0^l f(x) dx + \int_0^l \gamma f(x) dx \right\}$$

Delen wij de verkregen uitkomst door lE_i zo verkrijgen we de procentuele fout. Hierbij mogen we als waarde voor lE_i degene uit vergelijking (8) zonder de term met $\frac{\bar{a}d}{\lambda}$ nemen, daar we daardoor slechts een fout van hogere orde maken.

De procentuele fout wordt dus:

$$\frac{lE_r - lE_i}{lE_i} = \frac{\bar{a}d}{\lambda} \quad (9)$$

Dit eenvoudige resultaat stelt ons in staat de door de invloed van de warmteweerstand der zwartingslaag ontstane correctie nauwkeurig te bepalen, daar, zoals nog nader aangetoond zal worden, $\frac{d}{\lambda}$ met voldoende nauwkeurigheid te meten is en \bar{a} berekend kan worden.

We gaan thans over tot het meten van de warmtegeleidingscoëfficiënt der zwartingslaag. De warmtegeleidingscoëfficiënt van een laag van de een of andere stof wordt in 't algemeen gemeten door aan het ene oppervlak van de stof een bekende energie toe te

voeren en het temperatuurverval in de laag te meten. Het totale temperatuurverval in de laag is dan voor dunne lagen $d \frac{dT}{dx}$ waarin d de dikte van de laag is; de toegevoerde energie $= \lambda \frac{dT}{dx}$. De verhouding van deze beide grootheden geeft dan $\frac{\lambda}{d}$. Wij passen bij onze meting dit beginsel op de hieronder beschreven wijze toe.

Bij de dunne zwartingslaagjes, gelijk wij die gebruiken, kunnen we de energie toevoeren in de vorm van straling, welke aan de oppervlakte van het laagje geabsorbeerd wordt. De absolute waarde van deze energie is te bepalen door de straling te laten absorberen door een plaatje, waarvan de warmteafgifte nauwkeurig bepaald kan worden. Door de meting van de temperatuurstijging van dit plaatje is dan de energie in absolute waarde bekend. Het temperatuurverval in het laagje kan bepaald worden door het laagje aan te brengen op een zwaar roodkoperen blok, waardoor dus de temperatuur aan de ene zijde constant is, en de temperatuur van de andere zijde te meten uit de eigen straling bijv. met behulp van een thermozuil. De ijking van deze zuil geschiedt dan door de meting van de straling van het reeds genoemde plaatje van bekende temperatuur.

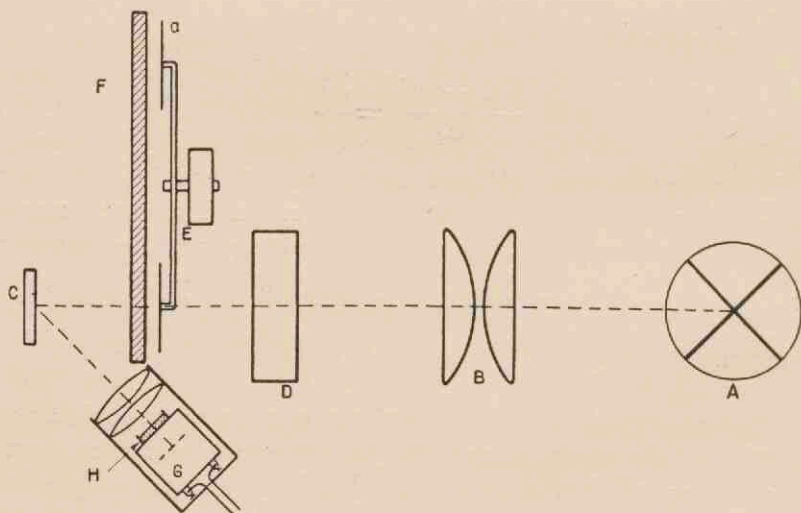


Fig. 9.

Opstelling voor het meten van de warmteweerstand.

In fig. 9 is de opstelling getekend, die voor deze metingen is gebruikt. Het gloeilichaam van de 500 Watt projectielamp *A* wordt met condensor *B* iets onscherp afgebeeld in *C*, waar het roodkoperblok met het zwartingslaagje resp. het ijkplaatje geplaatst worden.

Dit gloeilichaam bestaat uit een aantal dicht naast elkaar uitgespannen spiralen, zodat op de plaats van de afbeelding een vrij homogene lichtvlek ter grootte van ca 24×28 mm, van zeer grote intensiteit ontstaat. In de lichtweg is geplaatst een cuvet *D* van 3 cm dikte, gevuld met water, en de klapper *E*, welke telkens gedurende 10 sec. straling toelaat en gedurende 10 sec. afschermt. Deze klapper staat achter de dikke glasplaat *F*. Deze maatregel was noodzakelijk, daar de klapper door de straling sterk verwarmd werd en in de positie *a*, de thermozuil zou bestralen, door reflectie op *C*, hetgeen thans door de glasplaat verhinderd wordt. De eigen straling van *C* werd met behulp van enige steenzoutlenzen geconcentreerd op de thermozuil *G* (grote oppervlaktezuil naar M o l l). De thermozuil was verbonden aan een *Z e r n i k e* galvanometer met een inwendige weerstand van 16Ω welke geplaatst was in een *J u l i u s* ophanging teneinde de invloed van trillingen van het gebouw kleiner te maken (de experimenten werden gedaan op de 2e verdieping).

De door het zwartingslaagje verstrooide straling treft de thermozuil *G* eveneens. Deze straling is vele malen groter dan de eigenstraling van het oppervlak. Men zou nu op de wijze zoals dit door *F. K u r l b a u m*¹⁾ is gedaan een dun glasplaatje tussen *C* en *G* kunnen plaatsen, waardoor de eigenstraling volledig geabsorbeerd wordt en de verstrooide straling bijna volledig doorgelaten, en vervolgens het plaatje plaatsen in de lichtweg tussen *A* en *C*, waardoor dus gemeten wordt de verstrooide straling, op dezelfde wijze verzwakt door reflecties aan het glasplaatje, vermeerderd met de eigenstraling. Het verschil tussen deze beide gemeten waarden, geeft de eigenstraling van het zwartingslaagje. Daar op deze wijze de eigenlijke grootte gemeten wordt als het kleine verschil tussen twee grote waarden, is de meetnauwkeurigheid niet zeer groot, terwijl bovendien door het opwarmen van het glasplaatje nog fouten ontstaan. Daarom werd deze methode niet gevolgd, doch geprobeerd

¹⁾ *F. K u r l b a u m*. Ann. d. Phys. 2, p. 546, 1900.

de verstrooide straling weg te werken en alleen de eigen straling te meten, en wel allereerst met een zeer snel roterende sector, die beurtelings de straling van de lamp *A* toeliet bij afgeschermd thermozuil *G*, en vervolgens de straling van de lamp afschermd en de eigenstraling van *C* op de thermozuil toeliet. De sector moest snel draaien (3000 omw./min.) om te voorkomen, dat het zwartingslaagje gedurende de meting der eigenstraling te veel afkoelde. Daarbij waren de storingen op de thermozuil van dien aard, dat, ondanks zo volledig mogelijk afschermen, het onmogelijk was te meten. Daar deze methode niet tot een goed resultaat leidde, werd gezocht naar een stof, die zichtbare stralen en het nabije infrarood absorbeerde en het verre infrarood doorliet. Hiervoor is zeer goed te gebruiken een dun roetlaagje, zoals uit onderstaande tabel ¹⁾ welke geldt voor 1,8 mGr. roet per 10 cm², blijkt.

TABEL 1

Doorlating van roet bij verschillende golflengten.

λ in μ	2	4	6	12	23.7	52
Doorlating in %	0.5	8.6	16.0	37.6	70.0	91.3

De temperatuur van het zwartingslaagje is, zoals nog nader zal blijken, slechts zeer weinig boven kamertemperatuur. Het maximum van de eigenstraling ligt dus ongeveer bij 10 μ , bij welke golflengte roet een vrij grote doorlaatbaarheid bezit.

Onmiddellijk voor de thermozuil (bij *G* in fig. 9) werd nu een steenzoutplaatje geplaatst aan beide zijden zodanig beroet, dat het volledig ondoorzichtig is. Het cuvet met water *D* diende ervoor om eventuele infraroodstraling van de lamp, die nog door het roetlaagje doorgelaten zou worden, te absorberen.

Teneinde na te gaan of deze methode aan de verwachtingen voldeed, werd bij *C* een roodkoperplaat bedekt met een zwartingslaagje, geplaatst en tussen *C* en de thermozuil *G* een dun glasplaatje

¹⁾ C. I. Schaefer und F. Matossi. Das Ultrarote Spektrum, p. 75. Verlag Julius Springer, Berlin.

gezet, en de straling van de lamp *A* toegelaten. Dit glasplaatje absorbeert volledig de eigenstraling van het zwartingslaagje, terwijl de verstrooide straling bijna volledig doorgelaten wordt en ook het nog aanwezige infrarood voorzover het door het cuvet met water dringt. Bij deze meting vertoonde de galvanometer geen uitslag, zodat dus aangenomen mag worden dat het beroete plaatje alleen de eigenstraling van de zwartingslaag doorlaat. Vervolgens werd de lineariteit van de combinatie thermozuil — galvanometer getoetst, door op de plaats *C* een electrisch verhit manganinbandje te plaatsen. De uitslag van de galvanometer bleek evenredig te zijn met het kwadraat van de stroomsterkte door het bandje, zolang de temperatuur van het bandje minder dan 100° C. boven de omgeving was. Deze toetsing was nodig, daar de temperatuur van het plaatje, dat dient voor de bepaling van de energie in absolute maat, (zie pag. 35) bij bestraling ca 100° C. bedraagt, zodat dus het stralingsmaximum van 10μ tot ongeveer 8μ verschuift, waardoor, in verband met de doorlaatbaarheid van het roetplaatje, een afwijking van de evenredigheid zou kunnen ontstaan. Het blijkt dat dit niet het geval is.

De meting van de warmteweerstand geschiedt niet aan het zwartingslaagje, dat op de bolometer is aangebracht, maar aan een laagje op een roodkoperblok. Het is dus noodzakelijk een zwartingsmethode te kiezen, die goed reproduceerbaar is, waardoor men er dus zeker van kan zijn, dat de gemeten warmteweerstand ook werkelijk de warmteweerstand van het zwartingslaagje van de bolometer is. Teneinde hierover enig inzicht te verkrijgen werden enige zwartingsmethodes nader onderzocht. Een bekende methode is het verdampen bij lage druk van antimoon of bismuth ¹⁾. Met bismuth werd een zwartingslaag verkregen, met een absorptiecoëfficiënt voor zichtbaar licht van 99,6 %. Bij sterke bestraling verkleurt dit laagje echter spoedig, zodat het voor ons doel onbruikbaar is. Beroeten der bandjes heeft verschillende nadelen. De laag kan gemakkelijk beschadigd worden, terwijl bovendien, zoals bij onderzoek gebleken is, de reproduceerbaarheid veel te wensen overlaat, daar een meer of minder sterke temperatuurverhoging van de bandjes, welke zich

¹⁾ H. C. Burger en P. H. v. Cittert. ZS. f. Phys. 66, 210, 1930.

niet laat vermijden, zeer sterk van invloed is op de hoeveelheid roet die neerslaat. Aan de eis, dat de laag op het roodkoperblok voor de meting der warmteweerstand identiek is aan de laag op de bandjes, is dus met beroeten wel zeer moeilijk te voldoen.

De beste resultaten werden verkregen met een lak gemaakt volgens onderstaand recept:

28 gram lampenzwart
90 cc alcohol
2 gram schellak.

Deze lak hecht vrij stevig op het metaal, door sterke schokken springt zij niet af. De reproduceerbaarheid der laag is zeer goed, wanneer deze op de volgende wijze vervaardigd wordt. Het te zwarten metaal wordt in horizontale stand rijkelijk bedekt met lak, waarna men deze in verticale stand laat aflopen. Dit moet vrij snel geschieden, daar anders de lak indroogt en een dikkere laag zou ontstaan. Op deze wijze verkrijgt men een laklaag, die goed homogeen van dikte is, en het metaal volledig bedekt, zodat er geen metallische reflectie meer aanwezig is. Op het zwarten der bolometerbandjes wordt in de volgende paragraaf nog nader ingegaan.

Allereerst werd nu de afhankelijkheid der warmteweerstand van de dikte nagegaan. Daartoe werden op roodkoperplaten met afmetingen ca 50×90 mm en dikte 10 mm, enige laklaagjes van verschillende dikte gemaakt. Lak volgens bovenvermeld recept gemaakt, werd enigszins verdund met alcohol. Hiervan werd met behulp van een capillairpipet een bepaald aantal mm^3 op de plaat gebracht en deze hoeveelheid lak werd met een klein penseel, dat vooraf met lak natgemaakt was, over een bepaald oppervlak van de plaat zo gelijkmatig mogelijk verdeeld. Bij de kleinste hoeveelheden lak werden vooraf enige druppels alcohol op de plaat gebracht, daar het anders niet mogelijk was de lak gelijkmatig te verdelen. Vervolgens werden deze platen in de beschreven opstelling gemeten. Met behulp van de klapper werd telkens 10 sec. straling toegelaten en 10 sec. afgeschermd. Aan het einde van elke 10 sec. werd de galvanometerstand afgelezen. Deze aflezingen werden voor elke plaat minstens $10 \times$ herhaald indien de galvanometer voldoende rustig was. Indien de galvanometer enige onrust vertoonde, wat vooral op dagen met veel wind het geval was, werden de metingen gedurende een langere tijd

voortgezet. De galvanometer heeft na ca 6 sec. de einduitslag bereikt, zodat de gekozen tijd van 10 sec. ruimschoots voldoende is.

Het resultaat van een aantal metingen aan laklaagjes van verschillende dikte, is weergegeven in fig. 10.

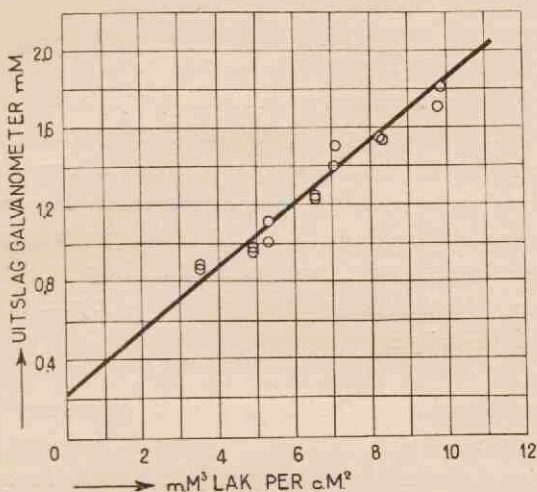


Fig. 10.
Galvanometeruitslag bij laklaagjes van verschillende dikte.

In deze figuur is als abscis de hoeveelheid lak in mm³ per cm² oppervlak uitgezet en als ordinaat de galvanometeruitslag in mm. Het mag enigszins verwondering wekken, waarom bij een dergelijke kleine galvanometeruitslag niet gewerkt is met een galvanometerrelais. De ervaringen bij andere experimenten opgedaan met niet volledig luchtdicht afgesloten thermozuilen verbonden aan een galvanometerrelais, zijn echter van dien aard, dat een verhoogde nauwkeurigheid niet te verwachten is. Daar het volledig luchtdicht afschermen van de thermozuil met steenzoutvenster moeilijkheden oplevert, werd van een verbetering in dat opzicht afgezien, te meer, daar de nauwkeurigheid bij een groot aantal aflezingen ruimschoots voldoende is. Doordat er, door het opwarmen van de roodkoperplaat, een systematische gang in de galvanometeruitslag aanwezig is, bestaat er geen gevaar voor de voorkeur voor deelstrepen bij het

aflezen. Herhaalde metingen van dezelfde plaat gaven gemiddelde waarden, die tot op enige honderdste millimeters overeenstemden, waarbij de galvanometer bij elke uitslag tot op 0,1 mm werd afgelezen. De spreiding in de punten, die op zichzelf klein is, moet dan ook toegeschreven worden aan het niet homogeen verdelen van de lak.

De lijn, die in fig. 10 door de meetpunten getrokken is, gaat niet door de oorsprong, maar snijdt de ordinaat bij een galvanometeruitslag van 0,22 mm. Dit is hieraan toe te schrijven, dat bij bestraling van het laklaagje ook in de roodkoperplaat een temperatuurverval ontstaat, hetwelk zich gedurende de periode van 10 sec. waarbij niet bestraald wordt, weer vereffent. De warmtecapaciteit van de laklaagjes is zo klein, dat aangenomen mag worden, dat deze opwarming van de koperplaat bij laklaagjes van verschillende dikte dezelfde is, zodat we, wanneer dit bedrag van alle galvanometeruitslagen afgetrokken wordt, alleen de opwarming van het laklaagje zelf verkrijgen.

Vervolgens werden enige koperplaten gemeten, bedekt met normaallaklaagjes, d.w.z. laklaagjes gemaakt volgens de voorgeschreven wijze door het laten aflopen van de lak. In onderstaande tabel zijn enige van de gemeten galvanometeruitslagen opgegeven.

TABEL 2

Galvanometeruitslag van verschillende normaal-laklaagjes.

Plaat No.	Aard van het oppervlak	Galv. uitslag in mm
1	ruw	1.72
2	glad	1.73
3	vernikkeld	1.71
4	glad	1.77

De onderlinge verschillen zijn niet groter dan 3,5 %, zodat hieruit de conclusies getrokken mogen worden, dat de normaallaklaag voldoende reproduceerbaar is en bovendien onafhankelijk van de aard van het metaaloppervlak.

Nu is nog nodig, voor de berekening van $\frac{d}{\lambda}$ de meting van de opvallende energie in absolute maat. Daartoe werd een metaalplaatje aan de vier hoeken uitgespannen in een raam volgens fig. 11.

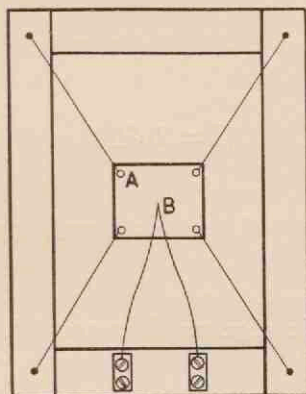


Fig. 11.

Uitgespannen plaatje voor de meting der opvallende energie.

Het metaalplaatje *A* heeft een dikte van ca 35μ . De afmetingen zijn 24×28 mm. Dit komt overeen met de afmetingen van de afbeelding van het gloeilichaam der gebruikte projectielamp. Dit metaalplaatje is aan de 4 hoeken met behulp van dunne manganindraden uitgespannen in een houten raampje. Het plaatje is aan beide zijden gezwart met dezelfde lak als gebruikt is voor de zwarting der bolometer. Aan de achterzijde is een thermo-element *B*, bestaande uit koperdraad van 30μ en constantandraad van 50μ , vastgekleefd. De draden van het thermo-element rusten tot aan de rand tegen het plaatje, zodat aangenomen mag worden, dat de soldeerplaats werkelijk de temperatuur van het plaatje aanneemt. Het thermo-element was vooraf geijkt in een waterbad. Het houten raampje bestaat uit zo dunne latjes, dat aangenomen mag worden, dat de vrije convectie van het plaatje niet gestoord wordt.

Door deze voorzorgsmaatregelen is de gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt door convectie te berekenen. Het plaatje is aan

beide zijden gezwart (en daardoor nagenoeg 100 % zwart voor de eigenstraling) het warmteverlies door straling is dus ook bekend.

Stel dat de temperatuur van het plaatje boven de omgeving bij bestraling $= \Delta t'$, dan is het totale warmteverlies voor beide zijden van het oppervlak tezamen per $\text{cm}^2 = 2 \alpha' \Delta t'$, waarin α' het gemiddelde warmteverlies per cm^2 en per $^\circ \text{C}$. door straling + convectorie voorstelt. Dit is gelijk aan de per cm^2 geabsorbeerde stralingsenergie E , dus:

$$E = 2 \alpha' \Delta t' \quad (10)$$

Door een laklaagje, aangebracht op een roodkoperplaat, zoals beschreven, wordt per cm^2 dezelfde energie geabsorbeerd, daar het uitgespannen metaalplaatje met dezelfde lak bedekt is. Stel de temperatuurverhoging van de voorzijde van het laklaagje $= \Delta t$, dan zal deze voorzijde afgeven door convectorie en straling $\alpha \Delta t$, waarin α de per cm^2 en per $^\circ \text{C}$. afgestane warmte is. Door het laklaagje gaat dus

$$E - \alpha \Delta t = \lambda \frac{dT}{dx} \quad (11)$$

waarin λ de warmtegeleidingscoëfficiënt van het laagje is.

Zij d de dikte van het laklaagje, dan is $d \frac{dT}{dx} = \Delta t$

Na substitutie in (11) verkrijgt men

$$E = \Delta t \left(\frac{\lambda}{d} + \alpha \right) \quad (12)$$

Uit (10) en (12) volgt:

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = \frac{\lambda}{2 \alpha' d} + \frac{\alpha}{2 \alpha'} \quad (13)$$

Nu is $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$ ongeveer 180, terwijl $\frac{\alpha}{2 \alpha'}$ kleiner is dan 0,5, daar α' groter is dan α .

Dus kunnen we $\frac{\alpha}{2\alpha'}$ verwaarlozen, waardoor (13) wordt:

$$\frac{\Delta t}{\Delta t'} = \frac{2\alpha' d}{\lambda} \quad (14)$$

De breuk $\frac{\Delta t}{\Delta t'}$ is bekend uit de verhouding der uitslagen van de galvanometer verbonden aan de thermozuil, waarmede de oppervlaktetemperatuur gemeten wordt. Verder is α' te berekenen, zodat $\frac{d}{\lambda}$ bekend is. De correctie, die aangebracht moet worden voor de warmteweerstand der laklaag (vergel. 9 blz. 27) is dus te berekenen.

Plaatst men het uitgespannen metaalplaatje op de plaats C in fig. 9, dan geeft de Zernike galvanometer een uitslag, die, omgerekend op volle gevoeligheid, 282 mm bedraagt. Om de uitslag te meten was de galvanometer geshunt, waarbij de verhouding der gevoeligheid bepaald werd met een *EMK* in serie met de thermozuil. De uitslag van de galvanometer voor de normaallaklaagjes is het gemiddelde van de waarden van tabel 2, n.l. 1,73 mm, verminderd met de uitslag tengevolge van het opwarmen van het koperblok (fig. 10), dus = 1,73 — 0,22 = 1,51 mm.

$$\frac{\Delta t}{\Delta t'} \text{ wordt dus } \frac{1,51}{282} = 5,36 \times 10^{-3}$$

Voor de berekening van α' moeten we de temperatuur van het uitgespannen plaatje kennen boven de omgeving. Deze werd gemeten met behulp van het aan de achterzijde aangebrachte thermo-element. Deze temperatuurstijging bedroeg 97° C.

Bij deze meting werd tevens gecontroleerd in hoeverre het plaatje door de bestraling inhomogeen van temperatuur is, daar de spiralen van de projectielamp hierop (iets onscherp) afgebeeld worden en er dus plaatsen zijn waar meer, en zulke waar minder energie op valt. De contrôle werd uitgevoerd door kleine verschuivingen aan het plaatje te geven, waardoor de afbeelding der spiralen op een andere plaats valt. Een verandering in thermo *EMK* van het thermo-element kon echter niet vastgesteld worden.

De grootheid α' bestaat uit twee gedeelten n.l. de warmteover-

drachtscoëfficiënt door convectie en de warmteafgifte door straling. De eerste is te berekenen uit de formule

$$\alpha_m^1) = 0,848 \frac{\lambda}{\sqrt{v_{760}}} \sqrt[4]{\frac{Tw - T_o}{T_o h}} \text{ k cal/m}^2 \text{ uur. } ^\circ\text{C} \quad (15)$$

waarin: λ = warmtegeleidingscoëfficiënt van het gas;
 v = kinematische wrijvingscoëfficiënt van het gas;
 Tw = temperatuur van de wand;
 T_o = omgevingstemperatuur;
 h = hoogte van de wand in meters.

Deze formule geldt voor een verticaal staande wand, waarbij de convectie niet gestoord wordt, een voorwaarde, waaraan het uitgespannen plaatje voldoet. Na invulling van onderstaande waarden:

$$\begin{aligned} v &= 0,153 \times 10^{-4} \text{ (voor lucht)} \\ \lambda &= 0,0216 \quad (\text{ " " }) \\ h &= 24 \text{ mm} = 0,024 \text{ m} \\ T_o &= 290^\circ \text{ K.} \\ Tw - T_o &= 97^\circ \text{ C.} \end{aligned}$$

en omrekening op gr. cal. enz. volgt hieruit voor de α_m van het uitgespannen plaatje

$$\alpha_m = 25,15 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec. } ^\circ\text{C.}$$

De straling per cm^2 en per $^\circ\text{C}$ volgt uit

$$\alpha_s = \frac{\sigma(T^4 - T_o^4)}{T - T_o} = 21,7 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec. } ^\circ\text{C.}$$

¹⁾ Gröber-Erk. Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. 2e Auflage, p. 187. Verlag Julius Springer, Berlin.

Nu is

$$a' = a_m + a_s$$

zodat

$$a' = 46,85 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec. } ^\circ\text{C.}$$

Uit deze waarde volgt met behulp van vergel. (14)

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{\Delta t}{\Delta t'} \cdot \frac{1}{2a'} = \frac{5,36 \times 10^{-3}}{2 \times 46,85 \times 10^{-5}} = 5,72 \text{ } ^1)$$

Voor de bepaling van de correctie voor de warmteweerstand moet nu nog \bar{a} bekend zijn. Deze bestaat uit 3 gedeelten.

- 1e. de gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt per $^\circ\text{C}$ en per cm^2 , door convectie;
- 2e. de gemiddelde warmteafgifte per $^\circ\text{C}$ en per cm^2 door geleiding naar het huis;
- 3e. de gemiddelde warmteafgifte per $^\circ\text{C}$ en per cm^2 door straling.

Al deze grootheden gelden voor de voorzijde van het bandje.

De gemiddelde warmteoverdrachtscoëfficiënt door convectie is te berekenen uit formule (15). In onderstaande tabel 3 zijn enige met deze formule berekende coëfficiënten voor verschillende Δt en verschillende hoogten van het bandje weergegeven.

¹⁾ Hieruit kan nu ook nog — voor ons doel is dit niet nodig — de coëfficiënt λ zelf bepaald worden. Door de weging n.l. van een dikke laklaag, waarvan de dikte gemeten was met een micrometer werd het soortelijk gewicht van de laag bepaald op $0,85 \text{ gr/cm}^3$. Van een bepaald oppervlak van een op de normale wijze gezwarte plaat, werd vervolgens de lak afgekrabd en gewogen. Met behulp van het bepaalde soortelijk gewicht volgt hieruit een dikte van de laklaag van $0,00143 \text{ cm}$, waaruit dus met de bekende verhouding $\frac{d}{\lambda} = 5,72$ volgt: $\lambda = 0,00248 \text{ cal/cm sec. } ^\circ\text{C.}$

TABEL 3

 $\alpha_m \times 10^5$ in afhankelijkheid van Δt en h .

$h =$	1	2	3	4	5 cm
$\Delta t = 0,1^\circ$	5,60	4,71	4,26	3,96	3,75
1°	9,96	8,38	7,57	7,04	6,66
10°	17,71	14,89	13,45	12,52	11,85

Voor de bepaling van α_m is het dus nodig de gemiddelde temperatuur van de bandjes te weten. Om deze te kunnen bepalen werd de temperatuurcoëfficiënt van de bolometerdraad gemeten.

Deze bedroeg 0,40 % per graad. De met behulp hiervan gemeten temperatuurstijging door de bolometerstroom zelf bleek bij 30 mA stroomsterkte door één bolometer, dus 60 mA voor beide tezamen, 0,4 °C. te bedragen. De temperatuurverhoging door opvallende straling of stroomdoorgang blijft in normale gevallen ver beneden dit bedrag (bij 100 mA ca 0,02 °C), zodat dus de totale temperatuurstijging op 0,4°C aangenomen mag worden. De werkzame hoogte werd geschat op 35 mm (uit het gemeten temperatuurverloop in de lengterichting van een bandje). Uit deze waarden volgt:

$$\alpha_{\text{convectie}} = 5,8 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec. } ^\circ\text{C.}$$

Bij dergelijke kleine temperatuurverschillen is de straling evenredig met de temperatuur, waaruit volgt:

$$\alpha_{\text{straling}} = 13,4 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec. } ^\circ\text{C.}$$

De gemiddelde afstand van het bandje tot de wand bedraagt ca 2,5 cm, waaruit volgt:

$$\alpha_{\text{geleiding}} = 2,3 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec. } ^\circ\text{C.}$$

$\bar{\alpha}$ is de som van deze 3 grootheden, dus

$$\bar{\alpha} = 21,5 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec. } ^\circ\text{C.}$$

De correctie voor de warmteweerstand is vlgs formule (9),
 $\bar{a} \frac{d}{\lambda}$ waaruit volgt, na invulling der waarden voor \bar{a} en $\frac{d}{\lambda}$:

$$21,5 \times 10^{-5} \times 5,72 = 1,23 \times 10^{-8}$$

De correctie is dus 0,12 %.

8. Zwarting der bandjes en meting van de absorptiecoëfficiënt.

Zoals reeds in het kort in de vorige paragraaf uiteengezet is, werden de bandjes gezwart door ze in horizontale stand rijkelijk te bedekken met een laklaag, en deze in verticale stand te laten afdruipe. Hierbij deed zich de moeilijkheid voor, dat de lak niet geheel tot de randen bleef zitten, doch daar een smalle strook blank liet. Deze moeilijkheid werd ondervangen door tegen de achterzijde van de bandjes een dun stukje aluminiumplaat te drukken. De laklaag zet zich dan voort over dit stukje plaat heen. Na indrogen der lak werd dit stukje aluminiumplaat voorzichtig verwijderd, waarbij de laklaag op het bandje tot over de rand van het bandje heen bleef zitten. Dit heeft een vergroting van het oppervlak tengevolge en is dus ontoelaatbaar. Met een dun staafje werd nu langs de randen van het bandje gewreven, en de loslatende lak weggeblazen. Daardoor ontstaat een laklaag, die zich nauwkeurig tot aan de rand van het bandje uitstrekt, zoals bij bekijken onder een microscoop bleek. Enige sporadisch voorkomende blanke plekjes aan de rand, werden met een fijn penseel bijgestipt.

Daar het meten der zwarting aan de bandjes zelf niet goed uitvoerbaar was, werden enige messingplaatjes op dezelfde wijze gezwart, en hiervan de absorptiecoëfficiënt bepaald. Dit geschiedde in de opstelling voor het meten van de totale reflectie, beschreven door H. C. Hamaker¹⁾ waarbij echter inplaats van een cylinder, zoals door hem was gebruikt, een bol met een diameter van 50 cm dienst deed²⁾. De met behulp van deze methode gemeten reflectie-

¹⁾ H. C. Hamaker, Diss. Utrecht 1934.

²⁾ Den heer H. J. v. d. Veen met wien ik deze metingen uitvoerde, betuig ik hierbij mijn hartelijke dank.

coëfficiënten voor verschillende golflengtes zijn weergegeven in figuur 12.

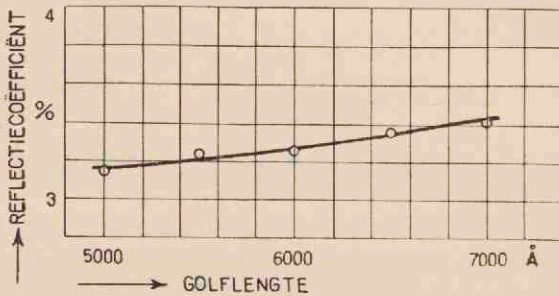


Fig. 12.
Reflectiecoëfficiënt van de zwartingslaag.

De resultaten der verschillende plaatjes stemmen tot op 0,01 % overeen.

De door H. C. H a m a k e r bij de door hem gebruikte opstelling geschatte systematische fout bedroeg 0,5 % in absolute waarde. Daar de homogeniteit tengevolge van het gebruiken van een bol inplaats van een cylinder verbeterd is, mag dus aangenomen worden dat deze 0,5 % een bovenste grens is. De relatieve fout in de absorptiecoëfficiënt wordt dus 0,5 % van 3 à 4 % = 0,015 à 0,02 %.

Hierbij moet nog opgeteld worden een mogelijke fout door onderlinge verschillen der laklaagjes van 0,01 %. De totale maximale fout bedraagt dus ca 0,03 %.

9. Overzicht der te verwachten fouten.

- a. Invloed van dikteverschillen: Zoals reeds is aangetoond valt deze invloed onder 0,01 %.
- b. Invloed van de uiteinden: Door de bijzondere constructie met warmteafvoerblokjes, valt ook deze invloed onder 0,01 %.
- c. Fout in de oppervlaktemeting: Deze bedraagt maximaal 0,01 %.

- d. Fout in de correctie voor de warmteweerstand der zwartingslaag: Bij de berekening van deze correctie is de warmtegeleiding naar de uiteinden verwaarloosd. Deze verwaarlozing geeft zoals reeds is aangetoond, een fout in de correctie, die zeker kleiner is dan 20 %, zodat de totale fout wordt 20 % van 0,12 % = ca 0,025 %.
- e. Meting van stroomsterkte en weerstand: Deze metingen geschieden met normaalweerstand en geijkt door de P.T.R., en lage weerstandscompensator met verminderde thermokracht, fabriek Wolf. De fout bij deze metingen ligt zeker beneden 0,01 %. Daar de energie evenredig is met het kwadraat van de stroomsterkte, is dus de te verwachten fout in de energiemeting kleiner dan 0,02 %.
- f. Meting van de absorptiecoëfficiënt der zwartingslaag: Zoals reeds aangetoond, bedraagt de maximaal te verwachten fout bij deze metingen 0,03 %.

Resumé der te verwachten fouten.

Oppervlakmeting	± 0,01 %
warmteweerstandscorrectie	± 0,025 %
stroomsterkte- en weerstandsmeting	± 0,02 %
absorptiecoëfficiënt	± 0,03 %
	<hr/>
Totaal	± 0,085 %

Aan de gestelde eis, een instrument te construeren voor absolute meting van stralingsintensiteit in het zichtbare gebied met een nauwkeurigheid van 0,1 % is dus ruimschoots voldaan.

10. Contrôlemetingen.

In § 5 werd reeds kort op een mogelijke foutenbron gewezen, die bij de bepaling van de lengte der bandjes zou kunnen ontstaan door thermokrachten tengevolge van verwarming der bandjes bij stroomdoorgang. Bij de potentiaalmetingen in genoemde paragraaf, werden

enige contrôlemetingen uitgevoerd, waarbij bleek, dat deze thermokrachten geen invloed hadden op de nauwkeurigheid der meting. Nu konden hierbij thermokrachten optreden tussen de aangesoldeerde potentiaaldraad en het bandje, en tussen de stalen punt en het bandje. De mogelijkheid is dus niet uitgesloten, dat deze thermokrachten elkaar toevallig opheffen, te meer daar koper en ijzer ten opzichte van manganin beide een thermo *EMK* met hetzelfde teken hebben. Een eventueel aanwezige thermokracht tussen manganinbandje en potentiaaldraad zou echter bij de bepaling van de weerstand der bandjes een fout kunnen veroorzaken. Door het meten van de weerstand der bandjes bij verschillende stroomrichting, is dit echter eenvoudig te controleren.

De weerstand der bandjes werd gemeten door vergelijking met een normaalweerstand van $0,1 \Omega$ (geijkt door de P.T.R.) met behulp van een compensator van lage weerstand vrij van thermokracht (fabrikaat Otto Wolff, Berlin). Deze compensator werd afwisselend aan de normaalweerstand en aan de potentiaaldraden der bandjes aangesloten. De stroomsterkte door de bandjes en de in serie hiermede geschakelde normaalweerstand, bedroeg ca 300 mA. Bij verandering van de stroomrichting door de bandjes kon geen verschil geconstateerd worden. Daar de bereikbare meetnauwkeurigheid 0,01 % bedroeg, toont deze meting aan, dat de thermokracht tussen bandje en potentiaaldraad van geen invloed is.

De op deze wijze bepaalde weerstanden der beide bandjes zijn:

Bandje 1	$0,031073 \Omega$
Bandje 2	$0,027841 \Omega$

Doordat de geconstrueerde absolute bolometer bestaat uit 2 bandjes, die tezamen en ook afzonderlijk gebruikt kunnen worden, bestaat de mogelijkheid de gelijkheid der bandjes te onderzoeken door hen achtereenvolgens door dezelfde lichtbron te bestralen. Worden de bandjes op deze wijze onderling vergeleken, dan speelt de correctie voor de warmteweerstand geen rol, evenmin heeft de fout in de absolute waarde der absorptiecoëfficiënt invloed. Wel kan een verschil in absorptiecoëfficiënt, welke volgens § 8 hoogstens 0,01 % bedraagt, invloed uitoefenen. Ook is een fout in de absolute waarde der stroomsterkte en weerstand van geen betekenis, alleen een

eventuele fout in de verhouding der weerstanden en stroomsterktes doet zich gevoelen. Deze laatste fout is zeker beneden 0,01 %. Het te verwachten verschil tussen de bandjes kan hoogstens bedragen:

in de oppervlaktemeting	$\pm 0,01 \%$
in de absorptiecoëfficiënt	$\pm 0,01 \%$
in de weerstands- en stroommeting	$\pm 0,01 \%$

totaal $\pm 0,03 \%$

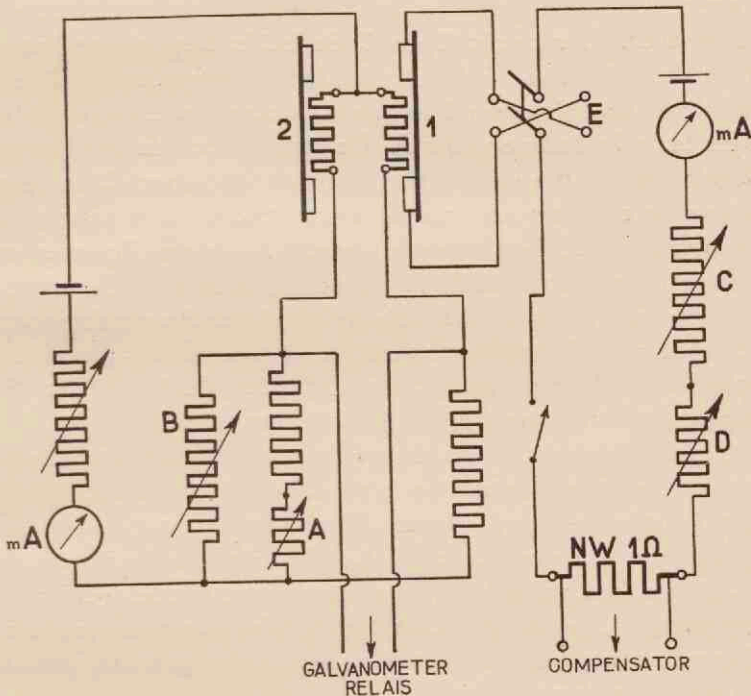


Fig. 13.

Meetschema voor de absolute bolometer.

Bij het vergelijken van de twee bandjes werd als lichtbron een wolframbandlamp gebruikt, welke op ca 60 cm afstand van de

bolometer geplaatst was¹⁾. Daarbij moest het infrarood zoveel mogelijk weggenomen worden, daar de zwarteheid der bandjes voor dit golflengtegebied niet gecontroleerd is. Om dat te doen werd voor de bandlamp een cuvet (3 cm dikte) met water geplaatst. Daar dit cuvet vrij warm werd en daardoor storende infraroodstraling gaf, werd vlak voor de diafragmahuis van de bolometer nog eenzelfde cuvet met water geplaatst. Hierdoor werd bereikt, dat de nulstand van de galvanometer, welke was aangesloten aan de bolometer, slechts weinig verliep. De stroom door de bandlamp werd met behulp van een normaalweerstand en compensator constant gehouden.

In fig. 13 is het gebruikte schema van de bolometeropstelling weergegeven. Hierin zijn 1 en 2 de beide bandjes met aan de achterzijde bevestigde bolometers. Met de weerstanden *A* en *B* werd de galvanometer op 0 ingesteld. De stroom door beide bolometers tezamen bedroeg 60 mA. De stroom door de bandjes werd geregeld met behulp van de grofregelbare weerstand *C* en de zeer fijn regelbare draaiweerstand *D*. Deze stroom werd gemeten met behulp van een normaalweerstand van 1 Ω en een Feussner compensator (fabrikaat Wolff). Als nul-instrument voor de bolometer werd een galvanometerrelais volgens *M o l l* en *B u r g e r* gebruikt. Het gebruik van het relais was niet strikt noodzakelijk, daar de uitslag van een enkele galvanometer bij belichting der bandjes ca 15 cm bedroeg, doch vergemakkelijkte de instelling zeer.

De meting geschiedde nu als volgt: Een der beide bandjes werd bestraald en het galvanometerrelais met behulp van de weerstanden *A* en *B* ongeveer op nul gebracht. Daarna werd voor de bandlamp een klapper geschoven en op hetzelfde ogenblik de stroom door het te voren bestraalde bandje gesloten. Deze stroom werd nu zodanig geregeld, dat de galvanometer dezelfde stand aanwees als bij de bestraling van het bandje, welke stroom dan gemeten werd met behulp van de compensator.

Bij voorlopige metingen bleek, dat het onmogelijk was de straling der bandlamp constant te houden tot beneden 0,03 %, zoals dit voor de contrôle vereist is. Bovendien werd een systematisch ver-

¹⁾ Den Heer J. J. Zaalberg van Zelst met wien ik deze metingen uitvoerde, betuig ik hierbij mijn hartelijke dank.

loop in intensiteit van ca 0,2 % per uur geconstateerd. Deze verandering moet waarschijnlijk toegeschreven worden aan verandering van de doorlaatbaarheid van het cuvet, tengevolge van het warmer worden van het water. Teneinde fouten te vermijden werd daarom bij de definitieve metingen, ca $20 \times$ de compensatiestroom bepaald voor bandje 1, daarna de bolometer omgedraaid en ca $20 \times$ de stroom bepaald voor bandje 2 en vervolgens weer na omdraaien van de bolometer, ca $20 \times$ bandje 1 gemeten. De stroom door de bandlamp werd bij deze metingen zo zorgvuldig mogelijk constant gehouden (grootste variaties ca 0,01 %). De stroom door de bandjes werd telkens na 5 metingen met schakelaar *E* omgedraaid. De compensatiestromen voor de beide stroomrichtingen verschillen circa 0,3 %. Dit verschil is toe te schrijven aan minder goede isolatie van de bolometerketen t.o.v. de stroomketen van de bandjes tengevolge van vrij grote vochtigheid. Daar dit echter, wanneer we het gemiddelde van de twee stroomwaarden bij verschillende stroomrichting nemen, niet de minste invloed op de nauwkeurigheid der meting heeft, werd van een verbetering in dit opzicht afgezien.

De resultaten dezer metingen zijn weergegeven in tabel 4.

TABEL 4.

Compensatiestromen voor de twee bandjes.

Bandje No.	Tijd der meting		Gemiddelde stroom in mA
	begin	einde	
1	2.15	2.40	246,13
2	2.45	3.10	262,12
1	3.15	3.40	246,01

De grootste verschillen in de compensatiestromen van een reeks metingen bedroegen ca 0,1 %.

Daar de meting van bandje 2 wat de tijd betreft nauwkeurig tussen de beide metingen aan bandje 1 in ligt, kunnen we dus voor het systematisch verloop van de stralingsintensiteit corrigeren door

het gemiddelde van de beide metingen aan bandje 1 te vergelijken met de meting van bandje 2. Dit gemiddelde bedraagt 246,07 mA.

De stralingsenergie per cm^2 volgt uit:

$$E = \frac{J^2 R}{O} \text{ Watt/cm}^2, \text{ waarin}$$

J = compensatiestroom,

R = weerstand van het bandje,

O = oppervlakte van het bandje.

De uit de metingen volgens § 5 bepaalde oppervlakten der bandjes bedragen:

van bandje 1	5,3763 cm^2
van bandje 2	5,4651 cm^2

De met deze gegevens en de gemeten stroomsterktes en weerstanden berekende stralingsenergieën bedragen:

voor bandje 1	$3,4995_8 \times 10^{-4} \text{ Watt/cm}^2$
voor bandje 2	$3,5001_5 \times 10^{-4} \text{ Watt/cm}^2$.

Het verschil tussen deze beide waarden bedraagt 0,016 %. Dit ligt beneden het maximale verschil van 0,03 % dat tussen de twee bandjes kon optreden. Deze grote overeenstemming toont, dat het instrument voor de precisie-meting tot op 0,1 % bruikbaar is.

INHOUD

	Bladz.
Inleiding	1
1. Beschrijving en discussie van verschillende methoden voor absolute intensiteitsmeting	3
2. Keuze der methode en der hoofdafmetingen van het gebruikte instrument	4
3. Constructie	5
4. Invloed van dikteverschillen der bandjes	7
5. Nauwkeurige definitie van het oppervlak	13
6. Invloed van de niet-gelijkheid van stralings- en elektrische verwarming aan de uiteinden	18
7. Invloed van de warmteweerstand der zwartingslaag	21
8. Zwarting der bandjes en meting van de absorptiecoëfficiënt.	41
9. Overzicht der te verwachten fouten	42
10. Contrôlemetingen	43

STELLINGEN

I.

Voor het meten van kleuren is een methode waarbij monochromatisch op gelijke helderheid ingesteld wordt, te verkiezen boven een methode waarbij de meting door kleurvergelijking geschiedt.

II.

De experimenten van Mannkopf bevestigen de juistheid van de onderstelling dat in lichtbogen bij de elektroden de aanslag en ionisatie door electronen geschiedt; ten onrechte gebruikt Mannkopf deze resultaten om aan te tonen dat in de gaszuil van de koolboog het mechanisme der ontlading niet thermisch is, en electronen aanslag en — ionisatie overheersend is.

R. Mannkopf, ZS. f. Phys. 86, 161, 1933.

" " " " " 76, 396, 1932.

III.

De methode door Freytag aangegeven voor de meting van kleine weerstanden met een enigszins gewijzigde Wheatstone'se brugschakeling heeft het nadeel dat de weerstandswaarde berekend moet worden. Deze methode is op eenvoudige wijze, met behoud der nauwkeurigheid zodanig te verbeteren dat de weerstandswaarde direct afleesbaar is.

H. Freytag, ZS. f. Instrk. 55, 122, 1935.

IV.

Tegen de onderzoeken van Webb over de bruikbaarheid van de draaiende sektor in de fotografische fotometrie wordt door Kienle bezwaar gemaakt. Dit bezwaar is niet steekhoudend, ofschoon men zich wel met zijn conclusie kan verenigen.

H. Kienle, ZS. f. Ap. 10, 160, 1935.

V.

De wijze waarop door verschillende onderzoekers o.a. Müller bij een instrument voor absolute stralingsmeting, de breedte van de gebruikte metaalbandjes begrensd wordt, n.l. door afscherming der randen, geeft een fout die niet verwaarloosd mag worden.

C. Müller, ZS. f. Phys. 82, 1, 1933.

VI.

Bij de constructie van nauwkeurige draaispoelmeetinstrumenten verdient het aanbrengen van een bij voorkeur tegen beschadigingen beschermde magnetische afscherming aanbeveling.

VII.

Het Weston normaalelement met bij 4° C. verzadigde CdSO_4 oplossing (het z.g. onverzadigde type) is onbetrouwbaar.

VIII.

De spectraalpyrometer is in de tot nu toe ontwikkelde vorm, niet zonder meer bruikbaar voor de meting van monochromatische lichtbronnen.

D
utr

18