ONINKLIJK NEDERLANDS METEOROLOGISCH INSTITUUT

No. 102

MEDEDELINGEN EN VERHANDELINGEN Serie a

54

Dr C. KRAMER

ELECTRISCHE LADINGEN AAN BERIJPTE OPPERVLAKKEN

×

ELECTRIC CHARGES ON RIME-COVERED SURFACES





ELECTRISCHE LADINGEN AAN BERIJPTE OPPERVLAKKEN

ELECTRIC CHARGES ON RIME-COVERED SURFACES

DR C. KRAMER





ELECTRISCHE LADINGEN AAN BERIJPTE OPPERVLAKKEN

Electric charges on rime-covered surfaces



INHOUD

Blz.

HOO	FI)ST	UK I. DE EXPERIMENTEN VAN FINDEISEN EN						
			VAN LANGE	T					
1	ş	1.	Proeven van FINDEISEN en van LANGE aanleiding tot nader						
			onderzoek	1					
1	5	2.	Experimenten en resultaten van FINDEISEN	1					
5	ş	3.	FINDEISEN's poging tot verklaring	7					
5	ş	4.	Experimenten en resultaten van LANGE	11					
4	S	5.	Theoretische beschouwingen naar aanleiding van het experi-						
			ment van LANGE	12					
HOO	FI	DST	UK II. BEVESTIGING EN PRECISERING VAN HET						
			EXPERIMENT VAN LANGE	16					
8	s	1.	Apparatuur	16					
	5	2	Metingen	17					
	8	3.	Resultaten	18					
	3								
HOO	FI	DST	UK III. ONTWIKKELING VAN HET APPARAAT						
			VOOR DE PROEVEN VOLGENS FINDEISEN	20					
	3	1.	Verschillende typen van proeflichamen en methoden van	-					
	•		atkoeling	20					
	9	2.	De electrische isolatie van het proeflichaam	22					
	9	3.	De windtunnel	24					
	8	4.	Beschrijving van de electrometer	24					
	9	5.	Snelheid van de luchtstroom	26					
	S	6.	Vochtgehalte van de lucht	26					
	ŝ	7.	Temperatuur van de luchtstroom	27					
	§ 8. Eerste bepaling van de electrische lading, door de lucht-								
		-	stroom meegevoerd	28					
	3	9.	Enkele nadere bijzonderheden van de apparatuur	29					
1.0	9	10.	De electrostatische capaciteit der proetlichamen 30						

HOOFDSTUK IV. DE EERSTE METINGEN; AANVANKE TEGENSPRAAK MET FINDEISEN'S H	ELIJKE RESUL-
TATEN	31
§ 1. Eerste metingen over rijpvorming in een niet afg	ekoelde
kamerluchtstroom	31
§ 2. Lerste melingen over rijpvorming in een afgekoelde	e lucht-
§ 3. Enkele metingen over rijnvorming in stilstaande luch	· · · 32
§ 4. Voorlopige conclusies uit deze metingen	33
§ 5. Oriënterende proeven over rijpverdamping	34
§ 6. Het aanvriezen van verstoven water ("Vergraupelur	ng") . 36
§ 7. De quaestie "spanning" of "lading"	38
HOOFDSTUK V. NIEUWE METINGEN	40
§ 1. Metingen over berijping in koude lucht	40
§ 2. Metingen over berijping in warme lucht	42
HOOFDSTUK VI. OPLADINGSVERSCHIJNSELEN BIJ PI	LOTSE-
LING VERSNELLEN VAN DE LUCHTST	ROOM 44
	1. 1. 1. 1. 1.
§ 1. Beschrijving van de proef	44
§ 2. Voorwaarden voor het optreden van de sprongen	45
s 5. De grootte van de sprongen	· · 4/
sprongen	van de 56
§ 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede	en van
§ 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van 59 het op-
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van 59 het op- 60
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van 59 het op- 60 ing . 61
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van 59 het op- 60 ing . 61 roscoop 65
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen § 6. De oplading van de langsstromende lucht tijdens l treden van de sprongen § 7. Pogingen tot verklaring van de waargenomen oplad § 8. Onderzoek van rijpkristallen met de polarisatiemien § 9. Aanwezigheid van condensatiekernen noodzakelijk van 	en van 59 het op- 60 ing . 61 roscoop 65 oor het
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van . 59 het op- . 60 ing 61 roscoop 65 oor het . 66
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van 59 het op- 60 ing . 61 roscoop 65 oor het 66 op de
 § 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optrede sprongen	en van 59 het op- 60 ing . 61 roscoop 65 oor het 66 op de 67

HOOFD	STUK VII.	NADER	OND	ERZOEF	K NA	AR	HET	VOC	DR-	
		KOMEN	I VAN	LADII	NGEN	IN	DE	LUCH	IT-	
		STROOM	м.	• •		•			•	76
§ I	I. Beschrijvi	ng van d	le nieuw	e meth	ode .		1			76
§ 2	2. Eerste me	eetresulta	at .							77
§ :	8. Poging to	t nauwke	uriger b	epaling	van d	e lad	ing in	de lu	cht	79
§ 4	4. Samenvati	ting; cor	nclusies							80
HOOFDS	STUK VIII.	FINDEI	SEN's T	WEEDI	E ART	IKE	L; DE	REA	LI-	
		TEIT V	AN DE	"SPLI	TTERI	BILD	UNG"	•		82
§]	I. FINDEISEN	's onderz	oek.							82
§ 5	2. Resultaten	van dit	onderz	oek .						84
\$ 3	3. Eigen me	tingen .								86
HOOFDS	STUK IX,	DE ME	TEORO	LOGISC	HE T	OEP/	ASSIN	GEN		91
§ J	l. De klassie	eke onwe	erstheor	ieën .						91
§ 2	2. De theori	e van F	INDEISEN				-			103
§ 3	3. De kritiel	c op FIN	DEISEN's	bescho	uwinge	en.				106
SAMEN	VATTING			• •	•	1				120
SUMMA	RY					ς.				123
ZUSAM	MENFASSUN	G.								125
LITERA	TUUROPGAN	Æ.								127



HOOFDSTUK I

DE EXPERIMENTEN VAN FINDEISEN EN VAN LANGE

§ 1. Proeven van FINDEISEN en van LANCE aanleiding tot nader onderzoek

In het "Meteorologische Zeitschrift" van Juni 1940 publiceerde W. FIND-EISEN een artikel: "Ueber die Entstehung der Gewitterelektrizität" (1)*), waarin hij de resultaten van enkele door hem uitgevoerde experimenten ten grondslag legde aan een nieuwe theorie omtrent het ontstaan der ladingen van onweerswolken, welke in beduidende mate afwijkt van de klassieke onwedertheorieën van WILSON (2, 3, 4) en van SIMPSON (5, 6).

Naar aanleiding van genoemd artikel verscheen nog in dezelfde jaargang van het M. Z. een artikel van E. LANGE: "Voltapotentiale an H₂O-Phasen als Quelle der Gewitterelektrizität"(7), waarin hij een door hem uitgevoerd experiment van soortgelijke strekking beschreef en een poging tot verklaring der waargenomen verschijnselen ondernam.

Enige jaren later is FINDEISEN, wederom in hetzelfde tijdschrift, nog eens op deze quaestie teruggekomen (8); deze latere resultaten schijnen ons echter min of meer in tegenspraak met de beschouwingen van LANGE.

Gezien het feit, dat FINDEISEN aan de resultaten van zijn niet zeer uitvoerig beschreven experimenten conclusies verbindt van zeer wijde strekking in meteorologisch opzicht, leek het ons niet ongewenst, de metingen zowel van LANGE als van FINDEISEN door herhaling te toetsen en zo mogelijk te preciseren en uit te breiden.

§ 2. Experimenten en resultaten van FINDEISEN

We missen in het genoemde artikel van FINDEISEN een gedetailleerde beschrijving van zijn apparatuur en moeten ons daarom er toe bepalen, zijn experiment in grove trekken te schetsen.

^{*)} De getallen verwijzen naar de literatuuropgave achterin.

Het essentiële deel van zijn toestel is een electrisch-geïsoleerd hol metalen lichaam, dat met een ééndraads-electrometer volgens WULF is verbonden. Langs dit p r o e f l i c h a a m, dat zich in een windtunnel of in een circulatiekanaal bevindt, wordt een luchtstroom geleid; onderwijl kan men op een of andere (niet nader aangegeven) wijze het holle proeflichaam vullen met een koudmakende vloeistof (spiritus, in een mengsel van alcohol en vast koolzuur gekoeld; temp. ca. --60° C), waardoor de temperatuur van het lichaam zo sterk daalt, dat de waterdamp uit de langsstromende lucht zich in de vorm van r ij p op het oppervlak van het lichaam afzet. En wel, waar de temperatuur van de lucht beneden 0° is, door s u b l i m a t i e. Na verloop van tijd neemt het proeflichaam weer de temperatuur van de langsstromende lucht aan en verdwijnt de rijpneerslag; en wel, ingeval de temperatuur van de luchtstroom beneden 0° is, door directe v e r d a m p i n g.

Tijdens beide processen, rijpafzetting en rijpverdamping, wordt het systeem electrisch geisoleerd en met de electrometer verbonden gehouden, zodat men eventuele veranderingen van electrische potentiaal, die met deze processen gepaard gaan, op de electrometer kan aflezen.

De opladingsverschijnselen, die FINDEISEN met dit toestel waarnam, vallen in drie groepen uiteen.

A. Opladingsverschijnselen tijdens rijpvorming

Rijpvorming gaat steeds gepaard met een potentiaalverandering in positieve zin! Deze potentiaalstijging gaat door, tot tengevolge van temperatuurstijging van het proeflichaam de rijplaag begint te smelten, c.q. te verdampen. De hoogte van het bereikte maximum, dus de grootte van de positieve potentiaalverandering, alsook de tijd, die nodig is om dit niveau te bereiken, m.a.w. de potentiaalvariatie blijkt afhankelijk te zijn van de s n e l h e i d van de langsstrijkende luchtstroom. En wel zodanig, dat naarmate de windsnelheid hoger is (binnen de grenzen, die door FINDEISEN zijn aangehouden, nl. van 0,36 tot 10 m/sec), zowel de potentiaalvariatie als de opladingstijd en derhalve ook de hoogte van het bereikte potentiaalniveau kleiner zijn.

Om een indruk te geven van de orde van grootte van het opladingsverschijnsel, volgt hieronder een tabel van aan FINDEISEN's grafiek (fig. 1) ontleende waarden.



TABEL I

Toestel	Wind- snelheid (m.sec ⁻¹)	Totale pot. var. (Volt)	Opladings- tijd (min.)	Pot. variatie (mV.sec ⁻¹)	Capac. syst. (cm)	Totale oplading (V.cm)	Oplading per cm ³ (V.cm)	Oplading (V.cm1 sec-1)
A	0,35	1,5	10	2,5	15,3	~23	0,23	4 .10-4
Α	0,9	~1,85	10	3,0	15,3	28,3	0,28	4,7.10-4
Α	2,0	0,7	5	2,3	15,3	10,7	0,11	3,7.10-4
Α	4,8	0,35	2,5	2,3	15,3	5,35	0,05	3,7.10-4

Als resultaat van zijn opladingsmetingen bij windsnelheden tussen 0,36 en 10 m/sec vond FINDEISEN de volgende betrekkingen:

$$\begin{split} {}^{t}{}_{g} \sim \sqrt{\frac{1}{v}}, \quad \left(\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{gem.}} \sim \sqrt{\frac{1}{v}}, \\ \left(\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{max.}} \sim \quad \frac{1}{v}, \\ \mathrm{d}Q \quad \sim \quad \frac{1}{v}. \end{split}$$

waarbij Q is een hoeveelheid lading, $\frac{dQ}{dt}$ dus de opladingssnelheid, ΔQ de

totale lading, die op het proeflichaam komt, v de stroomsnelheid van de lucht, t_s de duur van het berijpingsproces.

Een en ander geldt bij ruwe benadering; vergelijk de grafieken fig. 1 en 2.

Voor v > 4 m/sec geldt dit niet meer; bij hogere v neemt $\frac{dQ}{dt}$ niet hoemenswaard meer af.

Voor zeer kleine v ("stagnerende" lucht) komt de waarde van ΔQ overeen met die van v = 3 m/sec. Rondom een voorwerp, dat anders van temperatuur is dan zijn omgeving, zal de lucht tengevolge van convectiestromingen nimmer geheel rustig kunnen zijn.

Bij een luchtstroomsnelheid van 0,35 m/sec werd gevonden $\frac{dQ}{dt} = 4.10^{-10}$ Coulomb/cm². sec gedurende de cerste 5 à 10 minuten van het berijpingsproces. Werd de duur van het berijpingsproces verlengd, hetgeen bereikt werd door het proeflichaam enkele malen achtereen van nieuwe koelvloeistof te voorzien, dan werd waargenomen dat op den duur dit bedrag afnam. Duurde b.v. de sublimatieperiode 20 min. dan werd bij bovengenoemde windsnelheid gemeten $\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{gem.} = 2.10^{-16}$ C/cm². sec.

B. Opladingsverschijnselen tijdens rijpverdamping

Wordt het proeflichaam, na met de koelvloeistof gevuld te zijn, in de luchtstroom enige tijd aan zichzelf overgelaten, dan zal de gevormde rijp weer verdwijnen, doordat de temperatuur van het lichaam stijgt tot deze gelijk geworden is aan die van de luchtstroom. Het kan zijn, dat daarbij de temperatuur van de luchtstroom zelf, hoewel hoger dan die van de koelvloeistof, beneden 0° ligt. Dan kan er dus geen smelting plaats vinden en gaat het gevormde ijs direct uit de vaste in de gasvormige phase over (verdamping), zoals in dat geval ook bij het begin van het proces de rijpafzetting door sublimatie plaats had, d.w.z. directe overgang van waterdamp in ijs, zonder het tussenstadium van de condensatie. In hoeverre dit de gang van zaken juist weergeeft, wat de atmosfeer betreft, staat nog ter discussie. Op grond van de theorie van GIBBS-VOLMER werd door KRASTANOW (9) aangetoond, dat bij daling van de luchttemperatuur onder 0° bij aanwezigheid van condensatiekernen in de regel als eerste condensatieproduct onderkoelde waterdruppeltjes ontstaan; eerst bij zeer lage atmosferische temperaturen ontstaan ijskristallen direct door sublimatie van waterdamp op het oppervlak van de condensatiekernen, bij iets hogere temperatuur heeft de vorming van ijskristallen veel gemakkelijker plaats met de onderkoelde druppel-met-kern als tussenstadium. Vergelijk Hoofdstuk 1X, § 3.

Volgens FINDEISEN wordt nu het proeflichaam tijdens deze verdamping n e g a t i e f opgeladen, en wel is deze negatieve oplading zo sterk, dat zij de voorafgaande positieve oplading bij de sublimatie enige malen overtreft (gemiddeld 2 maal), zodat de eindpotentiaal na de verdamping aanzienlijk beneden de beginpotentiaal van het lichaam ligt. Zie fig. 2.



Fig. 2. Potentiaalverandering tijdens de rijpverdamping volgens FINDEISEN

Dit laatste vooral is onbegrijpelijk. Het doet o.m. de vraag rijzen, of het mogelijk zou zijn, door herhaalde berijping en verdamping de potentiaal van een lichaam naar believen omlaag te transformeren.

Voor de opladingssnelheid wordt ook hier gevonden: $\frac{dQ}{dt} = 4.10^{-16}$ C/cm².sec gemiddeld.

C. Opladingsverschijnselen tengevolge van de z.g. "Vergraupelung"

Het doel van FINDEISEN's experimenten was, na te gaan, welke electrische

verschijnselen optreden bij de vorming, de groei en het verdwijnen van hagelkorrels in ijswolken. Het proeflichaam stelt dus eigenlijk een hagelkorrel voor. Nu is een zeer veel voorkomende wijze, waarop een h a g e lkorrel aangroeit, de z.g. "Vergraupelung" of het ruigvriezen, d.w.z. het zich afzetten en vast worden van onderkoelde waterdruppels bij botsing met de hagelkern. Dit proces werd nu bij de laboratoriumproeven in dier voege geïmiteerd, dat fijn verdeelde (verstoven) waterdruppels werden gebracht in de koude luchtstroom (onder 0°), kort voordat deze het proeflichaam bereikt. Deze druppels worden nu geacht tijdens het transport de temperatuur van de omringende lucht aan te nemen, en worden dan vast bij botsing met het proeflichaam; zetten zich dus als druppelvormige ijsklompjes hierop af.

FINDEISEN vond nu, dat met dit proces een in vergelijking met de voorgaande effecten zeer sterke oplading, en wel in positieve zin, gepaard gaat. Vgl. grafiek fig. 3.





Bij deze vorm van ijsafzetting werd gevonden: $\frac{dQ}{dt} = 3.10^{-13} \text{ C/cm}^2$. sec, dus ongeveer 1000 maal zo groot als bij sublimatie en verdamping!

Naar FINDEISEN zelf opmerkt, moet hierbij terdege rekening worden gehouden met het Lenard-effect.

Volgens LENARD ontstaat bij het kapot slaan van waterdruppels, hetzij door botsing of door stukblazen in een sterke luchtstroom, op een of andere wijze een afscheuring van negatieve ladingen, die dus, mogelijk aan fijne waterdeeltjes gebonden, in de lucht achterblijven, terwijl de grotere brokstukken van de verdeelde droppel een positieve lading overhouden (10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18).

§ 3. FINDEISEN's poging tot verklaring

door vergelijking met een niet afgekoeld proeflichaam.

Een van de door FINDEISEN gebruikte apparaten was zo geconstrueerd, dat het windkanaal, waarin het proeflichaam zich bevindt, in zijn geheel electrisch geïsoleerd en dus op een willekeurige potentiaal ten opzichte van aarde gebracht kon worden.

Het windkanaal en het proeflichaam vormen zo een condensator met de lucht als diëlectricum; de wand wordt tot een bedrag van een paar honderd volt pos. of neg. op spanning gebracht, de variatie van de opladingssnelheid van de electrometer tijdens de berijpings- en verdampingsprocessen geeft dan uitsluitsel over de verandering in het geleidingsvermogen der lucht.

Hierbij werd geconstateerd, dat tijdens het sublimatieproces een grote hoeveelheid ladingsdragers ontstaat, waardoor het schijnbaar geleidingsvermogen der lucht sterk toeneemt. Door tekenverandering van de wandspanning kon waargenomen worden, dat er zowel positieve als negatieve deeltjes bijkomen, doch in meerderheid negatieve.

Gemiddeld bleek het schijnbare geleidingsvermogen bij neg. wandspanning 18 % groter dan bij positieve. Gewerkt werd met wandspanningen van \pm 140 V tot \pm 540 V, dit betekent in verband met de maten van het apparaat veldsterkten van 30 tot 120 V.cm⁻¹.

De stroomsterkte bleek in dit onverzadigd gebied recht evenredig met de wandspanning; bij de windsnelheid 0,36 m/sec bedroeg zij gemiddeld

4-10-17 C. cm-3. sec-1 per V.cm-1.

Bij deze windsnelheid bedroeg de opladingssnelheid tengevolge van het sublimatieproces in het beschouwde apparaat (B) circa 1,2.10⁻¹⁰ C.cm⁻². sec⁻¹; in overeenstemming hiermee werd waargenomen, dat deze positieve oplading tot nul gereduceerd kon worden door het aanleggen van een veld van --3V.cm⁻¹.

Een tweede proef diende tot het bepalen van de gesteldheid der lucht achter het berijpende *) lichaam. Hetzelfde apparaat B werd gebruikt. De luchtstroom passeerde eerst een met de wand geleidend verbonden hol ringvormig lichaam, dat gekoeld werd en waarop sterke rijpafzetting plaats had. Daarna

*) Hier en elders in deze verhandeling gebruiken we het werkwoord ber ij pen steeds in de betekenis van "met rijp overdekt worden". streek de lucht langs het met de electrometer verbonden proeflichaam, dat zelf niet werd afgekoeld. Hierbij werd als resultaat gevonden, dat het geleidingsvermogen der lucht achter het berijpend voorwerp niet merkbaar veranderde. Evenwel was het, wanneer de wand geaard werd, mogelijk met een gevoelige electrometer een zeer geringe negatieve oplading van het lichaam waar te nemen tijdens de berijping van de ring. FINDEISEN schrijft dit toe aan het opvangen van ladingsdragers, die negatieve lading van het berijpend oppervlak afvoeren.

Op grond van een en ander stelt FINDEISEN zich het volgende mechanisme voor:

Van een groeiende rijplaag laten voortdurend kleine deeltjes ("Splitter") los; dit zijn kristalletjes, die oorspronkelijk met een dun steeltje aan het berijpend oppervlak of aan het daarop gevormde ijs hebben vastgezeten. Deze steeltjes worden dunner en breken of verdwijnen tenslotte, waarschijnlijk tengevolge van locale dampspanningsvariaties. Verder moet men aannemen, dat tengevolge van polarisatie de lading niet egaal over de hele rijplaag verdeeld is, maar dat de uiteinden der kristalvertakkingen een negatieve lading hebben ten opzichte van de meer inwendig gelegen delen van de rijplaag. Worden nu die einden er afgebroken en door de luchtstroom meegevoerd, dan houdt het achterblijvende gedeelte dus een positieve lading over.

Voor de realiteit van deze "Splitter" zijn verschillende indicaties. In de eerste plaats beweert FINDEISEN ze met het blote oog te kunnen waarnemen, ja zelfs ze te kunnen tellen, bij intensieve belichting van het berijpend oppervlak. Hij schat het aantal bij zwakke wind op circa 30 per seconde voor de door hem gebruikte proeflichamen. De middellijn stelt hij bij grove benadering op 4.10⁻³ cm, hun ladingsdichtheid zou dan ongeveer 500 maal zo groot zijn als het gemiddelde over 't hele oppervlak en hun potentiaal, berekend uit de gemeten toename der stroomsterkte, zou ongeveer 0.5 V bedragen. In het nog te bespreken tweede artikel (8) komt FINDEISEN hierop uitvoerig terug.

In de tweede plaats wordt het loslaten van kristaldeeltjes van berijpte oppervlakken ook vermeld in de artikelen van NAKAYA, SEKIDO en medewerkers, die zich met de vorming van ijskristallen onder verschillende aspecten bezig houden (19). Eveneens is het waargenomen door H. REIFFERSCHEID (69).

Voorwaarde voor het loslaten van splinters is, dat de zich vormende rijplaag bestaat uit ongeoriënteerde kristallen. Heeft men te maken met een regelmatig aangroeien van een ijskristal, dan treedt het verschijnsel niet op. In de atmosfeer kunnen dus alleen die deeltjes zich door sublimatie opladen, die tevoren door "Vergraupelung" een kristallijne structuur hebben verkregen.

Is de verklaring van FINDEISEN tot hiertoe tamelijk plausibel te achten, in heel wat mindere mate is dat o.i. het geval met zijn beschouwingen over de negatieve potentiaalvariatie tijdens de rijpverdamping. Deze komen in grove trekken hierop neer, dat ook in het stadium van de verdamping de oplading tot stand zou moeten komen, doordat kleine ijsdeeltjes van het oppervlak losgemaakt worden, die nu echter juist in meerderheid een positie ve potentiaal ten opzichte van het achterblijvende deel bezitten! Deze omkering van teken zou het gevolg zijn van een algehele structuurverandering, welke de rijplaag ondergaat, zodra zij in het stadium van de verdamping komt. Met name zouden tijdens de sublimatie bij voorkeur "Teilchenformen mit spitzen Verzweigungen" ontstaan, terwijl tijdens de verdamping deze vorm niet langer stabiel is, maar een voorkeur optreedt voor minder vertakte en vlakkere deeltjes. Een en ander zou berusten op voor beide stadia verschillende dampspanningsvariaties, die weer het gevolg zijn van verschillende temperatuurgradienten in de richting loodrecht op het berijpend oppervlak.

Ook hierop komen we bij de bespreking van het reeds genoemde tweede artikel nog terug.

Een bewijs voor de existentie van deze deeltjes wordt in 't geval van de verdamping door FINDEISEN niet gegeven.

Ook de onder bepaalde omstandigheden bijzonder grote positieve ladingen, die ontstaan, wanneer onderkoelde waterdruppels aan het koude oppervlak van het proeflichaam vastvriezen, meent hij te kunnen verklaren met zijn hypothese van de loslatende geladen deeltjes.

Bij beschouwing van grafiek 3 valt het op, dat de oplading pas begint ongeveer 10 seconden nadat de verstuiving van het water is aangevangen. Gedurende die eerste 10 seconden zouden de droppels dan ook in de waterphase blijven, pas daarna zouden ze in ijsbolletjes veranderen!

Door MAURIN (20) is later berekend en experimenteel bevestigd, dat de tijd, die nodig is voor het vast worden van onderkoelde waterdruppels, recht evenredig is met het quadraat van de straal van de druppels. Hij leidt hiervoor de volgende betrekking af:

$$C = \frac{L_{f} \cdot r^{2}}{3\left[\lambda \left(T - T_{0}\right) + \left(\frac{P_{0}}{T} - S \frac{P_{T}}{T_{0}}\right) \frac{L_{V} \cdot \delta}{R}\right]}$$

aarm	6		beauczingsduu
	r	=	straal van de druppel
	L	=	smeltwarmte van ijs
	$\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{v}}$	=	verdampingswarmte van water
	λ	=	warmtegeleidingsvermogen van de lucht
	Т	=	abs. temp. van de druppel
	\mathbf{T}_{\bullet}	=	» » » » ucht
	P.	=	verzadigingsspanning van waterdamp bij temp. To
	P _T	-	37 37 39 39 39 T
	S	=	relatieve vochtigheid van de lucht
	R	=	gasconstante
	8		diffusiecoëfficient van waterdamp in lucht

Hierbij wordt aangenomen, dat de warmtebalans tussen druppel en omringende lucht niet verstoord wordt door b.v. thermische uitwisseling tussen druppel en ondergrond, m.a.w. de warmtecapaciteit van de ondergrond moet te verwaarlozen zijn.

Is deze laatste voorwaarde niet vervuld, dan wordt de bevriezingsduur groter, zoals o.a. bevestigd is door BRICARD, die tijden van de orde van enkele seconden vond, wanneer onderkoelde mistdruppels zich afzetten op een plaat van plexiglas.

De sterke stijging in de curve van fig. 3 valt samen met de vorming van een ondoorschijnende ijslaag op de windkant van het proeflichaam; een gevolg van het zeer snel vast worden van de eerste droppels, waarbij veel luchtblaasjes in het zich vormende ijs worden ingesloten. Later neemt de warmtegeleiding af, waardoor het bevriezingsproces langzamer gaat; dan wordt ook de opladingssnelheid geringer, de ijslaag wordt "glazig" en tenslotte met een waterlaagje overdekt, waardoor de oplading geheel verdwijnt.

Bij proeven met verschillende windsnelheden werd gevonden, dat de bereikte maximumspanning des te hoger was, naarmate de windsnelheid groter was; b.v. circa +40 V voor een snelheid van 10 m/sec, tegenover +5 V bij 5 m/sec. Van belang is ook, dat tengevolge van het optredend spanningsver-

housie

antin C .

schil tussen proeflichaam en wand de opladingssnelheid werd verminderd. Bepalend voor de snelheid van de oplading bleek hoofdzakelijk te zijn de druppelgrootte, en wel zo, dat hoe kleiner de druppels waren, dus hoe sneller zij bevroren, des te groter was de opladingssnelheid.

De verklaring is nu als volgt: Door het snel vast worden van kleine druppels ontstaan er in de gevormde ijslaag aanzienlijke mechanische spanningen, (zie ook § 4 over het experiment volgens LANGE). Gemakkelijk zouden dan kleine ijsdeeltjes los kunnen raken, die het waargenomen ladingstransport zouden kunnen veroorzaken. Het is FINDEISEN ook hier niet gelukt, deze deeltjes optisch waar te nemen. Het feit evenwel, dat voor iedere bepaalde windsnelheid een bepaalde maximumspanning bestaat, is hiermee gemakkelijk te verklaren als volgt:

Aan de windkant van het proeflichaam zet zich de ijslaag af. Kleine ijsdeeltjes, die hier losraken, worden door de luchtstroom meegenomen en komen in het veld tussen de wand en het niet met ijs bedekte deel van het proeflichaam. Voor een kleiner of groter deel, afhankelijk van de snelheid van de luchtstromen en van de sterkte van het veld, worden ze door dit veld weer naar het proeflichaam teruggedreven, waarbij ze de meegenomen lading teruggeven. Hoe sneller dus de windstroom, hoe groter de veldsterkte, die nodig is om alle vrijgemaakte deeltjes weer op te vangen.

Het zou voor de hand gelegen hebben, dit te verifiëren, door bij overigens gelijke omstandigheden gebruik te maken van proeflichamen van verschillende afmetingen in de lengterichting van de windtunnel; hierbij zou dan bij een langer proeflichaam de te bereiken maximumspanning lager moeten liggen dan bij een korter exemplaar. Hierover wordt echter niets medegedeeld.

§ 4. Experimenten en resultaten van E. LANGE

Voor ons experiment bleken de volgende door LANGE verstrekte gegevens van belang:

1. Er bestaan aanwijzingen voor een positieve potentiaal van "gewoon" ijs t.o.v. water (25).

2. IJs-stof krijgt bij contact met grotere ijsmassa's een lading, die soms is gevonden positief, soms negatief (28, 29).

Door LANGE zelf werden volgende experimenten uitgevoerd:

A. Een metalen staaf wordt sterk afgekoeld. Men laat daarna het oppervlak berijpen en tast tijdens dit proces het oppervlak af met een poloniumsonde, aan een electrometer verbonden. Men bepaalt op deze wijze de electrokinetische potentiaal van het oppervlak. Dit was een proef, die als voorbereidend bedoeld was. Een potentiaalverschil was hierbij niet vast te stellen. Meer uitsluitsel verschafte het volgende experiment:

B. Een chemisch zuiver platina schaaltje bevat een laagje zuiver water, enkele mm dik. Dit schaaltje plaatst men op een kroes, die een koudmakend mengsel bevat. Hierdoor bevriest het water van onder op, en vervolgens heeft op het gevormde ijsoppervlak rijpafzetting plaats. Boven het schaaltje bevindt zich weer de poloniumsonde, die aan een electrometer is verbonden. De meetnauwkeurigheid bedraagt 50 mV.

LANCE vond: geen potentiaalverschil tussen ijs en water, wel tussen berijpt en onberijpt ijsoppervlak, namelijk zo, dat het berijpte oppervlak in doorsnee circa 200 mV n e g a t i e f was t.o.v. het "gladde" oppervlak.

LANGE werkte met platina en chemisch zuiver water, om de invloed van oppervlaktepotentialen in de hand te hebben. De pH-waarde van het water bleek niet van invloed te zijn.

Verder werd waargenomen het optreden van plotseling verschijnende scheuren in het ijslaagje, onder hoeken van 60° en 120° onderling, gepaard gaande met plotselinge potentiaalsprongen in beide richtingen.

Tenslotte werd ook nog nagegaan de invloed van een uitwendig electrisch veld op de voltapotentiaal van de zich vormende rijplaag. Hierbij werden echter geen quantitatief reproduceerbare resultaten verkregen, hoewel er aanwijzingen waren, dat door het aanleggen van een uitwendig veld het optreden van méér dan normale potentiaalvariaties tijdens de berijping werd begunstigd.

LANGE heeft zijn onderzoek speciaal in de richting van het bepalen van de invloed van een uitwendig veld op de rijppotentiaal verder voortgezet (30); dat opent ook ten aanzien van onze uitkomsten bepaalde perspectieven, waarop we nog zullen terugkomen.

§ 5. Theoretische beschouwingen naar aanleiding van het experiment van LANGE

We behandelen hier de electrochemische theorie der phasegrenzen aan de hand van een grotendeels van LANGE zelf afkomstig overzicht (21), voorzover dit voor een goed begrip van zijn conclusies noodzakelijk is. Bij één phase, die uit electrisch neutrale moleculen bestaat, wordt de samenhang tussen deze moleculen bepaald door de chemische potentiaal $_{I}\mu_{i}$, welke ieder molecule i van de phase bezit ten opzichte van de verzameling der moleculen, die de phase vormen. De tegengestelde waarde $-_{I}\mu_{i}$ is dan een maat voor de arbeid, die nodig is om het molecule i uit de phase los te maken, wanneer men zich deze phase in de toestand van een normaalgas met energie-inhoud 0 denkt.

Bevat phase I ionen, dan bestaat de affiniteit tussen een willekeurig ion i en de phase uit drie componenten: 1°. de bovengenoemde chemische potentiaal, 2°. een component, die optreedt tengevolge van de invloed, die de electrische overschotlading van het systeem uitoefent; deze overschotlading is recht evenredig met de valentie z_i van het beschouwde ion en bedraagt dus z_iF Coulomb per mol. Tengevolge van deze krachtwerking is het inwendige van een geleidende homogene phase steeds electrisch neutraal; een eventueel overschot aan anionen of kationen wordt naar het oppervlak van de phase gedreven en veroorzaakt hier een zekere potentiaal van de gehele phase t.o.v. het oneindige. Deze uitwendige potentiaal $_{1}\psi$ (die afhangt van de capaciteit van de phase) moet men meten buiten de werkingssfeer der chemische affiniteitskrachten van de buitenste moleculen, dus op een afstand van minstens 10^{-4} cm. Tengevolge van 1. en 2. samen heeft dus een z_i waardig ion in phase I een potentiaal $_{1}\mu_i + z_iF_{1}\psi$ ten opzichte van een "normaal" molecule in het oneindige.

3°. Bevindt zich aan het oppervlak van de beschouwde phase een monomoleculaire dubbellaag, gekarakteriseerd door een oppervlakte-potentiaal 1 χ , dan wordt hierdoor de potentiaal van het beschouwde z_i-waardige ion nog vermeerderd met een bedrag z_iF_{1 χ}. De zuiver-electrische componenten 2. en 3. vat men nu samen tot een "in wen dige electrische potentiaal" $_{1}\varphi = _{1}\psi + _{1}\chi$; verder definieert men voor een z_i-waardig ion de reële potentiaal $_{1}\alpha_{i} = _{1}\mu_{i} + z_{i}F_{1}\chi$, waarbij dus de "overschot-lading" buiten beschouwing blijft, en de electrochemische potentiaal: $_{1}\eta_{i} = _{1}\mu_{i} + z_{i}F_{1}\varphi = _{1}\mu_{i} + z_{i}F_{1}\psi + z_{i}F_{1}\chi$,

in welke laatste dus alle 3 componenten zijn opgenomen.

De betekenis van de onderscheiding van μ , ψ en χ is o.a. hierin gelegen, dat $_{1\alpha_i}$ een maat is voor de arbeid, die benodigd is om een ion het oppervlak van de phase te doen doorbreken, $_{1\psi}$ daarentegen bepaalt de arbeid, die dan verder nog nodig is om het ion naar het oneindige te krijgen. Stel nu, dat we te maken hebben met een 2-phasensysteem als b.v. ijswater, dat thermodynamisch in evenwicht is. De voorwaarde voor evenwicht t.o.v. een bepaalde in beide phasen aanwezige ionensoort i kan men dan als volgt formuleren:

$$I\eta_i = \mu\mu_i + z_iF_I\varphi = \mu\mu_i + z_iF_I\chi + z_iF_I\psi = I\alpha_i + z_iF_I\psi =$$
$$= \Pi\eta_i = \Pi\mu_i + z_iF_\Pi\varphi = \Pi\mu_i + z_iF_\Pi\chi + z_iF_\Pi\psi = \Pi\alpha_i + z_iF_\Pi\psi.$$

Hieruit volgt, dat, waar de chemische potentiaal van het beschouwde "gemeenschappelijke" ion i ten opzichte van beide phasen in 't algemeen verschillend zal zijn, er, ingeval van evenwicht, tussen het in wen dige van beide phasen een electrisch potentiaalverschil zal moeten bestaan:

$${}^{\mathrm{I}} \Delta^{\mathrm{II}} \varphi = {}_{\mathrm{I}} \varphi - {}_{\mathrm{I}} \varphi = \frac{{}_{\mathrm{II}} \mu_{\mathrm{i}} - {}_{\mathrm{I}} \mu_{\mathrm{i}}}{{}_{\mathrm{Z}_{\mathrm{i}}} \mathrm{F}}.$$

Dit verschil wordt met de naam Galvani-potentiaal aangeduid en dient wel onderscheiden te worden van de z.g. Volta-potentiaal, d.i. het uitwendig potentiaalverschil tussen de vrije oppervlakken van een 2-phasensysteem (in vacuo):

$${}^{\mathrm{I}}\Delta^{\mathrm{II}}\psi = {}_{\mathrm{I}}\psi - {}_{\mathrm{II}}\psi = \frac{{}_{\mathrm{II}}\alpha_{\mathrm{i}} - {}_{\mathrm{II}}\alpha_{\mathrm{i}}}{{}_{\mathrm{Z}_{\mathrm{i}}}\mathrm{F}}$$

We zien direct uit de evenwichtsvergelijking, dat het verschil tussen galvanipotentiaal en voltapotentiaal gelijk is aan het verschil tussen de oppervlaktepotentialen:

$${}^{\mathrm{I}}\Delta{}^{\mathrm{II}}\varphi - {}^{\mathrm{I}}\Delta{}^{\mathrm{II}}\psi = {}_{\mathrm{I}}\chi - {}_{\mathrm{II}}\chi.$$

Dergelijke voltapotentialen zijn nu in verschillende gevallen inderdaad experimenteel geverifieerd, ook wel tussen de vaste en de vloeibare phase van bepaalde geleiders of halfgeleiders, b.v. bij Bi, Cu en Ag, waar de vaste phase positief schijnt te zijn tegenover de vloeibare phase, alsook tussen verschillende modificaties van één vaste stof, b.v. tussen tetragonaal en hexagonaal tin.

Door FAIRBROTHER en WORMWELL (22) is het optreden van een electrische dubbellaag tussen vaste en vloeibare phase van verschillende stoffen waargenomen door middel van de daarbij optredende electrokinetische potentiaalverschillen. Een staaf van de vaste substantie werd geïsoleerd opgehangen in de vloeistof tussen twee electroden; steeds bleek daarbij de staaf zich te bewegen naar de negatieve electrode, m.a.w. de vaste phase is positief t.o.v. de vloeibare. Voorts bestaan waarnemingen van verschillen in voltapotentiaal tussen de onderscheiden zijvlakken van bepaalde niet kubische kristallen, te meten als verschil in "Austrittsarbeit" der ionen. Bij wolframkristallen kunnen deze verschillen tot 0,4 V bedragen (23).

Tenslotte bestaan er aanwijzingen voor 't optreden van min of meer inconstante voltapotentiaalvariaties tussen verschillend behandelde metaaloppervlakken (24) en ook voor de meermalen waargenomen electrische verschijnselen, die bij stofontwikkeling optreden, schijnt de verklaring in deze richting gezocht te moeten worden.

Toegepast op het ons hier interesserend geval van ijs tegenover water, kan men dus dergelijke voltapotentiaal-verschillen verwachten in de volgende gevallen:

1. Tussen "gewoon" ijs en water

2. Tussen verschillende modificaties van ijs

en 3. Tussen de verschillende vlakken van één ijskristal onderling.

Ofschoon door LANCE zelf niet gevonden, bestaan er van andere zijde indicaties voor een positieve voltapotentiaal van ijs t.o.v. water (25).

Verschillende kristalstructuren van ijs komen ook in de natuur hoogstwaarschijnlijk voor (26, 74) en evenals bij het hiervoor aangehaalde geval van tin, zou men ook hier met verschillen in voltapotentiaal te maken kunnen hebben.

Tenslotte kunnen ook de verschillende voltapotentialen aan de diverse kristalvlakken van één ijskristal hier een rol spelen. Waarschijnlijk bezit het hexagonale ijs een gepolariseerde kristalstructuur (74), waarbij de O-atomen volgens de hoekpunten van een tetraeder gerangschikt zijn en de H-atomen zich op ongelijke afstanden van de onderscheiden O-atomen op de verbindingslijnen bevinden (27, 31).

Dit schema vindt men b.v. bij KRASTANOW (32).

Zulke kristallen kunnen dus onder invloed van een veld gericht worden. Uit diverse onderzoekingen is komen vast te staan, dat kleine ijsof sneeuwdeeltjes (b.v. stuifsneeuw) een zekere potentiaal ten opzichte van grotere ijsmassa's bezitten, echter is er omtrent het teken en de oorzaak van deze potentialen nog veel verschil van mening (28, 29).

HOOFDSTUK II

BEVESTIGING EN PRECISERING VAN HET EXPERIMENT VAN LANGE *)

§ 1. Apparatuur

In plaats van een platina-schaal namen we twee gelijkvormige vlakke schaaltjes van roodkoper, onderling en met de aarde geleidend verbonden. Het ene plaatsten we op een statief, het andere rustte op de rand van een vat,



Fig. 4. Toestel voor proef volgens LANCE

^{*)} De in dit hoofdstuk beschreven experimenten zijn uitgevoerd met medewerking van DRS. M. BIERMAN, voor wiens hulp ik op deze plaats gaarne mijn dank wil betuigen.

waarin het koudmakend mengsel gebracht kon worden. Als zodanig gebruikten we aanvankelijk ijs en zout, later ook koolzuursneeuw in alcohol. Als sonde diende een ionium-preparaat in een metalen doosje (doorsnede circa 2 cm), door een messing arm en barnsteen-isolatie J (zie fig. 4) verbonden aan een handle H, waardoor het preparaat snel in een horizontaal vlak verplaatst kon worden. Het geheel bevond zich in een geaarde kooi van FARADAY. De sonde was geleidend met een electrometer E verbonden. De afstand tussen bodem en preparaat maakten we zorgvuldig bij beide schaaltjes even groot; bovendien bleek bij een voorbereidende meting, dat variatie van deze afstand over 1 cm geen verschil opleverde.

Bij enkele metingen plaatsten we een metalen ring met scherpe randen in het midden van beide bakjes; de scherpe kanten begunstigden de rijpafzetting. In beide bakjes werd een laagje van enkele mm gedestilleerd water gegoten. Schaaltje B diende als standaard ter vergelijking van de potentiaal boven water voor en na de proef. Boven schaaltje A werd het proces van bevriezen, berijpen en eventueel smelten van het ijs in zijn potentiaalvariaties met de sonde gevolgd.

§ 2. Metingen

2

In de eerste plaats werd vastgesteld, dat een eventueel gering hoogteverschil tussen beide schaaltjes niet de oorzaak kan zijn van een potentiaalvariatie, wanneer de sonde van A naar B of terug wordt bewogen. Ook de boogte, waarop zich de sonde boven de schaaltjes bevindt, mag kleine wijzigingen ondergaan (b.v. tussen 0,5 en 2 cm) zonder dat dit op de aanwijzing van de electrometer van invloed is.

Vervolgens is herhaalde malen het verloop van de potentiaal gedurende bevriezing, berijping en smelting nagegaan. Hierbij kon de snelheid, waarmee een en ander plaats had, nog wat gevarieerd worden, 1°. door meer of minder water in het schaaltje A te doen, 2°. door gebruik te maken van verschillende koudmakende mengsels als bovengenoemd. De dikte van de gevormde rijplaag hing af van de relatieve vochtigheid in de kamer. Gedurende de eerste periode van iedere meting lazen we de potentiaal boven A om de minuut af; tussen elke twee aflezingen werd nog een keer boven B afgelezen. In het verdere verloop van de meting konden de tussenpozen wat groter genomen worden, daar dan de potentiaal niet zo snel meer veranderde. De insteltijd van de electrometer was van de orde van een seconde, zodat iedere verandering zonder moeite gevolgd kon worden. De gevoeligheid van de electrometer werd meestal ingesteld op 4 à 5 millivolt per schaaldeel.

§ 3. Resultaten

In afwijking van LANCE vinden we, dat het bevriezen van het water steeds gepaard gaat met een stijging van de potentiaal, die des te groter is, naarmate het bevriezen sneller plaats heeft en die tot circa 150 mV kan bedragen.

In overeenstemming met LANCE vinden we, dat tijdens de rijpvorming de potentiaal daalt, evenwel niet steeds tot — 200 mV; het bedrag van de daling varieerde tussen 130 en 250 mV, gerekend vanaf de "normaalpotentiaal" van het water voor de bevriezing.

Wanneer de rijplaag smelt, stijgt de potentiaal weer, en wel aanvankelijk precies tot de hoge "ijs-potentiaal" zoals die vóór de berijping bestond; smelt daarna ook het ijs, dan gaat daarmee potentiaaldaling tot het normale "water-niveau" gepaard.

Een voorbeeld van een dergelijk potentiaalverloop geeft de grafiek van fig. 5.





Het door LANGE vermelde verschijnsel van het scheuren van de ijslaag, gepaard gaande met potentiaalsprongen, konden wij ook waarnemen. Het scheuren van de drooggevroren ijslaag werd begeleid door een hoorbaar gekraak; tegelijk sloeg dan de electrometer uit. De grootte van deze uitslagen was zeer verschillend: soms slechts 20 à 30 mV, soms ook zo groot, dat de draad van de electrometer uit het gezichtsveld verdween. (Dat betekent een potentiaal van meer dan 500 mV.) Ook het teken van de uitslagen was niet altijd gelijk: soms +, dan weer -; regelmaat of voorkeur was hierbij niet vast te stellen.

HOOFDSTUK III

ONTWIKKELING VAN HET APPARAAT VOOR DE PROEVEN VOLGENS FINDEISEN

§ 1. Verschillende typen van proeflichamen en methoden van afkoeling

Volgens FINDEISEN's beschrijving en de afbeeldingen bij zijn artikel maakt hij gebruik van proeflichaampjes van min of meer gestroomlijnde vorm, met een vrij nauw vulbuisje. Het eerste door ons gebruikte proeflichaampje was ook van een dergelijke gedaante, vervaardigd uit messingblik, inhoud ongeveer 30 cm³, voorzien van een messing vulbuis van 1 cm middellijn. Waar wij als koelmiddel gebruikten een pap van koolzuursneeuw in alcohol, bleek het vullen van dit proeflichaam te lastig en te tijdrovend, zodat er niet mee gewerkt kon worden.

Daarom zijn we reeds zeer spoedig overgegaan tot het gebruiken van een cylindervormig messing vaatje als proeflichaam. Achtereenvolgens $zijn er hiervan twee in gebruik geweest, in het vervolg aangeduid als <math>B_1$ en B_2 .

B₁ hoogte 9,5 cm, binnendiam. 3,6 cm, volume ca 97 cm³. B₂ , 9,5 cm, , 3,0 cm, , , 67 cm³.

Wanddikte bij beide 1 mm. Buitenoppervlak (zonder bodem) B₁ ca. 113 cm, B₂ ca. 95 cm.

Voor de afkoeling van deze proeflichamen werd in het begin nog vastgehouden aan de methode van vulling met een papje van koolzuursneeuw in alcohol. Het vullen moest snel kunnen gebeuren en zonder morsen, terwijl onmiddellijk na het vullen de meting moest beginnen en het geheel dus meteen weer behoorlijk electrostatisch afgeschermd moest zijn.

Dit werd mogelijk gemaakt door toepassing van een vulinrichting als afgebeeld in fig. 6.

Het proefcylindertje P bevindt zich in een "windtunnel" W, zijnde een zinken buis, horizontaal geplaatst, lang circa 60 cm, binnendiameter 13 cm.

In de wand hiervan is boven de proefcylinder een vul-opening gemaakt. Deze wordt afgesloten door het vulapparaat V, bestaande uit een mes-



sing buis, iets kleiner van middellijn dan P, met een losse bodem, die door een veer aangeklemd wordt gehouden. Een afgepaste hoeveelheid van het koudmakend mengsel werd nu vlak voordat de meting begon in V gebracht en kon op het moment, waarop we de berijping wilden laten beginnen, door een druk op de staaf S snel in de proefbuis gebracht worden zonder dat er aan de afscherming iets behoefde te worden veranderd.

Met deze vulmethode is geruime tijd gewerkt.

Evenwel is hier toch een groot bezwaar aan verbonden. Het bleek namelijk zeer moeilijk te vermijden, dat bij de vulling een hoeveelheid alcohol over de rand van de proefbuis bruiste.

Soms was de overstromende hoeveelheid zo groot, dat zij de barnsteenisolatie bevochtigde, waardoor de meting onmogelijk werd. Maar dikwijls vloeide slechts een zeer geringe hoeveelheid alcohol over de rand. Dit was met name zeer duidelijk waar te nemen, wanneer het buitenoppervlak van het proefbuisje met een laagje roet bedekt was. In dat geval ontstond op het bevochtigde gedeelte van het oppervlak geen rijpneerslag. Het is zeer waarschijnlijk, dat deze verspreiding van alcohol over het oppervlak gepaard gaat met een sterk, negatief electrisch effect. Teneinde deze storing te vermijden, werd een methode van "droge" afkoeling ontwikkeld, waarbij helemaal geen potentiaalvariaties tengevolge van contact met andere stoffen kunnen optreden. We gebruikten hiertoe een massieve messing cylinder, juist passend in het cylindrische messing proefbuisje B2. Deze massieve cylinder wordt eerst, in een dunwandige, eveneens van messing vervaardigde bus, zo in een vat met koolzuursneeuw en alcohol geplaatst, dat hij volkomen droog blijft; als hij voldoende is afgekoeld, wordt hij met een messing haakje er uit gelicht en zo snel mogelijk in de proefbuis overgebracht, waarna de opening in de tunnel met een dekseltje wordt gesloten en de verbinding tussen proeflichaam en aarde wordt verbroken.

Deze methode levert reproduceerbare resultaten. De warmtecapaciteit van het massieve messingblok (volume ca. 60 cm³) is ruim voldoende. De electrostatische afscherming is hierbij niet zo ideaal als bij de vorige methode, doch dit bleek in de practijk geen bezwaar op te leveren. Nadat enige routine was verkregen, kon met deze inrichting voldoende snel worden gewerkt.

§ 2. De electrische isolatie van het proeflichaam

Een der voornaamste technische moeilijkheden bij deze proeven bestond hierin, de electrische isolatie van het systeem in de vochtige luchtstroom goed te houden, vooral, wanneer het proeflichaam werd afgekoeld. Daar we zeer geringe opladingseffecten moesten kunnen meten, was een zeer hoge isolatie absoluut vereist. Uitgaande van een ladingstransport als door FINDEISEN wordt opgegeven, van de orde van 10^{-16} C/sec. cm² van het berijpte oppervlak, dat is bij onze proeflichamen voor het gehele oppervlak in totaal van de orde van 10^{-14} C/sec, was het wenselijk, de lekstroom te kunnen beperken tot de orde van 10^{-16} A, dus bij te verwachten spanningsverschillen van de orde van 1 Volt mocht de isolatie niet lager zijn dan $10^{-16} \Omega$, met andere woorden een goede barnsteen-isolatie was noodzakelijk.

Op deze isolatie mocht, ook bij de sterke afkoeling (tot --60° C) van het geïsoleerde systeem, geen vochtafzetting plaats vinden. Verder was het niet wenselijk, dat de genoemde afkoeling van het proefvaatje het electrometersysteem zou beïnvloeden, daar de beschikbare electrometer wel enigszins temperatuurgevoelig was; en tenslotte mocht de isolatie niet bedorven worden door eventuele in de luchtstroom meegevoerde stofdeeltjes.

Hiermede rekening houdende, is de volgende oplossing geconstrueerd, die zeer goed voldeed (zie fig. 7).

Het proefcylindertje a wordt vastgezet op een glazen buisje b, ongeveer 12 cm lang, dat beplakt is met staniol, waarbij vlak onder a een smal randje onbedekt blijft. Het glas dient voor warmte-isolatie, het staniol om geen last te hebben van ladingen op het glas. Het buisje is weer vastgezet in een conische messing ring c, voorzien van een "druppelvanger" v, de ring past in een barnsteen-isolatiestop d; deze sluit weer in een los messing buisje e, dat in de lange zijbuis f van de windtunnel wordt geschoven.

Zodoende is bereikt: 1°. dat de barnsteen-isolatie ver uit de buurt van de vochtige luchtstroom en het koude proeflichaam is gebracht, 2°. dat er een behoorlijke warmte-isolatie is tussen proeflichaam en barnsteen.

Bovendien wordt er nog voor gezorgd, dat de barnsteen-isolatie op een vrij constante en tamelijk hoge temperatuur blijft tijdens de meting. Aanvankelijk gebeurde dit, door met behulp van een föhn een warme luchtstroom tegen de zijbuis te blazen. Later, door een verwarmingsspiraal, op een asbestkokertje gewikkeld, om de zijbuis heen te schuiven en hierdoor gedurende het verloop van de proef een stroom te laten gaan.

De geleidende verbinding tussen proeflichaam en electrometer wordt tot stand gebracht door een koperdraad, onder aan a vastgesoldeerd, gaande door b en aan 't ondereind voorzien van een haakje, waaraan een spiraalveertje h, waarvan het andere einde met de electrometer is verbonden. Met deze inrichting werd een goedblijvende isolatie verkregen; door de vele losse onderdelen is alles gemakkelijk uitneembaar voor reiniging.

§ 3. De windtunnel

Het proeflichaam moest, evenals bij FINDEISEN, in een windtunnel geplaatst worden, om er luchtstromen onder regelbare en meetbare condities van snelheid, temperatuur en vochtgehalte langs te kunnen voeren.

Volgens FINDEISEN's beschrijving maakt hij gebruik van electrostatisch afschermende buizen van messing, zink of aluminium, van cylinder- of trechtervormige gedaante.

Het scheen ons echter zeer wenselijk, tijdens de proef de processen van ontstaan en verdwijnen van de rijplaag ook te kunnen zien.

Bij de allereerste proefnemingen, met het "gestroomlijnde" proeflichaampje, gebruikten we daarom als windtunnel een glazen buis, die ten behoeve van de electrostatische afscherming met staniol was beplakt; in deze beplakking waren een paar openingen uitgespaard, waardoorheen we het proeflichaam konden belichten en bekijken. Tegelijk met het eerste proeflichaam verviel echter ook deze buis en werd vervangen door onze definitieve windtunnel: een zinken buis, circa 60 cm lang, binnendiameter 13 cm, horizontaal geplaatst op een houten standaard, zodat de electrometer er onder een plaats kon vinden. De zijbuis voor de isolatie van het proeflichaam (vgl. § 2) kwam ongeveer in het midden van deze buis: de vulopening voor de koelcylinder recht daarboven. Diametraal tegenover elkaar aan weerszijden van het proeflichaam werden in de wand van de buis twee ronde openingen gemaakt, waarin venstertjes van celluloid, voor waarnemen en belichten van bet proeflichaam. Thermometers voor het meten van de temperatuur van de langsstrijkende lucht konden voor en achter het proeflichaam in de luchtstroom geplaatst worden. De tunnel werd aan beide uiteinden voorzien van losse conische aansluitstukken. Omdat we dikwijls werkten met een stroom van afgekoelde lucht in een omgeving van kamertemperatuur, werd de gehele windtunnel (behalve de kijkgaten) voor temperatuurisolatie in een flinke laag watten en papier verpakt.

§ 4. Beschrijving van de electrometer

De potentiaalvariatie van het proeflichaam werd waargenomen met behulp van een electrometer van het LINDEMANN-type, die vervaardigd is op het Natuurkundig Laboratorium van de Gem. Universiteit te Amsterdam.



Apparatuur voor berijpingsproeven met buitenlucht.

nul-instelling van de draad en een inrichting voor het ijken van de meter, terwijl tenslotte het gehele systeem, met uitzondering van het omhulsel, op een willekeurige potentiaal gebracht kan worden.

§ 5. Snelheid van de luchtstroom

Deze werd gemeten met een vleugelrad-anemometer met telwerk. Voor het te weeg brengen van de luchtstroom diende ofwel een föhn ofwel een ventilator. De anemometer was te voren geijkt met behulp van een gasmeter. Hiertoe werd de anemometer in een korte zinken buis ingebouwd, waarin hij verder ook altijd gebruikt is; deze buis kwam achter de windtunnel. Als ijkformule was bepaald:

 $\varphi = 4,60 \text{ n} - 0,04 \text{ voor n} > 1.$

Hierbij is $\varphi = aantal liters doorgestroomde lucht per seconde <math>(\pm 5\%)$,

n = aantal om wenteling en van de wijzer per minuut. Derhalve komt 1 omwenteling per minuut overeen met 4,56 liter per sec of, bij een tunneldiameter van 13 cm:

> 1 omw. per minuut = 0,35 meter per sec, of 1 omw. in a sec. = $\frac{21}{a}$ meter per sec.

§ 6. Vochtgehalte van de lucht

Voor de metingen bij verschillende relatieve vochtigheid van de lucht maakten we meestal een dankbaar gebruik van de natuurlijke schommelingen in de atmosferische vochtigheid. Hierdoor verkregen we variaties van ca. 40 % tot 100 % relatieve vochtigheid. K unstmatige droging is voor vergelijkende metingen niet toegepast. Wel kregen we te maken met zeer droge k oude lucht in verband met het nog nader te bespreken uit vriezen van de lucht, voor deze in de windtunnel werd toegelaten.

Enkele malen is ten behoeve van vergelijkende metingen geprobeerd, een extra hoeveelheid waterdamp aan de lucht toe te voegen, door deze over een grote hoeveelheid in water gedrenkte watten te leiden. Bijzonder goede resultaten werden daar niet mee verkregen. Het relatieve vochtgehalte van de lucht werd bepaald met behulp van een gewone haarhygrometer, geplaatst in een kastje met in- en uitstroomopening, waar de lucht door werd
geleid voor deze in de tunnel kwam. De onzekerheid in de aanwijzing van de hygrometer moet op 5 % relatief vochtgehalte gesteld worden.

§ 7. Temperatuur van de luchtstroom

Op het voetspoor van FINDEISEN's experimenten scheen het ons van groot belang, de temperatuur van de langsstrijkende lucht binnen wijde grenzen te kunnen variëren en met name te kunnen meten bij luchttemperaturen beneden 0°.

Daar de metingen zich over een vrij lange tijdsduur uitstrekten, hebben we in het winterseizoen enkele malen kunnen meten tijdens ijsdagen, waarbij we dus konden beschikken over buitenlucht kouder dan 0°. Verreweg het grootste aantal metingen echter moest geschieden in een omgeving, waarvan de temperatuur aanzienlijk boven het nulpunt lag. We hebben daarom op verschillende manieren geprobeerd, de lucht af te koelen voor deze in de tunnel kwam. Uit een oogpunt van voordeligheid is dit eerst geprobeerd, door de luchtstroom, die door een föhn werd veroorzaakt, te blazen door een verticaal geplaatste cylinder, ca. 1 m hoog, diameter 20 cm, waarin een bus met ijs- en zoutmengsel geplaatst was. Hiermee gelukte het in 't beste geval een temperatuur van $-2,5^{\circ}$ C te bereiken; dit was echter niet te combineren met een windsnelheid, die groot genoeg was om vergelijking met de metingen van FINDEISEN toe te laten: de stroomsnelheid van de lucht werd niet groter dan 0,28 m/sec.

Lagere luchttemperaturen bij grotere snelheid trachtten we vervolgens te bereiken, door gebruik te maken van perslucht uit een hogedrukcylinder (60 atm droog gevuld), welke lucht geleid werd door een koperen koelspiraal, geplaatst in een mengsel van koolzuur en alcohol. Hiermee bereikten we temperaturen lager dan —10° C. Deze methode is nogal kostbaar wegens de grote hoeveelheden vast koolzuur, die nodig zijn: eerst om de lucht uit te vriezen bij het vullen van de bussen, daarna om deze lucht weer af te koelen. Bovendien zijn de bussen betrekkelijk gauw leeg.

Daarom werd deze methode al spoedig zo gewijzigd, dat de hogedrukcylinders niet meer gebruikt werden, doch de lucht direct door de perspomp, die we voor het vullen der cylinders gebruikt hadden, in de koelspiralen werd geperst. (We gebruikten om voldoende afkoeling te krijgen 2 koelspiralen achter elkaar.) In verband met de capaciteit van de beschikbare pomp kon hier evenwel weer geen grotere snelheid dan 0,25 m/sec worden bereikt. Bovendien ontstonden moeilijkheden ten gevolge van de afzetting van ijs uit de toch nog niet volkomen droge lucht in de koelspiralen, waardoor deze van tijd tot tijd gedeeltelijk verstopt raakten, wat tot onregelmatigheden in de luchttoevoer aanleiding gaf. Over de hierbij optredende effecten spreken we nader in hoofdstuk 6.

De oplossing van al deze bezwaren werd tenslotte gevonden door toepassing van het z.g. "gesloten circuit" (te vergelijken met FINDEISEN'S toestellen B en C).

Hierbij wordt de lucht rondgevoerd in een gesloten kanaal, waarin zijn opgenomen de windtunnel met anemometer, voorts een ventilator met regelbare snelheid en een dubbelwandig koelvat, bestaande uit twee coaxiale cylindrische bussen, waarin de luchtstroom door de ruimte tussen binnen- en buitenvat passeert, terwijl de binnenbus het koudmakend mengsel (alcohol met CO_2) bevat. De hoeveelheid koudmakend mengsel, die nodig is, wordt hier bepaald door de warmte-isolatie van het geheel en door de warmte, die de motor van de ventilator aan de lucht afgeeft. Dit laatste was in ons geval het meest hinderlijk; het werd zoveel mogelijk beperkt door de spanning op de motor na het aanlopen tot het toelaatbare minimum te verlagen en de motor uitwendig enigszins te koelen.

Helaas kon met deze inrichting ook slechts een beperkte stroomsnelheid van de lucht worden bereikt, nl. maximaal ongeveer 2 m/sec. Een bijkomend voordeel is wel, dat men steeds met dezelfde luchtmassa werkt, zodat een plotseling toetreden van grote hoeveelheden stofkernen e.d. niet te vrezen is; dit kan bij aangezogen kamerlucht of buitenlucht soms bezwaren geven.

§8. Eerste bepaling van de electrische lading, door de luchtstroom meegevoerd

FINDEISEN meent uit zijn metingen te kunnen concluderen "dasz die Ursache des Elektrizitätstransportes an Sublimationsoberflächen nicht etwa auf einem Ionisierungsvorgang beruht, sondern auf dem Freiwerden gröszeren Teilchen, die im elektrischen Feld als Elektrizitätsträger wirken, aber auch ohne Feld geladen sind, nämlich negativ." Hij vindt namelijk, wanneer hij aan de wand van zijn windkanaal een electrische spanning geeft t.o.v. het proeflichaam, dat tijdens het berijpingsproces een aanzienlijke verhoging van het geleidingsvermogen van de lucht optreedt, en wel naar b e i d e richtingen, waarbij echter het schijnbare n e g a t i e v e geleidingsvermogen gemiddeld ca. 18 % hoger is dan het positieve.

In ieder geval ligt het voor de hand, te veronderstellen dat, wanneer de

berijpings- en verdampingsprocessen gepaard gaan met electrische opladingsverschijnselen van het proeflichaam, dit ook van invloed zal zijn op de totale lading, die in de luchtstroom na het passeren van het proeflichaam overblijft.

Teneinde deze door de luchtstroom meegevoerde lading te kunnen bepalen, althans naar haar teken, werd in de windtunnel op een afstand van 20 cm achter (dus aan de lijzijde van) het proeflichaam een geperforeerde plaat van gepolijst messing (in 't vervolg "rooster" genoemd) electrischgeïsoleerd opgesteld, zo, dat rondom slechts een smalle spleet tussen dit rooster en de wand over bleef. De diameter van de gaten in het rooster bedroeg 3 mm. Isolatie had ook hier weer plaats door middel van een barnstenen stop in een zijbuis van de tunnel, maar hier natuurlijk zonder extra verwarming. Dit rooster werd verbonden met een tweede electrometer, die naast die van het proeflichaam op het voetstuk van de windtunnel werd geplaatst, zodat ze gemakkelijk beide door één waarnemer konden worden afgelezen.

§ 9. Enkele nadere bijzonderheden van de apparatuur

We zullen tenslotte nog enkele bijzonderheden van de apparatuur vermelden, waar onder het hoofdstuk "Metingen" naar zal worden verwezen.

1. Het stofvrij (kernvrij) maken van de lucht.

Bij het gesloten circuit zijn hiervoor geen speciale maatregelen getroffen. Bij het aanzuigen van kamer- of buitenlucht is soms gebruik gemaakt van een wattenfilter, wat echter het bezwaar meebracht, dat de luchtstroom hierdoor aanzienlijk vertraagd werd. Later gebruikten we een filter, waarin een katoenen lapje was uitgespannen. Waarschijnlijk houdt dit alleen de grovere stofkernen tegen; toch bleek het een sterke invloed uit te oefenen.

- 2. Voor de aarding van de luchtstroom, d.w.z. het wegnemen van eventuele geladen deeltjes uit de luchtstroom voor deze het proeflichaam bereiken, gebruikten we een wijde buis, gevuld met koperkrullen. Buis en inhoud waren geaard. Hierdoor passeerde de luchtstroom voor hij in de tunnel kwam.
- 3. Verhoging van het vochtgehalte van de lucht geschiedde, door deze te leiden over natte watten ingeval de temperatuur boven 0° was, of over ijsgruis ingeval de temperatuur beneden 0° was.
- 4. De proeven over de "Vergraupelung", d.i. het aanvriezen van waterdruppeltjes op het proeflichaam, werden uitgevoerd met behulp

van een verstuiver (vaporisator), waarmee fijn verdeeld water in de luchtstroom werd gespoten op een afstand van ca. 40 cm vóór het proeflichaam.

§ 10. De electrostatische capaciteit der proeflichamen

Ter bepaling van de capaciteit van het geïsoleerde systeem was een in het Laboratorium geijkte compensatie-condensator aangebracht, met een capaciteit van 15,94 cm. Hiermee is in de loop van het onderzoek de capaciteit van beide gebruikte proeflichamen herhaalde malen gecontroleerd, volgens de compensatie-methode.

Er bestond geen merkbaar verschil in capaciteit tussen de proefvaatjes B_1 en B_2 . Voor de capaciteitsverhouding tussen de hulpcondensator en het systeem werd gevonden 1:3,10 resp. 1:3,08. Hieruit volgt voor de capaciteit van het systeem: 49 cm $\pm 2\%$.

De capaciteit van het rooster werd bepaald met een hulpcondensator van 7,509 cm. Voor de capaciteitsverhouding werd gevonden 1:4,50 resp. 1:4,63 (bij twee bepalingen). Hieruit volgt voor de capaciteit van het rooster: 35 cm \pm 5%. Dit is onafhankelijk van de stand van het rooster in de tunnel.

HOOFDSTUK IV

DE EERSTE METINGEN; AANVANKELIJKE TEGENSPRAAK MET FINDEISEN'S RESULTATEN

§ 1. Eerste metingen over rijpvorming in een niet afgekoelde kamerluchtstroom

We beschikken uit de allereerste periode der voorlopige, grotendeels qualitatieve bepalingen over één uitvoerig genoteerde meting van de oplading tijdens rijpvorming, waarvan de grafiek op fraaie wijze de gedaante vertoont van de opladingscurven, zoals we die in hoofdstuk 5 steeds zullen aantreffen en waarvan ook de curve van fig. 9 een voorbeeld is.

Deze meting (no. 1) is uitgevoerd bij een windsnelheid van 0,64 m/sec, die veroorzaakt werd door met een föhn kamerlucht door de open tunnel te blazen. Temperatuur en vochtgehalte zijn hierbij nog niet genoteerd.

Essentieel is het zeer snelle oplopen van de potentiaal in positieve zin gedurende de eerste minuut na het begin van het berijpen, waarna een daling van de potentiaal intreedt, die ongeveer 8 minuten aanhoudt, terwijl de berijping nog zichtbaar voortgaat. De eindpotentiaal was hierbij ongeveer gelijk aan die van het begin.

In de volgende tabel zijn de uitkomsten samengevat van nog enkele metingen bij rijpvorming in een luchtstroom van kamertemperatuur.

No.	Wind- anelheid (m/aec)	Temp. lucht (°C)	Teken oplading	Duur oplading (min.)	Grootte potentiaal- variatie (mV)	$\frac{\frac{dQ}{dt}}{(V.cm^{-1}.sec^{-1})}$	Bijzonderheden
2	0,5	+ 18	-	7	200		Matige berijping
3	0,5	+16	-	?	230		d
4	0,8	+13	+	2	400	1.10-1	Rijp op beroete buis

TABEL II

§ 2. Eerste metingen over rijpvorming in een afgekoelde luchtstroom

Deze § heeft betrekking op metingen met het alcoholvulapparaat in door ijs-en-zout gekoelde vochtige en koude buitenlucht. Deze metingen zijn meestal qualitatief. Ze werden uitgevoerd bij temperaturen om het nulpunt en met kleine stroomsnelheden, tot 0,35 m/sec. Ze zijn hierom merkwaardig, omdat hier geheel in tegenspraak met FINDEISEN's uitkomsten gevonden werd, dat rijpvorming gepaard gaat met een n e g a t i e v e potentiaalverandering van het proeflichaam.

Hieronder volgen enkele resultaten van deze metingen:

No.	Wind- snelheid (m/sec)	Temp. lucht (°C)	Teken oplading	Duur oplading (min.)	Grootte potentiaal- variatie (mV)	$\frac{\frac{dQ}{dt}}{(V.cm^{-1}.sec^{-1})}$	
5	0,35	+ 1		?	1500	7	····
6	0,23	+ 3	_		2300	17.103	125
7	?	+ 2	-	7	3300	?	
8	0,28			5	2200	3.10-3	the second second
9	0,18	+ 5	—	1,5	1000	5.101	
		-C		6.22			

TABEL III

De metingen werden aanvankelijk meestal uitgevoerd volgens de z.g. nulmethode of compensatiemethode, d.w.z. direct na het inbrengen van het koudmakend mengsel wordt de electrometer ontaard en vervolgens wordt gezorgd, dat de draad van de electrometer op 0 blijft staan door het aanbrengen van een variërende compensatiespanning op de hulpcondensator. Men noteert dan, hoe lang dit compensatieproces duurt, alsmede na afloop het totale bedrag van de compenserende lading.

§ 3. Enkele metingen over rijpvorming in stilstaande lucht

Hiervan geven we de volgende resultaten op:

No.	Temp. lucht (°C)	Relat. vochtig- heid	Teken oplading	Duur oplading (min-)	Grootte potentiaal- variatie (mV)	$\frac{\frac{dQ}{dt}}{(V.cm^{-1}.}$	Bijzonderheden
10	+ 17	?	_	5	2500	3.10-3	tamelijk sterk berijpt
11	-4 tot +6	?		6	2600	3.10-1	sterk berijpt, op ijslaag
12	+ 16	?	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	?	660	?	dunne rijpaanslag
13	?	?	+	2	800	?	
14	+ 17	?	+)	5	400	5.10-4	vrij sterk berijpt
15	+ 8	?		?	1300	?	zeer sterk benijpt
16	+ 8	"hoog"	-	?	2500	?	zeer sterk berijpt
17	+ 9	?	-	3	2700	5.103	zwak benijpt, op roet

TABEL IV

§ 4. Voorlopige conclusies uit deze metingen

De hiervóór beschouwde metingen hadden betrekking op rijpvorming, waarbij de afkoeling van het proeflichaam veroorzaakt werd door het inbrengen van een alcohol-koolzuurmengsel met behulp van het hiervoor beschreven vulapparaat (zie fig. 6). De resultaten veroorloven nog lang niet het trekken van gedetailleerde conclusies, voorlopig valt er slechts het volgende uit af te leiden:

- Zowel in langzaam stromende als in stagnerende, in warme zowel als in koude lucht ontstaat bij rijpafzetting meestal een negatieve oplading van het proeflichaam. Er zijn enkele — voorshands nog niet verklaarde — gevallen van positieve oplading.
- De hoeveelheid lading, die geproduceerd wordt, varieert van 5.10⁻⁴ Vcm tot 5.10⁻³ Vcm/sec per cm² van het berijpte oppervlak; ruwweg gemiddeld kan men zeggen: 2.10⁻³ Vcm (waarn. 6 heeft een uitzonderlijk hoge waarde), terwijl uit FINDEISEN's gegevens volgt: 4 à 5.10⁻⁴ Vcm, dus bij ons enkele malen zo hoog.
- 3. Een betrekking tussen snelheid van de luchtstroom en $\frac{dQ}{dt}$ is uit deze weinige gegevens niet af te leiden.
- 4. Even min vindt men hieruit enige relatie tussen de temperatuur en $\frac{dQ}{dt}$.
- 5. Terwijl tenslotte ook de aard van het oppervlak (gepolijst messing, roetlaagje, ijslaagje) niet van invloed blijkt te zijn op de grootte van de oplading.

3

§ 5. Oriënterende proeven over rijpverdamping

Met enkele van de bovengenoemde metingen hebben we gecombineerd een poging tot bepaling van het electrisch effect van het weer verdwijnen van de rijplaag. Dit verdwijnen kan natuurlijk, afhankelijk van de temperatuur van de omgeving, op twee manieren plaats hebben:

- a. door afsmelten, dus overgaan in water, wanneer de omgeving boven 0° is. Hiermee bleek geen electrisch effect verbonden te zijn, zoals ook verwacht kon worden.
- b. door ver dampen, d.w.z. overgang direct van de vaste in de gasvormige phase. Hiervoor moet de temperatuur van de omgeving beneden 0° zijn, terwijl tevens, ten einde het proces niet te lang te laten duren, de lucht relatief dr o og moet zijn.

Wegens onvoldoende isolatiemogelijkheid konden we niet meten in een omgeving van stagnerende droge koude lucht. We waren daarom aangewezen op verdamping in een stroom van dergelijke lucht. Deze werd verkregen, door reeds uitgevroren perslucht uit een hogedrukcylinder te koelen en daarna langs het berijpte oppervlak te blazen. Hierbij was de snelheid van de luchtstroom eenvoudig te regelen met behulp van de kraan van de cylinder.

De volgende waarnemingen zijn genoteerd:

No.	Temp. lucht (°C)	Snelheid lucht- stroom	Teken oplading	Duur oplading (min.)	Grootte potentiaal- variatie (mV)	$\frac{dQ}{dt}$ (V.cm ⁻¹ . sec ⁻¹)	Bijzonderheden
18	- 4,5	0,2 m/sec	+	1-	140	1.10-3	bij versnelde str. nog cens 140 mV er bij
19	+ 4	?	+	7	ca. 20	?	
20	-10	0,15 m/sec	+	8	10000	9.10-3	
21	- 6	variabel	+	?	2700	?	oplad. houdt op als rijp weg is.
22	-10	?	+	?	520	?	snelh. oplading evenr. met snelh. luchtstr.
23	- 5	variabel	+	2	6300	?	
24	-10	variabel	+	?	?	?	versnellen luchtstr geeft sterke + opl.

TABEL V

Weliswaar zijn deze waarnemingen weinig cohaerent, doch één ding blijkt er duidelijk uit: wanneer het berijpte oppervlak wordt aangeblazen met droge koude lucht, treedt steeds een, soms vrij sterke, positieve oplading op. Deze schijnt des te groter te worden, naarmate de luchtstroom sterker is. Plotselinge luchtstoten geven sterke positieve potentiaalsprongen! Vgl. hoofdstuk 6.

Waar volgens FINDEISEN verdamping van de rijp gepaard gaat met n e g atieve potentiaalvariatie, doet zich de vraag voor: vinden wij ook hier weer juist het omgekeerde effect, of is er in ons geval een oorzaak aanwezig, waardoor een sterker positief effect gesuperponeerd wordt? En indien dit laatste juist is, wat kan dan die oorzaak zijn?

In dit stadium van het onderzoek kon hierover nog geen stellige uitspraak worden gedaan. Gedacht werd aan de mogelijkheid, dat door de luchtstroom een deel van de rijplaag van het oppervlak zou worden afgeblazen. Bij de herhaling van de proeven van LANGE (zie hoofdstuk 2) is echter o.m. gebleken, dat wegblazen van de rijplaag gepaard gaat met n e g a t i e v e potentiaalverandering. Ook bij het afblazen van een deel van de rijplaag van het proeflichaam met behulp van een geaard roodkoperen pijpje, dat door de wand van de windtunnel gaat, constateerden we een n e g a t i e v e potentiaalverandering van het proeflichaam. Evenwel staat daar tegenover in de zeer schaarse literatuur over dit onderwerp een mededeling van STAEGER (33), volgens welke het afblazen van rijp van een metalen oppervlak in een omgeving van ongeveer 0° ten gevolge heeft, dat dit oppervlak een p o s i t i e v e lading verkrijgt, en wel ten bedrage van ca. 180 E.S.E. per gram afgeblazen rijp, terwijl ook door SOHNCKE reeds vermeld wordt, dat wanneer een luchtstroom langs een ijsoppervlak strijkt, dit oppervlak p o s i t i e f wordt opgeladen (25).

Tenslotte mogen we de mogelijkheid niet over het hoofd zien, dat de waargenomen positieve oplading niets met het verdwijnen van de rijplaag te maken heeft, maar te wijten is aan positieve ladingen, die door de luchtstroom worden aangevoerd en aan het oppervlak van het proeflichaam worden afgegeven. Een mogelijke verklaring voor deze positieve ladingen in de luchtstroom zou zijn, dat bij het uitvriezen van de (nog niet geheel droge) lucht in de koelspiraal, waardoor binnen in deze spiraal een sterke ijsafzetting plaats heeft, die zelfs aanleiding geeft tot onregelmatigheden in de luchtstroom ten gevolge van verstopping van de spiraal en tot het uittreden van ijswolkjes uit de spiraal, door het contact tussen ijslaag en luchtstroom aan deze laatste een positieve lading wordt meegedeeld. (Dit zou dan in tegenspraak zijn met de bovenaangehaalde bewering van SOHNCKE). Ook is mogelijk, dat de lucht een positieve lading krijgt door strijken langs een ruw koperoppervlak (vgl. weer het genoemde artikel van SOHNCKE).

Ingeval we aannemen, dat de positieve ladingen inderdaad door de luchtstroom worden aangevoerd, zou het zelfs nog mogelijk zijn, dat de rijplaag dienst doet als "opvang-apparaat" voor deze ladingen, terwijl bijvoorbeeld een glad messing-oppervlak de ladingen niet — of althans niet in die mate zou opnemen. In dat geval zou aanwezigheid van rijp dus voorwaarde — hoewel niet oorzaak — van het optreden van positieve potentiaalvariaties zijn.

Een aanwijzing, dat de oorzaak van de potentiaalvariatie inderdaad in aanvoer van lading door de lucht is te zoeken, ligt in het enkele malen waargenomen feit, dat bij doorblazen van droge koude lucht ook het achter het proeflichaam geplaatste r o o s t e r enigszins positief wordt opgeladen, hoewel zich hierop natuurlijk geen rijplaag bevindt. (B.v. bij wn. 23, 24). Zelfs werden dergelijke positieve opladingsverschijnselen wel waargenomen bij het niet gekoelde, dus ook niet berijpte proefcylindertje, wanneer we er koude lucht uit de koelspiraal langs lieten stromen. Soms had die oplading schoksgewijs plaats en ging ze samen met het uitstoten van ijswolkjes uit de spiraal. De aanwezigheid van de geaarde bus met koperkrullen heeft op de ladingen niet het minste effect gehad.

Een en ander maakt het zeer waarschijnlijk, dat de hier optredende positieve oplading niet door de rijpverdamping werd veroorzaakt. Concluderende mogen we daarom zeggen: de bovenbeschreven proeven met stromende koude lucht leren ons niets positiefs omtrent het electrisch karakter van de rijpverdamping.

Behalve over de besproken metingen hebben we nog de beschikking over twee waarnemingen van het verdwijnen van de rijpaanslag in een luchtstroom b o v e n 0°, nl. aansluitend op wn. 2 tabel II.

"Bij verdwijnen van de rijpaanslag positieve oplading tot ca. 250 mV" en aansluitend op wn. 3 tabel II: "Bij verdwijnen van de rijp geringe positieve oplading."

Veel waarde willen we aan deze weinige waarnemingen uit het begin van het onderzoek niet hechten, doch het volgende is hieruit wel duidelijk geworden: tot nu toe vinden we geen spoor van FINDEISEN's negatief opladingseffect bij verdwijnen van de rijplaag.

§ 6. Het aanvriezen van verstoven water (Vergraupelung)

Dit effect, voor de toepassing in de meteorologie van het grootste belang,

gaat volgens FINDEISEN gepaard met een zeer sterke positieve oplading (zie grafiek fig. 3).

We hebben getracht, de hierop betrekking hebbende laboratoriumproeven van FINDEISEN na te bootsen. Echter stuit vergelijking der metingen hier op veel groter moeilijkheden dan bij de proeven over berijping en verdamping. Immers baseert FINDEISEN's bewering over de positieve oplading zich in de cerste plaats op metingen, die door hem met een apparaat met open windkanaal uitgevoerd zijn in onderkoelde waterwolken aan een berghelling (Nebelhorn), terwijl zijn laboratoriumproeven met behulp van een verstuiver volgens zijn eigen opgave de "Rauhreifbildung" slechts op primitieve wijze te zien geven en dan ook een zeer veel geringer effect opleveren, dan de eerstgenoemde.

Bovendien is, waar hij de verstuiving in kamerlucht uitvoert, niet in te zien, waarom de druppeltjes in onderkoelde toestand op het oppervlak zouden moeten vastvriezen en gaat vergelijking met de proeven in natuurlijke nevel o.i. dus enigszins mank.

Behalve dat wij dus alleen de minst gunstige proeven konden trachten te verifiëren, komt er als tweede moeilijkheid nog bij, dat de gebruikte verstuivingsapparaten aanzienlijk kunnen verschillen, o.a. wat betreft aantal en grootte der geleverde druppels, hetgeen weer van invloed kan zijn op de grootte van het als begeleidend verschijnsel hierbij optredende LENARD-effect. We doen dus goed, de uitkomsten van deze verificatie met veel reserve te beschouwen.

Er zijn enkele waarnemingen gedaan, waarbij echter niet veel numerieke gegevens zijn genoteerd, zodat tabellarische verwerking weinig zin heeft. De temperatuur van de luchtstroom bedroeg steeds -9° C, de snelheid niet meer dan 0,5 m/sec. Terwijl de koude lucht langs het afgekoelde proeflichaam stroomde, werd door knijpen in de gummibal van de vaporisator enkele malen achtereen een hoeveelheid water in de lucht verstoven. Hierbij trad steeds een n e g a t i e v e potentiaalsprong aan het proeflichaam op; en wel vrij constant steeds ca. 50 mV per bespuiting. Soms werd ook het achter liggende rooster nog negatief opgeladen.

Stellen we de duur van een bespuiting bij benadering op 3 sec. en de per keer toegevoerde hoeveelheid lading op $49 \times 50 = 2450$ mVcm, dan vinden we voor $\frac{dQ}{dt}$, aannemende dat de naar de spuit toegekeerde helft van de proefcylinder geheel gelijkmatig door de druppels wordt getroffen, ca. 2.10^{-2} Vcm/cm². sec. Dit is dus een effect, dat ongeveer 10 maal zo groot is als de oplading door berijping. FINDEISEN vindt bij deze proeven (vgl. fig. 3):

 $\frac{dQ}{ds} = 0.2 \text{ Vcm/cm}^2 \cdot \text{sec},$

dus nog eens 10 keer zo veel als wij. (Oplading 3 V in 20 sec, werkzaam oppervlak 14 cm², capaciteit 17,6 cm).

Daar het door ons waargenomen effect wat het teken betreft juist tegengesteld is aan dat van FINDEISEN, terwijl de orde van grootte een factor 10 verschilt, is in beide gevallen aan geheel andersoortige werkingen te denken.

§ 7. De quaestie: "spanning" of "lading"

Men neemt waar, dat een lichaam, dat oorspronkelijk de potentiaal van zijn omgeving (aardpotentiaal) bezit, ten gevolge van rijpvorming op dat lichaam een potentiaalvariatie ondergaat. Men kan zich dan afvragen, wat nu bij dit verschijnsel essentieel is: wordt als gevolg van de rijpvorming door het lichaam een zekere hoeveelheid lading opgenomen, of heeft de vorming van de rijplaag ten gevolge, dat er een bepaald potentiaalverschiltussen het lichaam en zijn omgeving ontstaat? Deze vraag doet zich voor, wanneer men onbevooroordeeld tegenover het verschijnsel staat, dus zonder enige vooronderstelling ten aanzien van het mechanisme, waardoor het teweeggebracht wordt.

In het eerste geval, dus wanneer het een quaestie van ladingsverandering is, zal de begin-potentiaal, die het lichaam heeft ten opzichte van de aarde, op het verschijnsel niet van invloed mogen zijn. Is het echter zo, dat een berijpend oppervlak streeft naar een zeker vast potentiaalverschil met de aarde, b.v. een negatieve potentiaal van 2 Volt, dan zal de begin-potentiaal er natuurlijk wel toe doen. Laat men in dat geval de berijping beginnen bij een lichaamspotentiaal van + 4 Volt t.o.v. aarde, dan zal de potentiaal tijdens de berijping geen 2, maar 6 Volt moeten dalen, terwijl wanneer men reeds begint bij een potentiaal van b.v. - 4 Volt t.o.v. aarde, door de berijping de potentiaal juist 2 Volt zal moeten s t ij g e n.

Deze quaestie is dan ook inderdaad uitgemaakt door vergelijkende berijpingsproeven, waarbij voor het begin van de berijping het proeflichaam op een potentiaal van — 4 Volt werd gebracht. De windtunnel werd geaard gelaten. Hierdoor ontstond weliswaar een zwak veld tussen tunnelwand en lichaam, doch waar in geval van ladingtransport de verplaatsing der ladingen geschiedt door de luchtstroom in de richting van de as van de tunnel, konden we veilig aannemen, dat dit veld van weinig invloed zou moeten zijn. Wanneer daarentegen de veronderstelling van het vaste potentiaalverschil juist zou zijn, zou bij onze proef de oplading geheel van teken moeten omkeren.

Dit laatste bleek echter niet het geval te zijn: zo is o.m. waarneming 8 van tabel III (§ 1 van dit hoofdstuk) verricht bij een beginpotentiaal van — 4 Volt op het lichaam, terwijl toch een duidelijke en normale negatieve oplading plaats had.

Conclusie: Het essentiële van het verschijnsel is ladingstransport, niet instelling van een potentiaalverschil.

HOOFDSTUK V

NIEUWE METINGEN

Hieronder worden samengevat de metingen, die verricht zijn na het aanbrengen van de beide belangrijkste verbeteringen in de apparatuur: de "droge" koelmethode met de massieve messingcylinder, en het "gesloten circuit" voor metingen met koude lucht. Deze metingen onderscheiden zich dan ook van de in het vorige hoofdstuk behandelde, doordat ze betrouwbaarder quantitatieve gegevens opleveren.

De "nulmethode" hebben we hierbij al spoedig laten varen voor de methode van periodieke aflezing van de stand van de vrij bewegende electrometerdraad. Dit maakte bewerking van de meetresultaten in grafiekvorm op eenvoudige wijze mogelijk.

Fig. 9 vertoont twee voorbeelden van dergelijke berijpingskrommen.



Fig. 9. Potentiaalverloop tijdens berijping bij 2 verschillende windsnelheden: $S_1 : 1,0$ m/sec, $S_2 : 1,5$ m/sec.

§ 1. Metingen over berijping in koude lucht

Hieronder volgen enkele gegevens over de waarnemingen in tabelvorm: De metingen 25 t.e.m. 30 hebben betrekking op in het circuit gekoelde k a m e rlucht, de overige op al dan niet extra gekoelde b u i t e nlucht.

TABEL VI

No	Temp.	Snelh- lucht-	Duur +	Duur	Max.	Min.	$\frac{dQ}{dt}$ in V.	cm ⁻¹ . sec ⁻¹	Pire I I I
	in °C	in m/sec	ding in min.	ding in min.	in mV	pot. in mV	stijgende tak	dalende tak	Dijzonderneden
25	-2	1,4	2	?	90	500	4 .10-4	4 .10-4	sterke beniping
26	-2	1,9	0,8	?	30	500	3,6.10-4	3 .10-4	flink berijpt, minstens
27	+1,5	1,9	0,7	7	30	?	5 .10-4	1 .10-4	5 min.
28	b	1,4	4	?	80	7	2,2.10-4	2	geen daling
29	-1	1,5	13	?	250	?	1,5.10-4	?	langzaam berijpt,
30	-0,5	1,5	10	?	400	?	3 .10-4	?	geen daling als 29
31	1	1,5	1,5	9	80	600	4,5.10-4	7 .10-4	koude buitenlucht
32	-1	1,5	1	6	60	260	5 .10-4	5 .10-4	als 31. Bij begin
33	-6	1,6	3,5	7	20	120	1 .10-4	2 .10-4	pr. lich. nat. buitenlucht extra
34	-5	1,0	1,5	7	40	7	2 .10-4	0,5.10-4	als 33, goed berijpt
35	+1	1,7	3	10	80	100	4 .10-4	?	ala 38
36	+0,2	1,7	T	9	30	350	2,5.10-4	5,5.10-4	buitenlucht bij vorst
37	-7	0,6	4	12	90	450	2,5.10-4	4 .10-4	zware njp buitenlucht extra
38	+2	2,6	0	10	0	1000	7 .	12 .10-4	gekoeld, rijp dik buitenlucht
39	+2	2,6	0,25	19	10	1200	?	10 .10-4	als 38
40	+4	0,3	2	10	60	70	4 .10-1	1,5.10-4	buitenlucht,
41	+2,6	0,5	1,5	10	60	150	4 .10-4	2 .10-4	langzame stroom. als 40
42	+3	0,3	2,5	?	90	2	3 .10-4	3 .10-4	als 40

Deze tabel geeft dus een overzicht over een 18-tal metingen van de potentiaalvariatie bij berijping in koude stromende lucht. We kunnen nog geen conclusies trekken uit deze ene groep waarnemingen, maar willen toch alvast de volgende algemene kenmerken vastleggen:

1. Er is bij het begin van de berijping nu in vrijwel alle gevallen een positieve potentiaalvariatie geconstateerd. De duur hiervan varieert tussen ongeveer 1 en 4 minuten, waarna de richting van de oplading omkeert en de potentiaal verder dus daalt. In 't algemeen bestaat de potentiaalkromme dus uit een stijgende en een dalende tak. Uitzonderingen hierop vormen no. 38 (alleen een dalende tak) en de nos. 28, 29 en 30, waarbij geen daling plaats vond.

- 2. In die gevallen, waarbij wel daling plaats vond, is deze zonder uitzondering in totaal groter dan de voorafgaande positieve oplading, zodat de eindpotentiaal beneden de beginpotentiaal ligt.
- 3. De hoogte van het bereikte potentiaalmaximum is zeer uiteenlopend bij de verschillende gevallen, doch blijft in verreweg de meeste beneden 100 mV. De eindpotentiaal kan dalen tot ca. — 1000 mV, maar ligt meestal in de buurt van 500 mV beneden de beginpotentiaal.
- 4. De opladingssnelheid ligt voor de stijgende tak gemiddeld bij ongeveer 3.10⁻⁴ Vcm/cm².sec; voor de dalende tak liggen de waarden zo zeer uiteen, dat bepaling van het gemiddelde hier weinig zin heeft.

Zonder nog aan dit materiaal verdere conclusies te verbinden, willen we eerst een overzicht geven van de resultaten van de metingen bij hogere luchttemperaturen.

§ 2. Metingen over berijping in warme lucht

Onder "warme lucht" wordt verstaan: kamerlucht, die niet extra afgekoeld is. Hier volgt weer een overzicht in tabelvorm.

	Temp.	Snelh. Iucht-	Snelh. Duur Duur Max. Mir		Min.	$\frac{dQ}{dt}$ in V.	cm ⁻¹ . sec ⁻¹			
Nor	lucht in ^o C	in m/sec	opla- ding in min.	opla- ding in min-	pot. in mV	pot. in mV	stijgende tak	dalende tak	Bijzonderheden	
43	+ 20	0	0,5	5	20	70	3,5.10-1	1,3.104	ST. S. NEW	
44	+ 19	2	0,5	6	75	200	12,5.10-1	5.10-1		
45	+ 16	3,8	1	2	50	250	5 .10-1	12 .10-4		
46	+14	1,8	0,5	5	50	400	13 .10-4	17 .10-4	are imposite	
47	+ 19	1,8	0,5	7	60	350	10 .10-4	17 .10-4		
48	+13	1,8	1,5	9	60	300	3,3.10-4	8.10-1	vochtigheid 80 %	
49	+ 16	0,6	2,5	5	45	25	1,6.10-4	1,3.10-4	vochtigheid 57 %	
50	+ 16	1,2	1.25	3	30	50	3 .10-1	4 .10-1	vochtigheid 57 %	

TABEL VII

Algemene kenmerken van het spanningsverloop zijn hier:

- 1. Bij het begin van het berijpingsproces ook weer positieve oplading, en wel in alle gevallen. Duur hiervan 0,5 tot 2,5 min.
- 2. Daarop volgt een potentiaaldaling, die in totaal weer groter is dan de voorafgaande stijging.
- Het bereikte maximum komt niet boven + 80 mV. De eindpotentiaal blijft boven -500 mV.
- 4. De opladingssnelheid in de stijgende tak is hier in enkele gevallen veel groter dan in tabel VI (wn. 44, 46, 47). De overige komen goed met die van tabel VI overeen. In de dalende tak is $\frac{dQ}{dt}$ over het algemeen groot. (Uitzonderingen zijn de nos. 43 en 49.) Er wordt hier en deels ook in tabel VI enigszins de indruk gewekt, dat de snelheid $\frac{dQ}{dt}$ in de dalende tak evenredig is met de snelheid van de luchtstroom. Vgl. ook fig. 9.

HOOFDSTUK VI

OPLADINGSVERSCHIJNSELEN BIJ PLOTSELING VERSNELLEN VAN DE LUCHTSTROOM

§ 1. Beschrijving van de proef

Nadat het qualitatieve verloop van de potentiaalkromme tijdens berijping was vastgesteld, bleek het in verband met de opmerking aan het eind van de vorige § wenselijk, na te gaan, welke invloed op deze kromme werd uitgeoefend door verandering van de windsnelheid. Het was mogelijk, dit na te gaan voor windsnelheden groter dan 0,35 m/sec.

De benodigde lucht werd hiertoe van buiten aangezogen, oorspronkelijk via een luchtrooster in de buitenmuur van het laboratorium, aan de straatzijde op ongeveer 1,50 m boven de begane grond. Voor verdere bijzonderheden



Fig. 10. Schema van de opstelling voor berijpingsproeven in buitenlucht en voor expansieproeven

- 1. aanzuigbuis
- 2. voorkoeler
- 3. hygrometer
- 4. windtunnel
- 5. anemometer
- 6. proefcylinder
- 7. sonde voor meting van ladingen in de lucht

8. ventilator

- 9. exhaustor
- 10. expansievat; a....e: schuiven

in verdeelstuk

- 11, 12. electrometers
- 13. kwikmanometer
- 14. watermanometer

van de opstelling zie men fig. 10. Alleen willen we nog iets opmerken over de regeling van de windsnelheid. De windsnelheid werd geregeld, door aan de uitvoer van de ventilator een wijde buis aan te sluiten, voorzien van een zestal met kurken af te sluiten zijbuizen van verschillende diameter. Aan het uiteinde werd de wijde buis eveneens met een stop afgesloten; deze stop was doorboord door een nauwer buisje, waarvan de uitstroomopening door een gummislangetje met een schroefkraan meer of minder afgesloten kon worden. Door deze kraan te regelen, eventueel gecombineerd met het verwijderen van een of meer der kurken, kon de snelheid van de luchtstroom, afgelezen op de anemometer, gevarieerd worden tussen 3,5 en 0,07 m/sec.

Als algemene tendens bij berijpingsprocessen onder verschillende stroomsnelheden (boven 0,35 m/sec) komt naar voren, dat oplading en opladingssnelheid groter worden bij toenemende stroomsnelheid. Dit geldt zowel voor de stijgende als voor de dalende tak van de kromme.

We zullen hier nu eerst een verschijnsel bespreken, dat ons eigenlijk van de voorgenomen nauwkeurige metingen min of meer heeft afgevoerd, daar het door zijn merkwaardig karakter om nadere beschouwing vroeg.

In de loop van het onderzoek over de invloed van de stroomsnelheidsvariatie kwamen we er namelijk toe, tij dens de berijpingsperiode van het proefcylindertje door verwijdering van een der kurken de luchtstroom plotseling te versnellen, en wel van een beginsnelheid 0,3 m/sec tot een eindsnelheid van 2,6 m/sec. Hierbij verkreeg de proefcylinder dan plotseling een sterke positieve oplading, die zeer groot was t.o.v. de normale continue positieve oplading bij berijping, nl. van de orde van 100 à 200 mV. We zullen deze plotselinge grote potentiaalveranderingen in 't vervolg "sprongen" noemen.

Uit een groot aantal systematische waarnemingen hebben we nu gemeend te kunnen vaststellen, welke omstandigheden essentieel zijn voor het optreden van deze sprongen.

- § 2. Voorwaarden voor het optreden van de sprongen
 - A. In de eerste plaats is het voorkomen van de sprongen beperkt tot de periode van aangroeiende rijp.

Wordt de cylinder niet afgekoeld en wordt er dus geen rijp gevormd, dan heeft windsnelheidsverandering geen sprong ten gevolge. En 10 tot 15 minuten nadat de afkoeling van de cylinder is begonnen, wanneer de rijplaag dus een voor 't oog min of meer constante gedaante heeft aangenomen, is het verschijnsel ook niet meer te produceren.

B. Invloed van de windsnelheden

De snelheid van de luchtstroom, waarbij de berijping plaats heeft, noemen we beginsnelheid: v_1 ; de snelheid, die de luchtstroom bereikt bij de plotselinge versnelling, noemen we eindsnelheid: v_2 .

Het is gebleken, dat er een bovenste grens bestaat voor v_1 en een onderste grens voor v_2 ; tussen v_2 en v_1 moet dus een zeker minimum-verschil bestaan. Het is n i e t mogelijk, de sprongen te verkrijgen door trapsgewijze of door "continue" overgang van v_1 op v_2 .

De maximum-waarde van v_1 , waarbij door versnelling nog flinke sprongen ontstaan, kunnen we stellen op ca. 0,30 m/sec. Snelheden van deze orde konden we gemakkelijk realiseren met behulp van de kraan aan het uiteinde van de wijde buis.

Een minimum-waarde van v_2 was niet zo nauwkeurig te bepalen, daar we door het openen van de zijbuizen in verschillende combinaties niet precies konden komen waar we moesten zijn. In ieder geval bleek bij het wegnemen van de grote eindstop, dat de dan bereikte snelheid van 2,63 m/sec groot genoeg is.

C. Invloed van voorafgegane windsnelheden

De sprongen treden slechts dan op, wanneer het begin van de berijping heeft plaats gevonden bij een lage windsnelheid. Wanneer we de berijping laten beginnen bij een windsnelheid ≥ 0.5 m/sec, na één of twee minuten deze verlagen tot 0,16 m/sec en dan plotseling de eindstop wegnemen, zien we géén sprong optreden.

D. Noodzakelijk tijdsverloop tussen de sprongen

Wanneer we een sprong produceren b.v. door het openen van de eindstop, deze daarna sluiten en direct wéér openen, treedt geen tweede sprong op. Wachten we iets langer, b.v. een halve minuut, tussen eerste en tweede opening van de stop, dan kan een tweede sprong optreden, die echter aanzienlijk kleiner is dan de eerste. Het bleek noodzakelijk, ongeveer 2 minuten te wachten, opdat de tweede sprong geen invloed van de eerste meer ondervindt.

§ 3. De grootte van de sprongen

Er blijkt een zeer karakteristiek verband te bestaan tussen de grootte van de geproduceerde sprong en het stadium van de berijping, d.w.z. tussen de grootte van de sprong en de tijd, die verlopen is tussen 't inbrengen van het koude blok en het optreden van de sprong.

In tabel VIII vinden we van een groot aantal sprongenwaarnemingen de beschikbare gegevens genoteerd, nl. temperatuur en relatieve vochtigheid van de lucht, (de temperatuur onderscheiden in t_1 voor en t_2 na de proef), en verder de snelheden v_1 en v_2 . Verder komen in de tabel o.m. voor de grootten in mV van de waargenomen sprongen, gerangschikt in kolommen, waarboven vermeld is het aantal minuten, verlopen tussen het begin der berijping en het optreden van de sprong.

In verband met de opmerking onder D in § 2 van dit hoofdstuk werden in de meeste gevallen de sprongen geproduceerd met intervallen van 2 minuten en wel resp. 2, 4, 6, enz. min. na inbrengen van het afkoelend lichaam. Bij het doorzien van de tabel merken we een grote verscheidenheid in de grootten der sprongen. Evenwel valt de volgende regelmatigheid in vrijwel alle gevallen op: de sprong na 2 min. is betrekkelijk klein, die na 4 en na 6 min. zijn de grootste, ook na 8 min. vinden we nog een flinke sprong, daarna worden ze snel kleiner en ongeveer 14 à 16 min. na het inbrengen van het koude blok treden geen sprongen meer op. Voorbeelden zie fig. 11.



Fig. 11 a en b. Potentiaalsprongen bij kleine expansieverhouding (onderdruk 14 cm water): K 1,01.

De stippellijntjes stellen voor de gelijktijdige potentiaalveranderingen van de sonde ("7" in fig. 10).

TABEL	V	D	Π
-------	---	---	---

5

		Tem	p.	Rel	¥7 :	V :-	Onder-	bij-					-	A	ntal min
N	o.	in ^O	nt C	vocht- gehalte	cm/sec.	cm/sec.	druk in mm H.O	zonder heden	1/2			2		3	4
2		t ₁	tz				110				<u> </u>	_	*	_	
		2		2	24	225	2					21	0	52	5 26
1	2	7		7	23	225	?		12	5	9	0 7	0		350
)	3	7		2	23	225	?		7	0	10	0 37	0	210	520 12
(4	7		?	23	225	?		20	0	23	0 36	0	77	0 390
(5	6		?	23	225	?							30	
Ŋ	2.1				22	225								90	
(6	6		?	43	223	ſ								
1	7	10	8	2	22	263	2					41	0		
	1	10	Ŭ						-	i.		61	0		350
	8	10	R	2	49	263	7				-	5	0		1
J	0	10	Ŭ									11	0		3
)	a	10	8	7	21	263	?		100			32	0		- 41
	2	10	Ŭ							10		44	0		56
	10	10	8	7	33	263	?					50			80
	10	10				_						50			30
1	П	16	7,6	?	42	300	6 (?)	1.00				0		2	0
	12	11.2	7.8	7	16	300	2	220		8		140			480
	14	11,2										150			770
J	13	12	8	7	8	300	1.5					90			55
			- U -	5			1.1.1			1		60			35
	14	12.2	8	?	20	300	3		2			50			360
												125			200
	15	11.6	8	?	30	300	3.5					120			110
			_			~						40		1.1	40
	[16	- 9	7,7	?	41	263	6		10100		2	0		0	12-5
	11										3	0	Ľ.	0	
	17	10,2	8	?	34	263	4.5				1	90			30
-	_											110			50
	18	10,6	9	?	27	263	?	1				35			85
					5							90			80
	L 19	11,4	9	?	23	263	?					30			190
					12	1.1						35	ļ		225

*) De getallen boven de kolommen geven aan het aantal gehele minuten, verlopen na b van de berijping. Staat een getal b.v. tussen de kolommen "2" en "3", dan betekent dit dat d

TABEL	VIII	

- a	n de bi	erijping								BIL		Totale onlading	Gemiddelde
	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16 pol	Aanta	door sprongen in mV	spronggrootte in mV
5	0 19	0 120 1	00	90	N' U	51	0				9	2145	240
l	780	6	70 28	0 46)	60	10		0	0	11	3665	335
I	50 200	450				2	0		- 25		12	3330	275
5	0	210			9	0		ww.			10	3480	350
	60	08	40				40		20		6	270	45
	300		160				60	1. 2	0	10	5	1130	1 . T. S.
	5	0	2	0		2	0				4	150	40
ł	14	0	14	0		6	0				4	560	and the second
i	10	0		8	0		0	100		0	5	870	175
	9	0		3	0		0			0	5	1160	1. 1. 1. 1. 1.
1	0			0.06			÷			De la	3	70	25
2	0							1			3	170	
9	0	8	0		40			0			5	1240	250
3	0	8	0		30	14		0			5	1440	
2	5	21.1					1				3	155	50
1	0			. A							3	90	
	1.18								31		1	20	20
l	12	5	19	0	27	0		4.0		0	7	1455	210
l	10	0	9	0	7	0		30		100 0	8	1430	
2	0	31	0	42	0		100		30	0	7	1820	260
2	0	21	0	20	n		50		0	0	6	1100	
Ĩ		210		25	e <	-					5	1065	210
ļ		140	2	40					1		5	765	
								105			4	370	90
				2					-		4	110	
ļ	30		30			1			AL	- · ·	5	70	15
1	50		10		1						5	120	2
	1220		10	1931		1.18					2	120	60
	- S.		20								2	160	
		185		3	5	1	5	1	0		6	615	100
		90		5	0		0		0	14	5	580	
ľ	36	105		9	D		1				5	605	120
l	- Hiter	105		10	0					1	5	665	11 - Tal

is geproduceerd 2¹/₂ min. na het begin van de berijping. — De getallen in de kolommen geven de spronggrootte in mV. De cursieve getallen geven de overeenkomstige potentiaalvariatie op het rooster, zie § 6.

4

Vervolg TABEL VIII

	No.	Te lu in	mp. cht °C	Rel. Vocht-	V_1 in	V ₂ in	Onder- druk	bij- zonder		-		A	antal mi	in
		t ₁	ty	gehalte	cinjace.	cul/acc.	H ₂ O	heden	1/2		2	3	4	
	(20	10.6	0.4	-	22	262	2		1		00		210	1
	20	10,0	9,4	f - 1	25	205	3				90		310	l
	21	11.6	94	2	16	263	3			55 =	40		200	l
l		11,0	2,1			205	1						290	L
	22	10,3	9,4	?	27	263	2				35	1979	200	ł
		- N									20		320	ł
	(23	10.8	2	7	30	263	2	-			15			I
			1		1		-			10	20			I
	24	12,6	?	?	5	233	?			-	55		65	L
4			11/1×	1.5			2		6 1		70		50	l
	25	7	9,6	?	16	247	?		1		85		235	
											125		640	1
	26	10,4	9,6	2	5	247	2		3	10.00	70		80	ļ
								- A.		1.2	50		80	İ
	27	12,7	11	7	5	263	2			40	85		195	L
						- 37					100		250	L
	28	14,-	12,4	?	12	263	2		Sera	1.1	90		225	
					$\geq <$					2.00	150		390	
1	29	16	14	2	14	263	?	84 Q		1 6	40	0	195	
	20	140	1	1	, î	2/2							1.5	ł
	06)	14,5	1	- #~~	5	263	1				75		325	
	(120				(0(0)	2				45		300	
	51	12,5	1	1	0	(263)	1	12			220		160	l
Z	32	13.5	2	2	12	262	2				130	1.1	90	L
Į	52	1.2.2		1		205	-				200	1	115	
	33	13.3	7	7	= 13	263	2	1		50	15	50	00	L
	1	1212			15	202				15		50	35	
	34	13.3	7	2	16	263	?	· · · · ·		100		560	55	ľ
1	•		3			10					a =	270		L
	35	12.2	7		20	263	2			I II - 1	180	270	515	L
	6 1	20									90		240	l
1	36	?	5.8	7	21	263	7				45		150	
J										14	115		550	
1	37	7	5.8	7	21	263	2				40		65	
1		_	-13							12 1	80		125	

- 14	7 1
5	5
~	-

Vervolg TABEL VIII

an de b	erijping			230							Tetels seleding	Contractor
7	8	9	10	п	12	13	14	15	16 Iode	Aantal spronge	door sproagen in mV	spronggrootte in mV
1.50	260		110		55		25		10 0	8	1025	130
	350 415		100 100		16	0	7		25 I 20 0	07	1135	160
	90 110		18 17	5		35 30		See.	0	6	805 940	130
15	0 5	-	75				0			4	380 290	100
	100 70		195 40		4	5 0				6	655 510	110
	95 90		110 115		60 .40		20 0			7	765 1250	110
	165 <i>170</i>	-		200 ?			20 25			6 5	675	110
	110 <i>80</i>		30 25			40 25				76	685 680	100
	150 1 <i>3</i> 0		0 0		0		0			4	650 980	160
3 _2L	230		120	1.52	35					6	1170	195
	260 90		110 40		20 10					6	930 <i>540</i>	155
	11 3	0 0		50 25						5 5	660 <i>335</i>	130
	30 50		. ×.	10 <i>30</i>						5 5	720 670	145
20 25	010						5		- ¹¹	777	285 265	40
75 40		1	20	. 9	2		4		2	4	900 490	225
	65 <i>35</i>		0			23	.36		- 24	4	990 400	225
5	12 15	0								4	640 1615	160
0	220					<				4	465 895	115

Vervolg TABEL VIII

	No	Te	mp. cht	Rel.	V1 in	V ₂ in	Onder- druk	bij-		1		А	antal min
_		in t ₁	°C	gehalte	cm/sec	cm/sec	in mm H ₂ O	heden	1/2		2	3	4
	38	10	8,8	1	18	263	7	scherm			40		130
	/ 30	a	,	1	17	(262)	1				0		-200
2	55			l Č		(205)					100		120
	40	7	9	1	14	263	7	÷			-110		-220
							1			÷	- 40		
1	(41	?	5,7	7	12	263	2			32 -	35		70
		10	$\mathbb{M}^{n} \subset$								20		90
	42	10	?	2	15	263	?				21	0	
											40	0	
	43	?	7,5	?	17	263	◎ ? 🗉				6	0	
											-		1
	44	1	7,5	1	15	263	?				85		135
	40	17.6				040					100		300
	(45	13,5	f		15	263	1	scherm		4	55		80
	(46	16	7	1	L	263	2			5.2026	-60	15	-230
) í í .		<u> </u>	.		200	·	·				20	
	47	15	2	2	15	263	7					30	19
		100			23			_				-20	
I	(48	9	6,5	2	- 17	263	2			1.00	45		75
1	\$										50		200
	(49	11	7,5	2	8	263	2	scherm		12	5	0	
	50										-4	5	
	50		2,-	1	10	263	f				4	5 3	
	51	9	4.5	75	13	(263)	7				30	U	75
			1								50		440
1	(52	12	7,5	75	14	263	2				100		200
4	3						- 5	$=\infty$		1.	50		50
1	(53	?	8	?	16	263	?				40		110
										-	0		35
	54	11,5	2,5	15	15	263	1	-			40		335
ļ	55	11	75	75	15	263	2	(-201		20
						205	ĩ				-90		-210
	56	11	8	75	16	263	7	im!			100		220
	1	3						(ge	0.523.20		-70		-160

Vervolg	TABEL	VIII	
---------	-------	------	--

$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	an	de b	erijping									-	Totale onlading	Contractor
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		7	8	9	10	- 11	12	13	14	15	16 b	Aantal spronge	door sprongen in mV	spronggrootte in mV
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	0		6-8	5		90			St.			5	555	110
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $			110		225		45		20		0	4	-970	125
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	-		-170		-250	N	-90	1.0	-25		0	7	-1535	153
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			145		125		6	0		0		6	610	100
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			-				-			-		-		100
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			110			50						5	400	80
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			0		1	0						3	. 270	
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$						135			75		15	6	985	165
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			500			40			80		0	5	1430	
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		30	0		23	0	1		10			5	915	185
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	5	-			-		1.6		-		9	-		
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0			37	0		4	0		0		5	860	170
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	0			21	0		0		ATTRAC	0		4	860	
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			135		155		0					5	685	140
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			-360		-260	14 N	0					5	-1400	
$ \begin{vmatrix} 30 \\ -20 \\ 20 \\ 20 \\ 20 \\ 20 \\ 20 \\ 20 \\ $			50			1	0		1.50	1		3	85	30
$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			50		2		0					3	160	
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			100			20						4	180	45
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			160		E	20	-					-		
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$			200		12	0		0				5	445	90
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		1.0	5		10	0		45		1		5	880	
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		-4	0		-10	0		42				5	540	110
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		19	0				9	0		1		4	-405	150
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		-4	0		-20			0				3	-280	150
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			170	144.2	240		130		100		75 20	9	1030	115
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			340		560		250		125		30 0	8	2325	
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			90		50		25		20	1		7	675	95
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	6		20		40		60		10			7	260	
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$			60	1	90		15					6	415	70
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			0		35		0					3	110	
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$			90			50	•			1		-		
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$			20		220	35	50		70			-	-	7.671
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$			-100		43U _A0	-	00		/0		15	8	980	120
			220			100	U		25			4	-150	100
			0			-20			0			4	450	160

Vervolg	TABEL	VIII
---------	-------	------

No.		Te	mp.	Rel.	V. in	V. in	Onder-	bij-				A	antal mi	
	ł	lo.	in	°C	vocht-	cm/sec-	cm/sec.	in mm	zonder	1/2	1	2	3	A
			t	l t ₂	gehalte	12.00		H ₁ O	heden	12		-		
Voorb	†	57	(14)	(9,5)	80	14	263	7	(géén scherm)	-	1	190		325
eeld ikt	ſ	58	12	1	68	14	263	?	6		-	120		40
	ł	59	12	7	70	13	263	7		1		35		35 60
		60	12	7	< 72	16	263	?		-		0 160		10 490
		61	11.3	8	70	17	263	7				0		170
	3											50		270
	-{	62		8	-58	15	263	1			1	25 15		50 20
		63	?	7	66	14	263	7		_	- 58	35 20		35 25
	ſ	64	13,5	?	58	16	263	?		-	8	30 180		50
		65	13,5	1	58	16	263	?				100		230
	l	66	12,5	87	61	16	263	?		-		250		2
	5	67	13	?	62	13	263	7	•			-		40
	(68	13	1	62	13	263	7	-			85 10		345
		69	11,5	7	73	15	244	7	ruoster aoma	-		170 -40		500 -120
		70	14,6	?	61	16	247	1	arcy.			90 30		230
		71	15,5	?	75	=14	256	2	rooster soms			285		375
		72	16,5	7	90	14	217	10,6 cm H2O	neg. kleine eind- sne'heid!		c.	20		110

Vervolg	TABEL	VIII
---------	-------	------

v	an de b	erijping				Ruit	1638					Totale opinding	Gamiddalda
	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16 20	Anntal	door sprongen in mV	spronggrootte
;		160	1	70		50				2 005	6	1100	185
)		-45	1922	-70		-10		18		21	6	- 505	105
5	3	175	100	100		40		- 1	0		6	715	120
2	A 45	0	-	0		. 0	$0 \approx 1$	1.29	0		2	125	120
;			70	11.21	7	0		14 C			5	320	65
5			20		2	0					5	65	
)		300		12	0	9	0			*	6	1360	225
2		60	1	3	0	2	0				5	320	
;	6-8-	30		25		1.1			20 8		5	530	105
)		?		30		0.5		- 1			-	_	
;		40		15				2			5	265	55
2		50		0							4	185	
)		10		1.10				- 0.		1.7.1	4	110	30
)	25	10					-	1 de			4	75	1
6	0	20		21	0			1996			- 4	160	40
	0	0			0			1.01	1.1		2	200	
)		0							1.1.1		3	340	115
)						-			The lates	5	3	155	
	470										4	1015	255
	300		50	0		terror la	1222				2	450	
)		80			0			1			3	340	115
)	1.0	30			0					/	3	330	
	460		7	0		50	100				5	1010	200
	400		3	5	1 22	10					5	715	
i.		100		135		1	10		0		6	1140	190
)	6	30		20			0		0		-	_	
1	(PITP)	. 80	1	60							5	700	140
1	1	20		10						i-1-3	5	260	
i	3	250	1	0		0	IN S				4	1445	360
1		-90	1	0		0					-	_	
1		10		10		5		1			5	220	45
						100 L		12.18					

Bepaald werd de gemiddelde grootte der sprongen uit alle daarvoor in aanmerking komende metingen, nl. uit die, waarbij de sprongen inderdaad uitsluitend 2, 4 enz. minuten na het begin optraden. Metingen, waarbij door bijzondere omstandigheden (b.v. een te hoge v_1 , zoals bij no. 17) de sprongen abnormaal zijn, werden hierbij niet meegeteld. Zo werd gevonden:

Sprong	na	2	min.	gem.	90	mV.;	met	een	spreidi	ng van	70	mV.	
33	22	4	29	39	195	79	22	- 22	39	37	130	77	
33	32	6	29	99	190	29	33	27	22	39	100	29	
37	,,,	8	79	77	135	77	97	32		5 39	75	72	
**	79	10	33	22	95	= ",		22	73	- 22	75	23	
22	79	12	23	22	40	79		22	77	79	35	79	
72	33	14	29	93	30		. Sp	reidi	ng niet	bereke	nd v	vegens	te
										klein a	antal	gevall	en

Onder spreiding of middelbare afwijking wordt verstaan $\sigma = \sqrt{\frac{\Sigma (x - \overline{x})^2}{n-1}}$, waarbij x = de grootte van de waargenomen sprong, n = het aantal en $\overline{x} =$ het rekenkundig gemiddelde van de meegetelde sprongen uit de betreffende kolom.

Uit de getallen, die de spreiding aangeven, zien we, dat de grootte van de sprongen bij de verschillende waarnemingen sterk uiteenloopt. Het is zeer lastig, enig verband te vinden tussen de grootte van de sprongen en de diverse gevarieerde omstandigheden. In de volgende § zullen we deze invloed systematisch nagaan.

§ 4. Invloed van de variabele factoren op de grootte der sprongen

A. De temperatuur van de luchtstroom

Er is geen aanwijzing, dat de hoogte van de begintemperatuur van enige invloed is op de grootte der sprongen. We hebben bijna alle waarnemingen dan ook gedaan zonder extra afkoeling. Natuurlijk mag het niet zo warm zijn, dat er geen behoorlijke rijpvorming kan optreden. Men ziet in de tabel t w e e temperatuurkolommen: t_1 is de temperatuur van de langzame luchtstroom bij het begin van de proef, t_2 de temperatuur van de snelle stroom na het openen van de wijde buis. Deze laatste is steeds de laagste van de twee; hiervoor zijn twee oorzaken aan te wijzen: in de eerste plaats wordt de van buiten aangezogen lucht, die in den regel kouder is dan de lucht binnenshuis, bij langzaam doorstromen méér verwarmd dan bij snel doorstromen (de thermische isolatie was lang niet volmaakt), in de tweede plaats treedt ook afkoeling door adiabatische expansie op, waarover nog nader gesproken zal worden.

B. De relatieve vochtigheid

In tegenstelling tot de temperatuur is het relatieve vochtgehalte van de lucht van zeer groot belang voor de grootte van het verschijnsel. De grafiek (fig. 12) geeft de totale oplading als functie van het relatief vochtgehalte.



Fig. 12. Gemiddelde totale potentiaalvariatie door sprongen als functie van de relatieve vochtigheid der lucht

De punten stellen gemiddelde waarden voor van een aantal metingen bij ongeveer gelijke vochtigheid. Hoewel de afwijkingen ook hier weer groot zijn, blijkt er toch duidelijk uit, dat het verschijnsel helemaal niet optreedt, wanneer de relatieve vochtigheid der lucht lager dan 50 % is. De zichtbare rijpvorming is in dit geval ook vrij gering.

C. De snelheden v₁ en v₂

In § 2 is reeds opgemerkt, dat de beginsnelheid v₁ gebonden is aan een bovenste grens van ongeveer 0,3 m/sec. Wanneer we van de waarnemingen uit de tabel de totale oplading uitzetten tegen v₁, krijgen we een vrij onregelmatige puntenwolk, die ongeveer begrensd wordt door een rechte lijn: $Q = -52,3 v_1 + 2250$, waarbij Q = totale oplading in mV en v₁ = aan-

TABEL IX

II.

16					
14					0
12 in Ver	120	-		(80) 10	160
01	150	75		320	380
8 Bantinat	340	(120)	120	(600)	660
6 Botte ho	(400)	210	30 i	0/01	(700)
4	460	(150)	(?) 15	(900) 410	660
3	450	45	220	6201	425
Aantal minuten na begin der beriiping			.		
Onderdruk in cm water	$p^{I} = 14$ $p^{II} = 2$	-	p ^I = 9 p ^{II} = 6,4	p ¹ = 7 p ¹¹ = 4	p ^I = 7 p ^{II} = 4
V _s in cm/sec	$\begin{cases} V_{3}^{1} = 280 \\ V_{3}^{11} = 190 \end{cases}$	$\begin{cases} V_{3}^{I} = 240 \\ V_{3}^{II} = 190 \end{cases}$	$\begin{cases} V_{z}I = 300 \\ V_{z}II = 244 \end{cases}$	$\begin{cases} V_{a}^{I} = 350 \\ V_{a}^{II} = 263 \end{cases}$	$\begin{cases} V_3^{\rm I} = 350 \\ V_2^{\rm II} = 263 \end{cases}$
V ₁ in cm/sec	17	16	4	17	16
Rel. vocht- gehalte in ⁰ /0	70	55	85	100	99
in °C	15	13	14	15	16,5
No	73	74	75	76	77

opgetreden zouden zijn indien de eindsnelheid niet gereduceerd zou zijn

58

vangssnelheid in cm/sec. Mogelijk ligt de beste waarde van v_1 , d.w.z. die, waarbij gemiddeld de grootste sprongen ontstaan, bij ongeveer 16 à 18 cm/sec., maar erg duidelijk is dit niet. De rechte lijn geeft aan de maximaal te verwachten totale oplading bij een bepaalde beginsnelheid.

Om de invloed van de grootte van de eindsnelheid na te gaan, die uit de tabel niet voldoende blijkt, zijn enkele speciale metingen verricht, waarbij tijdens een en hetzelfde berijpingsproces beurtelings sprongen werden geproduceerd met verschillende eindsnelheden. Dit, om de invloed van alle andere factoren zoveel mogelijk te elimineren. De gewone tussenpoos van twee minuten werd ook hier in acht genomen. De resultaten van enkele dezer metingen vindt men in tabel IX.

Uit deze gegevens blijkt overtuigend, dat bij groter wordende eindsnelheid de grootte van de sprongen ook sterk toeneemt. Bijvoorbeeld bij no. 76 zijn voor v^{II} = 263 cm/sec de sprongen van 410 mV op de 4e minuut, resp. 50 mV op de 8e en 10 mV op de 10e minuut normaal te achten voor deze eindsnelheid (vgl. tabel VIII). De op grond van de grootte der "naburige" sprongen geschatte grootte der sprongen, die op deze momenten opgetreden zouden zijn bij de hogere eindsnelheid v^I = 350 cm/sec, nl. resp. 900, 600 en 80 mV, ligt daar aanzienlijk boven. Op deze zeer snel toenemende grootte der sprongen bij grotere eindsnelheid komen we nog terug in § 9.

D. Invloed van de aard van het oppervlak op de sprongen

Er zijn twee waarnemingen gedaan om de invloed van de aard van het oppervlak van de cylinder op de sprongen na te gaan.

In de eerste plaats werd het oppervlak van de gladde messingcylinder bedekt met een dun laagje glycerine. Dit bleek echter in hoge mate de vorming van ruige rijp te belemmeren; sprongen treden dan niet op.

Daar rijp zich bij voorkeur afzet op uitsteeksels en scherpe kanten, meenden we het verschijnsel te kunnen versterken, door de gladde cylinder te vervangen door een, eveneens van messing vervaardigde, cylinder, waarin een schroefdraad met smalle scherpe gangen was gesneden. Hiermee vonden we inderdaad een sterke vorming van ruige rijp, doch sprongen traden vrijwel niet op!

§ 5. Adiabatische expansie essentieel voor het optreden van sprongen

Bij een stroomsnelheid van 280 cm/sec heerst in de windtunnel een

onderdruk van 14 cm water. (Dit werd gemeten door in de wand van de tunnel ter hoogte van het proeflichaam een kleine opening te maken met een zijbuisje, waaraan een open watermanometer werd verbonden.) Bij windsnelheden van de orde van 15 tot 30 cm/sec is de onderdruk echter slechts 2 tot 6 mm water. De tunnel is tegen warmte-uitwisseling genoegzaam geïsoleerd en de snelheidsvergroting geschiedt binnen een zeer kort tijdsbestek. Wordt dus de eindstop geopend met het doel, een sprong te veroorzaken, dan vindt in de tunnel een adiabatische expansie plaats, waarvan het temperatuureffect wordt bepaald met behulp van de formule:

$$\frac{\mathrm{dT}}{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{C}_{\mathrm{p}} - \mathrm{C}_{\mathrm{v}}}{\mathrm{C}_{\mathrm{p}}} \cdot \frac{\mathrm{dp}}{\mathrm{p}} = 0.288 \cdot \frac{\mathrm{dp}}{\mathrm{p}},$$

(zie RAETHJEN: "Einführung in die Physik der Atmosphäre", I, p. 46.)

Voor kamertemperatuur betekent dit bij drukverlaging van 13,6 cm water een temperatuurverlaging van iets minder dan 1,1°C. (Deze formule geldt voor droge lucht, voor vochtige lucht zou de temperatuurverlaging dus nog iets geringer zijn.)

Dat deze adiabatische expansie essentieel is voor het optreden van de sprongen, kon worden aangetoond, door tijdens berijping een plotselinge versnelling van de luchtstroom te bewerkstelligen door het openen van een schuif, die in het windkanaal was aangebracht vóór de tunnel. Bij een versnelling van 16 op 300 cm/sec werden hierbij geen sprongen waargenomen.

§ 6. De oplading van de langsstromende lucht tijdens het optreden van de sprongen

Getracht werd, de oplading van de langsstromende lucht tijdens de productie van de sprongen na te gaan. Hiertoe werd waargenomen de potentiaalvariatie van een geïsoleerd fijnmazig messing rooster (plaat met groot aantal cirkelvormige openingen, diameter 3 mm), dat op een afstand van 20 cm achter de proefcylinder in de luchtstroom werd geplaatst (zie hoofdstuk 3, § 8). Verwacht mag worden, dat dit rooster althans een deel van de door de luchtstroom meegevoerde ladingen zal opnemen.

Merkwaardigerwijze vonden we, dat dit rooster, tegelijk met de positieve sprong op de cylinder, dikwijls eveneens een positieve potentiaalsprong vertoont! En wel in vele gevallen een hogere sprong dan de cylinder. Het verloop van de sprong-grootte met de tijd komt in grove trekken overeen met dat van de sprongen van de cylinder. Men vergelijke tabel VIII, waar de cursieve getallen onder de getallen die de potentiaalvariatie van de cylinder aangeven, de simultane potentiaalvariatie van het rooster voorstellen.

Daar de capaciteit van het rooster 35 cm bleek te bedragen, dus slechts iets minder dan die van de cylinder, was in de meeste gevallen de op het rooster opgevangen totale lading zelfs hoger dan die op de cylinder.

Een uitzondering vormen de sprongwaarnemingen nos. 55, 56, 57, 69 en 71, waarbij het rooster geheel of gedeeltelijk een tegengestelde, dus negatieve lading verkreeg. Het is voorshands volkomen onduidelijk, waaraan dit toe te schrijven is. Verwacht werd, dat in alle gevallen de lading van het rooster tegengesteld zou moeten zijn aan die van de cylinder; de resultaten waren hiermee voor een deel in tegenspraak. Wel vonden we een middel, om de "gewenste" negatieve ladingen op het rooster te voorschijn te brengen. Dit middel bestond in het aanbrengen van een "scherm", zijnde een geaarde plaat van dezelfde makelij als het rooster, in de windtunnel ongeveer halverwege tussen het rooster en de cylinder. De waarnemingen nos. 38, 39, 45, 49, 50, waarbij van dit scherm gebruik gemaakt werd, vertonen alle een reeks n e g a t i e v e potentiaalsprongen op het rooster.

We probeerden ook nog, wat de gevolgen zijn, als we de tunnel anders gericht op de luchtstroom aansluiten, dus zo, dat de lucht eerst het rooster en daarna de cylinder passeert. Het bleek dat het rooster dan helemaal geen sprongen vertoonde, wat wel te verwachten was, gezien het feit, dat ook de niet-afgekoelde cylinder het verschijnsel niet vertoont.

§ 7. Pogingen tot verklaring van de waargenomen oplading

Aanvankelijk hadden we ter verklaring van het waargenomen effect de volgende hypothese opgesteld:

- a. Bij contact tussen ijs en lucht wordt het ijs positief opgeladen, de lucht negatief. Vgl. SOHNCKE (25).
- b. Bij plotseling versnellen van de luchtstroom krijgt men versterking van deze positieve oplading door toegenomen contact tussen lucht en ijs.
- c. Als nevenverschijnsel geschiedt het volgende: de toestromende lucht, die warmer is dan het ijsoppervlak, neemt daarvan deeltjes mede, die reeds een positieve lading kunnen hebben, en zet die op het rooster af, waardoor ook dit een positieve lading krijgt.

Er waren echter belangrijke argumenten hiert eg en aan te voeren, nl.:

- a. Hiermede werd niet verklaard, waarom de intensiteit van het verschijnsel toeneemt met toenemende luchtvochtigheid. Het zou in dit geval met droge lucht het best moeten lukken.
- b. Het was niet duidelijk, waarom het effect afhangt van het stadium van de berijping en na enige tijd geheel ophoudt.
- c. Vooral was dan niet te verklaren, waarom het effect niet optreedt, als we de versnelling van de luchtstroom teweegbrengen door het openen van een schuif voor de windtunnel, dus met vermijding van adiabatische expansie.

We hebben daarom gemeend, bovengenoemde "verklaring" te moeten vervangen door een andere, waarbij het essentiële meer gezocht werd in de a d i a b a t i s c h e e x p a n s i e, en waarbij de vermelde bezwaren wegvallen. Deze redenering is als volgt:

De eerste rijplaag, die zich afzet op de cylinder, bezit een gepolariseerde structuur. Als gevolg hiervan vormt zich een dubbellaag, waarbij we de negatieve lading aan de buitenkant moeten veronderstellen.

De langsstromende lucht bevat waterdamp en condensatiekernen (over de grootte hiervan veronderstellen we nog niets).

Plotseling openen van de eindstop veroorzaakt a dia batische expansie, waardoor waterdamp op de kernen condenseert. De kernen worden hierdoor in hun beweging vertraagd. Deze kernen bezitten voor een deel positieve of negatieve ladingen (34, 35, 36).

De negatief geladen buitenkant van de dubbellaag trekt nu de druppeltjes, welke zich op een positieve kern gevormd hebben, aan; deze geven hun lading aan het geïsoleerde systeem af, dat daardoor positief wordt opgeladen.

De afhankelijkheid van het vochtgehalte wordt nu begrijpelijk: als de relatieve vochtigheid beneden een zeker minimum ligt, heeft geen condensatie plaats en worden geen vertraagde kernen opgevangen. Wáár dit minimum zal liggen, hangt behalve van de grootte van de expansie, ook af van aard en grootte der kernen.

Ook het verband tussen de grootte der sprongen en het moment, waarop ze geproduceerd worden, wordt nu duidelijk. Onmiddellijk na het begin van de berijping heeft de dubbellaag zich nog niet voldoende ontwikkeld om een behoorlijk aantal geladen deeltjes te vangen. Dat het ver-
schijnsel na enige tijd ophoudt is een gevolg van de structuurverandering van de rijplaag: als deze "ouder" wordt, gaat de polarisatie verloren en dus ook de voorkeur voor het vangen van positief geladen druppeltjes.

Men kan ook inzien, waarom geen twee sprongen vlak na clkaar geproduceerd kunnen worden. Bij een sprong wordt de negatieve buitenkant van de dubbellaag met positieve ladingen verzadigd; tevens wordt de structuur van de bestaande rijplaag door de stoot waarschijnlijk verstoord en er is een zekere tijd nodig om deze te herstellen. Pas daarna kan een nieuwe expansie weer een nieuwe sprong ten gevolge hebben.

Er bestaat blijkbaar een optimale geschiktheid van de rijpstructuur tot het vangen van positieve deeltjes, die bereikt wordt 1 tot 3 minuten, nadat de berijping is aangevangen en die enige minuten daarna weer vermindert. Mogelijk houdt dit verband met de dikte van de laag en de temperatuurgradiënt in de laag. Laat men een rijplaag zich rustig gedurende b.v. 8 à 10 minuten ontwikkelen bij constante lage windsnelheid zonder expansies, dan kan men daarna door expansie geen sprongen meer te voorschijn roepen. Waarneming 67 van tabel VIII is een overgangsgeval: hier werd na 4 min. de eerste sprong geproduceerd; blijkbaar ging dat nog net: het is een sprongetje van 40 mV, waarna we dan met de gewone tussenpoos er nog enkele kunnen laten volgen, maar het wordt in géén geval een in zijn geheel 2 minuten opgeschoven serie. Er kunnen dus 8 à 10 min. na het begin alleen dan nog sprongen ontstaan, als er van te voren structuurverstoringen door sprongen hebben plaats gehad. Dat men op die manier niet onbeperkt door kan gaan, zal te wijten zijn aan het op den duur te warm worden van het proeflichaam, waardoor smeltingsverschijnselen gaan optreden.

Versnellen van de luchtstroom zonder meer, dus niet samengaand met adiabatische expansie, heeft natuurlijk geen sprongen ten gevolge, omdat daarbij niet i n e e n s een groot aantal geladen deeltjes ter beschikking komt. W e l zal met versnellen van de luchtstroom gepaard kunnen gaan een versterking van de "normale" z.g. continue oplading, omdat er per tijdseenheid des te meer geladen deeltjes op het proeflichaam botsen, naarmate de windsnelheid hoger is. Dit is ook wel in overeenstemming met het experiment; vgl. hoofdstuk 6 § 1.

Overigens is er in de gang van zaken bij de berijping onder constante windsnelheid nog veel onduidelijk. De geringe positieve oplading in de eerste minuten zou men althans qualitatief kunnen verklaren: dan vormt zich namelijk de electrische dubbellaag met negatieve buitenkant, die positief geladen deeltjes welke met de luchtstroom worden aangevoerd, aantrekt. Deze positieve oplading duurt dus slechts zo lang als de dubbellaag in stand blijft, d.w.z. bij geringe windsnelheden ca. 1 à 3 minuten. Dat ze veel geringer moet zijn dan de oplading, die bij het sprongverschijnsel optreedt, is ook duidelijk: er worden nu namelijk geen deeltjes geïmmobiliseerd, doch slechts "toevallig" voorbijkomende deeltjes gevangen. Over de quantitatie ve mogelijkheid hiervan kunnen we als volgt een schatting maken:

Stel we hebben een positieve oplading tot 80 mV. in de eerste 2 minuten, $=\frac{2}{3}$ mV/sec. Capaciteit proeflichaam ca. 50 cm, het lichaam ontvangt dus per sec een lading van

$$\frac{\frac{2}{3} \cdot 50 \cdot 10^{-3} = \frac{1}{30} \text{ Vcm} = \frac{1}{30} \cdot 1, 1 \cdot 10^{-12} \text{ Coulomb} = \frac{1 \cdot 1, 1 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{19}}{30 \cdot 1, 6} = 23 \cdot 10^4 \text{ el. elementairladingen.}$$

Een normale windsnelheid hierbij is 1,5 m/sec (zie hoofdstuk 5, § 1, tabel VI). Veronderstellen we nu gemakshalve, met een laminaire stroming te doen te hebben, dan berekenen we, de doorsnede van het proeflichaam loodrecht op de windrichting op 30 cm² stellende, dat deze 23.10⁴ elem. ladingen aangevoerd zijn door 4500 cm³ lucht; dit betekent, dat deze lucht ladingdragers moet bevatten tot een bedrag van minstens ca. 50 el. ladingen per cm³ (wat gemakkelijk kan) (35).

Tenslotte merken we nog op, dat het zeer goed mogelijk kan zijn, dat de duur van de periode, gedurende welke de dubbellaag blijft bestaan, afhankelijk is van de luchtbeweging over het rijpoppervlak. Op die manier zou bijvoorbeeld verklaard kunnen worden, dat bij de proeven volgens LANCE de negatieve potentiaal boven het rijpoppervlak zo lang blijft bestaan.

Voor het n e g a t i e v e potentiaalverloop, dat enkele minuten na het begin van de berijping gaat optreden, kan helaas van dit standpunt uit nog geen verklaring worden geboden; dit wordt ook wel als een zwakke plek in de redenering gevoeld, doch ook FINDEISEN weet hier alleen op zeer gewrongen wijze een oplossing voor te geven.

Er blijft intussen nog veel onbevredigends in deze hypothese. Met name kan men zich moeilijk indenken, dat de berekende zeer geringe afkoeling van slechts ca. 1° C, die ten gevolge van de adiabatische expansie optreedt, een dergelijk vertragend effect op kernen in de lucht zou uitoefenen. In 't algemeen vindt men in de literatuur, dat electrische processen in de atmosfeer slechts onder zeer buitengewone omstandigheden een rol spelen bij de coagulatie en bij de onderlinge aantrekking van deeltjes in 't algemeen (35). Veeleer treden dampspanningsvariaties hierbij op de voorgrond. In de buurt van het zeer koude proeflichaam heerst uiteraard een sterke dampspanningsgradiënt. Gebleken is, dat in wolken, waarin ijskristallen en onderkoelde waterdruppels naast elkaar voorkomen, de eerste aangroeien op kosten van de laatstgenoemde (37). We willen de mogelijkheid niet uitsluiten, dat ook in ons geval een dergelijke aanzuiging plaats vindt, waarbij mogelijk ladingen meegesleept zouden kunnen worden.

§ 8. Onderzoek van rijpkristallen met de polarisatiemicroscoop.

We hebben langs andere weg nog een indicatie ontvangen voor de juistheid van de veronderstelling, dat de structuur van een rijplaag gedurende de eerste minuten na het begin van de ontwikkeling essentieel anders is dan die van een oudere rijplaag.

In het Laboratorium voor Algem. en Anorg. Chemie te Amsterdam werden we in de gelegenheid gesteld, het volgende experiment uit te voeren:

Op een glazen plaatje, dat zich tussen twee gekruiste nicols bevindt, wordt rijpafzetting (uit de lucht) te voorschijn geroepen, door het plaatje af te koelen met behulp van een er op geplaatste koude koperen ring. Het plaatje wordt met doorvallend licht bekeken door een polarisatiemicroscoop. In de tubus van de microscoop is een rood filter geplaatst ("rood van de eerste orde"). Treedt dubbele breking op, dan maakt de waargenomen rode kleur plaats voor licht van een andere golflengte.

We zien nu het volgende:

5

Bij het begin van de berijping zetten zich eerst een aantal afzonderlijke fijne hexagonale plaatjes af, die een diameter hebben van de orde van enkele $\mu \mu$. Even later vormen zich "boompjes" samengesteld uit grotere kristallen, waarvan de vorm niet duidelijk is. Hierbij treedt nog geen dubbele breking op.

Bij het aangroeien van de rijplaag zien we 2 à 3 minuten na het begin de rode kleur plaats maken voor andere kleuren, d.w.z. er is nu dubbele breking, dus de kristalassen zijn nu niet langer allemaal loodrecht op het basisvlak georiënteerd *).

^{*)} Aan Mej. Dr C. H. MAC GILLAVRY betuigen wij gaarne onze dank voor de bereidwilligheid, waarmede zij ons behulpzaam was bij de uitvoering van deze waarneming.

§ 9. Aanwezigheid van condensatie-kernen noodzakelijk voor het optreden van sprongen

Bij de in de voorafgaande § gegeven hypothese omtrent de oorzaak van het sprongverschijnsel werd dus aangenomen, dat de oplading tot stand komt, doordat de rijplaag geïmmobiliseerde stofkernen met lading van een bepaald voorteken aantrekt of, wat voor de waarneming op hetzelfde neerkomt, doordat dergelijke kernen door aantrekking de oorzaak zijn, dat ijsdeeltjes van de rijplaag afbreken. Zouden dergelijke kernen niet in de luchtstroom voorkomen, dan zou het sprongverschijnsel dus ook niet optreden. Men kan dus een aanwijzing voor het al of niet juist zijn van de geopperde gedachte vinden, door na te gaan, of men de sprongen kan reduceren of zelfs geheel kan doen verdwijnen, door de lucht, voordat deze in de tunnel komt, zoveel doenlijk stof- en kernvrij te maken. Om dit laatste te bereiken, werd de lucht gefilterd door een strak uitgespannen doekje van fijn geweven katoen. Dit filter werd ofwel direct voor de aanzuigopening, ofwel vlak voor de windtunnel zelf aangebracht. De overige omstandigheden, waaronder de proef plaats heeft, moesten daarbij zoveel mogelijk ongewijzigd blijven. Met name moest de vertragende werking, die het filter heeft op de luchtstroom, worden opgeheven. Daar bij de doorgaans gebezigde eindsnelheid de aanzuigventilator reeds op zijn volle capaciteit werkte, vereiste dit de hulp van een tweede ventilator, die parallel aan de eerste werd aangebracht.

We herinneren er aan (zie § 1 van dit hoofdstuk), dat de voor de sprongproeven gebezigde lucht werd aangezogen via een luchtrooster in de buitenmuur op ongeveer 1,5 m boven de straat. Uiteraard bevat een dergelijke lucht midden in de stad een grote hoeveelheid stofkernen. H. ISRAEL (34) geeft b.v. als resultaat van bepalingen met de kernteller van AITKEN van stadslucht in Frankfurt a. M. een gemiddelde van de orde van 50000 kernen per cm³! Dit bleek ook wel overtuigend uit het zeer spoedig vuil worden van de filterdoekjes. Bovendien bleek de stofzuigerslang, waardoor de lucht van het luchtrooster naar de tunnel werd geleid, ook een bron van verontreiniging te zijn, doordat dikwijls veel roestdeeltjes in de luchtstroom werden meegevoerd.

Deze slang plus de wijde verticale zinken buis werden daarom vervangen door goed gereinigde glazen buizen, die vis een opening in het raamkozijn uitmondden op een hoogte van circa 5 meter boven de straat. Hierdoor kon met wat zuiverder lucht worden gewerkt. Uit de waarnemingen blijkt nu, dat het sprongeffect door de aanwezigheid van het filter geheel te niet wordt gedaan! Dit is dus in overeenstemming met de verwachting.

De metingen konden worden verricht onder omstandigheden, geheel overeenkomend met die van tabel VIII.

> v_1 variërend van 0,15 tot 0,18 m/sec v_2 ,, ,, 2,03 ,, 2,47 ,, relatief vochtgehalte tussen 56 en 90 % temperatuur tussen 14° en 17° C.

De aanwezigheid van het filter is dus als de enige oorzaak van het wegblijven der sprongen te beschouwen.

Bij enkele waarnemingen traden merkwaardigerwijs kleine negatieve sprongetjes op, van de orde van 20 mV; omtrent de oorzaak hiervan tasten we volkomen in het duister.

§ 10. Invloed van de grootte der expansieverhouding op de grootte van het sprongeffect

Nadat door de voorafgaande metingen enige steun was verkregen voor de veronderstelling dat inderdaad de adiabatische expansie essentieel is voor het optreden van het sprongeffect, werd getracht, de invloed van de grootte van het sprongeffect na te gaan.

Hiertoe diende de apparatuur zodanig te worden uitgebreid, dat adiabatische expansies van verschillende expansieverhouding konden worden verkregen.

Tot dat doel werd achter de manometer ingelast een verdeelstuk uit messingbuis, voorzien van 5 messing-afsluitschuiven, in fig. 10 aangeduid met de letters a, b, c, d en e.

Behalve de windtunnel en de ventilator zijn aan dit verdeelstuk aangesloten een expansievat, zijnde een stalen hogedrukcylinder met een inhoud van 48 liter, waaraan een gesloten kwikmanometer verbonden is, alsmede een compressor, aangedreven door een electromotor, welke compressor hier als zuigpomp fungeert. Schuif e doet geen dienst en wordt constant gesloten gehouden.

Het verloop van de proef is nu als volgt:

Aanvankelijk is schuif a gesloten, c geopend; de ventilator, waarvan de

eindstop afgesloten is, zuigt een langzame windstroom door de tunnel. Het koude blok wordt nu in de proefcylinder gebracht en de berijping vindt op de gewone manier plaats. Even voordat de eerste 2 minuten om zijn, wordt de zuigpomp in werking gesteld; de schuiven d en b zijn open, er wordt dus lucht uit het expansievat gezogen; de maximale bereikbare onderdruk bedraagt circa 26 cm kwik, deze onderdruk kan zeer snel bereikt worden. Is ze bereikt, dan zetten we de pomp af, sluiten d en tevens even schuif c. Het expansievat lekt nu "van zelf" tamelijk snel weer vol, de manometer loopt dus weer op. Willen we nu werken met een onderdruk van b.v. 10 cm, dan wachten we eenvoudig tot het moment, waarop manometer 13 deze onderdruk aanwijst (na enige oefening was het mogelijk, de tijdstippen voor de verschillende handelingen zó te kiezen, dat op dit moment de vereiste 2 minuten net zowat om zijn) en openen nu s n e l de schuif a. Een gedeelte van de lucht uit de tunnel wordt dan als het ware met een ruk in het expansievat gezogen, zodat in de tunnel voor een ogenblik een onderdruk ontstaat (deze onderdruk wordt aangegeven door de watermanometer 14): de electrometer wijst dan een sprong aan.

Hierna wordt schuif a weer gesloten, c en d geopend en is het apparaat gereed voor een herhaling na de volgende 2 minuten.

We geven hieronder in een tabel en een grafiek de resultaten van deze metingen, maar willen vooraf nog op enkele moeilijkheden wijzen, die zich bij de interpretatie van deze resultaten voordoen.

In de eerste plaats was het bij het betrekkelijk geringe aantal voorhanden zijnde metingen niet doenlijk, rekening te houden met de verschillen in relatieve vochtigheid, welke bij de metingen van tabel VIII zo'n belangrijke rol speelden. De relatieve vochtigheid bedroeg steeds meer dan 50 %.

In de tweede plaats zijn ook de kleine aanwezige variaties van v_1 niet in aanmerking genomen: gemiddeld is $v_1 = 0,16$ m/sec.

Bovendien was het niet goed mogelijk, de juiste waarde van de optredende expansieverhouding te bepalen. Hiervoor zijn verschillende oorzaken aan te wijzen:

- a. Het verband tussen de spanning in het expansievat en die in de tunnel na het openen van schuif a is niet op eenvoudige wijze te berekenen, daar de tunnel niet volledig wordt afgesloten maar aan de "invoerkant" met de buitenlucht in verbinding blijft, terwijl buitendien nog met lekkage rekening gehouden moet worden.
- b. Dit verband is bij ons apparaat evenmin langs experimentele weg

behoorlijk te bepalen, daar de uitslag van de watermanometer beinvloed werd door een zekere onbekende traagheidsfactor, ten gevolge van de lange verbindingsweg (nauwe buis en rubberslang) tussen tunnel en manometer. De grootte van de amplitude van de eerste uitslag van het slingerende waterniveau is dus wel een aanwijzing voor de grootte van de optredende drukverandering, doch geeft deze niet zuiver quantitatief weer. De aansluiting van deze metingen aan die van tabel VIII wordt daardoor ook bemoeilijkt. Bovendien was het in de practijk zeer lastig, tegelijkertijd de uitslag van de electrometer en die van de manometer goed waar te nemen. De stand van de kwikmanometer, die regelmatig steeg, was daarentegen wèl precies te bepalen.

c. Tenslotte speelt, behalve de grootte van de onderdruk in het expansievat, ook de snelheid, waarmee de schuif a wordt geopend, een rol bij de tot stand koming van de adiabatische expansie; de invloed hiervan is niet te berekenen, daar deze snelheid niet bekend en zeer waarschijnlijk in de verschillende gevallen niet gelijk is.

(Het openen van de schuif geschiedt met de hand.)

In verband met bovengenoemde moeilijkheden is het zeer bezwaarlijk een numerieke relatie tussen expansieverhouding en grootte der sprongen vast te stellen; we volstaan hier met te constateren, dat reeds een betrekkelijk geringe vergroting der expansieverhouding een aanzienlijke toename der totale en gemiddelde sprongoplading met zich medebrengt.

Hierbij is dus alleen aangenomen, dat de expansie des te sterker is, naarmate de onderdruk in het expansievat lager was.

In de hierna volgende tabel en grafiek (fig. 13) worden de volgende letters gebruikt met de er achter vermelde betekenissen:

P = luchtdruk in de tunnel vóór de expansie; is atmosferische druk in cm Hg minus 1 à 3 mm wegens zwakke stroming.

Voor deze correctie zullen we steeds een gemiddelde van 2 mm nemen.

p = luchtdruk in cm Hg in het expansievat op het moment voor de expansie.

- E = totale potentiaalverhoging in mV van het proeflichaam door alle waargenomen sprongen bij één waarneming.
- n = aantal waargenomen sprongen bij één waarneming.
- u == waargenomen eerste uitslag van de watermanometer in cm.
- f = relatieve vochtigheid.

Een ruwe benadering voor de waarde van de expansieverhouding vinden we als volgt:

Stel het volume van het expansievat = V.

Beschouw de tunnel met de verbindingsstukken als een afgesloten ruimte, met onbekend volume X.

Zij P de druk in de tunnel v o o r het openen van schuif a en p de druk in het expansievat op dat moment.

Dan is de druk na het openen van schuif a in de gehele ruimte:

$$\frac{XP + V_P}{X + V}$$

De expansieverhouding is dan $P:\left(\frac{XP + V_P}{X + V}\right) = \frac{XP + VP}{XP + V_P}$

Voor X << V en p niet te veel verschillend van P, is deze verhouding bij benadering gelijk aan $\frac{P}{p} = K$.

Aangezien het volume van het expansievat 48 l bedraagt, terwijl dat van de tunnel met de verbindingsbuis ongeveer 8 l is en de aanzuigopening slechts een geringe diameter heeft, schijnt deze benadering wel rationeel.

We kunnen dus in de grafiek eenvoudig E of $\frac{E}{n}$ tegen $\frac{P}{p}$ uitzetten.

TN A	D	ET I	\mathbf{v}
1 //	n	PAL 4	- A -

No.	P	P	к	E	n	E/n	u	f		
1	76,4	73,4	1,04	4150	6	640				
2	76,4	71,4	1,07	20400	6	3400	-	S		
3	76,1	69,3	1,10	24250	5	4850	-5	64 %		
4	75,9	66,1	1,15	32300	6	5380	-10			
5	75,7	63,9	1,18	26600	4	6650	-10	72 %		
6	75,9	61,1	1,24	34250	6	5710	-12	57 %		
7	76,1	56,3	1,35	57650	6	9610	-22	64 %		
8	76	75	1,01	775	7	110		—	4 8	

De nos. 1 tot en met 7 van deze tabel hebben betrekking op waarnemingen met het expansievat; ter vergelijking hebben we als no. 8 opgenomen de getallen, die betrekking hebben op het berekende gemiddelde van de "gewone" sprongwaarnemingen uit tabel VIII (vgl. § 3 van dit hoofdstuk). Voor P is daarbij een gemiddelde van 76 cm aangenomen.



Fig. 13. Gemiddelde sprong-grootte als functie van de expansieverhouding

Tenslotte willen we nog even nagaan, welke correctie we op deze uitkomsten moeten toepassen, wanneer we in plaats van de vereenvoudigde waarde van de expansieverhouding de meer nauwkeurige waarde $\frac{XP + VP}{XP + Vp}$ in rekening brengen.

Toegepast op waarn. 7, dus het geval met de grootste expansieverhouding, vinden we voor de waarde van deze breuk, waneer we X op 8 1 schatten (zie boven): $1,35 \cdot \frac{56}{58.8} = 1,30$.

P/p bedroeg in dit geval 1,35. Dit geeft dus een fout van ca. 4 %. Voor de overige waarnemingen is het in verhouding nog minder. In de grafiek betekent het, dat de curve iets steiler omhoog moet lopen.

Fig. 14 stelt voor de afzonderlijke sprongen, behorende bij waarn. no. 3,

(a) en 7, (b). Men ziet, dat het verloop ongeveer met dat van de "normale" sprongwaarnemingen overcenkomt.



Fig. 14a en b. Potentiaalsprongen bij grote expansieverhouding: a): K = 1,10 b): K = 1,35

§ 11. Quantitatieve beschouwingen

We willen een verklaring trachten te vinden voor het feit, dat bij toenemende expansieverhouding de gemiddelde grootte der sprongen zo sterk oploopt, waarbij we tevens zullen nagaan, of de hypothese van de kernimmobilisatie ook quantitatief met het waargenomen verschijnsel in overeenstemming is te brengen.

Verschillende bruikbare gegevens hiervoor vinden we o.a. bij BURCK-HARDT en FLOHN (35).

Volgens de tegenwoordig gangbare opvattingen bevat normale atmosferische lucht ongeladen en geladen kernen, — ionen — van zeer uiteenlopende zwaarte (beweeglijkheden-spectrum). De hoeveelheid dezer kernen kan variëren (wat de z.g. "zware" kernen betreft) tussen 100 (boven de oceanen en op grote hoogte boven het continent) en ca 10⁶ per cm³ (in sterk verontreinigde stadslucht).

Bij een betrekkelijk geringe adiabatische expansie zullen in eerste instantie de z.g. zware ionen als condensatiekernen fungeren. Bij expansieverhoudingen boven 1,25 vindt ook condensatie plaats op de negatieve snelle ionen, bij nôg sterker expansie, (boven 1,37⁵), tenslotte waarschijnlijk ook op de positieve snelle ionen.

BURCKHARDT en FLOHN geven op, dat wanneer bijv. een luchtmassa met

een temperatuur van $+20^{\circ}$ C en een relatieve vochtigheid van 100 % wordt onderworpen aan adiabatische expansie met een expansieverhouding 1 : 1,20, de eindtemperatuur dientengevolge zal bedragen — 0°,6 C en de relatieve vochtigheid zal stijgen tot 310 %.

Was de relatieve vochtigheid van de luchtmassa oorspronkelijk lager dan 100 %, dan zal deze na de expansie ook dienovereenkomstig geringer zijn.

Reeds bij f = 130 % zullen de meeste zware kernen door condensatie neerslaan; bij 420 % worden ook de negatieve snelle ionen werkzaam en bij 790 % de positieve.

Voor onze metingen uit tabel X geven we nu een benaderde berekening van de na expansie bereikte oververzadiging, daarbij ons baserende op de vroeger (Hfdst. 6, §5) vermelde formule van RAETHJEN: $\frac{dT}{T} = \sim 0.3 \frac{dp}{p}$

No.	dp P	Tb	dT in ^o C	f ₁ in ⁰ /0	f2 in ⁰ /0
8	0.01	0.003	-1	~ 80	85
1	0.04	0.012	- 3.5	~ 70	87
2	0.07	0.021	- 6	~ 70	102
3	0.10	0.030	- 8.5	64	110
4	0.15	0.045	-13	~ 70	~ 160
5	0.18	0.054	-16	72	~ 200
6	0.24	0.072	-21	57	~ 250
7	0.35	0.105	-30	64	~ 600

TABEL XI

Hierin wordt onder f_1 verstaan de relatieve vochtigheid vóór de expansie; voorzover deze niet bekend is, wordt ze bij no. 8 geschat op 80 %, bij de overige op 70 %, f_2 is de relatieve vochtigheid na de expansie. Als begintemperatuur is overal $+17^{\circ}$ C aangenomen: een normale kamertemperatuur. Dan wordt $T = 290^{\circ}$.

Uit de gevonden waarden blijkt in de eerste plaats het grote belang, dat aan een hoge begin-vochtigheid toe te kennen is, vooral voor de lagere expansieverhoudingen. Dat druppelvorming ook reeds kan plaats vinden bij f < 100 %, is bekend.

In de tweede plaats blijkt een sterke toename van de oververzadiging bij vergroting van de expansieverhouding, waardoor een groter aantal kernen bij het condensatieproces betrokken kan worden. De sterke toename van de gemiddelde sprong-grootte wordt daardoor aannemelijk gemaakt.

De bovenvermelde kritische waarde $f_2 = 130 \%$ blijkt te liggen tussen onze waarnemingen nos. 3 en 4, waarvan de gemiddelde sprong-grootte bedraagt ca 5 V. De maximum sprong-grootte kunnen we dan stellen op 10 V.

Daar de capaciteit van het proeflichaam ~ 50 cm bedraagt, wordt bij de grootste sprong dus een hoeveelheid lading door het proeflichaam opgenomen van 500 Vcm = $35 \cdot 10^8$ elementair-ladingen.

Bij kernrijke lucht ligt het gemiddelde aantal elementairladingen per ion zeer dicht in de buurt van 1; de schatting, dat deze lading op het lichaam is gebracht door 3.10^9 positieve zware ionen, is dus zeker niet te hoog. Dan zijn er in het betrokken volume dus ook ca 3.10^9 negatieve ionen geweest, totaal dus 6.10^9 geladen deeltjes. Voor $\frac{N}{N_+ + N_-}$ een middelmatige waarde van 2 aannemende, komen we zo tot een totaal-aantal van ~ 12.10⁹ kernen in het betrokken volume.

De grootte van dit betrokken volume is zeer moeilijk te schatten; beperken we ons tot het totale volume van de windtunnel (~8 l) en nemen we anderzijds aan, dat alle hierin aanwezige positieve kernen op het proeflichaam zijn terechtgekomen, dan komen we tot een kerngehalte van $\frac{12 \cdot 10^9}{8 \cdot 10^3} = 1,5 \cdot 10^6$, wat wel heel erg aan de hoge kant, doch niet onmogelijk is! Het is natuurlijk niet uitgesloten, dat de invloed van de adiabatische expansie zich ook nog tot een gedeelte van de toevoerleiding heeft uitgestrekt, waardoor de waarde van het kerngehaltecijfer wat zou dalen.

Het is wel uitgesloten te achten, dat de aantrekkingskracht tussen de rijplaag en de geïmmobiliseerde kernen van electrische aard is, gezien de geringe negatieve potentiaal van de rijplaag (~ 0.2 V, vgl. Hidst. II, § 3) in verband met de zeer kleine beweeglijkheid der zware ionen; deze is nl. van de orde van $3 \cdot 10^{-4}$ cm/sec per V/cm.

Veeleer zal hier dus te denken zijn aan een invloed van de dampspanningsverschillen, waartoe de grote temperatuurgradiënt in de omgeving van het proeflichcam wellicht zal kunnen medewerken. Hoewel dit in verband met de hieronder berekende vrij grote druppeldiameter ook weer niet erg waarschijnlijk lijkt (9). Wel zijn we gedwongen, een selecterende werking van de electrische ladingen aan te nemen, die zich dan waarschijnlijk tot de naaste omgeving van het berijpte proeflichaam zal bepalen.

We kunnen nog een schatting maken van de grootte en de oppervlaktepotentiaal der bij expansie gevormde druppeltjes.

We hadden berekend een kerngetal van $1,5.10^6$ /cm³. Het werkzaam volume was op 8 l geschat. 8 l lucht van 17° en 70 % r.v. bevat ~ 80 mg water, bij een temperatuurverlaging van 10° (gemiddelde van wn. 3 en 4) wordt hiervan ongeveer de helft gecondenseerd. Dus 40 mg water slaat neer op 12.10⁹ kernen; d.i. per kern gemiddeld 33.10⁻¹⁸ g. Een bolvormige druppel water van 33.10⁻¹³ g heeft een straal van ca. 10^{-4} cm.

Dit moet dus beschouwd worden als een bovenste grens van de druppelgrootte, wanneer inderdaad alles op de kernen zou neerslaan.

De oppervlaktepotentiaal van een druppel van deze grootte met een lading van 1 el. eenheid zou bedragen ~ 1.5 mV.

HOOFDSTUK VII

NADER ONDERZOEK NAAR HET VOORKOMEN VAN LADINGEN IN DE LUCHTSTROOM

§ 1. Beschrijving van de nieuwe methode

Met het in hoofdstuk III § 8 beschreven rooster werden tijdens de metingen van de potentiaalsprongen geen zuivere resultaten verkregen (zie § 6 van hoofdstuk VI).

Daar het voor de verklaring van het opladingsmechanisme van groot belang scheen te zijn, na te gaan, of er ladingsdragers aanwezig zijn in de luchtstroom, die het berijpend oppervlak gepasseerd is, en zo ja, welk teken deze ladingen bezitten, werd alsnog geprobeerd, met een gewijzigde methode deze ladingen te bepalen.

Het bovengenoemde rooster werd daartoe vervangen door een eveneens in de windtunnel aangebracht hol torpedovormig lichaam (in het vervolg aangeduid met de letter T; zie fig. 10 bij de index 7, waar het lichaam echter naar verhouding te klein is afgebeeld). Het lichaam was van koper vervaardigd, de lengte bedroeg 17 cm, de grootste diameter 8 cm. Het werd op dezelfde manier als het vroeger gebruikte rooster met een electrometer verbonden. Om het lichaam T heen werd een afzonderlijk uitneembare messing cylinder (C) aangebracht, op een afstand van ½ cm van de wand van de tunnel, en hiervan geïsoleerd door enkele blokjes eboniet. Via een geïsoleerd uitgevoerde kabel kon op deze cylinder naar verkiezing een positieve of negatieve spanning gezet worden. Deze spanning werd afgenomen van een plaatspanningsapparaat; een enkele maal, bij hogere spanningen, ook van anode-batterijen.

Een deel van de langs het proefcylindertje aangezogen lucht (vgl. fig. 10) passeert tussen T en C; wordt nu C b.v. op +100 V. ten opzichte van aarde gebracht, dan zal uit deze langsstromende lucht een deel der eventueel aanwezige positieve ladingsdragers op T terecht komen, terwijl een deel der negatieve naar C zal worden getrokken. Ten gevolge van de natuurlijke ionisatie van de lucht zal dus, bij doorzuigen met constante snelheid, een tamelijk constante continue oplading van T en dus van de electrometer plaats vinden.

We bepaalden de capaciteit van T plus het daaraan verbonden electrometersysteem t.o.v. de omgeving volgens de compensatie-methode tegen cen geijkte hulpcondensator (no. 72; cap. 7,509 cm) en vonden:

800 mV op T wordt gecompenseerd door 8,0 V op de hulpcond., resp.: 2,0 V op T ,, , , , 20,0 V ,, , , , , dus de capaciteit van T bedraagt 75 cm.

Hiermee werd berekend de grootte van de natuurlijke ionisatiestroom bij een spanning + 200 V op C en een windsnelheid van 1 m/sec; de ionisatiestroom veroorzaakte hierbij een oplading van 100 mV in 80 sec, derhalve is de grootte-orde van de ionisatiestroom

 $\frac{100 \times 75}{1000 \times 80} = \approx 0.1 \text{ Vcm/sec; } 1 \text{ Vcm} = 1.11 \cdot 10^{-12} \text{ Coulomb, dus bedraagt}$ de ionisatiestroom bij deze windsnelheid ongeveer $1 \cdot 10^{-13}$ Ampère.

Zetten we bij constante windsnelheid de potentiaal van het vrijgemaakte systeem T uit tegen de tijd, dan moet dus een rechte lijn gevonden worden, waarvan de helling t.o.v. de X-as bepaald wordt door de capaciteit van T en de grootte van de constante ionisatiestroom.

Wanneer nu het ontstaan van een rijplaag op het proeflichaam inderdaad gepaard gaat met een tijdelijke verandering in de verhouding der aantallen positieve en negatieve ladingsdragers in de lucht, die langs het proeflichaam gestroomd is, moet dat zich hierdoor manifesteren, dat het potentiaalverloop van T een afwijking van de rechte lijn vertoont.

§ 2. Eerste meetresultaat

In fig. 15 ziet men het resultaat van een meting, waarbij de wand C een potentiaal van +90 V heeft ten opzichte van T; de windsnelheid is 1,0 m/sec, relatief vochtgehalte van de lucht 62 %, temperatuur $+18^{\circ}$ C, gevoeligheid der electrometers: aan het proeflichaam (P) 4 mV per schaaldeel, aan T 10 mV per schaaldeel.

De lijn p in de grafiek geeft weer het potentiaalverloop van P, de lijn T het waargenomen potentiaalverloop van het lichaam T, de stippellijn het normale lineaire potentiaalverloop van T ten gevolge van de natuurlijke ionisatie (dit is dus reeds even groot als bij een wandspanning van 200 V; zie § 1).



Fig. 15. Gelijktijdig potentiaalverloop op het proeflichaam (curve p) en op de sonde (curve T) tijdens berijping

Hierbij valt het volgende op te merken:

- De potentiaalcurve van P vertoont het normale verloop: eerst gedurende ongeveer 1 minuut een positieve oplading, die vrij gering is, waarschijnlijk ten gevolge van het betrekkelijk lage vochtgehalte, daarna een daling, als gewoonlijk iets steiler dan de stijgende tak, die ook al zeer spoedig overgaat in een horizontaal beloop, op ongeveer 180 mV onder het aanvangsniveau. Het gevormde rijplaagje was tamelijk glad en slechts ca. ¹/₂ mm dik.
- 2. Tijdens de berijping vertoont het potentiaalverloop van T een positieve afwijking van de rechte lijn; deze afwijking is maximaal ongeveer 3 minuten na aanvang der berijping en bedraagt dan circa 45 mV; 5 minuten na aanvang wordt het normale lineaire verloop hersteld. Gedurende de eerste 3 minuten van het berijpingsproces wordt dus een groter dan normaal aantal positieve ladingdragers door T opgevangen.

De totale extra-lading, die in de eerste 3 minuten op T is terecht gekomen, bedraagt 0,045.75 = 3,4 Vcm ongeveer.

Per sec is dat 2.10^{-2} Vcm = 14.10⁴ eenheidsladingen.

Het berijpend oppervlak verliest aan lading in de eerste 3 minuten bij benadering: 0,180.50 = 9 Vcm, d.i. per sec 5.10^{-2} Vcm = $= 35.10^4$ eenheidsladingen. Er komt hiervan dus blijkbaar slechts 2/5 gedeelte op T terecht. De rest gaat verloren; dit kan op drie manieren gebeuren: 1°. door recombinatie tussen P en T, 2°. doordat een deel van de lucht tussen C en de buitenwand van de tunnel passeert, 3°. doordat een deel van de ladingdragers ten gevolge van te grote snelheid niet op T terecht komt.

3. Tussen de 3e en 5e minuut gaat de extra-lading van T blijkbaar weer verloren: de potentiaalcurve verloopt verder lineair en wel zó, dat hij bij extrapolatie door 0 gaat. Waarom de extra-lading niet behouden blijft, is niet duidelijk.

§ 3. Pogingen tot nauwkeuriger bepaling van de lading in de lucht

Alvorens de meting te herhalen met een negatieve spanning op cylinder C, werden pogingen aangewend om de oplading ten gevolge van de natuurlijke ionisatie te compenseren. We verwachtten hiervan het voordeel, dat met een grotere gevoeligheid gewerkt zou kunnen worden, waardoor de potentiaalvariatie nauwkeuriger zou zijn na te gaan.

De eerste methode, die we hiervoor trachtten toe te passen, was gebaseerd op het gebruik van een photocel voor het leveren van de compensatiestroom. Door middel van een capaciteitsvrije electrostatische schakelaar volgens ontwerp van P. H. CLAY (38) werd deze cel op het electrometersysteem van T aangesloten. De door de cel te leveren compensatiestroom kon op twee manieren gevarieerd worden, nl. a. door regeling van de spanning over de cel, en b. door regeling (met behulp van een diafragma) van de intensiteit van de belichting van de cel.

Volgens deze methode zijn een tweetal metingen uitgevoerd. De eerste bij een wandspanning van -110 V, (windsnelheid 0,5 m/sec, relatieve vochtigheid 55 %, temperatuur van de lucht $+10^{\circ}$ C).

Door de geringe vochtigheid was hierbij de rijpvorming gering. De potentiaalvariatie van P werd niet waargenomen. We vonden tijdens de berijping nu enkele negatieve potentiaalsprongetjes op T, die gesuperponeerd waren op de zo goed mogelijk gecompenseerde continue lineaire oplading ten gevolge van de natuurlijke ionisatie. Dit verschijnsel begon op te treden enkele seconden na het inbrengen van het koelblok en beperkte zich tot de eerste minuten. De oorzaak was aanvankelijk niet duidelijk.

De tweede meting volgens deze methode, uitgevoerd bij vriezend weer, (temperatuur van de aangezogen lucht $-1,5^{\circ}$ C, vochtigheid slechts 30 %, windsnelheid als voren, wandspanning nu weer positief en wel +120 V), leverde bij vorming van een zeer dunne rijpoverdekking géén merkbare verandering van de normale oplading van T.

Bij pogingen om deze metingen voort te zetten bleek de compensatiestroom van de photocel zeer hinderlijke onregelmatigheden te vertonen, waardoor mogelijk de eerste van bovengenoemde metingen ook reeds gestoord is geweest. We zijn daarom overgegaan tot een andere methode van compensatie, nl. met gebruikmaking van een hoge weerstand (3,68 . $10^{13} \Omega$), waarover een variabele spanning (van de orde van enkele Volts) werd gezet. De zo ontstane compensatiestroom bleek voortreffelijk constant en zeer fijn regelbaar te zijn. Bovendien slaagden we er in, de gevoeligheid van de electrometer op te voeren tot 2 mV per schaaldeel zonder de hanteerbaarheid van de electrometer aan te tasten, waardoor de aan een nauwkeurige meting verbonden bezwaren geheel uit de weg geruimd waren.

Het resultaat van een kleine reeks metingen, op deze wijze uitgevoerd, was nu, dat bij normale, niet al te dikke rijpvorming (de luchtvochtigheid kwam niet boven 65 %) en stroomsnelheden van 1,6 tot 0,7 m/sec op het lichaam T ofwel géén beïnvloeding van de normale oplading merkbaar was, ofwel indicaties gevonden werden voor een aan de grens der meetnauwkeurigheid gelegen oplading van T in tegengestelde zin aan die van P, dit laatste uitsluitend samenvallend met de dalende tak van de potentiaalkromme van P. Een en ander geldt zowel bij positieve als bij negatieve wandspanningen tussen 100 en 300 V.

§ 4. Samenvatting; Conclusies

De in beide vorige §§ besproken metingen leveren dus het volgende resultaat op:

- 1. Om invloed uit te oefenen op de oplading van T dient de gevormde rijplaag dik en van losse, "wollige" structuur te zijn, zoals die tot stand komt uitsluitend bij een tamelijk hoog vochtgehalte van de lucht.
- 2. De potentiaalverandering, die T ondergaat tijdens de berijping, is slechts een fractie van de potentiaalverandering van het proeflichaam

P. De grootte van deze fractie zal waarschijnlijk o.m. van de geometrie van het apparaat afhangen.

- 3. In verband daarmee is de grootte van deze verandering meestal gelegen aan de grens van onze meetmogelijkheid.
- 4. Voorzover invloed van de berijping van P op T te constateren was, was deze zodanig, dat de potentiaalgang van T tegengesteld was aan die van P.
- 5. Het aantal uitgevoerde metingen en de variatie in de omstandigheden, waaronder gemeten werd, was te gering om definitieve conclusies te kunnen trekken.
- 6. In aansluiting op de in hoofdstuk VI § 7 gegeven poging tot verklaring opperen we de volgende mogelijkheid voor het mechanisme van de hier waargenomen verschijnselen:

Er bevinden zich in de langsstromende lucht ladingdragers van beide tekens in een bepaalde getalsverhouding. De één of twee minuten na het begin van de afkoeling gevormde rijplaag vangt er een aantal uit, en wel, blijkens de oplading van P, uitsluitend of althans overwegend die met negatief teken. Hierdoor wordt de normale verhouding tussen de overblijvende tijdelijk verstoord ten gunste van de positieve, wat zich openbaart in een positief exces van de opladingscurve van T.

7. Het onder 6. genoemde geldt met name gedurende het tweede stadium van de berijping, dus samenvallend met de dalende tak van de curve p. Gedurende het eerste stadium van de berijping (positieve tak van curve p) bestaan indicaties voor onregelmatige negatieve potentiaalsprongetjes op T.

6

HOOFDSTUK VIII

FINDEISEN'S TWEEDE ARTIKEL: DE REALITEIT VAN DE "SPLITTERBILDUNG"

§ 1. Findeisen's onderzoek

In een verhandeling onder de titel: "Untersuchungen über die Eissplitterbildung an Reifschichten", verschenen in Mei 1943 in het M. Z. (8), bespreken de auteurs W. en E. FINDEISEN een methode, om van de z.g. ijssplinters, die het ladingtransport zouden bewerkstelligen, iets naders te weten te komen en wel in het bijzonder van hun lading en potentiaal.

Zij plaatsen daartoe het te berijpen proeflichaam boven in een verticaal gestelde cylinder, die thermisch geïsoleerd en onder 0° afgekoeld wordt. (De cylinder is daartoe omgeven door een dubbele wand, waarin koelbuizen lopen.) Als koelvloeistof voor het proeflichaam wordt weer gebruik gemaakt van spiritus, die eerst circuleert door een vat, waarin een mengsel van koolzuursneeuw en alcohol, en vervolgens door het proeflichaam. In de koelleiding heerst enige onderdruk, teneinde uittreden van vloeistof uit de leiding te voorkomen. Dit detail, dat uitdrukkelijk wordt meegedeeld, zou er op kunnen wijzen, dat FINDEISEN bij zijn voortgezette proefnemingen het bezwaar, door ons in § 1 van hoofdstuk III vermeld, eveneens heeft ondervonden. Door regeling van de circulatiesnelheid kan de mate van afkoeling tot op zekere hoogte worden beheerst.

Het proeflichaam is voorts op een afstand van 2 cm omgeven door een geïsoleerd metalen netwerk, waarop een spanning gezet kan worden.

Wordt het proeflichaam nu door de doorstromende vloeistof voldoende koud gemaakt, dan berijpt het. De omgeving is daarbij beneden 0° C. Eventueel tijdens de berijping loslatende ijssplinters vallen tussen twee vlakke condensatorplaten (verticaal geplaatst, loodrecht onder het proeflichaam, rechthoekig van vorm, 5 cm breed, 12 cm hoog). De afstand van de platen is variabel en bedroeg meestal circa 4 cm, het spanningsverschil ca. 2000 Volt. Deze spanning kan gecommuteerd worden met een periode van 0,43 sec. Zouden er nu bij die losgeraakte ijsdeeltjes zijn, die een lading bezitten, dan zullen die tijdens het passeren van het veld tussen de platen beurtelings naar de ene of de andere plaat worden getrokken, al naar de spanning wisselt, m.a.w. ze zullen in die paar seconden, die voor het passeren van het veld nodig zijn, een zig-zagbaan beschrijven!

Door ze van onder op met een geconcentreerde lichtbundel te belichten, kon FINDEISEN de ijsdeeltjes in hun bewegingen visueel volgen. Hij heeft nu waargenomen, dat gemiddeld ongeveer 20 % van de "Splitter" inderdaad dergelijke zig-zagbanen beschrijft. Zelfs was hij in staat, de amplitude van deze banen vast te stellen. Hieruit werd de oppervlaktepotentiaal van de deeltjes berekend op de volgende manier:

Is d de afstand en ΔV het potentiaalverschil tussen de platen, dan ondervindt een deeltje, dat een lading Q draagt, in het veld een (horizontaal gerichte) kracht:

$$\mathbf{P} = \frac{d\mathbf{V}}{d} \mathbf{Q} \quad \dots \quad \mathbf{1}).$$

Deze kracht zal een beweging van het deeltje in horizontale richting ten gevolge hebben; hierbij ondervindt het van de lucht een weerstandskracht, die volgens de Wet van STOKES gelijk is aan:

$$P_1 = 6 \pi \eta r v k_1 \dots 2),$$

waarbij $\eta =$ viscositeitsconstante,

r = "theoretische" straal van het (bolvormig gedachte) deeltje,

v == snelheid van het deeltje,

 $k_1 =$ correctie-factor, die er bij komt als gevolg van de afwijking van de zuivere bolvorm; neemt men voor 2r de grootste diameter van het deeltje, dan wordt $k_1 < 1$.

Zeer snel stelt zich een evenwicht in tussen de krachten P en P_1 ; gelijkstelling van 1) en 2) is dus geoorloofd, dit levert:

Q heeft hierbij de dimensie van een potentiaal.

Ten gevolge van de afwijking van de bolvorm zal echter ook de werkelijke potentiaal van het deeltje niet precies overeenkomen met $\frac{Q}{r}$. We schrijven dus voor de werkelijke potentiaal van het deeltje:

Uit 3) en 4) volgt:

We maken nu de veronderstelling, dat $k_1 = k_2$, d.w.z. dat de invloed, die de afwijking van de ideale bolvorm heeft op de weerstand, welke het deeltje in de lucht ondervindt, van dezelfde orde is als de invloed, welke deze afwijking heeft op de grootte van de electrostatische capaciteit.

Bij evenwicht tussen de krachten P en P_1 heeft het deeltje een eenparige beweging; hiervan is de snelheid:

waarin a de amplitude van de zig-zagbaan en t de periode van de wisselspanning is; voor het gebruikte apparaat bleek t = 0.82/2 n, als n is het aantal omdraaiingen van de commutator.

Na overgang op practische eenheden: $V = V_1/300$, en invoeren van de waarde $\eta = 1,7.10^{-4}$ (cm⁻¹ g sec⁻¹) vinden we uit 5) en 6):

$$V_1 = 700 \frac{a \, b \, d}{d \, V} \, \text{Volt} \qquad 7),$$

vullen we hierin de gemeten waarden van n, d en ΔV in, dan komt er:

De oppervlaktepotentiaal van de deeltjes is dus recht evenredig met de amplitude van hun zig-zagbaan.

Bij deze berekening is o.m. aangenomen, dat het evenwicht tussen P en P_1 zich on mid dellijk instelt; op goede gronden werd de massa-traagheid der (immers zeer kleine) splinters verwaarloosd.

§ 2. Resultaten van dit onderzoek

Op de hiervoor beschreven wijze zijn meer dan 12000 individuele ijspartikeltjes bij doorgang tussen de condensatorplaten waargenomen. De meetresultaten en de aanvullingen op de oorspronkelijke theorie, die als gevolg hiervan noodzakelijk werden, kunnen in de volgende punten worden samengevat:

- De realiteit van de loslatende ijsdeeltjes is zowel bij berijping als bij rijpverdamping visueel vastgesteld.
- 2. Het merendeel dezer ijsdeeltjes is electrisch neutraal; gemiddeld heeft slechts ongeveer 20 % een lading.
- 3. Zowel bij berijping als bij rijpverdamping ontstaan geladen ijsdeeltjes van beide tekens, echter in 't eerste geval in meerderheid negatieve, in 't tweede geval overwegend positieve.

- 4. Het percentage geladen deeltjes is des te groter, naarmate de rijplaag dunner is (dus in het beginstadium); bovendien is dan ook de uniformiteit van de lading naar het teken groter. Dit verklaart, waarom de potentiaalvariatie in het begin het sterkst is.
- 5. Uit de waargenomen lengte der amplitudines van de geladen deeltjes volgt, dat hun potentiaal allerlei waarden kan aannemen tussen 0 en 5 Volt, met een gemiddelde van 2 Volt.
- 6. Het aantal gevormde deeltjes bedraagt:

bij	berijping	(dikke 1	ijplaag,	>1	mm):	0,4;				
	idem	(dunne	")		:	0,2;		9		
bij	verdampin	ng (dikk	e laag))	0.0	per	cm-	per	sec.
	idem	(dunn	e ,,)		1:1	υ,σ.	6.53			

- 7. Nagegaan is nog het effect van een spanning op het net om het proeflichaam; het bleek, dat een potentiaalverval van 250 V per cm voldoende was, om het optreden van geladen deeltjes geheel te supprimeren. Ongeacht de aanwezigheid van een uitwendig veld, komen toch steeds deeltjes van beide tekens voor.
- 8. Het voornaamste punt van verschil met de opvattingen van FINDEISEN in zijn artikel van 1940 is wel, dat het bekende ladingstransport van 2 à 4.10⁻¹⁶ C/cm². sec blijkt verzorgd te worden niet door een betrekkelijk groot aantal deeltjes met de geringe oppervlaktepotentiaal van 0,2 à 0,5 V, doch, in verband met het hoge percentage ongeladen deeltjes, door een veel geringer aantal deeltjes met een hogere oppervlaktepotentiaal van gem. 2 V. Deze hoge potentiaal valt niet te verklaren als Volta-potentiaal volgens LANCE (vgl. § 1 van hoofdstuk I).
- 9. Aangaande de quaestie van het verschil in teken van de lading der deeltjes bij berijping en verdamping oppert FINDEISEN hier de mening, dat dit waarschijnlijk toe te schrijven zal zijn aan de invloed van de t e m p e r a t u u r g r a d i ë n t, die in de rijplaag heerst tijdens het ontstaan van de kleine kristalletjes. Gedurende de periode van rijpvorming is de onderlaag kouder dan de omgevende lucht, heerst er in de laag dus een positieve temperatuurgradiënt; voorwaarde voor het verdampingsstadium is een omkering van deze gradiënt, die een ompoling van de ijskristallen ten gevolge zou hebben. Deze ompoling bepaalt het veranderde teken van de het verst naar buiten gelegen deeltjes, die uit de laag worden losgebroken.

§ 3. Eigen metingen

Wij hebben het experiment van FINDEISEN op de volgende wijze herhaald:



Fig. 16. Toestel voor het bepalen van het teken van de lading van ijsdeeltjes

Een rechthoekige kast met glazen wanden (zie fig. 16) werd geheel bekleed met een dikke laag warmte-isolerend materiaal (papier en papierwol), met uitzondering van een smalle spleet aan de voorzijde. De kast werd van boven gesloten door een houten deksel, waarin in het midden een cirkelvormige opening was gemaakt, bedekt door een plaatje pertinax, waarin een kleiner gat was geboord. In dit gat plaatsten we de messing proefcylinder van onze windtunnelproeven. Deze kon op de gebruikelijke manier worden afgekoeld door er een koud massief blok messing in te laten zakken. In het deksel waren verder nog ter weerszijden van het midden twee rechthoekige openingen gezaagd, waarin een paar hoge roodkoperen bussen gehangen konden worden; deze bussen bevatten een mengsel van ijs en zout, dat diende om de lucht in de kast af te koelen.

Onder het proeflichaam waren twee cirkelvormige vlakke condensatorplaten van 24 cm diameter opgesteld, geïsoleerd door ebonietstaven en geplaatst op verschuifbare statieven.

De belichting werd als volgt ingericht:

De lamp, die voorzien was van een condensor, was buiten de kast geplaatst zodanig dat een evenwijdige horizontale lichtbundel geworpen werd op een spiegeltje, dat draaibaar was aangebracht onder een ronde opening in het midden van de bodem van de kast. Op die bodem stond boven dit gat een cuvet met vlakke glazen bodem, waarin een verzadigde aluinoplossing, dienende om het binnendringen van warmtestralen in de kast zo veel mogelijk tegen te gaan. De wanden van de kast waren aan de binnenkant op de reeds genoemde smalle spleet na geheel met dof zwart papier beplakt, om de belichte ijsdeeltjes zo goed mogelijk te doen afsteken. Door draaien van het spiegeltje kon de lichtbundel precies op de onderkant van de proefcylinder worden geworpen.

De spanning op de condensatorplaten kon op twee manieren worden verzorgd:

- 1. We beschikten over een plaatspanningsapparaat, met een output van ca. 200 V, waarop aangesloten werd een automatische electronische commutator (naar een ontwerp, dat ons welwillend ter beschikking werd gesteld door de heer F. A. MULLER). Deze commutator had een periode van ca. 0,6 sec, kon echter geen hogere spanning dan 180 V leveren.
- 2. De spanning kon ook met de hand gecommuteerd worden. We maakten daarbij gebruik van anodebatterijen en konden dan gaan tot ca. 750 V.

De afstand van de platen bedroeg 3 tot 5 cm.

Waarnemingen

a. De temperatuur in het bovenste gedeelte van de kast kon met behulp van de bussen met ijs en zout gebracht worden op +4°C. Dit is voor de verdamping weliswaar niet laag genoeg, doch voldoende om de vallende ijskristalletjes "in leven te houden" over het hele traject tussen de platen.

- b. Werd de proefcylinder op de gebruikelijke wijze afgekoeld, dan trad rijpvorming op. De eerste en tweede minuut na het inbrengen van het koelblok ontstond rondom het proefcylindertje door condensatie een dichte wolk van waterdruppeltjes, die in wervelingen naar beneden zakte. Invloed van het veld was hierbij niet aanwijsbaar.
- c. Na enkele minuten begon een regen van kleine ijskristalletjes naar beneden te vallen. Dit hield wel 10 minuten aan. Na ongeveer 5 minuten is de maximale dichtheid van deze regen bereikt. De deeltjes worden langzamerhand groter en krijgen de gedaante van kleine vlokjes. Vanzelfsprekend hebben die grotere deeltjes ook een hogere valsnelheid.
- d. De valsnelheid van de goed zichtbare deeltjes was te groot om bij gebruik van de automatische commutator invloed van de spanningswisseling te kunnen waarnemen. Bovendien zal het hierbij optredende veld te zwak geweest zijn.
- e. Zeer storend was steeds, dat de stroom van vallende deeltjes voortdurend onderhevig was aan een vrij sterke turbulentie. Hoewel verwarming door de warmtestraling van de lichtbron zo goed mogelijk was uitgeschakeld, bleek het toch niet te vermijden, dat (waarschijnlijk onder invloed van de koude bussen boven in de kast) convectie optrad. Uit de beschrijving van FINDEISEN's apparaat kan men niet opmaken, op welke manier dit verschijnsel bij zijn proef geheel vermeden is kunnen worden. Uit de scintillaties van de deeltjes tijdens het vallen krijgt men de indruk, dat ze de gedaante van vlakke plaatjes hebben; dergelijke plaatjes ondervinden een betrekkelijk grote weerstand in de lucht in verhouding tot hun gewicht en zijn dus reeds zeer gevoelig voor uiterst zwakke luchtstromingen.
- f. Bij het uit de hand aan- en afzetten van de spanning en bij het met de hand commuteren konden hogere spanningen toegepast worden, tot 750 V. Hierbij kon inderdaad enig effect geconstateerd worden. Sommige van de waargenomen deeltjes reageerden hier op, vooral de kleinere. Klaarblijkelijk waren de grote deeltjes te zwaar.
- g. De verdeling van de reagerende deeltjes naar het teken van de lading was tijdens het begin van de berijping geheel onregelmatig; een voorkeur voor een bepaald teken was in dit stadium niet vast te stellen. In het latere stadium van de berijping (ongeveer 6 à 8 minuten na het begin) viel het op, dat een voorkeur voor afwijking naar de

positieve plaat bleek te bestaan, d.w.z. de losrakende partikels waren dan in meerderheid n e g a t i e f geladen, hadden dus dezelfde lading als de massa, waarvan ze loslieten (dus n i e t als bij FINDEISEN de tegenovergestelde!). Dit klopt ook wel, daar het in dat stadium reeds vrij grote vlokjes waren.

De boven beschreven proeven zijn met het zelfde tocstel later nog eens herhaald, nu echter met een kleinere afstand tussen de platen, nl. 3 cm en tevens hogere gelijkspanning, zodat een veldsterkte werd verkregen van 600 resp. 1600 V/cm. (bij FINDEISEN: ~ 500 V/cm).

De uitkomsten leverden een bevestiging van de hierboven vermelde waarnemingen.

Bij het begin van de berijping worden wervelende "nevelslierten" waargenomen. Na enkele minuten beginnen kleine ijsdeeltjes te vallen, het aantal per tijdseenheid bereikt zijn maximum ca. 10 min. na het begin, het verschijnsel gaat meer dan een ½ uur door; de deeltjes nemen naar het einde in grootte toe.

Vooral bij de grootste veldsterkte is een duidelijke invloed van het veld merkbaar; hoewel nog steeds een groot percentage der deeltjes tussen de platen door valt, worden er ook verscheidene naar de platen getrokken, en hiervan waarschijnlijk het merendeel naar de positieve plaat. Een quantitatieve schatting was echter vrijwel onmogelijk. Vooral de grotere deeltjes schijnen in meerderheid negatief; vooral gedurende het laatste deel van de waarnemingstijd was dit overwegen van de negatieve ladingen vrij duidelijk.

De afgebogen deeltjes kon men vaak enkele seconden als schitterende puntjes op de plaat zien zitten, (de plaat was met een doffe donkergrijze geleidende verflaag, — aquadag — bedekt), daarna vloeiden ze plotseling uit en waren onzichtbaar. Soms ook zag men ze terugstuiten; een enkele maal bleef een langgerekt kristal even loodrecht op het oppervlak van de plaat gericht zitten en werd daarna naar de andere plaat geschoten.

We kunnen in dit verband nog metingen van V. J. SCHAEFER (55) vermelden, die kleine sneeuwkristallen liet passeren door een veld tussen twee verticale vlakke condensatorplaten, veldsterkte 2000 V/cm, en hun banen fotografeerde bij intermitterende verlichting met een periode van 1/120 sec.

Hij vond, dat ook van deze sneeuwdeeltjes een groot gedeelte ongeladen

was; verder waren er steeds zowel positief als negatief geladen deeltjes. De door hem waargenomen deeltjes zijn waarschijnlijk groter dan de kristalletjes, die van ons proeflichaam afkomstig zijn; hun lading bedraagt gemiddeld 2.10⁵ elem. ladingen per deeltje. Volgens mededeling van SCHAEFER vond Köhler, evenals NAKAYA en TERADA, dat bij kleine sneeuwkristallen de n e g at i e f geladen deeltjes in de meerderheid waren.

HOOFDSTUK IX

DE METEOROLOGISCHE TOEPASSINGEN

§ 1. De klassieke onweerstheorieën

Het complex van meteorologische verschijnselen, dat men met de naam van "onweder" aanduidt, herbergt nog vele onopgeloste problemen; er bestaat, voorzover ons bekend is, tot heden geen physische theorie, die er in slaagt, al deze moeilijkheden bevredigend te verklaren (39, 75).

Een der belangrijkste van die problemen, dat ons ook in verband met het voorafgaande speciaal interesseert, is de vraag naar de wijze, waarop de voor bliksemdoorslag noodzakelijke zeer hoge spanningen tot stand komen en in stand worden gehouden. Feitelijk zitten er hier bij nadere analyse reeds twee quaesties in:

- 1. Welk mechanisme is in staat, in betrekkelijk korte tijd een scheiding van ladingen te weeg te brengen van voldoende omvang om genoemde spanningsverschillen te veroorzaken.
- 2. Hoe worden deze spanningsverschillen g e h a n d h a a f d; in verband met wat bekend is over de doorslagspanning en het geleidingsvermogen van lucht, is de mogelijkheid hiervan ook nog niet geheel duidelijk.

We zullen ons hier in hoofdzaak met het onder 1. genoemde bezig houden.

Dat het hier inderdaad om buitengewoon hoge spanningen gaat, moge duidelijk worden uit enkele benaderende berekeningen, uitgevoerd door WILSON en WORMELL. Zij verkregen hun experimentele gegevens uit de metingen van de veldvariatie met behulp van een capillairelectrometer op het niveau van het aardoppervlak. De registraties werden uitgevoerd tijdens het naderen en overtrekken van onweersbuien.

Men weet, dat tijdens ongestoorde atmosferische omstandigheden het aardoppervlak ten opzichte van de zich er boven bevindende lucht een negatieve potentiaal heeft, zodat er normaliter een positieve potentiaalgradiënt bestaat; deze bedraagt gemiddeld 100 V/m aan het aardoppervlak. Deze toestand wordt nu in de ruimere omgeving van een onweerswolk op gecompliceerde manier verstoord en wel zo, dat onder de onweerswolk het aardoppervlak een positieve potentiaal vertoont t.o.v. de onderkant van de wolk; dit kan plaatselijk negatieve potentiaalgradiënten van de orde van 10⁴ V/m opleveren (40, 41, 42).

Hieruit verkreeg WILSON de volgende voorstelling: de wolk is gepolariseerd, en wel zo, dat de onderkant negatief, de bovenkant positief is. Het effect van de bliksemontlading op de veldvariatie op aardniveau hangt af van de afstand in horizontale richting tussen plaats van doorslag en plaats van waarneming: nabije onweders geven in hoofdzaak positieve variatie, wat wijst op overgang van negatieve lading van de onderkant van de wolk naar de aarde. Op groter afstand van de wolk kan een negatieve variatie overheersend zijn; deze is een gevolg van doorslagen binnen de wolk.

Door de waargenomen veldvariaties in verband te brengen met de geschatte hoogte en horizontale afstand van het onweerscentrum, berekenden WILSON en WORMELL de grootte van de lading, die bij een doorslag overgaat, op een gemiddelde van 20 Coulomb, met als extremen 2 en 100 Coulomb. De baanlengte van een bliksemstraal op 1,5 à 3,0 km stellende, betekent dit een electrisch moment van 30 tot 60 C.km (voor tropische buien tot 90 C.km).

Zonder op de berekeningen zelf in te gaan, die voor ons doel minder ter zake doen, vermelden we, dat hieruit onder toepassing van verschillende benaderingen en vereenvoudigingen o.m. kan worden afgeleid de voor bliksemdoorslag benodigde spanning op een grootte-orde van 2.10° Volt; de doorslagspanning: 10.000 V/cm, de energie per doorslag: 4.10^{10} Joule of ca. 10^4 kWu; de duur van een doorslag wordt uit fotografische opnamen berekend op 10^{-3} sec, de stroomsterkte is dus van de orde van 2.10^4 A.

We zullen nu enkele klassicke theorieën over de opbouw van de ladingsverdeling in de onweerswolk bespreken.

Het is merkwaardig, dat een der oudste theorieën, nl. die van SOHNCKE ("Ursprung der Gewitterelektrizität", Jena 1885), in dit geval reeds een beslissende rol toekent aan het in de atmosfeer aanwezige ij s. Overigens heeft deze theorie nog slechts historische betekenis. Het begrip i o n i s a t i e was aan SOHNCKE nog onbekend. Hij meende, dat de electrische ladingen van de onweerswolken tot stand komen in de vorm van wrijvingselectriciteit, wanneer hagelkorrels of soms ook regendruppels door de atmosfeer vallen.

Nieuwer, hoewel ook reeds lang weer verlaten, is de theorie van GERDIEN. Deze baseert zich op het feit, dat in een opstijgende en daarbij afkoelende luchtkolom de condensatie eerder, d.w.z. in dit geval op lager niveau, plaats heeft op negatieve deeltjes (ionen) dan op positieve (vgl. ook hieronder bij JUNCE). Hierdoor zou in de wolk een scheiding tot stand komen tussen een negatieve onderlaag en een positieve bovenlaag. Het uitgangspunt is ongetwijfeld juist, maar quantitatief is deze theorie niet toereikend gebleken.

Er zijn in hoofdzaak twee klassieke theorieën, die ook quantitatief het verschijnsel trachten te verklaren, en die we daarom iets uitvoeriger willen bespreken. Op bepaalde belangrijke punten zijn ze volkomen met elkaar in strijd. Het zijn:

1. De theorie van C. T. R. WILSON,

2. De theorie van G. C. SIMPSON.

1. Theorie van WILSON

Zoals hierboven reeds is gezegd, is de voorstelling van WILSON gebaseerd op jarenlang voortgezette waarnemingen van de veldvariaties vóór, tijdens en na het overtrekken van onweersbuien, door hem zelf en door zijn medewerkers uitgevoerd in Engeland (Cambridge) en door SCHONLAND c.s. in Zuid-Afrika.

We zagen hierboven reeds, dat hij op grond van deze waarnemingen komt tot een wolkentype, waarbij boven in de wolk positieve lading is opgehoopt en onderin negatieve lading.

De vraag is nu: hoe stelt men zich, op het standpunt van WILSON, voor, dat deze polarisatie in de wolk tot stand komt? We moeten dan als uitgangspunt nemen, dat een wolk ontstaat, doordat een warme luchtbel van het aardoppervlak opstijgt, hierbij in een gebied van lagere druk terecht komt en door adiabatische expansie afkoelt, tengevolge waarvan condensatie van de meegevoerde waterdamp plaats heeft. Deze condensatie gebeurt nu het gemakkelijkst op geladen kernen, en daarvan nog weer het eerst, d.w.z. op 't laagste niveau, op negatief geladen kernen; de druppeltjes met negatieve lading vindt men dus bij het begin van 't proces in hoofdzaak onder in de wolk, de positieve wat hoger. Dit zou dus reeds een polarisatie in de gewenste zin kunnen veroorzaken.

Later is evenwel bij berekening van de hiervoor benodigde oververzadiging gebleken, dat deze veel hoger uitvalt dan, gezien de temperatuurvariatie, mogelijk is te achten. CHR. JUNCE (43) geeft op, dat voor condensatie op negatieve i o n e n een relatieve vochtigheid van 420 % nodig is; voor condensatie op positieve ionen nog veel meer: vermoedelijk 790 %. Op zware kernen treedt de condensatie weliswaar veel eerder op, maar hierbij schijnt het teken van de eventuele lading niet van invloed te zijn op het condensatieniveau.

Bij nadere analyse van de theorie van WILSON krijgen we op dit punt te maken met het hele complex van vraagstukken, betrekking hebbende op het mechanisme van de druppelvorming, zoals bijvoorbeeld het primair zijn van condensatie dan wel sublimatie, aantal en grootte der condensatiekernen, de rol van de fijnste ijsdeeltjes in de atmosfeer, hygroscopische en niet-hygroscopische kernen, enz. Over al deze problemen is een levendige discussie gaande; theoretische beschouwingen er over vindt men o.a. van de hand van KRASTA-NOV, SCHWERDFEGER en WALL in de laatste jaargangen van het Met. Zeitschrift. We komen hierop in § 3 nog terug.

In elk geval kan er het volgende van gezegd worden: op een of andere manier ontstaan ergens in de opstijgende luchtkolom kleine druppeltjes, die, eenmaal ontstaan, gaan groeien en dientengevolge steeds sneller naar beneden vallen. Bij het vallen door het verticale electrische veld van de aarde worden deze druppels nu door inductie gepolariseerd, en wel in verband met de richting van het veld zodanig, dat ze aan de onderkant een positieve en aan de bovenkant een negatieve lading verkrijgen. De positieve onderkant ontmoet nu tijdens het vallen in de lucht geladen deeltjes (ionen) van beide tekens en trekt de negatieve aan, terwijl de positieve, door de onderkant van de vallende druppel afgestoten, de negatieve bovenzijde er van niet meer te pakken kunnen krijgen ten gevolge van hun te geringe bewegelijkheid. Zo wordt door de vallende druppel negatieve lading opgezameld. Daar de druppel goed geleidend is, verdeelt deze lading zich direct over het gehele oppervlak en blijft dus de polarisatie tijdens de gehele duur van het vallen gehandhaafd. Hierdoor wordt dus in de wolk een scheiding van ladingen te weeg gebracht, zodat er positieve lading boven in de wolk wordt opgezameld. Dit is een verschijnsel, dat zichzelf versterkt: hoe meer negatieve lading er naar beneden wordt gevoerd, des te sterker wordt de positieve potentiaalgradiënt en dus des te sterker de polarisatie zodat weer meer negatieve ionen kunnen worden opgenomen enz. Men berekende, dat op deze wijze in 15 à 30 minuten de voor een bliksemdoorslag benodigde ladingsverdeling zou kunnen worden opgebouwd.

Deze hele gedachtengang stuit echter op enkele grote bezwaren. Een van de belangrijkste is wel, dat bepaalde waarnemingen hebben uitgewezen, dat de met een onweer gepaard gaande regen niet in hoofdzaak negatief is geladen, doch dat althans de zware regen uit de voorkant van de wolk voornamelijk positieve lading draagt. Als men verder let op het temperatuurverloop, blijkt althans voor onweders op gematigde breedten het gebied van de bovenste positieve ladingen ver onder 0° te liggen, zodat hier, bij aanwezigheid van kernen, waarschijnlijk geen druppels meer bestaan. Hieruit valt te concluderen, dat ij s k r i s t a l l e n waarschijnlijk een belangrijke rol zullen spelen bij de vorming van de onweerselectriciteit. Ook is de realiteit van de door WILSON gepostuleerde grote veldsterkten ingevolge latere waarnemingen meer op losse schroeven komen te staan.

Zo werd bijv. door CHALMERS (zie hieronder), in een discussie over de mogelijkheid van toepassing van de theorie van WILSON op ijskristallen aangetoond, dat een mechanisme als in deze theorie wordt verondersteld niet in staat zou zijn, een electrische stroom te veroorzaken, die voldoende sterk zou zijn om de waargenomen veldvariaties te verklaren, in het bijzonder niet het snelle herstel van het veld na een bliksemdoorslag, daar immers op dit moment de begin-polarisatie slechts onbeduidend kan zijn.

2. Theorie van SIMPSON

Op grond o.a. van sommige der bovengenoemde bezwaren tegen de theorie van WILSON is G. C. SIMPSON (5), na een eerste formulering in 1909, in 1927 gekomen met een geheel andere verklaring, berustende op het LENARDeffect (zie Hfdst. I, § 2).

Bij waarnemingen over de lading van regendroppels, die uit onweerswolken vallen, is gebleken, dat de uit zware droppels bestaande regen, die uit de voorkant van de wolk valt, in hoofdzaak positief geladen is terwijl daarna uit het meer achterwaarts gelegen deel van de wolk een regen van fijnere droppels valt, die overwegend negatieve lading draagt. Deze scheiding van ladingen gaat volgens SIMPSON parallel aan die, welke bij het LENARD-effect optreedt, waar immers bij splijting van waterdroppels negatieve lading wordt afgescheurd, zodat de grotere brokstukken met een positieve lading achterblijven. Die splijting zou in ons geval moeten plaats hebben in een bepaald gebied binnen het voorste gedeelte van de wolk, waar de opstijgende luchtstroom een zodanige snelheid kan bereiken, dat de op een hoger niveau door condensatie gevormde droppels er niet door heen kunnen vallen. De hiervoor kritieke stroomsnelheid is uiteraard afhankelijk van de druppelgrootte; waar deze laatste op grond van oppervlaktespanning en wrijvingskracht aan een bovenste grens van ca. 0,5 cm diameter is gebonden, is een stroomsnelheid van 8 m/sec. voldoende om de valsnelheid zelfs van de grootste droppels tot nul te reduceren; een dergelijke verticale snelheid nu wordt binnen onweerswolken gemakkelijk overtroffen (44).

Boven het gebied, waarin een dergelijke stijgsnelheid heerst ontstaat nu a.h.w. een verkeersopstopping: een accumulatie van waterdruppels, die niet verder kunnen vallen. Ze worden hier uiteengeslagen door de plotselinge grote snelheidsveranderingen, die een gevolg zijn van de heftige turbulentie, wat gepaard gaat met positieve oplading; de positieve brokken worden dan met de stroom een eindweegs omhoog gevoerd, tot ze in een rustiger gebied komen, waar ze kunnen coaguleren tot zware druppels, die vervolgens weer neervallen, uiteengeslagen worden, hierbij nog meer pos. lading verkrijgen, weer omhoog gaan enz. Door herhaling van dit proces zamelen de waterdruppels in dit gebied dus steeds meer pos. lading op. Tegelijk bewegen ze zich in horizontale richting, tot ze buiten het gebied van de grootste stijgsnelheid geraken, waarop ze als positieve regen naar beneden vallen. Vanzelfsprekend krijgen de grootste druppels het eerst deze kans; die vallen dus het dichtst achter de voorkant van de wolk. In een volledig ontwikkelde onweerswolk vinden alle processen tegelijk, maar op verschillende gebieden plaats; sprekend van "eerst" en "later" stelt men zich op het standpunt van de waarnemer, die op een bepaalde plaats het passeren van de bui meemaakt. De negatieve lading, die bij het LENARD-proces ontstaan is, is gebonden aan veel lichtere deeltjes en wordt dus met de luchtstroom tot veel groter hoogte meegevoerd; tevens stroomt ze daarbij zijwaarts af, waarbij door recombinatie van de zeer fijne waterdeeltjes weer kleine druppels kunnen ontstaan, die een deel van de negatieve lading afvoeren.

Met het voorgaande is de theorie in hoofdtrekken qualitatief geschetst. De berekening is uiteraard niet meer dan een overweging of de theorie volgens de orde van grootte der diverse factoren sluitend is te maken.

Ze is als volgt opgezet:

Uit waarnemingen van de met onweders verbonden veldvariaties op de grond, gecombineerd met afstandsmetingen, berekende WILSON, zoals we in het voorgaande gezien hebben, de grootte van de ladingshoeveelheid, die overgaat bij een ontlading. Deze ligt in het algemeen tussen 10 en 50 Coulomb en bedraagt maximaal 100 Coulomb. Daar echter niet aan te nemen is, dat bij één doorslag de gehele aanwezige lading overgaat, stellen we de grootteorde van de opgehoopte lading op 100 C. SIMPSON schat nu de grootte van de gebieden, waarin de positieve en negatieve lading is geconcentreerd. Bij benadering onderstelt hij deze gebieden bolvormig. Hij neemt verder een zijns inziens plausibele verdeling van de ladingsdichtheid binnen deze bollen aan, waarbij hij drie karakteristieke gevallen onderscheidt, en berekent hierbij in enkele punten de sterkte van het veld, dat als gevolg van deze verdeling optreedt. Het blijkt dan, dat in 2 van de 3 gevallen een veldsterkte op kan treden van meer dan $3 \cdot 10^6$ V/m, wat als kritische veldsterkte wordt beschouwd voor het tot stand komen van een ontlading.

Anderzijds meet hij de hoeveelheid lading, die door de positieve onweetsregen wordt meegevoerd; deze bedraagt maximaal 7 E.S.E. per cm³ water, d.i. 0,25 E.S.E. per druppel met een straal van 2 mm. Door combinatie van deze gegevens berekent hij de hoeveelheid water, die aanwezig moet zijn in de accumulatieruimte en komt tot de conclusie, dat deze hoeveelheid onder voor onweer normale omstandigheden van vochtgehalte, temperatuurverval en windsnelheid in ongeveer 15 à 30 minuten bijeengebracht kan worden. Iedere druppel moet daarbij ongeveer 10 maal het splijtingsproces ondergaan.

Zowel de theorie van SIMPSON als die van WILSON steunden, wat het experimentele gedeelte betreft, in hoofdzaak op waarnemingen op de begane grond (veldvariaties en regenladingen). SIMPSON zag intussen duidelijk in, dat het wenselijk was, daarnaast ook gegevens te verkrijgen over de verdeling van de ladingen binnen de onweerswolk. Hij trachtte dit te bereiken door bepaling van de potentiaalgradiënt op verschillende hoogten. Deze metingen zijn door hem uitgevoerd met medewerking van F. J. SCRASE (6), later ook in samenwerking met G. D. ROBINSON (67). Bevestiging van de resultaten werd o.m. verkregen bij sonderingsproeven door R. DAVIS en G. STANDRING (68). Het experiment was als volgt ingericht:

Aan een ballon wordt een apparaat opgelaten, waarmee men het teken van de electrische potentiaalgradiënt kan bepalen; dit instrument (alti-electrograaf) bestaat uit twee ijzeren spitsen, die zich dicht bij elkaar op de straal van een roterende cirkelschijf bevinden, die met speciaal geprepareerd papier is beplakt. De binnenste spits is geleidend verbonden met het frame van het toestel, dat van naar buiten uitstekende metalen punten is voorzien; de buitenste spits is hiervan geïsoleerd en verbonden aan een koperdraad, ongeveer 20 m lang, die onder het toestel vrij naar beneden hangt en door een loden gewichtje zo goed mogelijk verticaal wordt gehouden. De draad is geheel met een isolerende rubberlaag bedekt, behalve het vrije uiteinde, dat blank is gehouden. De draad werkt dus als sonde en tussen de beide

7

spitsen ontstaat een potentiaalverschil, overeenkomend met de potentiaalvariatie over 20 m hoogteverschil. Het toestel is tevens voorzien van een registreerapparaat voor druk en voor relatieve vochtigheid; het geheel weegt nog geen 800 g, de middellijn van de ballon bedraagt ca 1,5 m. Een aneroïdrelais, dat werkt bij een vooraf in te stellen barometerstand, zorgt er voor, dat de electrograaf op ca 8 a 9 km hoogte van de ballon losraakt en aan een parachute naar beneden komt.

Het geprepareerde papier, gedrenkt in een oplossing van kaliumferrocyanide en ammoniumnitraat in een mengsel van glycerine en water, heeft de eigenschap, dat aan die spits, die positief is tov. de andere, een duidelijke blauwkleuring optreedt. Een potentiaalgradiënt van 10 V/cm, overeenkomende met een stroomsterkte van ca. $0,1 \mu$ A, is hiervoor reeds voldoende.

Met dit toestel zijn in de zomers van de jaren 1934—1936 in totaal een 70-tal peilingen aan onweerswolken verricht; dikwijls verschillende na elkaar tijdens één bui. De peilingen bereikten meestal een hoogte van ongeveer 8 km en namen gemiddeld $\frac{3}{4}$ uur in beslag. Daar uit de breedte van de blauwe strepen nog enigszins een schatting van de stroomsterkte, dus ook van de grootte van de potentiaalgradiënt mogelijk was, gaven deze metingen, die op een zeer overzichtelijke wijze grafisch werden voorgesteld, een tamelijk duidelijk beeld van de ladingsverdeling binnen de onderzochte wolken. Helaas bezat het meetapparaat geen inrichting voor registratie van de temperatuur. De 0°-grens en de -10° -grens zijn daarom door schatting verkregen uit de bekende grondtemperatuur, onder aanname, dat in de wolk 100 % en buiten de wolk 50 % rel. vochtigheid heerst; deze schattingen worden ondersteund door gelijktijdige waarnemingen met behulp van vliegtuigen in de buurt van het onweersgebied.

De conclusies, die uit de aldus verzamelde gegevens getrokken kunnen worden, zijn de volgende:

In ongeveer 2/3 van het aantal waargenomen gevallen heeft de wolk aan de onderkant negatieve lading, aan de bovenkant positieve. In de overige gevallen was de verdeling: boven positief, in het midden negatief en daar onder nog weer een positief gebied. Steeds bevond zich daarbij de bovenste positieve lading in een gebied, waar de temperatuur beneden het vriespunt lag, meestal zelfs beneden -10° , en de onderste positieve lading steeds in een gebied met temp. boven 0° . Deze onderste positieve lading komt speciaal voor in het z.g. "actieve centrum" van de wolk. Uit dit centrum valt ook regen met een positieve lading en de potentiaalgradiënt op de grond is tijdens het passeren van dit centrum positief.
Het beschreven wolkbeeld komt nu enigszins in conflict met de beide. hier boven besproken theorieën. Want weliswaar is de positieve lading aan de onderkant te verklaren volgens de theorie van de druppelsplitsing van SIMPSON en zou men, oppervlakkig bezien, de positieve lading aan de bovenkant willen verklaren volgens de polarisatietheorie van WILSON, maar de moeilijkheid is, dat deze positieve lading zich vormt in een gebied, waar de temperatuur ver beneden 0° moet zijn en waar dus geen waterdruppels aanwezig kunnen zijn, ook niet in onderkoelde toestand, daar ze dan in elk geval door het samenstoten tijdens de val zouden bevriezen. Het water in deze gebieden moet dus bestaan in de vorm van ijskristallen. Door J. A. CHAL-MERS (45) is daarom onderzocht, in hoeverre het door WILSON voor waterdruppels gepostuleerde mechanisme ook is toe te passen op ijskristallen. Hij komt hierbij tot de volgende conclusies:

IJskristallen zijn vrijwel volkomen isolatoren en dus ten aanzien van polarisatie niet vergelijkbaar met waterdruppels.

Volgens WORMELL (46) is echter toch een zekere polarisatie van ijskristallen in een electrisch veld mogelijk, daar de dielectrische constante van het ijs afwijkt van die van de omringende lucht; en wel zal, daar de diëlectrische constante van ijs > 1 is, het ijskristal zodanig gepolariseerd worden, dat in het normale luchtelectrische veld de positieve lading aan de onderkant komt. Dus op dezelfde manier als bij de waterdruppels volgens WILSON. Grootte en verdeling van de ladingen hangen af van de vorm van het ijsdeeltje, van de veldsterkte en van de diëlectrische constante van ijs. Deze laatste wordt o.m. door de temperatuur bepaald; zij is echter in alle gevallen zo hoog (gem. ca. 75), dat de verdeling van de lading over een in zijn geheel ongeladen ijsdeeltje nagenoeg dezelfde is als die bij een geleider van gelijke vorm in hetzelfde veld (over de diëlectrische constante van ijs zie ook N. E. DORSEY (47)).

Een verschil treedt echter aan de dag, wanneer ionen van één bepaald teken, b.v. n e g a t i e f, worden gevangen. Bij een geleidend lichaam wordt dan de opgenomen lading over het hele oppervlak verspreid, wat een verschuiving van de grens tussen het positief en het negatief gebied medebrengt, in ons geval een verkleining van het positief gebied. Bij een niet-geleider echter b l ij f t de opgevangen lading op het punt, waarop zij het lichaam treft. De positieve en negatieve gebieden blijven dus hun oorspronkelijke omvang behouden, maar de lading per oppervlakte-eenheid verandert. Een gevolg van dit onderscheid is, dat bij een g e l e i d e r, die ionen van beide tekens ontvangt, een evenwichtstoestand mogelijk is, waarbij het lichaam een constante netto-lading behoudt; bij een isolator daarentegen is het eindresultaat, dat het lichaam een lading nul overhoudt.

Veronderstelt men zowel de geleider als de isolator bolvormig, beide met straal a, in een veld ter sterkte F, dan kan berekend worden, dat voor de laatste een maximum-waarde van de totale oplading bestaat, en wel: $\frac{-3Fa^{2}}{4e}$ (e = basis van het nat. log. stelsel), die bereikt wordt op het tijdstip $t = \frac{1}{4\pi\lambda}$ (λ = geleidingsvermogen), waarna de lading weer tot 0 afneemt. Daarentegen nadert de lading van de bolvormige geleider tot de waarde -0,515Fa².

In werkelijkheid zijn de ijsdeeltjes in het algemeen niet bolvormig. Voor willekeurige vormen is berekening vrijwel onmogelijk. Een benadering, die nog enig resultaat geeft, is het vlakke cirkelvormige plaatje. Zonder op de berekening in te gaan vermelden we, dat ook bij vlakke plaatjes een maximum van de totale lading bereikt wordt ten tijde $t = \frac{1}{4\pi\lambda}$.

Bovendien treedt hier een complicatie op ten gevolge van het feit, dat ijsdeeltjes in de vorm van vlakke plaatjes tijdens het vallen voortdurend kantelen. Hierdoor verandert de richting van de as van polarisatie ten opzichte van het lichaam; de ladingen daarentegen blijven op hun plaats. Het effect hiervan werd ook berekend; gevonden werd, dat wanneer het kantelen snel gebeurt ten opzichte van de tijd $\frac{1}{4\pi\lambda}$, de opgenomen lading niet veel verschilt van die in het geval dat er geen kanteling plaats heeft *).

Vervolgens worden de afgeleide eigenschappen toegepast op twee gevallen, nl. op de omstandigheden on der een wolk en op die binnen en een onweerswolk; alleen het laatste interesseert ons in dit verband.

In het inwendige van de wolk komen hoogstwaarschijnlijk ionen van beide tekens voor in even groot aantal. De vallende ijskristallen zullen alleen

*) Volgens een latere mededeling van CHALMERS naar aanleiding van een door WORMELL uitgebrachte critiek (Q. J. Roy. Met. Soc. 74, 106, 1948) zou voor $T < < \frac{1}{4\pi\lambda}$ (T is periode van kanteling) de eindwaarde van de lading *niet* = 0, doch = $-\frac{2}{3}Q_0$ bedragen. (Q_0 = beginlading). dan negatief geladen kunnen worden, als de positieve ionen een kleine snelheid hebben. Anderzijds eist de theorie van WILSON, dat het verzamelen van lading nog steeds doorgaat, wanneer de veldsterkte reeds in de buurt is gekomen van de kritieke waarde, waarbij ontlading door bliksem optreedt, dat is volgens MACKY (48) bij ca. 10⁴ V/cm, of wellicht iets lager bij aanwezigheid van spitse ijskristallen. In velden van deze sterkte zal de snelheid der aanwezige kleine positieve ionen echter groot moeten zijn ten opzichte van de valsnelheid der ijsdeeltjes. De aanwezigheid van kleine positieve ionen in de wolk zal dus scheiding van ladingen volgens het mechanisme van WILSON tegenwerken. Het is zeer waarschijnlijk, dat bij ionisatie ten gevolge van bliksemdoorslag een groot aantal van dergelijke kleine ionen ontstaat.

Ook wanneer er alleen maar zware ionen van kleine snelheid (tot 20 cm/sec. in een veld van 10^4 V/cm) aanwezig zouden zijn, zouden zich evenwel moeilijkheden voordoen. Deze ionen zullen de tendens vertonen het veld te vernietigen door hun bewegingen in verticale zin. Het gunstigste geval zou hier zijn, dat een verticale luchtstroming bestaat, die het vallen van de positieve ionen verhindert doch de ijsdeeltjes met de daaraan gehechte negatieve ladingen doorlaat. In dit geval zou er dus een ladingsscheiding plaats vinden waarvan de snelheid evenredig zou zijn met de productie van ionen.

Neemt men met SCHONLAND (49) aan, dat na doorslag het veld hersteld wordt door middel van een stroom ter sterkte van ca. 4 A en stelt men de orde van grootte van de betrokken ruimte in navolging van GISH (50) op 100 km³, dan vereist dit een ionisatie van 250 / cm³. sec, aangenomen dat de scheiding ideaal is. Deze sterke ionisatie zou moeten bestaan gedurende de gehele periode, waarin het veld zich herstelt. Een oorzaak voor een dergelijke sterke ionisatie is echter bezwaarlijk aan te wijzen.

Vergelijking van de tijd, die een ijsdeeltje gemiddeld nodig heeft om door het onweersgebied te vallen (ca 100 min.) met de tijd die het nodig heeft om zijn maximale lading op te nemen in verband met het uit spanning en stroomsterkte te berekenen geleidingsvermogen (ca. 1 min.), leert eveneens, dat de ijsdeeltjes niet noemenswaard tot de scheiding der ladingen zullen kunnen bijdragen.

Tenslotte bestaat er nog een bezwaar. We zagen, dat de max. lading, welke de ijsdeeltjes kunnen opnemen, evenredig is met de heersende veldsterkte. Nu is onmiddellijk na bliksemdoorslag deze veldsterkte nog zeer klein. Dus is niettegenstaande het wellicht grote aantal der aanwezige ionen het ladingstransport en dus het veldherstel dan eveneens zeer gering. De snelheid, waarmee het veld hersteld wordt is in het algemeen recht evenredig met de veldsterkte, d.w.z. het veldherstel zou gaan volgens een parabolische kromme, terwijl experimenteel hiervoor een exponentiële kromme wordt gevonden.

Resumerende bestaan dus tegen de veronderstelling, dat de scheiding der ladingen in een onweerswolk toe te schrijven zou zijn aan een proces, analoog aan dat van WILSON doch met ijskristallen als transporteurs, een viertal bezwaren *):

- a. Zeer waarschijnlijk komen in de wolk snelle positieve ionen voor, die unipolaire oplading der kristallen verhinderen.
- b. Er is geen oorzaak aan te geven voor het ontstaan van het vereiste aantal zware ionen.
- c. Ten gevolge van de lange valtijd verliezen de kristallen bijna hun gehele lading weer.
- d. Het experiment levert een andere formule voor het veldherstel dan de theorie.

De eindconclusie van CHALMERS luidt: "Een volledige theorie over het ontstaan en de beweging van de electrische ladingen in wolken zal rekening moeten houden met het effect van het WILSON-proces op de ladingoverdracht door ijskristallen; het is echter onwaarschijnlijk, dat dit proces een hoofdrol speelt bij de scheiding der ladingen."

Anderzijds zijn ook tegen de uniforme geldigheid van de theorie van SIMPSON verschillende bedenkingen aangevoerd.

In de eerste plaats steunen deze ook hier weer op het feit, dat althans in een groot deel der voorkomende gevallen (winteronweders, onweders op hoge breedten) de temperatuur in het onweerscentrum zodanig is, dat geen water in vloeibare toestand aanwezig kan zijn; hiermee vervalt voor die gevallen de mogelijkheid van verklaring op grond van het eigenlijke LENARD-effect.

^{*)} Behalve het onder c. genoemde, zijn deze bezwaren eveneens van toepassing op de druppeltheorie van WILSON.

Verder zijn moeilijkheden gerezen in verband met het teken en de grootte van de lading van de met onweders gepaard gaande neerslag. Zo is b.v. uit metingen van GSCHWEND (51) gebleken, dat de bewering van SIMPSON: de grote regendruppels dragen hoofdzakelijk positieve, de kleine hoofdzakelijk negatieve lading, n i et opgaat; het teken van de ladingen wisselt zeer grillig, maar vertoont in het algemeen volgens GSCHWEND eerder de omgekeerde tendens.

Tenslotte ontleende SIMPSON belangrijke argumenten ten gunste van zijn theorie aan zijn beschouwingen over het verband tussen vorm en stroomrichting van bliksemontladingen, welke beschouwingen echter bij nader onderzoek ook niet gehandhaafd bleken te kunnen worden (52, 53, 54); hier dieper op in te gaan valt evenwel buiten het bestek van dit overzicht.

§ 2. De theorie van FINDEISEN

De beide hiervoor besproken theorieën blijken dus onvoldoende om de gecompliceerde situatie zoals die experimenteel in de onweerswolk wordt aangetroffen, te verklaren. Opvattingen als die van H. RUDOLPH (56) en van F. ROSZMANN (71), welke op geheel andere onderstellingen berusten, hier stilzwijgend voorbijgaande, willen we nog nagaan, hoe FINDEISEN de aangeduide moeilijkheden te boven tracht te komen.

FINDEISEN zoekt de oorzaak van de onweersladingen in de electrische verschijnselen, die zich voordoen bij de aangroei en het verdampen van ijsdeeltjes. Het beeld, dat hij zich vormt, kan duidelijk gemaakt worden aan de hand van fig. 17a, die de ladingsverdeling in een onsymmetrische cumulonimbus weergeeft. De luchteireulatie en de locale verdeling der diverse daarbij betrokken processen vinden we ter vergelijking in fig. 17b voor dezelfde wolk geschematiseerd (zie fig. 17a en b, blz. 104).

Aan de voorkant van de wolk vinden we het gebied van de sterkste opstijgende luchtstroom. Hier heeft in de lagere regionen in hoofdzaak condensatie plaats; deze heeft geen electrisch effect, ruimteladingen zijn hier dan ook niet aanwezig. Komt de lucht hoger en daalt de temperatuur dus beneden de kritische waarde (-10° tot -15°), dan maakt de condensatie plaats voor sublimatie, terwijl er, zolang althans ook nog onderkoelde druppels aanwezig zijn, tevens aanvriezen van deze druppels aan ijsdeeltjes plaats heeft; beide processen gaan gepaard met ontstaan van positieve ladingen. Naarmate men hoger in de wolk komt, gaat de sublimatie sterker overwegen. Aanvankelijk treft men positieve en negatieve ladingen naast elkaar aan, naarmate echter de ijsdeeltjes door aangroei zwaarder worden krijgt men een duidelijker scheiding: de positieve lading wordt met de hagel of regen mee afgevoerd naar beneden (positieve regen uit de voorkant van de wolk). In het allerhoogste gedeelte van de wolk moet men in hoofdzaak negatieve lading vinden, gebonden aan de zeer lichte splinters.



Fig. 17a en b. Ladingsverdeling en localisering der verschillende processen in een onsymmetrische cumulonimbus volgens FINDEISEN

Een moeilijkheid geeft het naast elkaar voorkomen van negatieve splinters en door "Vergraupelung" positief geladen hagelkorrels. Dat deze elkaar niet in hoge mate neutraliseren wordt toegeschreven aan een polarisatie in de trant van "WILSON", echter juist in omgekeerde zin, nl. met negatieve lading aan de onderkant van de vallende korrel, tengevolge van de onder in de wolk reeds aanwezige overmaat van positieve lading. Deze veronderstelde polarisatie zou bovendien nog een versterkende invloed op de ladingsscheiding uitoefenen, en wel doordat het aanvriezen der waterdruppels voornamelijk aan de onderkant van de vallende deeltjes plaats vindt; is te dezer plaatse de dichtheid van de negatieve lading door polarisatie versterkt, dan bevordert dit het afvoeren van negatieve lading, dus het positief opladen van de korrel.

Ook de aantrekking van onderkoelde waterdruppels door hagelkorrels zou door versterking van de lading van deze laatste nog gunstig beïnvloed kunnen worden.

We moeten nu nog even letten op het gebied van de neerdalende luchtstroom. Hier is de verdamping van ijsdeeltjes het belangrijkste verschijnsel; dit gaat gepaard met negatieve oplading der deeltjes, toegeschreven aan loslating van positieve splinters. In dit achterste gedeelte van de wolk moeten we dus vinden: beneden voornamelijk negatieve ijsdeeltjes (na smelting dus negatieve regen), boven hoofdzakelijk positieve ruimtelading. Bij het begin van de verdamping zijn de deeltjes nog positief ten gevolge van de vooraf gegane sublimatie, daar echter het verdampingseffect sterker is dan het sublimatie-effect, treedt tekenomkering op.

De bij "Vergraupelung" ontstane splinters spelen een zeer belangrijke rol in de omzetting van een waterwolk in een ijswolk. Het aantal ijsdeeltjes, dat op deze wijze gevormd wordt, is aanzienlijk groter dan dat wat ontstaat door sublimatie op kernen. Dus zijn reeds betrekkelijk weinig kernen voldoende om het proces op gang te brengen.

Dit wordt door FINDEISEN aan een numeriek voorbeeld verduidelijkt. Stelt men het watergehalte van de wolk op 2 g/m³ en het aantal primaire ijsdeeltjes op 10³/m³, dan is de straal der deeltjes gemiddeld 8.10⁻² cm en het totale ijsoppervlak 80 cm²/m³. Door de valbeweging verplaatsen de deeltjes zich t.o.v. de omringende lucht; dit heeft hetzelfde effect als een luchtstroom langs het koude proeflichaam. Men kan dan aannemen, dat per sec 1 splinter per 10 cm² wordt afgestoten, totaal dus 8/m³.sec, na 10 minuten zijn dus ca. 5.10³ nieuwe ijspartikels in 1 m³ lucht ontstaan, dus 5 maal het oorspronkelijke aantal.

In werkelijkheid zal de vermenigvuldiging nog veel sneller plaats hebben, daar we in de wolk voornamelijk te maken hebben met het proces der "Vergraupelung", dat electrisch veel meer effectief is dan de berijping.

Berijping op de bovenbeschreven schaal zou in een veldvrije ruimte in een ½ uur tijds onder aanname van een gemiddelde splinter-potentiaal van 2 V en 10 % geladen splinters een ladinghoeveelheid produceren van 10⁻² Coulomb in een volume van 3 km³; bij een veld van 10⁴ V/m zou dit worden 0,3 Coulomb.

Ook hier komt men dus niet uit zonder het Vergraupelungseffect.

§ 3. De kritiek op FINDEISEN's beschouwingen

We zullen hier in de eerste plaats een summier overzicht geven van kritieken op de theorie van FINDEISEN, die we in de literatuur aantroffen, in de tweede plaats enkele kritische opmerkingen over zijn beschouwingen trachten te plaatsen naar aanleiding van de uitkomsten van onze eigen metingen. Min of meer parallel hieraan gaat een verdeling van de te berde gebrachte bezwaren in: a. bezwaren tegen de physische verklaring der beschreven verschijnselen; b. twijfel aan de juistheid van de waarnemingen zelf.

A. Kritiek van anderen

Om aan FINDEISEN's opvattingen ten aanzien van het ontstaan der onweersladingen recht te doen wedervaren, dient men zich te realiseren, dat deze niet van op zichzelf staande hypothesen uitgaan, doch dat ze een deel uitmaken van zijn algemene theorie over de neerslagvorming, die hij elders publiceerde (57). De hiertegen ingebrachte bezwaren dienen dus ook in de discussie te worden betrokken, waarbij we geen aanspraak willen maken op volledigheid en bovendien uiteraard zeer beknopt zullen moeten zijn.

Reeds lang is bekend, dat de kans op het spontaan ontstaan van vloeibare neerslag door samentreffen van waterdampmoleculen in de atmosfeer dermate gering is, dat hieraan geen reële betekenis is toe te kennen (60). Voor het optreden van de vloeibare phase van water in afkoelende vochtige lucht is dus vereist de aanwezigheid van "Fremdkörper", aan het oppervlak waarvan zich waterdampmoleculen kunnen hechten. De aard van deze Fremdkörper kan voorshands geheel onbepaald blijven; ze worden "(condensatie)-kernen" genoemd. In het vervolg zullen we onderscheid maken tussen "k er n e n", dat zijn dus partikels die noodzakelijk zijn als uitgangspunten om het onstaan van een nieuwe phase in te leiden, en "k i e m e n", dat zijn kleine deeltjes van de nieuwe phase, die in labiel evenwicht zijn met hun omgeving en dus bij een geringe toevoer van substantie direct kunnen gaan groeien.

Meer algemeen kan men postuleren, dat iedere exotherme phaseovergang van water de aanwezigheid van een kern vereist. Daar er in een afkoelende vochtige luchtmassa drie phase-overgangen mogelijk zijn, te weten condensatie, sublimatie en bevriezen, kan men dus ook drie kernfuncties onderscheiden en met het oog hierop spreken van condensatiekernen, sublimatiekernen en vrieskernen. De cardo quaestionis is nu: welke rol speelt de sublimatie in de atmosfeer, met andere woorden onder welke omstandigheden van temperatuur en druk en met behulp eventueel van welk soort kernen gaat water inderdaad direct van de gasvormige in de vaste phase over. Voor de vorming van ijskiemen staan nl. à priori twee wegen open: a. rechtstreeks door sublimatie, b. met vloeibaar water als tussenstadium.

In navolging van A. WEGENER ("Thermodynamik der Atmosphäre", Leipzig 1911) nam FINDEISEN de existentie aan van afzonderlijke sublimatiekernen, die als zodanig wezenlijk onderscheiden zouden zijn van de, in de atmosfeer steeds voorkomende, condensatiekernen; de laatste zouden hygroscopisch zijn en dus in vochtige lucht steeds min of meer in colloïdale oplossing, terwijl de eerste uit een vaste, niet-hygroscopische substantie zouden bestaan en bij voorkeur een kristalstructuur zouden moeten bezitten welke van die van ijs niet te ver afwijkt: gedacht werd b.v. aan kwarts-stof. (Overeenkomst in kristalstructuur is inderdaad een belangrijk voordeel bij primaire ijsvorming; zeer geschikt is op deze grond b.v. zilverjodide, zoals gebleken is bij proeven VONNEGUT (70) over kunstmatige ijsnevelvorming).

Door deze opvatting van WEGENER te combineren met de theorie van BERGERON over de neerslagvorming, nl. dat iedere sterke neerslag als ij s ontstaat, dus in een zône beneden 0°, kon FINDEISEN een volledig schema ontwikkelen aangaande het verband tussen wolkentypen en neerslag.

Het te maken onderscheid tussen water- en ijswolken heeft ook betekenis voor de wolkenclassificatie. Bij hogere temperatuur ontstaan uitsluitend waterwolken, bij lagere temperatuur kunnen beide typen ontstaan.

Primaire ij swolken kunnen ontstaan als de temp. laag genoeg is en het vochtgehalte zo laag, dat oververzadiging ten opzichte van ijs wel, doch ten opzichte van water niet bereikt is. In snel opstijgende voch tige lucht krijgen we eerst druppelvorming; bij verdere stijging raken de meegevoerde druppels onderkoeld, tevens ontstaan daarnaast ijskiemen door sublimatie (Altostratus). Zijn alle sublimatiekernen verbruikt en de gevormde ijsdeeltjes uitgezakt, dan kan hogerop nog weer een dunne waterwolk ontstaan (Altocumulus) door langzame condensatie.

Tegen deze gedachtengang worden bezwaren van theoretische en van practische aarde ingebracht. In de eerste plaats is hier het werk van L. KRAS-TANOW te noemen (9). Dit is gebaseerd op het onderzoek van J. W. GIBBS ("Thermodynamische Studien", Leipzig 1892) over de energetische processen bij phase-overgangen en op de theoretische beschouwingen van M. VOLMER ("Kinetik der Phasenbildung", Dresden 1939) over de voorwaarden van kiemvorming; deze ideeën werden door KRASTANOW speciaal op waterdamp toegepast. Uitgangspunt is een formule van W. THOMSON, ook bij GIBBS vermeld, die het verband aangeeft tussen de oververzadiging van een damp en de straal van de bolvormig gedachte vloeistofkiem (of kristal), die met deze damp in evenwicht is; natuurlijk moet hierin ook de temperatuur voorkomen. We treffen de formule in verschillende gedaanten aan, b.v.:

 $p_r = p_{\infty} \cdot e^{\frac{2\sigma M}{dRTr}}$; of dRT ln $\frac{p_r}{p_{\infty}} = \frac{2\sigma M}{r}$

Hierin is p_r de spanning van de oververzadigde damp, T de absolute temperatuur, R de gasconstante, M het mol. gewicht, p_{\sim} de verzadigingsspanning bij temperatuur T boven cen "groot" oppervlak van de gecondenseerde phase, σ de oppervlaktespanning en d de dichtheid van deze phase (voor water is dus d = 1 te stellen), ten slotte r de straal van de "kiem".

Hieruit ziet men direct: hoe kleiner r, hoe groter de oververzadiging, die bij een bepaalde temperatuur nodig is om de klem te laten bestaan; of anders gezegd: bij een bepaalde temperatuur en een bepaalde graad van oververzadiging kunnen alléén druppels (resp. kristallen) boven een bepaalde minimumgrootte bestaan, terwijl kleinere direct weer verdampen.

Op grond van een door GIBBS afgeleide uitdrukking voor de arbeid, die nodig is voor de vorning van een kiem in een homogene oververzadigde phase en van een formule van VOLMER voor de snelheid van de kiemvorming (is aantal kiemen, per tijds- en per volume-eenheid gevormd), wordt nog eens duidelijk gemaakt, dat voor condensatie van homogene waterdamp dermate grote oververzadigingen nodig zijn (400 à 600 %), dat dit verschijnsel voor de atmosferische omstandigheden geen betekenis kan hebben.

Anders wordt het evenwel, wanneer kernen (met straal 10⁻⁵—10⁻⁷ cm) in de atmosfeer aanwezig zijn. Zeer belangrijk is hier een omstandigheid, die ook door GIBBS naar voren is gebracht, nl. dat men alle vaste deeltjes, waarvan het oppervlak door water bevochtigd kan worden, ten aanzien van de kiemvorming als druppels kan beschouwen, zodat ze als condensatie kernen kunnen optreden on afhankelijk van het feit of ze al of niet in water oplosbaar zijn. Experimenteel is dit o.a. door JUNCE bevestigd. Verreweg de meeste typen van atmosferische kernen zullen deze eigenschap vertonen, wat er op wijst, dat bij deze kernen, ingeval de luchtmassa waarin ze gesuspendeerd zijn aan afkoeling is onderworpen, de ij svorming alleen als secundair verschijnsel ná de condensatie kan optreden. Aanwezigheid van een kern die met een waterdruppel met straal r_0 isomorf is, betekent een vermindering van de voor kiemvorming benodigde arbeid met een bedrag gelijk aan de hoeveelheid arbeid die nodig zou zijn voor de vorming van een druppel met straal r_0 in de homogene phase, in casu betekent het dus het optreden van condensatie bij een lagere

graad van oververzadiging, nl. bij die welke bepaald wordt door $\ln \frac{Pr_0}{p \sim} = \frac{2\sigma M}{RT_{r_0}}$ In de practijk komen daar bij bepaalde kernsoorten nog factoren bij die zelfs in aanzienlijke mate verder verlagend op de benodigde oververzadiging werken, nl. door vermindering van $p \sim$ ofwel door verkleining van σ .

Verder wordt nu o.m. nagegaan, wèlke de waarschijnlijkheid is voor het ontstaan van ijs uit onderkoelde druppels met kern (secundaire ijsvorming) resp. door directe sublimatie op vaste kern (primaire ijsvorming). Het blijkt dan, dat in bepaalde gevallen het eerste veel waarschijnlijker is dan het tweede. Voor de berekening zelf verwijzen we hier naar het oorspronkelijke artikel; er wordt voor het verband tussen de oververzadiging $\frac{P}{P \sim}$ en het aantal per tijds- en volume-eenheid gevormde kiemen J een nogal gecompliceerde betrekking gevonden:

$$\mathbf{J} \mathbf{t} = \frac{a \sqrt{2} \mathbf{N}^{3/2}}{\sqrt{\pi} \mathbf{R}^2} \left(\frac{\mathbf{p}_{\sim}}{\mathbf{T}}\right)^2 \frac{\sqrt{\sigma \mathbf{M}}}{\mathbf{d}} \left(\frac{\mathbf{p}}{\mathbf{p}_{\sim}}\right)^2 \mathbf{e}^{-\frac{16\pi}{3kR^4}} \left(\frac{\mathbf{M}}{\mathbf{d}}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{\mathbf{T}}\right)^3 \frac{1}{\left(\ln \mathbf{p}/\mathbf{p}_{\sim}\right)^2} \mathbf{t}$$

($\alpha = \text{condensatiecoëfficiënt}$, N = aantal moleculen per mol., M = mol. gewicht v. d. damp, d = dichtheid v. d. vloeistof, R = gasconstante, k = constante v. Bolzmann), waaruit blijkt dat er bij iedere temp. een bepaalde oververzadiging $\frac{p}{p_{\infty}}$ bestaat, waarbij gemiddeld per cm³ per sec. b.v. 1 kiem gevormd wordt.

J, het aantal werkelijk gevormde kiemen, hangt natuurlijk van het kerngehalte en het kernspectrum af, p/p_{\sim} , dus ook, en wel zo, dat wanneer het aantal kernen toeneemt, de benodigde oververzadiging afneemt. Bovenstaande formule geldt voor condensatie op een bolvormige kern (druppel). Voor sublimatie geldt iets dergelijks, waarbij echter de waarde van σ niet precies bekend is: bovendien treedt in de uitdrukking voor de reeds eerder genoemde ar beid, die voor kiemvorming nodig is:

$$W_{k} = kT. \frac{4 \omega M^{2}}{3 kR^{2}} \cdot \frac{\sigma^{3}}{d^{2}} \frac{1}{T^{3} \left(\ln \frac{P_{kr}}{p \sim} \right)^{2}}$$

een "geometrische factor" ω op, afhankelijk van de gedaante van de kern, die b.v. voor een bolvormige kern = 4π is, voor een kubische kern = 24, etc.

Dampspanning, temperatuur en aanwezige kernen bepalen dus de waarschijnlijkheid, waarmee in een gegeven situatie een bepaalde phase, nl. of vloeistof of vaste phase, zich zal realiseren.

Bij numerieke uitwerking blijkt dan, dat de onderkoelde druppels als eerste condensatieproduct de voorrang hebben boven primaire ijsvorming bij temperaturen boven — 65° C ongeveer en dampspanning boven ca. 7.10⁻² mm! Dit geldt voor homogene waterdamp.

In de at mosfeer zijn kernen aanwezig, dus condensatie van homogene waterdamp is uitgesloten. De aanwezige kernen, mits hun oppervlak door water te bevochtigen is, vergemakkelijken de druppelvorming dermate (zie hiervóór), dat het eerste condensatieproduct steeds een druppel zal zijn. Zelfs als we het vrij gekunstelde geval onderstellen dat er kernen voor zouden komen, die door water niet bevochtigd kunnen worden en daarentegen aan ijskristallen isomorf zijn, dan is nog een temperatuur van ca. --13° nodig om primaire ijsvorming te verkrijgen. Op zeer grote hoogte kunnen ook "kleine ionen" als kern gaan fungeren, deze verbinden zich met watermoleculen tot een minuscule bolvormige druppel die direct bevriest.

Samenvattend zegt KRASTANOW het volgende: "(Uit al deze onderzoekingen) blijkt, dat het niet noodzakelijk is, twee verschillende soorten kernen aan te nemen, teneinde het condensatieproces in de atmosfeer te verklaren. De aard van het mechanisme en de bepaling van de aggregatietoestand van het eerste product dienen op grond van geheel andere processen onderzocht te worden. In dit geval blijft de rol der z.g. sublimatiekernen — vaste, onoplosbare partikels — niet beperkt tot het leveren van grensvlakken, waarop de ijsphase onmiddellijk uit de dampphase ontstaat. Veeleer dienen ze, dank zij het feit dat ze bevochtigd kunnen worden, ook als vrieskiem in onderkoelde waterdruppels. Als zodanig veroorzaken zij de vorming van de ijsphase uit de onderkoelde vloeistofphase."

Door E. WALL, een medewerker van FINDEISEN, wordt er op gewezen (58), dat de methode van KRASTANOW een zwak punt heeft, nl. waar voor de snelheid van de kiemvorming een formule gebruikt wordt die de oppervlaktespanning bevat, welke voor ijs — waterdamp niet bekend is.

WALL zelf volgt daarom een andere methode, nl. gedeeltelijk experimenteel, door uit te gaan van de directe meteorologische gegevens en van bij vliegtochten opgedane ervaringen over de opbouw der wolkenlagen. Deze gegevens maken het waarschijnlijk, dat de ijswolken zich secundair uit waterwolken ontwikkelen (As. uit Ac.), althans voor temperaturen boven — 40° C. In dezelfde richting wijzen waarnemingen over de ontstaansvoorwaarden van stuifsneeuw in de arctische gebieden. Aan het ontstaan van ijsdeeltjes zou altijd droppelvorming vooraf gaan. Spontane vorming van ijskiemen uit sublimatiekernen wordt nimmer waargenomen; voor het actief worden van deze kernen is een voorbereidingstijd nodig, gedurende welke door z.g. vóórcondensatie een waterhuidje op de sublimatiekern gevormd zou worden.

Het essentieel verschil tussen condensatie- en sublimatiekernen wordt door WALL dan ook verworpen; een belangrijke opmerking, die hij hierover maakt, is, dat meteorologisch-werkzame kernen in bijna alle gevallen "oude" kernen zijn, dus niet homogeen, doch opgebouwd door samentreffen van diverse primaire kernen: een aggregaat, dat zowel vaste als vloeibare componenten zal bevatten en dus zowel als condensatiekern alsook als sublimatiekern zal kunnen fungeren, afhankelijk van de omstandigheden van temperatuur en vochtigheid.

Om de voorwaarden voor druppelvorming resp. ijsvorming te berekenen, maakt WALL gebruik van het begrip "aequivalente waterkiem, resp. ijskiem". Hieronder verstaat hij een hypothetisch bolvormig homogeen lichaam, bestaande uit water, resp. ijs, dat t.a.v. de kiemvorming dezelfde eigenschappen vertoont als de beschouwde willekeurige reële kern. Daar de grootte van de straal van een bolvormige druppel of ijskorrel bepalend is voor de benodigde oververzadiging, kan men dus aan een willekeurige kern twee kengetallen toevoegen: de aequivalente waterkernstraal rw, resp. de ijskernstraal re. Deze getallen kunnen berekend worden, het eerste met behulp van bovengenoemde formule van THOMSON, het tweede uit een daarmee overeenkomende formule, wanneer men de voor activering van de kern benodigde oververzadiging resp. onderkoeling kent.

Het gedrag der kernen kan grafisch worden voorgesteld in een toestandsdiagram der phasevorming, met de temperatuur als abscis en het relatief vochtgehalte als ordinaat. Een kern heeft een bepaalde

 r_w , daarbij behoort een zekere P_{r_w} , dus een bepaald percentage oververzadiging, waarbij de kern kiemvormend gaat werken; de temperatuur speelt hierbij geen rol, dus de kenlijn voor r_w is een rechte w evenwijdig aan de abscis. Een aantal waarden r_w geeft dus een bundel evenwijdige lijnen, waarbij die van de grootste r_w het dichtst bij de as ligt, omdat de grootste kern reeds bij de laagste oververzadiging actief wordt. Evenzo hoort bij een bepaalde r_w één bepaalde lijn E in het diagram; daar de ijskiemwerking echter behalve van de relatieve vochtigheid ook van de temperatuur afhangt, wordt deze lijn scheef ten opzichte van de assen. Aansluiting van W aan E komt tot stand, doordat we de ijslijn E van een kern met gelijke r_w en r_e dáár aan de W laten aansluiten, waar de bijbehorende ijsgrens ligt; deze ijsgrens wordt door het experiment geleverd.

Voorbeeld: $r_w = 10^{-6}$ cm eist voor condensatie een relatief vochtgehalte van 113 %; $r_e = 10^{-6}$ cm betekent, dat ijsvorming gaat optreden bij -2° C. Dus begint de ijslijn voor $r_e = 10^{-6}$ cm bij het punt (-2, 113) in het diagram.

Nu volgt uit de numerieke uitwerking van de formules, dat voor de normale atmosferische kernen r_w meestal veel groter is dan r_e. Gaan we dus met een dergelijke kern van hoger naar lager temperatuur, dan krijgen we bij genoegzame oververzadiging b o v e n de ijsgrens uitsluitend condensatie; van hier tot de temperatuur waarbij de bijbehorende ijslijn gesneden wordt secundaire ijsvorming, tenslotte beneden deze temperatuur primaire ijsvorming.

WALL geeft hiervan het volgende practische voorbeeld: Beschouw een kern met $r_w = 10^{-6}$, $r_s = 5.10^{-7}$. W en E snijden elkaar bij -17° , d.w.z. boven -17° werkt de kern primair als condensatiekern. De ij s g r e n s voor $r_e = 5.10^{-7}$ ligt echter bij -4° , dus tussen -4° en -17° treedt secundaire ijsvorming aan deze kern op.

Samenvattend, volgt dus zowel uit de op waarnemingen gebaseerde berekeningen van WALL als uit de theoretische beschouwingen van KRASTANOW, dat onder normale atmosferische omstandigheden van oververzadiging en temperatuurverandering en bij aanwezigheid van normale kernen ijsvorming door directe sublimatie op deze kernen vrijwel niet zal plaats vinden.

Deze opvatting wordt door de uitkomsten van verschillende experimenten ondersteund.

Door E. REGENER (59) werden proeven gedaan over condensatie en sublimatie van waterdamp bij lage temperaturen.

Een vat A met volume v wordt in een koudmakend mengsel geplaatst; de lucht in A kan geëxpandeerd worden door A te verbinden met een geevacueerde ruimte van volume v₁. De expansieverhouding $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{v} + \mathbf{v}_1}{\mathbf{v}}$

is te variëren. Men kan A vullen met normale of met kernvrije lucht, ook kunnen bepaalde soorten kernen ingebracht worden. Er is gelegenheid, de ruimte A te belichten en ultramicroscopisch waar te nemen, waarbij ijskristallen visueel van waterdroppels te onderscheiden zijn. De temperatuur in A kan gevarieerd worden tussen 0° en — 50° C. De volgende resultaten werden bereikt:

Is de lucht in A k e r n v r ij, dan is condensatie pas te bereiken bij -50° en E = 1,3, d.w.z. meer dan 500 % rel. vochtigheid. Mogelijk is dit condensatie op ionen. Bij E = 1,4 wordt de nevel dichter; bij E = 1,5 neemt men enkele tamelijk grote ijsdeeltjes waar (mogelijk van de wand afkomstig?).

Bij E = 1,6 komen druppeltjes en ijsdeeltjes naast elkander voor; in 1 à 2 minuten worden de druppels door de ijsdeeltjes geadsorbeerd.

Pas bij 1,6 < E < 1,8 ontstaat een fijne primaire ijsnevel; hierbij worden de kleine deeltjes door de grotere geadsorbeerd. Temperatuurvariatie tussen 0° en -40° geeft hier weinig verschil.

Bevat A kernhoudende kamerlucht, dan treedt de waternevel reeds bij veel kleinere E op. De ijsnevel verschijnt nu slechts i e t s eerder. De l e v e n sd u u r van de onderkoelde druppels schijnt 2 à 3 minuten te bedragen.

Ook de aanwezigheid van kwartskristalletjes geeft géén aanleiding tot vervroeg de vorming van ijsnevel. Zijn zoutkernen aanwezig, dan treedt druppelvorming ook bij kleinere en middelgrote E op; een fijne ijsnevel ontstaat dan bij E = 1,8.

Aanwezigheid van ozon werkt sterk bevorderend op de druppelvorming, doch niet op de ijsvorming. Sterke ionisatie door α -stralen geeft geen noemenswaard effect.

Uit een en ander valt te concluderen, dat in de atmosfeer geen primaire ijsvorming te verwachten is. Volgens REGENER kunnen ijswolken in de atmosfeer hoogstwaarschijnlijk alleen door bevriezing van onderkoelde druppels, b.v. na botsing met vaste deeltjes, ontstaan; rekening dient gehouden te worden met de mogelijkheid van primaire ijsvorming (sublimatie) bij zeer lage temperaturen (-60°) of in lucht die zeer lang achtereen koud is.

Ook door andere onderzoekers is de nadruk gelegd op de zeer lage temperaturen, die voor het ontstaan van primaire ijsnevels nodig zijn. B. M. CWILONG (61) geeft op, dat sublimatie van waterdamp in zuivere lucht niet optreedt hoven $-41^{\circ},2$ C; in kernarme lucht (Jungfraujoch) ligt volgens hem de drempel bij -38° , in normale buitenlucht bij -32° ongeveer. V. J. SCHAEFER (62) vindt een grens van de vorming van ijsnevels onder laboratorium-omstandigheden bij -39° .

De hiervoor genoemde hoge expansieverhoudingen zijn onder atmosferische omstandigheden nauwelijks te verwachten; eveneens staat wel vast, dat de voor primaire ijsvorming noodzakelijke zeer lage temperaturen lang niet bij iedere onweerssituatie bereikt worden.

FINDEISEN heeft op de bovengenoemde bezwaren, speciaal die van WALL, gereageerd in een kort artikel (63), waarin hij zegt, dat uit door hem genomen laboratoriumproeven is komen vast te staan, dat sublimatiekernen, die zonder de omweg van druppelvorming aanleiding geven tot ijsvorming, inderdaad bestaan en dat de atmosferische ijsvorming op de werking van deze kernen berust. Technische bijzonderheden over de proeven en quantitatieve gegevens over de behaalde resultaten worden echter door hem hierin niet verstrekt; ze werden wel toegezegd doch zijn ten gevolge van de oorlogsomstandigheden achterwege gebleven, een beoordeling van hun betekenis kan dus ook niet gegeven worden. Hij gebruikte een apparatuur, waarmede in tanks van enkele m³ inhoud de situatie in de wolk kan worden nagebootst. Hierin gelukte het, ijsdeeltjes makroskopisch zichtbaar te maken, ook zonder dat eerst waterdroppels optreden. De sublimatiekernen worden verbruikt. Het sublimatiekernen-spectrum wordt zichtbaar gemaakt door achtereenvolgens bij steeds lagere temperaturen te werken. In hoofdzaak worden 2 soorten sublimatiekernen gevonden, waarvan de eerste actief wordt bij temperaturen rond - 15° C; het aantal dezer kernen bedraagt tussen 1 en 100/1. De tweede soort wordt actief tussen -25° en - 35° C; het aantal hiervan is van de orde van 1000/l. De kernen van de eerste soort kunnen kunstmatig gemaakt worden.

Of zich op de kernen eerst een microscopisch waterhuidje vormt, is volgens FINDEISEN van geen belang voor wat aangaat het aspect van de meteorologische verschijnselen. Het zaleven wel o.i. wel van belang zijn in verband met de opladingsquaesties.

Over de invloed van de aard van de kernen zelf is in het voorgaande nog niet uitvoeriger gesproken. Door WALL (64) is nog in het bijzonder nagegaan het gedrag ten opzichte van de ijskiemvorming, dus als vrieskernen, van zeer kleine druppeltjes zoutoplossing. Eveneens is hierover geschreven door H. DESSENS (65); deze komt tot de conclusie, dat druppels keukenzoutoplossing met een straal van de orde van 0,10 μ kunnen fungeren als sublimatiekernen beneden een zekere temperatuurgrens, die afhangt van de vochtigheid van de lucht en voor verzadigde lucht bij -- 80° ligt.

Het zou te ver voeren, op al deze quaesties nader in te gaan. Voor ons doel is voldoende, dat wel vaststaat, dat het niet geoorloofd is, de vorming van ijspartikels in de hoge wolkenlagen zonder meer te vergelijken met de afzetting van rijp op zeer koude metalen lichamen van grote afmetingen, zoals deze bij de bovenomschreven proeven van FINDEISEN en ook bij de onze plaats heeft.

Dan vervalt echter ook de noodzaak om aan te nemen, dat de electrische verschijnselen, die zich bij FINDEI-SEN'S proeven voordeden, gesteld al, dat ze reëel zijn, ook op zullen treden bij de vorming van ijsdeeltjes in de opstijgende luchtstroom van een onweerswolk. De theorie van FINDEISEN is dus evenmin als de oudere theorieën van WILSON en van SIMPSON in staat, in alle gevallen een toereikende verklaring van het ladingvormingsproces bij onweer te geven.

B. Kritiek op grond van eigen waarnemingen

Zoals reeds gezegd is, richten onze eigen bezwaren zich in hoofdzaak tegen de realiteit en de reproduceerbaarheid van de door FINDEISEN beschreven verschijnselen.

1. Wat betreft de positieve oplading bij rijpafzetting werd door ons steeds gevonden dat deze inderdaad optreedt tijdens de afzetting van de eerste dunne ijsneerslag op het afgekoelde proeflichaam, dat ze echter in géén geval blijft aanhouden gedurende het gehele berijpingsproces, maar dat integendeel de sterke potentiaaldaling, die volgens FINDEISEN inhaerent is aan het verdampingsproces, reeds inzet voordat de vorming van de eigenlijke rijplaag (rijplaag in het tweede stadium) plaats heeft. Dit negatieve effect overtreft in grootte de positieve begin-oplading.

2. Wat er tijdens de verdamping dan wèl precies gebeurt, is uit onze waarnemingen niet komen vast te staan; we hebben evenwel de indruk gekregen, dat hiermee hoegenaamd geen electrisch effect is verbonden.

3. Van doorslaggevende betekenis voor het mechanisme van FINDEISEN is de zeer sterke positieve oplading, die verbonden zou zijn met de "Vergraupelung", het aanvriezen van onderkoelde druppels aan de gevormde ijsafzetting. Bij het herhalen van FINDEISEN's verstuivingsproef is een positief effect door ons geen enkele maal waargenomen; daarentegen werd wèl een negatieve oplading geconstateerd! Afgezien hiervan, schijnt ons FINDEISEN's verklaring van dit effect met behulp van het losraken van negatief geladen "splinters", waarvoor geen enkel direct bewijs bestaat, nauwelijks te verdedigen. Daar het "Vergraupelungs"-effect tot 1000 maal sterker is dan het effect van de sublimatie, zou het constateren van deze splinters toch veel minder moeite hebben moeten kosten dan bij de sublimatie-proeven.

We willen hier ook nog even terugkomen op de uitkomsten van onze proeven in navolging van die van LANGE, voorzover ze een afwijkend resultaat hebben opgeleverd t.a.v. de eindpotentiaal van de rijplaag.

Uit het nadere onderzoek van LANCE zelf (30) is namelijk komen vast te staan, dat uitwendige electrische velden een grote invloed kunnen hebben op de potentiaal, die een rijplaag tenslotte aanneemt, en wel niet alleen op de grootte maar zelfs ook op het teken van de optredende potentiaal; dit laatste in 't bijzonder wanneer in het omringend medium beweeglijke ionen aanwezig zijn. Voor het instellen van de definitieve potentiaal zijn tengevolge van traagheidswerkingen goed merkbare tijdsintervallen nodig, die volgens opgave van LANCE (loc. cit. pag. 305) tot 20 min. kunnen bedragen; de veranderingen in de voltapotentiaal $\Delta \psi$ bedragen in vele gevallen 5 V of meer, er is in de meeste gevallen gewerkt met veldsterkten tussen 2 en 150 V/cm.

Uit een en ander blijkt wel duidelijk, dat men bij de potentiaalvariaties, die optreden aan zich ontwikkelende ijsoppervlakken, te maken heeft met een tamelijk gecompliceerd verschijnsel; te gecompliceerd dan dat men het schema van FINDEISEN (gesteld al, dat zijn experimentele uitkomsten als juist aangenomen zouden kunnen worden) zonder meer op de omstandigheden in de atmosfeer zou mogen toepassen.

Op grond van onze hiervóór beschreven waarnemingen komen we tot het aanvaarden van twee tegengestelde werkingen, die zich bij het ontstaan en het aangroeien van een ijspartikel in een luchtstroom kunnen doen gelden: enerzijds gaat het aangroeien van ijskristallen aan het deeltje gepaard met een continue oplading, die, na aanvankelijk wellicht tot een gering bedrag in positieve richting te zijn gegaan, in hoofdzaak in n e g a t i e v e richting verloopt, anderzijds moeten zich op ijsdeeltjes in een snel opstijgende en daarbij adiabatisch expanderende hoeveelheid lucht ook positieve ladingen kunnen vormen, vergelijkbaar met het hiervoor beschreven sprong-effect. De grootte van dit laatste zal o.m. afhangen van de spanningsverandering, dus van de stijgsnelheid van de lucht, benevens van de relatieve vochtigheid en van het kerngehalte. Voor het eindresultaat van de eerstgenoemde werking zal naast de vochtigheid en de relatieve snelheid van de luchtstroom ook (volgens LANGE) het aanwezige electrische veld bepalend kunnen zijn. Als oorzaak van ladingsscheiding zal, in overeenstemming met de theorieën van WILSON en SIMPSON, waarschijnlijk het gravitatieveld van de aarde fungeren.

Wanneer we ons voorstellen, dat in de opstijgende en daarbij door expansie afkoelende luchtstroom (temperatuureffect ca. 1° C per 100 m stijging) op een bepaald niveau fijne ijsdeeltjes ontstaan (waarschijnlijk dus, volgens KRASTANOW c.s., door bevriezing van druppeltjes) dan zullen deze deeltjes bij voortgaande expansie van de lucht positief geladen kunnen worden. Wanneer ze vervolgens door hun zwaarte gaan vallen, passeren ze warmere en relatief vochtigere luchtlagen, waarbij ze verder zullen berijpen onder opname van negatieve lading. Men kan dus verwachten in de hogere lagen "jonge", positief geladen ijsdeeltjes aan te treffen, en op lager niveau overwegend "oude", negatief geladen deeltjes, deze laatste zullen ook in de smeltzône hun lading kunnen behouden.

Uit de in hoofdstuk VI § 4 beschreven proeven is gebleken, dat voor de positieve oplading van ijsdeeltjes in expanderende lucht de aanwezigheid van condensatiekernen noodzakelijk is. De vraag doet zich dus voor, of het waarschijnlijk is, dat in de hogere lagen van de wolk nog een voldoende hoeveelheid kernen zal voorkomen. Weliswaar zullen er in ieder geval lichte ionen aanwezig zijn, het aantal hiervan is echter niet zeer hoog en bovendien vereisen ze een te hoge oververzadiging. Volgens PLUVINACE en ROCHE (72) is o.m. uit waarnemingen van AITKEN gebleken, dat speciaal in cumuli die door thermische convectie ontstaan, dus bij snel opstijgen van lucht uit de lagere delen van de atmosfeer, een aanzienlijk aantal condensatiekernen mee omhoog gevoerd kan worden. ATTKEN vond in deze situatie b.v. op 2 km hoogte kerngetallen tot 4000/cm3; hetzelfde aantal geven PLUVINAGE en ROCHE op als maximum van hun eigen waarnemingen op 1,5 km hoogte, terwijl LANDSBERG (73) een waarneming van LETTAU vermeldt, waarbij gevonden werd, dat op 1 km hoogte met een opstijgende luchtstroom een aantal van 44000 kernen per sec per cm² van de horizontale doorsnede werden meegevoerd. Quantitatieve gegevens over het kerngehalte in opstijgende luchtstromen op grotere hoogte staan ons niet ten dienste; LANDSBERG (loc. cit.) vermeldt nog, dat door GISH en SHERMAN zelfs op 16 km hoogte nog "een aanzienlijk aantal" kernen werd aangetroffen, die daar volgens WACNER waarschijnlijk door verticaal transport terecht gekomen zouden zijn. Een en ander maakt het wel aannemelijk, dat althans bij warmte-onweders de opstijgende luchtstroom zelfs boven de ijsgrens nog behoorlijke aantallen kernen kan bevatten. De mede aanwezige druppeltjes zullen weliswaar een gedeelte van deze kernen opnemen; daar dit echter een langzaam verlopend proces is, zal het bij de "jonge" wolken, waarmee men in de bovengenoemde onweerssituatie te maken heeft, nog niet van grote invloed zijn. We kunnen ons de gang van zaken dus zo voorstellen, dat op een bepaald niveau op een zeker deel der kernen reeds (primair of secundair) ijsvorming heeft plaats gehad, terwijl

Voor het opnemen van grote ladingen kan de sterke turbulentie van de opstijgende luchtstroom, die ook in de theorie van SIMPSON verondersteld wordt, van belang zijn. Tengevolge hiervan zouden ijsdeeltjes meerdere malen achtereen in een expanderende omgeving terecht kunnen komen en dus in étappes worden opgeladen; tevens kan door deze turbulentie de menging van koude, ijsdeeltjes bevattende lucht met warmere, kernrijke lucht uit diepere lagen bevorderd worden. De buiten het gebied van de sterke opstijgende luchtstroom naar beneden zakkende ijsdeeltjes krijgen in onze voorstelling evenals bij FINDEISEN een negatieve lading, evenwel z on d er dat hierbij als eis gesteld wordt, dat de verdamping daarbij een rol speelt. Daar de directe omgeving van het vallende ijsdeeltje kouder zal zijn dan de omringende lucht, kan dit tijdens het vallen zelfs nog door berijping aangroeien.

daarnaast nog niet-actieve kernen aanwezig zijn (het verschil in grootte

der kernen kan hier een rol spelen).

De hier geschetste gang van zaken levert voor de verdeling van de lading op neerslagdeeltjes bij onweder een beeld, dat althans naar de tekens overeenstemt met de door Ross GUNN (66) uitgevoerde waarnemingen van de electrische lading op neerslagdeeltjes op verschillende hoogten.

Deze metingen werden uitgevoerd bij het vliegen door zwakke zowel als door actieve fronten. Temperatuur, veldsterkte en lading op de gepasseerde neerslagdeeltjes (zowel vloeibaar als vast) werden gemeten. Van de resultaten vermelden we de volgende:

In de hogere luchtlagen (b.v. bij een bepaalde tocht boven 6 km) vond hij uitsluitend positieve lading op de neerslag; beneden 3 km uitsluitend negatieve lading (neerslag hier vloeibaar); in het tussengelegen gebied kwamen beide tekens voor. Vlak boven de smeltzône was de negatieve lading per deeltje extra groot. Wat de grootte van de lading der deeltjes betreft: het maximum lag ongeveer bij 0,1 ESE = 3 Vcm per deeltje; de gemiddelde druppelgrootte stelt hij op $r = 5.10^{-2}$ cm; de oppervlaktepotentiaal zou dus bedragen 60 V, de veldsterkte aan het oppervlak 12000 V/cm; dit is ongeveer de doorslagspanning.

Het aantal geladen deeltjes bedroeg tot ca. 700/m³, de ruimtelading als gevolg van de aan neerslag gebonden lading kan bedragen tot 40 ESE/m³; de werkelijke ruimtelading en dus de gemeten veldsterkte is echter grootte-ordes kleiner tengevolge van de aanwezigheid van niet aan neerslag gebonden neutraliserende ladingen.

In elk geval echter blijkt de uit de aan neerslag gebonden lading berekende veldsterkte veel groter dan voor bliksemdoorslag nodig is, zodat reeds een gedeeltelijke ladingsscheiding door mechanische oorzaken volstaan kan om onweersverschijnselen te voorschijn te roepen.

SAMENVATTING

In dit proefschrift worden in de eerste plaats enkele experimenten beschreven (Hoofdstuk II, III, IV, V, VIII), die uitgevoerd werden in navolging van proeven, door E. LANGE (7) en door W. FINDEISEN (1) genomen ter bepaling van de potentiaal van groeiende rijpafzettingen en van de electrische verschijnselen, die met vorming, groei en verdamping van ijskristallen gepaard gaan (Hoofdstuk I). Hierbij werden de uitkomsten van LANGE in hoofdzaak bevestigd (Hoofdstuk II). In overeenstemming met FINDEISEN vonden wij, dat rijpafzetting a an van kelijk gepaard gaat met een positieve oplading van het berijpend lichaam tot een orde van grootte van 4.10⁻¹⁶ C/sec per cm² van het berijpend oppervlak. Echter breekt volgens onze waarnemingen deze positieve potentiaalverandering af, wanneer de eerste uniform georiënteerde laag ijskristallen op de ondergrond is afgezet, waarna tijdens het verder aangroeien van de rijplaag een potentiaaldaling (negatieve oplading) wordt waargenomen. Volgens FINDEISEN zou deze negatieve oplading inhaerent zijn aan het weder verdampen van de gevormde rijpafzetting. In tegenspraak hiermee meenden wij te mogen concluderen, dat het verdwijnen van de rijpafzetting geen electrisch effect heeft. De eindpotentiaal van de ontwikkelde rijplaag ligt steeds beneden de beginpotentiaal van de ondergrond, de grootte van dit verschil is niet constant.

De door FINDEISEN geconstateerde sterke positieve oplading bij "Vergraupelung" (het aanvriezen van onderkoelde waterdruppels aan ijsdeeltjes), waaraan hij een bijzonder grote betekenis hecht voor het mechanisme van de ladingsscheiding in onweerswolken, is door ons bij herhaling van zijn experiment niet bevestigd kunnen worden; integendeel vinden wij hierbij een negatieve oplading.

De opladingssnelheid gedurende de berijping bleek voor het gebied van onze metingen evenredig te zijn met de snelheid van de luchtstroom langs het berijpend lichaam. Onderzoek naar dit verband leidde tot het plotseling versnellen van de luchtstroom tijdens het berijpingsproces, waarbij aan het proeflichaam sterke positieve potentiaalsprongen werden geconstateerd. Dit verschijnsel is in Hoofdstuk VI uitvoerig geanalyseerd. Hierbij kwam vast te staan, dat deze sprongsgewijze opladingen dan kunnen optreden als de lucht in de omgeving van het berijpte proeflichaam door adiabatische expansie wordt afgekoeld, mits deze lucht voldoende vochtig is en voldoende condensatiekernen bevat. Bij vergroting van de expansieverhouding neemt de gemiddelde en totale sprongoplading sterk toe. Waarschijnlijk wordt dus een bepaalde fractie van die kernen, welke een positieve lading bezitten, nadat ze door condensatie geïmmobiliseerd zijn, door de gepolarieerde ijskristallen van de rijplaag gebonden. Het mechanisme hiervan is nog niet duidelijk. Quantitatief bleek de orde van grootte van het sprongeffect wel in overeenstemming te brengen met de bekende gegevens over het gehalte aan kernen, in 't bijzonder geladen kernen, van atmosferische lucht.

Op verschillende manieren is geprobeerd na te gaan of bij de beschreven opladingsverschijnselen een complementaire lading in de lucht achterblijft (Hoofdstuk VII; zie ook Hoofdstuk III en VI). Met twee typen van sonde werd gewerkt, zowel met als zonder electrisch veld tussen wand en sonde. Tijdens de sprongsgewijze opladingen van het proeflichaam, beschreven in Hoofdstuk VI, bleek een complementaire oplading van dezelfde orde van grootte op de sonde veelal gemakkelijk aantoonbaar, hoewel ook voorkwam dat proeflichaam en sonde potentiaalsprongen in dezelfde richting vertoonden.

Veel moeilijker was dit bij de continue oplading van het proeflichaam. Toch menen we met behulp van een compensatiemethode ook hier een positief resultaat verkregen te hebben.

Naar aanleiding van FINDEISEN's nader onderzoek naar de realiteit van de door een groeiende rijplaag afgestoten negatieve "ijssplinters" (8) werd een apparaat ontworpen overeenkomend met het door hem gebruikte (zie Hoofdstuk VIII). Hoewel veel hinder werd ondervonden van convectiestromingen in het toestel, waardoor quantitatieve bepalingen niet uitvoerbaar bleken, kon toch duidelijk geconstateerd worden, dat tijdens het berijpingsproces inderdaad een voortdurende stroom van ijspartikeltjes van de rijplaag loslaat; de hoeveelheid deeltjes per tijdseenheid vertoont een zeker maximum, de grootte der deeltjes neemt met het voortschrijden der rijpvorming toe. De meeste deeltjes hebben geen merkbare lading, van de geladen deeltjes schijnen de meeste negatief te zijn, vooral wanneer het proces iets verder is voortgeschreden. Overeenkomst bestaat tussen o.m. onze uitkomsten en die welke door V. J. SCHAEFER (55) werden verkregen bij metingen aan kleine sneeuwkristallen.

In Hoofdstuk IX tenslotte werd, in verband met de grote waarde, die FINDEISEN aan zijn experimentele resultaten hecht voor de verklaring van het mechanisme van de ladingsscheiding in onweerswolken, in de eerste plaats een oriënterend overzicht over de belangrijkste theorieen op dit gebied, t.w. die van WILSON en die van SIMPSON, gegeven; vervolgens werden FINDEISEN's eigen opvattingen uiteengezet en tenslotte hierover een kritische beschouwing geleverd, waarin naast theoretische en practische tegenargumenten van verschillende onderzoekers, ook onze eigen bezwaren nog eens naar voren werden gebracht en tevens een poging werd gewaagd de uitkomsten van ons onderzoek in grote trekken aan te passen aan recente metingen over de ladingsverdeling op neerslagdeeltjes.

SUMMARY

In the first place this thesis contains a description of a number of measurements inspired by experiments carried out by E. LANGE (7) and W. FINDEISEN (1) (Chapter II, III, IV, V and VIII). They have reference to the determination of the potential of growing rime formations, and to the electrical phenomena attending the formation, growth and evaporation of ice crystals generally (Chapter I). The results published by LANGE were substantially confirmed (Chapter II). In accordance with the findings of FINDEISEN, rime formation was found to be initially accompanied by a positive charge being developed on the rimed body up to the order of 4.10⁻¹⁶ C/sec per sq. cm. However, according to our observations, this positive change of potential is interrupted as soon as the first uniformly oriented layer of ice crystals has been deposited on the surface. During the subsequent further growth of the layer a decrease of potential, i.e. the formation of a negative charge, is observed. FINDEISEN contends that this decrease is inherent in the re-evaporation of the deposited rime. In contradiction to this contention we feel justified in concluding that the disappearance of the rime deposit has no electrical effect. The final potential of the fully developed layer of rime always lies below the initial potential of the body, but the magnitude of the difference is not constant.

FINDEISEN found a marked positive charge being developed during the freezing of undercooled water droplets on ice particles ("Vergraupelung") and he attached a particular importance to this effect with a view to the mechanism of the separation of charge in thunderclouds. We have not been able to confirm his results on repeating his experiments, on the contrary, we found the formation of a negative charge.

Within the range of our measurements the rate of charging during rime formation turned out to be proportional to the velocity of the air current along the rimed body. A further inquiry into this relation led to the sudden acceleration of the air current during the process of rime deposition. In this case a strong positive jump in the potential of the test body was observed. Chapter VI contains an elaborate analysis of this phenomenon, establishing that these sudden increases of potential are made possible by adiabatic-expansion cooling of the surrounding air, provided that this air has a sufficient humidity and contains enough condensation nuclei. On increasing the expansion ratio the average and total jump in potential show a strong rise. It seems therefore probable that a certain fraction of the positively charged nuclei are bound by the polarized ice crystals of the rime layer after they have been immobilized by condensation. The mechanism of this process is not yet clear. The order of magnitude of the effect appeared to be in quantitative agreement with known data on nuclei, especially charged nuclei, contained in atmospheric air.

In various ways an attempt has been made to detect any complementary charge left in the air during the processes just described (Chapter VII; also cf. Chapters III and VI). Two types of probes have been used, both with and without an electric field applied between them and the wall of the air-tube. A complementary charge on the probe of the right order of magnitude could usually be easily demonstrated during the sudden formation of charge described in Chapter VI, although even then test body and probe sometimes showed changes of potential in the same direction. Much greater difficulties were encountered during the gradual formation of charge on the test body, but by adopting a compensation method we believe that we have reached a positive result for this case also. In connection with FINDEISEN'S further investigation concerning the existence of negatively charged "ice splinters" thrown off by a growing layer of rime (VIII) an instrument was designed largely resembling his (Chapter VIII). Much trouble was caused by convection. and quantitative determinations were for that reason unfeasible. Yet it could be clearly established that indeed during the process of riming a continuous stream of ice particles comes off the rime layer. The number of particles per unit time shows a maximum, their size increasing as rime formation progresses. Most of the particles are not noticeably charged, and those that are seem to be mainly negative, especially after the process has passed its initial stage. Our results among others agree with those obtained by V. J. SCHAEFER (55) from measurements on small snow crystals.

FINDEISEN attaches much value to his experimental results for explaining the mechanism of charge separation in thunderclouds. Therefore, chapter IX, opens with a general survey of the outstanding theories in this field, sc. the WILSON and the SIMPSON theory of thundercloud electrification. After these follows an exposition of FINDEISEN's views. Finally these views are critically discussed, and counter-arguments are advanced of various investigators, both theoretical and experimental, including our own. At the same time a sketchy attempt has been ventured to make the results of our investigation fit in with recent measurements on the charge distribution of precipitation particles.

ZUSAMMENFASSUNG

In vorliegender Dissertation werden erstens einige von uns in Nachahmung von E. LANCE (7) und W. FINDEISEN (1) ausgeführte Versuche beschrieben zur Klärung der Frage nach dem Potential wachsender Reifschichten und den elektrischen Erscheinungen, welche mit dem entstehen, wachsen und wieder verschwinden von Eiskristallen verbunden sind (Abschn. I, II, III, IV, V, VIII). Die Ergebnisse von LANGE wurden dabei im groszen und ganzen bestätigt. (Abschnitt II). Gemäss der FINDEISENschen Resultate wurde gefunden, dass die Bereifung wenigstens im Anfang von einer positiven Aufladung des bereifenden Körpers begleitet wird, deren Grossenordnung 4.10-18 C/Sek. pro cm² beträgt. Jedoch bricht nach unserem Befunde diese positive Potentialvariation ab, sobald die erste uniform orientierte Kristallschicht sich abgelagert hat, wonach während des Weiterwachsens der Reifschicht eine Potentialerniedrigung (negative Aufladung) eintritt. Nach FINDEISEN sollte die genannte negative Aufladung dem Verdampfungsvorgang des Reifbelags inhärent sein, demgegenüber meinen wir behaupten zu dürfen, dass das Verschwinden der Reifschicht keinen elektrischen Effekt habe. Das Endpotential der in Gleichgewicht mit der Umgebung befindlichen Reifschicht liegt immer einen bewechselnden Betrag unter dem Initialpotential der Unterlage.

Die starke positive Aufladung beim Vergraupelungseffekt, von besonderer Bedeutung für FINDEISEN's meteorologische Theorie über die Ladungstrennung in Gewitterwolken, konnten wir bei mehrfacher Wiederholung seiner Versuche keineswegs bestätigen, im Gegenteil fanden wir dabei eine negative Aufladung.

Die Aufladungsgeschwindigkeit während der Bereifung zeigte sich in unserem Messbereich proportional der Windgeschwindigkeit; Messungen darüber führten zur plötzlichen Beschleunigung des Windstroms während der Bereifung; dabei zeigten sich am Versuchskörper starke positive Potentialsprünge. Dieser Vorgang wurde im Abschnitt VI ausführlich analysiert. Es kam dabei heraus, dass solche sprunghafte Potentialvariationen in Erscheinung treten können, wenn die Luft in der Umgebung des bereiften Versuchskörpers einer Temperaturerniedrigung durch adiabatische Expansion unterliegt, falls diese Luft genügend feucht ist und eine ausreichende Anzahl von Kondensationskernen enthält. Erhöhung des Expansionsgrades gibt rasche Zunahme der totalen und mittleren Sprungaufladung. Wahrscheinlich wird ein Bruchteil der vorhandenen positiven Kerne, nachdem sie durch Kondensation immobil gemacht worden sind, von den polarisierten Kristallen der Reifschicht auf irgendeiner Weise gebunden; allerdings ist es noch nicht in Einzelheiten klar wie man sich das denken soll. Jedenfalls ist es nicht unmöglich, die Sprungaufladungen der Grösse nach mit den bekannten Angaben über Kerngehalt und Prozentzahl der geladenen Kerne der atmosphärischen Luft in Einklang zu bringen.

Es wurde auf unterschiedener Weise versucht, die Existenz einer komplementäre Ladung in der am Versuchskörper entlang fliessenden Luft nach zu weisen (Abschn. VII; vgl. auch Abschn. III u. VI). Wir verwendeten Sonden von verschiedener Form, unter gelegentlicher Anlage eines statischen Feldes zwischen Sonde und Wand. Die sprunghaften Aufladungen des Abschn. VI erwiesen sich wegen ihrer Grösse als besonders geeignet zur Darlegung der komplementären Ladung, obwohl gleichsinnige Aufladung von Versuchskörper und Sonde gelegentlich auch beobachtet wurde.

Schwieriger war der Beweis vom Bestehen der komplementären Ladung beim kontinuierlichen Bereifungsvorgang zu erbringen; jedoch ist es uns unter Verwendung eines Kompensationsverfahrens in einigen Fällen gelungen.

Nach Anlass der FINDEISENSchen "Untersuchungen über die Eissplitterbildung an Reifschichten" (VIII) wurde eine Apparatur entworfen ähnlich der vom genannten Autoren verwendeten (Abschn. VIII). Obwohl eine unvermeidliche Konvektion im Versuchsgefäss die Messungen behinderte und quantitative Bestimmungen unmöglich machte, wurde die Existenz eines unaufhörlichen Stromes sich vom wachsenden Reifschicht lösender Eispartikelchen tatsächlich gesichert; die Menge dieser Teilchen pro Zeitmass zeigt einen Maximalwert; die Grösse der Teilchen wächst mit fortschreitender Bereifung. Die Mehrzahl dieser Teilchen trägt keine merkliche Ladung; geladene Teilchen sind grösstenteils negatif, zumal bei fortgeschrittener Bereifung. Diese Resultate stehen in Einklang mit den von V. J. SCHAEFER bei Ladungsbestimmungen winziger Schneekristalle erworbenen Ergebnisse (55).

In Abschn. IX wird schliesslich, in Bezug auf den grossen Wert, welchen FINDEISEN auf seine experimentellen Befunden legt für die Erklärung vom Ladungstrennungsvorgang bei Gewitter, nachdem eine orientierende Uebersicht über den diesbezüglichen klassischen Theorien WILSONS und SIMPSONS abgefasst und die abweichenden Ideen FINDEISENS dargelegt worden sind, eine kritische Prüfung der letzteren versucht, wobei nebst theoretischen und praktischen Einwendungen verschiedener Autoren unsere eigene Beschwerde nochmals der Reihe nach hervorgehoben und mitunter ein schematischer Versuch gemacht wird, die Auskünfte unserer Untersuchung mit einigen der neuesten Messungen über die räumliche Verteilung der Ladung auf Niederschlagelemente in Einklang zu bringen.

LITERATUUROPGAVE

1	W. FINDEISEN	- M. Z. 57, 201 (1940).
2	C. T. R. WILSON	- Proc. Roy. Soc. 92, 555 (1916).
3		- Proc. Phys. Soc. 37, 32D-37D (1925).
4		- J. Frankl. Inst. 208, 1 (1929).
5	G. C. SIMPSON	- Proc. Roy. Soc. A. 114. 376 (1927).
6	& F. J. SCRASE	- Proc. Roy. Soc. A., 161, 309 (1937).
7	E. LANCE	- M. Z. 57, 429 (1940).
8	W. & E. FINDEISEN	- M. Z. 60, 145 (1943).
9	L. KRASTANOW	- M. Z. 57, 357 (1940) ; 58, 37 (1941).
10	PH. LERARD	- Ann. d. Phys. 47, 463 (1915).
11		- Ann. d. Phys. 65, 629 (1921).
12	K. VON BERNOLAK	- Ann. d. Phys. 39, 497 (1912).
13	A. COHN & H. MOZER	- Ann. d. Phys. 43, 1048 (1914).
14	M. AGANIN	- Ann. d. Phys. 45, 1003 (1914).
15	L. HOCHSCHWENDER	- Dissertation Heidelberg (1919).
16	K. Bühl	- Koll. Zs. 59, 346 (1932).
17	S. CHAPMAN	- Phys. Rev. 52, 184 (1937).
18		- Phys. Rev. 53, 211 (1938).
19	U. NAKAYA, Y. SEKIDO C.S.	- Mitteilungen d. D. Akad, d. Luftfahrtforschung
		2, 1 (1943).
20	J. MAURIN	- C. R. Ac. Sci. 225, 814 (1947).
21	WIEN-HARMS	- Hb. d. Experimentalphysik, XII, 2, T. 7, 265,
22	F. FAIRBROTHER	- J. Chem. Soc. 1991 (1928).
	& F. WORMWELL	
23	M. H. NICHOLS	- Phys. Rev. (2), 55, 1144, (1939).
24	O. KLEIN & E. LANCE	- Zs. f. Electrochem. 44, 542 (1938).
25	L. SOHNCKE	- Ann. d. Phys. 28, 551 (1886).
26	W. PAULCEE	- Prakt. Schnee- u. Lawinenkunde, 7, 24 (1938).
27	J. D. BERNAL	- J. Chem. Phys. 1, 515 (1933).
	& R. H. Fowler	
28	A. STAEGER	- Ann. d. Phys. 76, 49 (1925).
29	K. KAEHLER	- M. Z. 39, 295 (1922).
30	E. LANCE	- M. Z. 60, 154, 303 (1943).
31	M. L. HUGGINS	- J. Am. Chem. Soc. 58, 694 (1936).
32	L. KRASTANOW	- M. Z. 60, 15 (1943).
33	A. STAEGER	- Ann. d. Phys. 77, 225 (1925).
34	H. ISRAEL	- Gerl. Beitr. 23, 144 (1929).
35	H. BURCKHARDT & H. FLOHN	- Die atmosphärischen Kondensationskerne (1939).
36	H. ISRAEL	- Gerl. Beitr. 57, 261 (1941).

37 E. BRUN & L. DEMON - C. R. Ac. Sci. 225, 953 (1947). P. H. CLAY 38 - Dissertatie Amsterdam, 123 (1942). H. ISRAEL -- Wissensch. Abh. d. D. Reichsambts f. Wetter-39 dienst, VIII, 4 (1942). B. F. J. SCHONLAND 40 - Proc. Roy. Soc. 118, 223 (1928). E. V. APPLETON, R. A. WATSON 41 WATT & J. F. HERD - Proc. Roy. Soc. (A) 111, 654 (1926). T. W. WORMELL 42 - Proc. Roy. Soc. (A) 117, 587 (1929), CHR. JUNCE ANI 43 - Gerl. Beitr. 46, 108 (1936). E. GAVIOLA & F. ALSINA 44 FUERTES - J. of Met. 4, 116 (1947). 45 J. A. CHALMERS - Q. J. Roy. Met. Soc. 73, 324 (1947). 46 T. W. WORMELL - Phil. Trans. Roy. Soc. (A) 238, 249 (1939). 47 N. E. DORSEY - Properties of ordinary water-substance, (1940). 48 W. A. MACKY - Proc. Roy. Soc. (A) 133, 565 (1931). 49 B. F. J. SCHONLAND - Atmospheric Electricity, (1932). O. H. GISH 50 - Trans. Am. Geophys. Un. 571 (1944). 51 P. GSCHWEND - Jb. d. Rad. u. Elektr. 17, 61 (1920). 52 A. MATTHIAS --- Elektrizitätswirtschaft 25, 297 (1926) & 26, 2 (1927). B. F. J. SCHONLAND 53 & T. E. ALLIBONE -- Nature 128, 794 (1931). - Proc. Roy. Soc. (A) 138, 205 (1932). 54 E. C. HALLIDAY V. J. SCHAEFER 55 - Trans. Am. Geophys. Un. 28, 587 (1947). 56 H. RUDOLPH - M. Z. 57, 419 (1940). 57 W. FINDEISEN - M. Z. 55, 121 (1938). 58 E. WALL - M. Z. 59, 109 en 177 (1942). 59 E. RECENER - Schr. d. deutschen Akad. d. Luftfahrtforschung, Heft 37 (1941). --- C. R. Ac. Sci. 225, 1349 (1947). 60 G. DADY B. M. CWILONG 61 - Nature 155, 361 (1945); 160, 198 (1947). 62 - Bull. Am. Met. Soc. 29, 4, 175 (1948). V. J. SCHAEFER 63 W. FINDEISEN - M. Z. 59, 349 (1942). 64 E. WALL - M. Z. 60, 94 (1943). > 65 H. DESSENS - C. R. Ac. Sci. 226, 351 (1948). 66 Ross Gunn - Phys. Rev. 71 181 (1947). 67 G. C. SIMPSON & G. D. ROBINSON - Proc. Roy. Soc. 177, 281 (1941). R. DAVIS & G. STANDRING - Proc. Roy. Soc. A. 191, 304 (1947). 68 69 H. REIFFERSCHEID - Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 27, 23 (1942). 70 B. VONNECUT - J. Appl. Phys. 18, 593 (1947). 71 F. ROSZMANN - M. Z. 56, 372 (1939) & Wetter u. Klima 1, 2 (1948). 72 PH. PLUVINAGE & P. ROCHE - Ann. d. Géophys. 3, 141 (1947). 73 H. LANDSBERG - Erg. d. kosm. Phys. III, 220 (1938). 74 C. J. G. VAN DER HORST - Dissertatie Utrecht, 65 (1936). 75 E. WALL - Wetter und Klima 1, 1/2-7/8 (1948),

Nr. 10. E. van Everdingen. Oberflächentemperatur – Beobachtungen in der Nordsee. II. September 1904-Augustus 1905. (11 blz. met 3 pltn.) .	f 0,42
Nr. 11. E. van Everdingen. Drachenbeobachtungen an Bord I. Ms. Pantzer- schiff "de Ruyter", angestellt vom Marine-Leutnant A. E. Rambaldo während der Fahrt nach Ost-Indien und während des Aufenthalts in West-Indien. Dez. 1908—Juli 1909. (36 blz. met 2 pltn.)	0.32
Nr. 12. P. H. Gallé. Etude critique sur la méthode de prévision du temps de Cuilbert 1912 (95 blg.)	0.00
Nr. 16. E. van Rijckevorsel. Konstant auftretende secundäre 'Maxima und	2010
Minima in dem jährlichen Verlauf der meteorologischen Erscheinungen IX. 1913. (33 blz. met 10 platen)	0,85
Nr. 17. Idem, X. 1914. (23 blz. met 3 platen)	0,42
Nr. 22. E. van Rijckevorsel. Konstant auftretende secundäre Maxima und Minima in dem jährlichen Verlauf der meteorologischen Erscheinungen XI. 1918. (76 blz. met 10 platen)	0.80
Nr. 23. A. van Vleuten. Over de dagelijksche variatie van het aardmagne-	
tisme 1917. VII. (112 blz. met plaat)	1,05
Nr. 25. P. M. van Riel. The accuracy of barometer readings on board of moving ships. 1921. (8 blz.)	0,21
Nr. 28. C. Schoute. Ein Registriertheodolit für Pilotballone. 1921. (41 blz.)	0;85
Nr. 27. G. van Dijk. Activity of the earth's magnetism and magnetic characterization of days. 1922. (28, XXIII blz. met plaat)	0,95
Nr. 29b. Id. IV. Temperatuur van water en lucht. — Temperature of water and air. 1928. (34 blz. met 6 platen)	0,80
Nr. 29c. Id. V. Neerslag. VI. Frequentie van luchtdrukkingen en stormachtige winden. VII. Tropische cyclonen. — V. Precipitation. VI. Frequency of air pressure and stormy winds. VII. Tropical cyclones. 1930. (31 blz. met 2 platen)	0,42
Nr. 30. P. M. van Riel. The influence of sea disturbance on surface tempe- rature. 1928. (17 blz. met plaat).	.0,32
Nr. 31. E. van Everdingen. Ueber die Ausbreiting des Schalles bei der Versuchssprengung in Oldebroek am 28 Oktober 1922. (69 blz. met 3 platen)	1,15
Nr. 33. C. Braak. Het klimaat van Nederland. B. (vervolg). Lucht- en grond- temperatuur. – B. (continued). Air and earth temperature. 1930. (78 blz. met 2 platen)	1,05
Nr. 34b. C. Braak. Het klimaat van Nederland. A. (vervolg). Neerslag, Tweede gedeelte. Nieuwe bewerking der tabellen van no. 15. — The climate of the Netherlands. A. (continued). Precipitation. Second part. Revision of the tables of no. 15, 1934. (53 blz. met 4 platen).	0,65
Nr. 35. P. M. van Riel. Oppervlaktetemperatuur in het Noord-Westelijk gedeelte van den Atlantischen Oceaan. – Surface temperature in the North- Western part of the Atlantic Ocean. 1933. (92 blz. met 3 kaarten en 4 grafieken in den tekst en 8 uitsl. kaarten)	1,75
Nr. 36. C. Braak. Het klimaat van Nederlandsch West-Indië The climate	
of the Netherlands West-Indies. 1935. (120 blz. met 20 kaarten en grafiek in den tekst)	1,05

Nr. 37. C. Visser. De frequentie van halo-waarnemingen bij de zon in Neder- land, voornamelijk van 1914–1931. 1936. (95 blz.)	f 1,05
Nr. 38. W. Bleeker. De gemiddelde hoogtewind boven de Bilt volgens leodsballonwaarnemingen. 1922-1931. (126 blz.)	1,15
Nr. 39. C. Braak. Het klimaat wan Nederland. E. Verdamping. — The climate of the Netherlands. E. Evaporation. 1936. [50 blz. met 1 fig.] .	0.42
Nr. 40. C. Braak. Het klimaat van Nederland. F. Zonneschijn en bewol- king. — The climate of the Netherlands. F. Sunshine and cloudiness. 1937. (51 blz. met 1 fig. in den tekst)	0,52
Nr. 41. C. Braak. Het klimaat van Nederland. G. Vochtigheid The climate of the Netherlands. G. Humidity. 1938. (42 blz. met 2 fig. in den tekst)	0,42
Nr. 42. C. Braak. Het klimaat van Nederland. H. Mist. — The climate of the Netherlands. H. Fog. 1939. (49 blz. met 6 fig. in den tekst)	0,42
Nr. 43. C. Braak. Het klimaat van Nederland. B. (vervolg). Luchttempera- tuur. — The climate of the Netherlands. B. (continued). Airtemperature. 1940. (44 blz. met 1 fig. in den tekst en 7 platen).	0,52
Nr. 44. D. Kuyper. Onweersfrequentie in Nederland 1907—1936. Metingen van het luchtelectrisch potentiaalverval. — English summary, 1940. (134 blz. met 12 fig. in den tekst en 2 platen)	1.15
Nr. 45. C. Braak. Over de orzaken van de tijdelijke en plaatselijke ver- schillen in den neerslag. — Ueber die Ursachen der zeitlichen und örtlichen Unterschiede des Niederschlags 1940 (57 blz mat 5 für in den tekt en 1 abet)	0.50
Nr. 46. C. Braak. Het klimaat van Nederland. D. (vervolg). Wind. — The climate of the Netherlands. D. (continued). Wind. 1942 (109 blz. met	0,02
Nr. 47. C. Braak. Het klimaat van Nederland. B. (vervolg). Grond- temperatuur, minimum temperatuur nabij den grond en nachtvorst. 1943.	1,05
(40 biz. met 1 fig. in den tekst) Nr. 48. C. Braak. Invloed van den wind op regenwaarnemingen. Influence of the wind on rainfall measurements. 1945. (74 blz. met 12 fig. in den tekst)	0,60
Nr. 49. A. Labrijn. Het klimaat van Nederland gedurende de laatste twee en een halve eeuw. The climate of the Netherlands during the last two and a half genturies. 1945. [114 blz met 6 fig. en 1 kaat)	1.15
Nr. 50. J. P. M. Woudenberg. Het verband tusschen het weer en de op- brengst van wintertarwe in Nederland. The correlation between weather and	1,10
yield of wheat in the Netherlands. 1946. (43 blz., 6 fig.)	0,70
25 fig. in den tekst).	2,05
Nr. 52. R. J. V. d. Linde en J. P. M. Wouldenberg. Een methode ter bepaling van de breedte van een schaduw in verband met den tijd van het jaar en de orientatie van het beschaduwende object. — A method for determining the daily variations in width of a shadow in connection with the time of the year and the orientation of the overshadowing object. 1946. (6 blz. met 2 fig.	
Nr. 53. A. Labrijn. Het klimaat van Nederland. Temperatuur, neerslag en wind The climate of the Netherlands. Temperature precipitation and wind	0,10
(71 blz. met 1 kaart)	2,50