

Zeitschrift: Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.
Wissenschaftlicher und administrativer Teil = Actes de la Société
Helvétique des Sciences Naturelles. Partie scientifique et administrative
= Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali

Herausgeber: Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

Band: 141 (1961)

Vereinsnachrichten: Sektion für Physik

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 19.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

2. Sektion für Physik
Sitzung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Samstag, den 23. September 1961

Präsident: Prof. Dr D. RIVIER (Lausanne)
Sekretär: Prof. Dr B. VITTOZ (Lausanne)

- 1.** A.-L. PERRIER (Lausanne). – *Pouvoir thermoélectrique intrinsèque et anisotropies de conduction.* – Pas reçu de manuscrit.
- 2.** M.C. GUTZWILLER (Zürich). – *Fermion-Ensembles von maximaler Entropie.*
- 3.** P. ERDÖS (Zürich). – *Stabilisierte Molekularstrahl-Maser mit gekoppelten Hohlraumresonatoren.*
- 4.** A. HENCHOU (Lausanne). – *Automation dans le dépouillement des plaques photographiques nucléaires.*
- 5.** R. MEIER, H. LUTZ (Würenlingen). – *Diffusionslängemessungen in D_2O .*
- 6.** W. WINKLER, H. LUTZ (Würenlingen). – *Anwendungen der Approach-to-Criticality-Methode.*
- 7.** CH. MANDRIN, P. GAVIN, B. VITTOZ (Lausanne). – *Couplage de deux sources de neutrons Pu-Be. Vérification de deux méthodes de calcul.*
- 8.** B. SECRÉTAN, B. MARTINET, B. VITTOZ (Lausanne). – *Mesure de frottement interne par pendule de torsion inversé.* – Pas reçu de manuscrit.
- 9.** J. RÜFENACHT (Lausanne). – *Construction d'une cavité résonnante superconductrice.*
- 10.** F. HAENSSLER, L. RINDERER (Lausanne). – *Retard à l'ébullition dans les récipients d'azote.*
- 11.** F. HAENSSLER, L. RINDERER (Lausanne). – *Etat intermédiaire de l'alliage superconducteur $Pb + 10\% Bi$.*

12. J. WARTENWEILER (Zürich). — *Untersuchungen der Mechanik menschlicher Bewegungen.*

13. W. CZAJA (Basel). — *Zur Theorie der Arbeit pro Elektron-Loch-Paar in Halbleitern der IV-Gruppe.*

14. S.H. KOENIG (Zürich). — *Hall effect and intervalley scattering in a multivalley semiconductor.*

15. R. HUGUENIN, D. RIVIER (Lausanne). — *Effet Hall à très basse température dans des alliages dilués nickel-fer.* — Pas reçu de manuscrit.

16. J. DUBOIS, D. RIVIER (Lausanne). — *Effet Hall à très basse température dans du cobalt très pur.* — Pas reçu de manuscrit.

17. J.G. DAUNT, M. Kreitman (Ohio), J.L. OLSEN (Zürich) — *Die Abhängigkeit des kritischen Stromes in supraleitenden Legierungen von der Feldorientierung.*

18. D. GROSS, J.L. OLSEN, E. BUCHER (Zürich). — *Druckabhängigkeit der Sprungtemperatur von hartem Supraleitern.*

19. P. COTTI (Zürich). — *Über die magnetische Widerstandsänderung von dünnen Filmen.*

20. M. HUBER, B. NATTERER (Zürich). — *Eine selbstkompensierende Waage für Suszeptibilitätsmessungen.*

21. F. KNEUBÜHL (Zürich). — *Symmetriebetrachtungen an Hyperfeinwechselwirkungen.*

22. A. QUATTROPANI, W. BALTENSPERGER (Zürich). — *Wärmetransport durch Spinwellen — Spinwellen-Streuung in Ferromagnetika.*

23. A.M. DE GRAAF, W. BALTENSPERGER (Zürich). — *Der Diamagnetismus der Bloch-Elektronen in Alkalimetallen.*

24. F. HULLIGER (Zürich). — *Halbleitende Verbindungen mit Skutterudit-Struktur.*

25. D.W. OVENALL, K.A. MÜLLER (Genève). — *Electron Spin Resonance in Irradiated Triglycine Sulphate.*

26. W. RUPPEL (Zürich). — *Photospannung in CdS-Einkristallen mit nichtgleichrichtenden Kontakten.*

- 27.** M. CARDONA (Zürich). — *Voigt-Effekt in Halbleitern.*
- 28.** CH. TERREAUX (Zürich). — *Eine Verallgemeinerung des Spinor-Kalküls. Erhaltungssätze für Baryon- und Lepton-Ladung.*
- 29.** B. GOBBI, R.E. PIXLEY (Zürich). — *p-j-Korrelation der unelastischen Protonenstreuung an Fe^{56} .*
- 30.** E. SHELDON (Zürich). — *Interpretation of angular correlation with statistical reaction theory.*
- 31.** J. LANG, R. MÜLLER, W. WÖLFLI (Zürich). — *Messung der Polarisierung der Photoneutronen beim Be^9 .*
- 32.** E. BAUMGARTNER, P. HUBER, L. SCHALLER (Basel). — *Messung der Arbeit pro Ionenpaar in N_2 für Protonen und He-Ionen im Energiegebiet unterhalb 1 MeV.*
- 33.** P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER, CH. POPPELBAUM, R. WAGNER (Basel). — *Inelastische Streuung von 14,7-MeV-Neutronen an Uran 238.*
- 34.** A. RYTZ, H. WINKLER, F. ZAMBONI, W. ZYCH (Zürich). — *Absolutbestimmung des Schwellenwertes der Reaktion $F^{19} (p, n) Ne^{19}$ bei 4,2 MeV.*
- 35.** S. URECH, E. JEANNET, J. ROSSEL (Neuchâtel). — *La réaction $Ca^{40} (n, p) K^{40}$ avec des neutrons de 6 MeV.* — Pas reçu de manuscrit.
- 36.** B. HAHN (Freiburg). — *Zerreißen von Flüssigkeiten bei negativem Druck durch ionisierende Teilchen.*
- 37.** R.N. PEACOCK, B. HAHN, E. HUGENTOBLER, F. STEINRISSE (Freiburg). — *Inelastic cross section in Cu, Cd and Pb for 6, 11 and 18 Gev/c negative pions and for 24 Gev/c protons.*
- 38.** G.B. CVIJANOVICH, P. EGLI, V. GORGÉ, H. HOFER, W. KOCH, M. NIKOLIC, R. SCHNEEBERGER, H. WINZELER, M. ZULAUF (Bern). — *Elastische Streuung von 24-BeV-Protonen an Wasserstoffkernen.*
- 39.** H. DEBRUNNER, F.G. HOUTERMANS (Bern). — *Die Tagesschwankungen der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung am Jungfraujoch.* — Kein Manuscript erhalten.

3. Sektion für Geophysik, Meteorologie und Astronomie

Sitzung der Schweizerischen Gesellschaft für Geophysik,
Meteorologie und Astronomie

Samstag, den 23. September 1961

Präsident: Dr. Th. ZINGG (Davos-Platz)
Sekretär: W. KUHN (Zürich)

1. ROLAND LIST (Weißfluhjoch-Davos). – *Zum Wachstum von Reifgraupeln.*

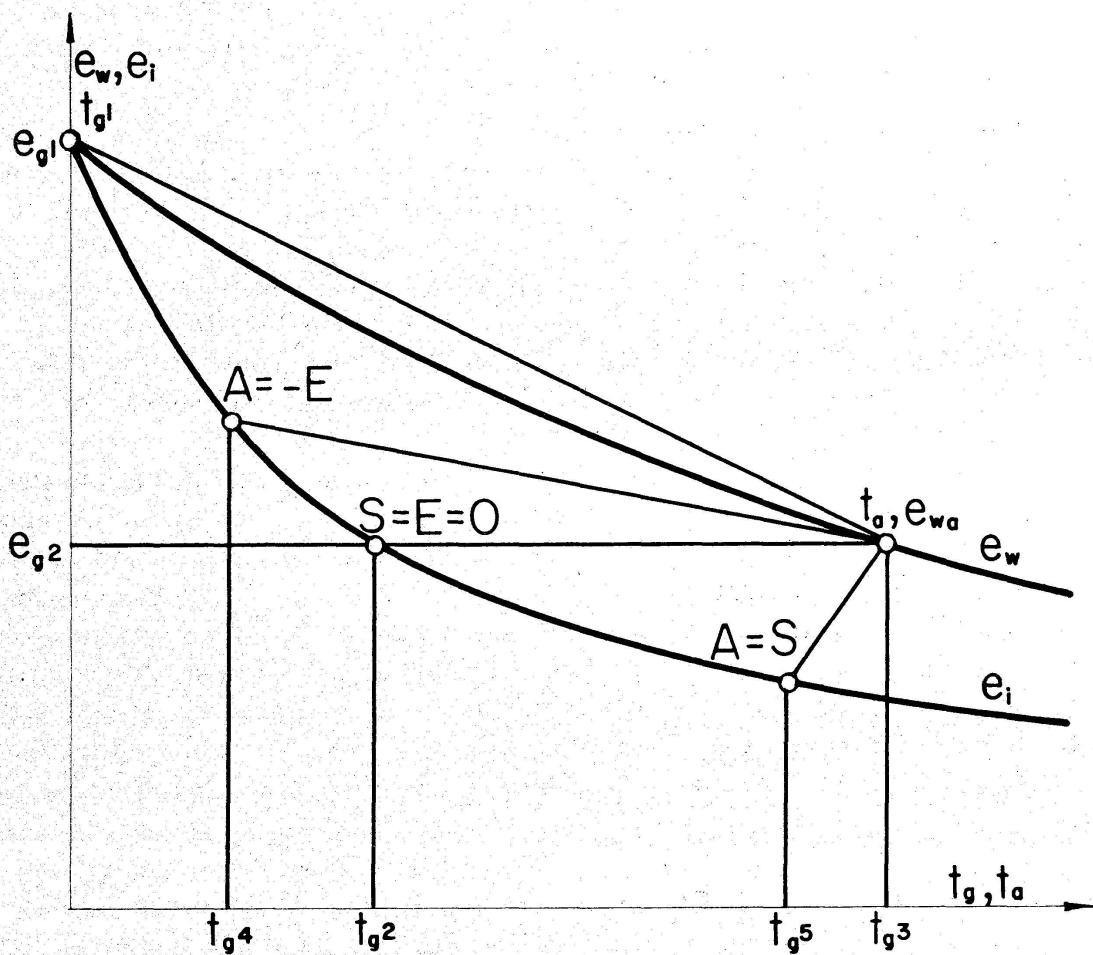
Die Beobachtung in der Natur zeigt, daß 70 % der Reifgraupeln mit einem Durchmesser > 2 mm eine kugelsektorartige Form aufweisen. Während dem die Basisfläche aus gefrorenen Wassertropfen aufgebaut ist, können auf dem Kegelmantel öfters fächerartig aufgebaute, offensichtlich durch Sublimation aus der Gasphase gewachsene Reifgebilde festgestellt werden. Da auf dem Kegelmantel keine Akkreszenz stattfindet, hat eine allfällige Sublimation Zeit, ihren Einfluß als Wachstumsgröße geltend zu machen – im Gegensatz zur Zone, wo eine Akkreszenz von unterkühlten Wassertropfen die Sublimation überdeckt.

Ein zur Akkreszenz zusätzliches Wachstum durch Sublimation ist jedoch nicht immer die Regel, vielfach sind deren Spuren – die auch fälschlicherweise zum Namen *Reifgraupeln* führen – nicht vorhanden; man kann sich ebensogut vorstellen, daß einer Akkreszenz von Wassertropfen eine Verdampfung von H_2O an der Graupeloberfläche überlagert ist. (Diese letzte Erscheinung spielt ja vor allem beim Wachstum der größeren Eispartikeln, wie Hagelkörnern, eine wichtige Rolle. [Siehe R. List, «Zur Thermodynamik teilweise wäßriger Hagelkörner», ZAMP, 11, 1960, 273–306.])

Die Betrachtung des Wachstums von Reifgraupeln ist daher speziell interessant, sind doch alle Kombinationen und Übergänge verschiedener Wachstumsarten möglich. Die Abbildung, die dies erläutern soll, zeigt den Verlauf des Wasserdampfdruckes über Wasser (e_w) beziehungsweise über Eis (e_i) in Funktion sinkender Temperatur (t). Nehmen wir an, daß eine Graupel in einer Wolke mit der Lufttemperatur t_a und dem freien Wassergehalt w wachse; die unterkühlten Wassertropfen der Wolke sollen hierbei die Temperatur der Wolke aufweisen, die Wolkenluft sei zudem gesättigt entsprechend der Temperatur t_a . Die Oberfläche der Graupel weise nun eine Temperatur t_g und einen ihr entsprechenden Wasserdampfdruck e_g auf. Anhand einer thermodynamischen Betrachtung kann man nun zeigen, daß je nach freiem Wassergehalt w , dem Durchmesser der Reifgraupel, dem Luftdruck sowie dem Luftwiderstandskoeffizienten der

Eispartikeln folgende prinzipiellen Wachstumszonen und Trennungslien vorhanden sind:

1. Nimmt im quasi stationären Fall die Oberflächentemperatur der Graupel t_g den Wert 0°C ein, so befinden wir uns im Gebiete des Wachstums der Eis-Wasser-Gemenge oder auf der Abgrenzung gegenüber trockenem Eiwachstum. Wenn nun die Lufttemperatur $t_a < 0^\circ\text{C}$ ist, dann wird infolge der negativen Dampfdruckdifferenz $e_{wa} - e_{g1}$ dem Wachstum durch Akkreszenz (A) stets ein Verdampfen (E) von H_2O an der Graupeloberfläche überlagert.
2. Das Ausmaß der Verdampfung nimmt bei sinkender Graupeltemperatur ab und wird gleich Null für die Bedingung: Wasserdampfdruck über der Graupel gleich Wasserdampfdruck der Wolke ($e_{g2} = e_{wa}$). Unterhalb dieser Grenze, wo $e_g < e_{wa}$ ist, herrscht eine der Akkreszenz überlagerte Sublimation (S).
3. Da bei einer Graupeltemperatur $t_g < \text{Lufttemperatur } t_a$ sämtliche Wärmeaustauschprozesse der Graupel positive thermische Energie zu führen, sind auf diesem Kurvenast keine stationären Verhältnisse möglich. $t_{g3} = t_a$ ist der Grenzwert für stationäres Graupelwachstum.



Neben diesen drei Grenzbedingungen gibt es folgende interessante Wachstumsverhältnisse:

4. Es kann prinzipiell angegeben werden, wo das Wachstum durch Akkreszenz durch das Verdampfen von H_2O an der Graupeloberfläche kompensiert wird. Diesem Massenstillstand entspreche die Temperatur t_{g^*} mit $t_{g^*} < t_{g^1} < t_{g^2}$. (Die Rechnung zeigt jedoch, daß dieser Punkt zufolge der Materialkonstanten von Eis und Wasser nicht für alle Drucke reell ist.)

5. Ähnlich kann im Wachstumsbereich mit überlagerter Sublimation eine Temperatur t_{g^5} berechnet werden, die die Verhältnisse kennzeichnet, wo das Wachstum durch Sublimation gleich stark ist wie das Wachstum durch Akkreszenz.

Bei einer beliebigen Lufttemperatur können damit ein Wert des freien Wassergehaltes gewählt und daraus vier resp. fünf Durchmesser von Reifgraupeln errechnet werden, die den Grenz- oder Gleichgewichtszuständen der Punkte 1 bis 5 entsprechen. Das gleiche gilt für den umgekehrten Fall, wenn der Durchmesser gewählt wird und vier resp. fünf freie Wassergehalte zu bestimmen sind. Darauf sei jedoch an dieser Stelle verzichtet und nur erwähnt, daß für die Festlegung der Grenzbedingungen 1 bis 3 die Wärmebilanzgleichung beigezogen werden muß, für die Errechnung der Gleichgewichte 4 und 5 zusätzlich auch die Massengleichung.

2. M. DE QUERVAIN (Weißfluhjoch-Davos). — Zur Schneeeumwandlung unter negativen und positiven Temperaturgradienten.

Die Umwandlung der Schneedecke unter der Wirkung des vorherrschenden Temperaturgradienten ist als Phänomen bekannt und wird auch bei Problemen wie zum Beispiel der Lawinenbildung oder der Stabilität von Schneepisten mitberücksichtigt. Mit der Wirkung des Temperaturgradienten antagonistisch gekoppelt ist diejenige der Zusammendrückung des Schnees durch äußere Kräfte oder durch das Eigengewicht. Die langjährigen Reihen der Schneeprofile von Weißfluhjoch und von anderen Stationen zeigen immer wieder, daß eine Schneeschicht, die unmittelbar nach der Ablagerung zusammengedrückt wird — zum Beispiel durch eine weitere Schneeüberlagerung —, weniger umgewandelt wird als Schnee, der längere Zeit an der Oberfläche verweilt.

Bereits vor einigen Jahren wurden systematisch Laboratoriumsversuche unternommen, um den quantitativen Zusammenhang zwischen Temperaturgradient und Belastung einerseits und den granulometrischen und mechanischen Parametern anderseits (Korngröße, Kornform, Luftdurchlässigkeit, Dichte, Härte, Zug- und Scherfestigkeit) zu erfassen (M. de Quervain, UGGI, Toronto 1957).

Die damals berücksichtigten Temperaturgradienten waren ausschließlich *negativ*, entsprechend dem Temperaturgefalle vom warmen Boden zur kalten Schneeoberfläche. Bei dieser Anordnung ist die Porenluft instabil geschichtet, und es ist zu erwarten, daß sich neben der Dif-

fusion auch die Konvektion an der Umwandlung beteiligt. Zur Abklärung dieser Frage wurden neue Versuche mit äquivalenten *positiven und negativen Gradienten* angesetzt. Die positiven Gradienten (oben warm, unten kalt) haben aber nicht nur methodische Bedeutung. Sie sind auch in der Natur realisiert, und zwar in oberflächlichen Schichten der alpinen Schneedecke im Zug der täglichen Temperaturschwankungen und im polaren Firn als allgemeine Oberflächenerscheinung während des Sommers. Das Ausgangsmaterial der Proben bestand aus eingesiebtem frisch gefallenem Schnee. Im übrigen lauteten die Versuchsparameter:

Mittlere Versuchstemperatur T	$-7^{\circ}\text{C} (\pm 1^{\circ})$
Grad T	(+, -, 0) $4,5^{\circ}\text{C}/\text{cm}$
Vertikale Zusatzlast	0 oder $200 \text{ kp}/\text{m}^2$
Belastungsdauer	$12 \frac{1}{2}$ Tage (1. bis 13. Versuchstag oder 13. bis 25. Tag)
Versuchsdauer	25 Tage

Die Untersuchung des Schnees, die sich auf die obenerwähnten granulometrischen und mechanischen Größen bezog, ergab nach Abbruch der Versuche folgendes zusammengefaßtes Resultat:

1. Ohne Temperaturgradient verdichtet und verhärtet sich der Schnee unter Bewahrung einer feinkörnigen Struktur (Korngrößen 0,3 bis 1 mm).

2. Sowohl unter negativem als auch positivem Gradienten wandelt sich der anfänglich filzige Schnee in grobkörnigen Schwimmschnee um. (Korngrößen 2 bis 5 mm). Bei negativem Gradienten ist die Umwandlung nur wenig stärker als bei positivem. Auch die mechanischen Eigenschaften unterscheiden sich bei den Proben mit positivem und negativem Gradienten kaum.

3. Die sofortige Belastung des Schnees liefert bei Bestehen eines Gradienten (positiv oder negativ) stark erhöhte Dichte und Festigkeit gegenüber den in der zweiten Versuchsetappe belasteten Proben. Ohne Gradient tritt diese Differenzierung nicht in Erscheinung.

Damit hat sich in den Versuchen die Bedeutung des Temperaturgradienten und der zeitlichen Staffelung der Belastung bestätigt. Das Vorzeichen des Gradienten ist – mindestens unter den gegebenen Versuchsbedingungen – ohne wesentlichen Einfluß, was auf eine Prädominanz der Diffusion gegenüber der Konvektion schließen läßt.

Eine eingehende Darstellung der Versuche mit den Ergebnissen nebst einem Ansatz zur quantitativen theoretischen Behandlung der Umlagerung wird anderweitig publiziert.

3. MAX BIDER, MARTIN KRAMMER (Basel). – *Untersuchungen an den 200jährigen Basler Reihen der Temperatur und des Luftdruckes.*

Langjährige Reihen meteorologischer Elemente bieten die Möglichkeit zu Untersuchungen über die Schwankungen der allgemeinen Zirkulation in längeren Zeiträumen. Erwünscht wären natürlich vor allem

Daten für größere Gebiete, wobei speziell Veränderungen der mittleren Luftdruckverteilung in verschiedenen Zeitspannen von Interesse sind. Doch schon die Beobachtungsreihen einzelner Stationen können gewisse Hinweise für solche Schwankungen geben. Anhand der Basler Reihen von Temperatur (1) und Luftdruck (2) von 1755 bis 1960 wird das Verhalten zweier ausgewählten Perioden verglichen, wobei die erste Periode A (1755 bis 1860) einen vorherrschend kontinentalen, die zweite Periode B (1861 bis 1940) einen vorwiegend maritimen Charakter aufweist.

Tabelle 1

Monatsmittel der beiden Perioden A 1755 bis 1860 und B 1861 bis 1940

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	
Temperatur	A	-1.2*	1.0	3.9	8.7	13.3	16.4	18.1	17.7	13.9	8.8	3.7	0.2
	B	-0.1*	1.5	4.7	8.8	13.0	16.5	18.2	17.4	14.1	8.9	4.2	0.6
Luftdruck	A	5.0	5.0	4.0	2.8*	3.6	4.9	5.4	5.4	5.4	4.8	4.1	4.8
	B	6.2	5.2	2.7	2.3*	3.5	4.8	5.0	5.2	5.7	4.4	4.3	4.9
		Winter	Frühling	Sommer	Herbst		Jahr						
Temperatur	A	0.1	8.6	17.4	8.8	8.7							
	B	0.7	8.8	17.4	9.1	9.0							
Luftdruck	A	4.9	3.4	5.2	4.7	4.6							
	B	5.4	2.9	5.0	4.8	4.5							

Die in Tabelle 1 angeführten 80- bzw. 106jährigen Mittelwerte zeigen, daß die Temperatur in der Periode B in allen Monaten mit Ausnahme von Mai und August im Vergleich zur Periode A angestiegen ist, und zwar am stärksten in den Wintermonaten sowie im März. Eine Untersuchung der Streuung der Mittelwerte ($\bar{\sigma}$) ergab, daß der Anstieg der Jahrestemperatur sowie die der Temperatur der Monate Januar und März größer als das Dreifache von ($\bar{\sigma}$), also als statistisch signifikant zu bezeichnen ist. Die Luftdruckwerte weisen ebenfalls bemerkenswerte Unterschiede in den beiden Perioden auf; in der Periode A wird das Maximum in den Monaten Juli bis September, in der Periode B dagegen im Januar erreicht. Der Luftdruck im März und Juli ist in der Periode B signifikant niedriger als in A. Die kühleren Sommermonate sind, wie zu erwarten, mit etwas niedrigerem Luftdruck gekoppelt. Eine Untersuchung der Korrelation des Vorzeichens der Abweichungen des Monatsmittels vom jeweiligen Mittelwert der Perioden ergab, daß, abgesehen von der erwarteten positiven Korrelation in den Sommermonaten (besonders im Juli), die Beziehung zwischen Luftdruck und Temperatur recht gering ist (vgl. Tabelle 2).

Tabelle 2

Häufigkeit des gleichen Vorzeichens gleichzeitiger Abweichungen des Monatsmittels von Temperatur und Luftdruck in Prozenten in den Perioden A und B

In den Wintermonaten und speziell im ganzen Winter (Dezember bis Februar) zeigt sich in der Periode A eine ausgesprochene positive, in der Periode B eine negative Korrelation. Dieses eigenartige Verhalten deutet auf eine grundlegende Änderung der allgemeinen Zirkulation. Man könnte etwa denken, daß im Winter in der Periode A Tiefdruckgebiete über Mitteleuropa maßgebend waren, wobei über unserem Gebiet eine meridionale nord-südliche Luftströmung überwog (je tiefer der Luftdruck, um so tiefere Temperaturen), während in der Periode B die zonale west-östliche Luftströmung vorherrschend war, bei der tiefer Luftdruck eine vermehrte Zufuhr warmer maritimer Luft zur Folge hat.

Da die allgemeine Zirkulation wohl auch die Aufeinanderfolge der Monatswerte beeinflußt, wurde die Erhaltungstendenz (des Vorzeichens) der Monatsmittel der Temperatur und des Luftdruckes für die beiden Perioden berechnet (vgl. Tabelle 3).

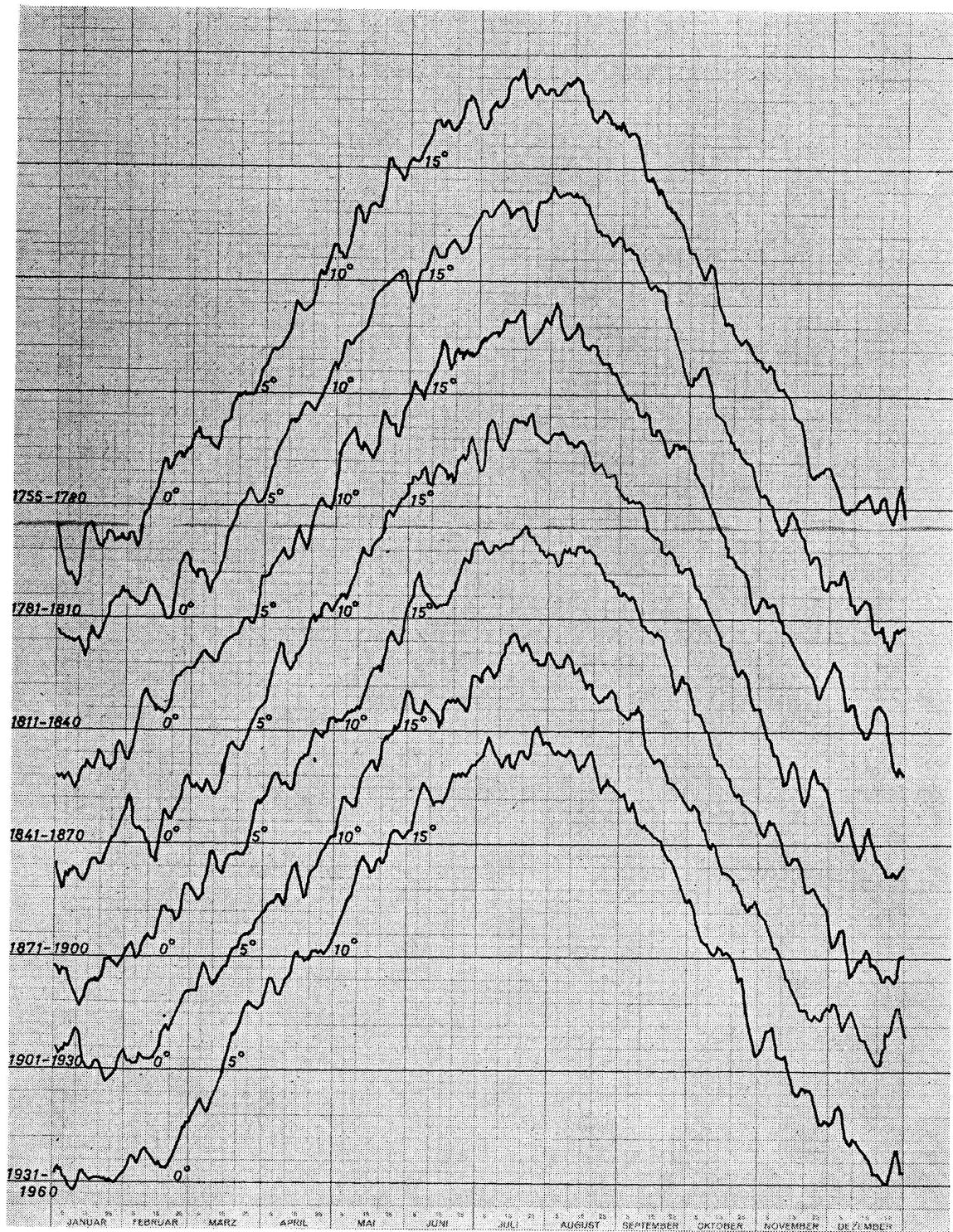
Tabelle 3

Häufigkeit des gleichen Vorzeichens von Abweichungen aufeinanderfolgender Monate für die Perioden A und B in Prozenten

	Jan.–Febr.–März–April–Mai – Juni – Juli – Aug.–Sept.–Okt.–Nov.–Dez.–Jan.												
Temperatur A	54	57	55	53	49	54	57	53	65	53	64	52	
	B	54	61	55	47	55	52	55	54	56	54	42	46
Luftdruck A	54	63	58	52	42	45	53	57	48	51	50	56	
	B	53	52	45	54	49	58	51	56	47	49	49	57
Winter – Frühling – Sommer – Herbst – Winter													
Temperatur A	56	56	51	50									
	B	39	45	65	49								
Luftdruck A	58	50	51	46									
	B	55	55	51	59								

Man erkennt, daß im allgemeinen von Monat zu Monat eine gewisse Erhaltungstendenz besteht, aber in einzelnen Fällen deutet sich eine ganz leichte Tendenz zu Änderungen auf (z. B. bei der Temperatur in der Periode B vom November zu Dezember und beim Luftdruck in der Periode A von Mai bis Juni). Zwar zeigen die beiden Perioden recht große Unterschiede, aber es lassen sich kaum eindeutige Folgerungen ziehen. Es sei nur auf die großen Unterschiede in den beiden Perioden für die Jahreszeitenmittel der Temperatur, speziell im Winter und Sommer, hingewiesen, die mit den verschiedenen Verhalten der allgemeinen Zirkulation zusammenhängen dürften.

Eine weitere Möglichkeit, einen Einblick in Zirkulationsänderungen zu bekommen, bietet die Untersuchung des mittleren Jahresverlaufes nach Tageswerten (Singularitäten). In Abbildung 1 sind sieben je 30jährige Mittel der Tageswerte (dreitätig ausgeglichen) der Temperatur dargestellt. Eine Betrachtung dieser Kurven zeigt eine fast beängstigende Fülle von «Singularitäten», ähnlich wie es sich für die entsprechenden sieben 30jährigen Mittel der Tageswerte des Luftdruckes ergeben hat (2). Besonders auffallend ist, daß in den drei Kurven (1755 bis 1780, 1781 bis 1810, 1811 bis 1840) die doch besonders markante Juni-



Singularität (Schafkälte) fehlt, auch im folgenden 30jährigen Zeitraum ist sie nur angedeutet. Auch die Weihnachtssingularität ist eigentlich nur in den beiden letzten Perioden (1901 bis 1930, 1931 bis 1960) deutlich ausgeprägt. Man darf der Abbildung 1 wohl entnehmen, daß der durchschnittliche Jahresverlauf je nach der vorherrschenden Zirkulation recht verschiedene Einzelheiten aufweist. Es mag noch erwähnt sein, daß die

tiefste Temperatur des Jahres in den 30jährigen Mitteln zwischen $-0,4^{\circ}$ (1931 bis 1960) und $-3,2^{\circ}$ (1755 bis 1780) und die Daten des Eintritts zwischen dem 3. und 23. Januar schwanken, während die maximale Temperatur zwischen $19,0^{\circ}$ (1811 bis 1840) und $20,3^{\circ}$ (1931 bis 1960) und ihr Eintrittsdatum zwischen dem 16./17. Juli (1901 bis 1930) und dem 3. August (1811 bis 1840) variiert.

Dem Schweizerischen Nationalfonds für wissenschaftliche Forschung sei für seine Mithilfe bei diesen Untersuchungen bestens gedankt.

Literatur

1. *M. Bider, M. Schüepp und H. von Rudloff*: Die Reduktion der 200jährigen Basler Temperaturreihe. Archiv für Met., Geophys., Bioklim., Serie B, Bd. 9, (1959) 360–412.
2. *M. Bider und M. Schüepp*: Luftdruckreihen der letzten zwei Jahrhunderte von Basel und Genf. Archiv für Met., Geophys., Bioklim., Serie B, Bd. 11 (1961) 1–36.

4. TH. ZINGG (Davos). – *Übersicht über das Klima von Weißfluhjoch.* – Erscheint im «Winterbericht SLF».

5. JEAN RIEKER (Zurich). – *Quelques considérations sur la propagation des ondes longues au lever et au coucher du soleil.*

Nous avions tenté d'expliquer antérieurement le processus du passage de la propagation nocturne à la propagation diurne¹. Le 25 septembre 1960, nous apprîmes à la conférence «Mesures et étalons radioélectriques», tenue par le directeur de l'Observatoire cantonal de Neuchâtel, M. le Dr J. Bonanomi, à Berne, dans le cadre de la Session annuelle du Comité national suisse de l'URSI, que les émissions de Rugby ($52^{\circ}22'N$ – $01^{\circ}11'W$) en Angleterre sur 16 kc/s et de Balboa ($09^{\circ}03'N$ – $79^{\circ}39'W$) à Panama sur 18 kc/s étaient utilisées pour comparer la marche des étalons-temps fixés, d'une part, à Neuchâtel ($47^{\circ}00'N$ – $06^{\circ}57'W$) et, d'autre part, au Royaume-Uni et aux Etats-Unis. A cet effet, on compare directement les fréquences émises par Balboa ou Rugby avec la fréquence de l'horloge-étalon de Neuchâtel. La trace de l'oscilloscope est déclenchée par le signal de référence de Neuchâtel. Si les fréquences sont les mêmes, l'image sur l'écran du tube cathodique est une sinusoïde fixe. A l'aube et au crépuscule, la longueur du trajet parcouru par le signal est modifiée. L'altitude du ou des points de réflexion ionosphériques diminue à l'aube et augmente au crépuscule. Il en résulte un retard de la phase du signal pendant la nuit, ce qui se traduit par un déplacement de la sinusoïde sur l'écran de l'oscilloscope au crépuscule et un déplacement égal, mais de sens contraire, à l'aube. Pour étudier le déplacement de la sinusoïde, on en filme trois points de même ordonnée. On obtient donc trois traces parallèles, *figure 1*.

¹ Rieker Jean. – *Le lever du soleil dans l'ionosphère et ses répercussions sur la propagation des ondes longues.* – Geof. pura e applicata, vol. 46/II, 1960.

Nous analyserons les enregistrements des 24 (coucher) et 25 janvier 1961 (lever) pour une émission de Rugby. Désignons par D ($49^{\circ}46'N - 03^{\circ}16'E$ -70 km) et E ($49^{\circ}46'N - 03^{\circ}16'E$ -96 km) les points de réflexions diurne et nocturne au zénith du point N ($49^{\circ}16'N - 03^{\circ}16'E$), milieu du trajet terrestre Neuchâtel-Rugby.

Conformément à nos recherches précédentes, l'altitude de la zone d'influence de la couche d'ozone est de 28 km. Le tableau 1 réunit les éléments calculés pour la position de l'émetteur, du point de réflexion et du récepteur. Le tableau 2 collationne ceux tirés des figures 1 et 2.

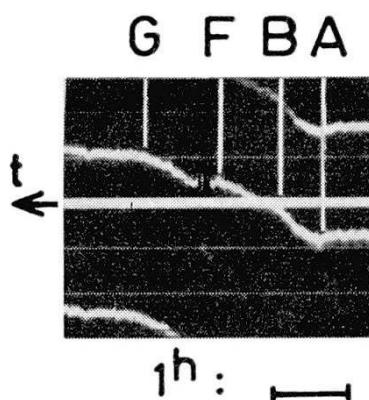


Figure 1

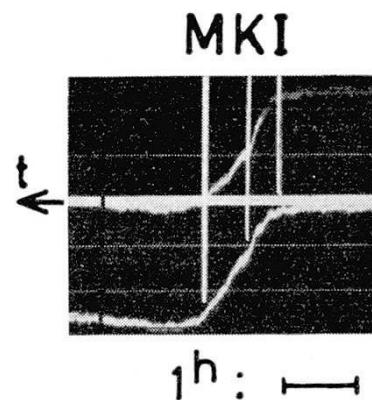


Figure 2

A l'instant où le tracé de la courbe présente une discontinuité, nous déterminons la distance zénithale du soleil pour le point N et la distance du point E à la surface du lieu des lever ou des couchers des rayons ionisants du soleil comptée dans le sens de la partie obscure.

Discussion. — Dès $16^{\text{h}} 16^{\text{m}}$ (A), pour une distance zénithale du soleil voisine de 90° , figure 1, l'altitude du point de réflexion diurne D commence à augmenter, la densité des électrons n'étant plus suffisante pour permettre une réflexion de l'onde de 16 kc/s sous l'incidence fixée par la distance $\theta_f = 7^{\circ}30'$ séparant Neuchâtel de Rugby. Une nouvelle discontinuité apparaît à $16^{\text{h}} 55^{\text{m}}$ (B) (distance zénithale: $95^{\circ}30'$) avant le coucher des rayons ionisants du soleil (tableau I). Dès $17^{\text{h}} 41^{\text{m}}$, donc après leur coucher en E, l'altitude du point de réflexion devient presque stationnaire pendant une dizaine de minutes. La distance de E à la surface des rayons ionisants est de l'ordre de 70 km. La dernière discontinuité (G) à $18^{\text{h}} 50^{\text{m}}$ n'est probablement plus directement tributaire du flux solaire. A l'aube, figure 2, l'altitude du point de réflexion diurne commence à diminuer à $06^{\text{h}} 39^{\text{m}}$ (I), au moment où les rayons ionisants du soleil se lèvent en E. Jusqu'à $06^{\text{h}} 57^{\text{m}}$ (K), où la distance zénithale du soleil est de $95^{\circ}30'$, la variation est rapide. A $07^{\text{h}} 37^{\text{m}}$ (M), la distance zénithale est voisine de 90° : l'altitude du point de réflexion diurne D s'est stabilisée.

Conclusion. — On constate que si la distance zénithale du soleil au point de réflexion est comprise entre 0 et 90° (A et M), la réflexion a lieu

Tableau 1

Lieu	Coucher astronomique du soleil le 24.1.1961		Coucher des rayons ionisants du soleil le 24.1.1961 ($\Delta r = 28$ km)		Lever astronomique du soleil le 25.1.1961		Lever des rayons ionisants du soleil le 25.1.1961 ($\Delta r = 28$ km)	
	Heure T. U.	Distance zénithale	Heure T. U.	Distance zénithale	Heure T. U.	Distance zénithale	Heure T. U.	Distance zénithale
Neuchâtel	16 ^h 17 ^m	90° 00'	—	—	7 ^h 11 ^m	90° 00'	—	—
N	16 ^h 22 ^m	90° 00'	—	—	7 ^h 35 ^m	90° 00'	—	—
D	17 ^h 19 ^m	98° 27'	17 ^h 07 ^m	96° 33'	6 ^h 37 ^m	98° 27'	6 ^h 50 ^m	96° 33'
E	17 ^h 29 ^m	99° 53'	17 ^h 18 ^m	98° 19'	6 ^h 28 ^m	99° 53'	6 ^h 39 ^m	98° 19'

Tableau 2

Discontinuités au coucher du soleil le 24.1.1961				Discontinuités au lever du soleil le 25.1.1961			
Point figure 1	Heures T. U.	Distance zénithale du soleil en N	Distance du point E à la surface des rayons ionisants du soleil	Point figure 2	Heures T. U.	Distance zénithale du soleil en N	Distance du point E à la surface des rayons ionisants du soleil
A	16 ^h 16 ^m	89° 29'	—	I	6 ^h 39 ^m	98° 19'	0 km
B	16 ^h 55 ^m	94° 45'	—	K	6 ^h 57 ^m	95° 30'	—
F	17 ^h 41 ^m	101° 41'	68 km	M	7 ^h 37 ^m	89° 42'	—
G	18 ^h 50 ^m	112° 42'	433 km				

sur la base inférieure de la couche D, dont l'altitude est stable en condition normale. A l'aube, l'altitude diminue dès l'instant où les rayons ionisants arrivent en E (I). Au crépuscule, le phénomène est visiblement plus complexe. La distance azimutale voisine de 95° (B) pourrait avoir son pendant au lever du soleil (K).

Ces résultats préliminaires sont tirés d'une étude en cours, qui sera publiée ultérieurement. Nous remercions M. le directeur Dr J. Bonanomi pour son obligeante mise à disposition des enregistrements.

6. JEAN LUGEON (Zurich). — *Présentation de l'Acte final de l'expédition de l'Année géophysique internationale à Murchison Bay (Spitzberg) 1957-1959.*

L'ouvrage de 500 pages intitulé «Mesures des parasites atmosphériques, d'électricité atmosphérique et de radioactivité de l'air à Murchison Bay (Spitzberg), Payerne et Zurich» — rédigé par Jean Lugeon, initiateur et organisateur de l'expédition, André Junod, Pierre Wasserfallen, membres hivernants, et Jean Rieker — comporte une préface de J. Lugeon indiquant les raisons essentielles pour lesquelles il a choisi la latitude de 80° nord pour l'expédition suisse de l'Année géophysique internationale 1957-1959 en collaboration avec celles de Suède et de Finlande.

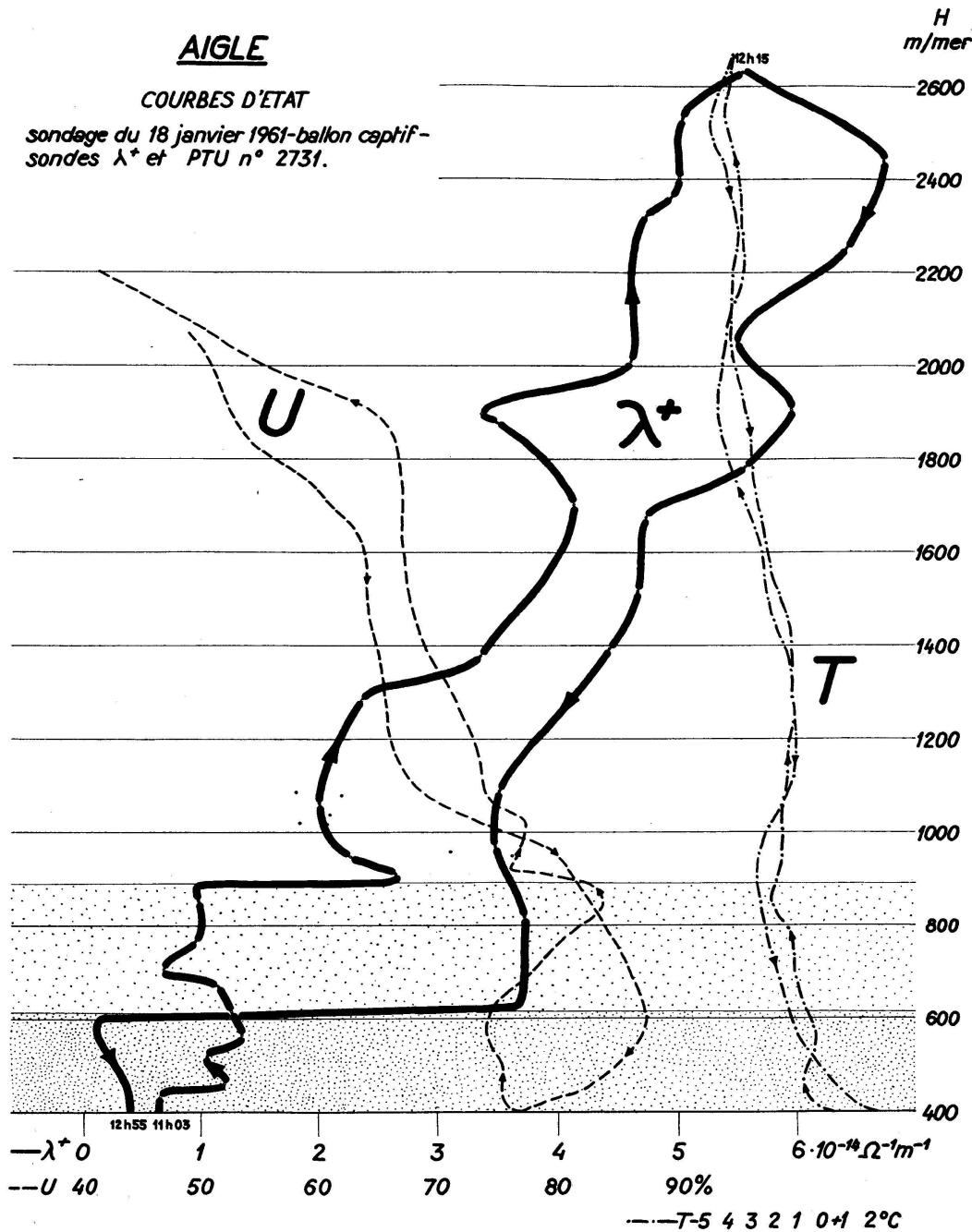
Les résultats sont présentés sous forme de diagrammes multicolores, de planches, de tableaux et de schémas facilitant leur emploi par les chercheurs. Quelques éléments théoriques rappelés dans le chapitre des parasites atmosphériques apportent une vérification définitive aux idées antérieures (1929-1957) concernant la loi de la propagation, les effets crépusculaires et le sondage en longitude et latitude des sferics émis par les tempêtes orageuses de l'hémisphère nord. Les courbes du gradient de potentiel et de la conductibilité de l'air dépassent, dans certains cas, l'altitude de 20 km. Une liste bibliographique complète intéressante la partie scientifique de l'expédition termine l'ouvrage, lequel a été subventionné par le Fonds national suisse de la recherche scientifique et publié sous les auspices de l'Institut suisse de météorologie en 1960.

7. JEAN LUGEON (Zurich). — *Electrosondages à deux conductibilités pour la détection du niveau de la vase atmosphérique.*

Pour déterminer avec précision l'altitude de la vase atmosphérique, c'est-à-dire de l'aérosol contenant la pollution naturelle ou industrielle sous forme de poussière, de gaz (tel le SO_2), etc., j'ai mis au point la technique suivante: à un ballon captif s'élevant et s'abaissant à une vitesse déterminée, au demeurant plafonnant à un niveau quelconque, on attache une radiosonde PTU, une radioélectrosonde à cylindre de décharge donnant les conductibilités polaires positive λ^+ et négative λ^- et une radiosonde transmettant au sol le gradient de potentiel électrique ΔV par m.

De nombreuses ascensions faites jusqu'à 4000 m dans les Plaines du Rhône (Aigle-Collombey) en 1960 et 1961 ont montré que cette technique

électrostatique donne – particulièrement en ce qui concerne les inversions de température, la délimitation des strates polluées, dites feuillets ou îlots atmosphériques – des résultats bien supérieurs à ceux du thermomètre et de l'hygromètre. A la précision de quelques mètres, on peut ainsi



A la montée du ballon, l'électrosonde décèle vers 900 m d'altitude le niveau supérieur de la brume sèche (vase atmosphérique) par un saut brutal de la conductibilité positive. A la descente du ballon – deux heures plus tard – ce niveau s'est abaissé, subsidence vers 600 m, ce qu'enregistre remarquablement l'électrosonde, tandis que ni l'hygromètre, ni le thermomètre n'ont réagi. Par contre, vers 2000 m, il y a un certain parallélisme entre l'humidité et la conductibilité dans une couche très faiblement polluée, d'ailleurs visible depuis le sol.

fixer les altitudes des couches souvent complexes de l'aérosol, c'est-à-dire des bancs pollués reposant sur le sol ou suspendus dans des régions quelconques de la basse troposphère. Par exemple, lorsque le ballon sort d'une masse poussiéreuse de quelques centaines de mètres d'épaisseur, la conductibilité λ^+ ou λ^- passe spontanément de $0,5 \cdot 10^{-14}$ à $4 \cdot 10^{-14} \Omega^{-1} m^{-1}$, alors que ni l'hygromètre ni le thermomètre ne réagissent, sinon d'une manière presque imperceptible. Entre 2500 et 3000 m, on a remarqué parfois des sauts tout aussi considérables durant plus d'une heure. Pour m'assurer de cette constatation instrumentale, j'ai traversé et survolé en avion ces brumes sèches, cela grâce à la complaisance de M. Jean Lebel. La coïncidence des altitudes électriques et de celles détectées à l'œil par différence de visibilité, c'est-à-dire du changement brutal du degré d'opacité de l'air, est parfaite, ce que révèlent aussi de nombreuses aérophotographies altimétrées.

Le gradient de potentiel est moins sensible à l'aérosol, mais relève quand même assez bien l'hétérogénéité de la stratification, là où l'hygromètre ne dit rien.

Quelques ascensions libres de $\lambda^+ \lambda^-$ jusqu'à la stratosphère ont montré que les courbes des deux conductibilités se suivent parallèlement et réagissent très fortement aux inversions de température et d'humidité. La différence moyenne entre les deux signes + et - est d'environ $2 \cdot 10^{14} \Omega^{-1} m^{-1}$ en bas, et de $5 \cdot 10^{-14} \Omega^{-1} m^{-1}$ en haut; on a toujours $\lambda^+ > \lambda^-$. La conductibilité globale $\Lambda = \lambda^+ + \lambda^-$ augmente assez régulièrement de $3 \cdot 10^{-14} \Omega^{-1} m^{-1}$ au sol à 400 m, à $12 \cdot 10^{-14}$ à 5000 m, et à $35 \cdot 10^{-14}$ à 10 000 m.

Cette nouvelle technique tridimensionnelle d'exploration de l'état électrique de l'air est un auxiliaire très précieux pour l'étude de la propagation des panaches de fumée et des nombreux problèmes qu'ils posent tant dans le domaine de la diffusion turbulente, de la dispersion des gaz nocifs des hautes cheminées de centrales thermiques et de raffineries, que dans celui de la répartition des concentrations des retombées dangereuses au sol.

8. J.O. FLECKENSTEIN (Basel). — *Neuere Bestimmungen der Aberrationskonstanten.*

Die Bradleysche Konstante der jährlichen Aberration

$$K = \frac{\pi a}{c T \sqrt{1-e^2} \sin 1''} \quad \begin{array}{l} (a \text{ Erdbahnachse, } T \text{ siderisches Jahr,} \\ e \text{ Erdbahnexzentrizität,} \\ c \text{ Lichtgeschwindigkeit}) \end{array}$$

wurde 1896 zu $20,47''$ festgesetzt. Chandler opponierte schon damals erfolglos gegen diese Festsetzung, indem er darauf hinwies, daß die Beobachtungen der Breitenvariation auf einen Wert $20,48'' < K < 20,58''$ führten. Die Aberration beeinflußt bekanntlich die Deklination eines Sterns in der Form

$$(1) \quad d\delta = K [\cos \odot (\sin \alpha \sin \delta \cos \varepsilon - \cos \delta \sin \varepsilon) - \sin \odot \cos \alpha \sin \delta]$$

Da im Meridian für Nordsterne $\delta_n = \varphi \pm z$ gilt, so ist $d\varphi = d\delta$. Befreit man nun die beobachteten Polhöhen vom Effekt der Polschwankung, so kann man den noch verbleibenden Rest in $d\varphi = d\delta$ einer Korrektur der Aberrationskonstanten gemäß der Formel (1) zur Last legen. Dieser Ausdruck (1) ist eine Funktion $d\varphi = f(a, \delta, \odot)$. Wenn aber, wie dies bei den Stationen des internationalen Breitendienstes (SIL) der Fall ist, Sterngruppen innert 2 Stunden AR bilden, deren Deklinationsmittel konstant ist, so hat man $d\varphi$ nur noch als eine Funktion der Sonnenlänge $d\varphi = f^*(\odot)$. Zerlegt man die 12 Gruppen noch jeweils in 2 Untergruppen, so sollte die Kette der Polhöhengruppenmittel

$$(II_1 - I_2) + (III_1 - II_2) + \dots + (I_1 - XII_2) = 0$$

zu Null resultieren. Es bleibt aber stets ein Schlußfehler, den man durch eine Korrektur der Aberrationskonstanten in (1) zum Verschwinden zu bringen versucht. Analysiert man auf diese Weise das gesamte Material des SIL von fast einer Million Beobachtungen, so ergibt sich für $K = 20,526'' \pm 0,004''$. Ähnliche Werte haben auch die entsprechenden Beobachtungen in Pulkowa ergeben (Tabelle 1).

Autor	Ort	Jahre	K	m.F.	n
Koulikov	Pulkowa	1915–1929	20,512''	$\pm 0,003''$	28 000
Vorochilova	Pulkowa	1929–1941	20,511''	$\pm 0,007''$	28 542
Melchior	SIL	1900–1954	20,526''	$\pm 0,004''$	951 000

Für die einzelnen Stationen des SIL streuen freilich diese Aberrationskorrekturen erheblich, insbesondere auch die Bestimmungen auf den einzelnen Stationen für die verschiedenen Jahre. In Basel haben die Beobachtungen nach zwei verschiedenen Methoden am gleichen Instrument ebenfalls die Werte ergeben:

Beobachter	Ort	Methode	Periode	K	m.F.
Fleckenstein	Basel	I. Vertikal	1945/46	20,517''	0,024''
Fleckenstein	Basel	Horrebow	1951/52	20,506''	0,051''

Diesen Bestimmungen am visuellen Zenitteleskop und Passageninstrument stehen aber die Werte gegenüber, welche am PZT und FZT erhalten worden sind.

Sollenberger	Washington	PZT	1916–1949	20,444''
Spencer Jones	Greenwich	FZT	1914–1936	20,489''

K scheint überhaupt empfindlich auf die angewandte Bestimmungsmethode zu reagieren. Durch die Erdbahnachse a ist die Aberrations-

konstante mit der Sonnenparallaxe π_{\odot} verknüpft, welche ihrerseits in die himmelsmechanischen Elemente eingeht; andererseits geht die Aberration auch in die Radialgeschwindigkeiten ein. Diese anderen unabhängigen Methoden haben Werte ergeben, von denen die jüngste Bestimmung ebenfalls auf einen Wert $K = 20,51''$ führt, der damit bald bei einer Reform dieser Konstanten angenommen werden dürfte.

Spencer Jones	Radialgeschwindigkeit	1928	20,475"	± 0,010"
Rabe E.	Eros-Störungen	1926/45	20,487"	± 0,003"
Spencer Jones	Eros- π_{\odot}	1930/31	20,507"	± 0,004"
Guinot B.	Radialgeschwindigkeit	1956	20,51"	—

9. J.O.FLECKENSTEIN (Basel). — *Zum Rotationsproblem der Venus.*

Die Schwierigkeit, auf der Venusoberfläche Details zu fixieren, hat es bis heute verunmöglicht, die Rotationsperiode der Venus visuell zu bestimmen. Schiaparelli, Lowell u. a. plädierten für einen Wert von $P \sim 225^d$, was bedeuten würde, daß die Rotationsperiode der Venus ihrer Revolutionsperiode um die Sonne entspricht. Noch 1955 hat Dollfuß für diesen Wert von P sich ausgesprochen. Kosmogonisch wäre es allerdings möglich – wenn auch unwahrscheinlich –, daß wie beim System Erde–Mond eine Gezeitenwirkung der Sonne auf die Venus allmählich diese Koinzidenz von Rotations- und Revolutionsdauer herbeigeführt hätte.

Demgegenüber stehen nun visuelle und spektroskopische Beobachtungen – letztere den Dopplereffekt ausnutzend – welche zu einer Periode von $0,9^d$ oder wenigen Tagen geführt haben. Auch die allerjüngsten amerikanischen und sowjetischen Bestimmungen von P mittelst des Radardopplereffekts ergaben Werte zwischen vier und acht Tagen. Man kann nun aus gewissen himmelsmechanischen Prinzipien der Schmidtschen Kosmogonie für die Periode P der Venus tatsächlich einen derartigen Wert deduzieren, eine Konsequenz, welche merkwürdigerweise der Autor selbst nicht gezogen hat.

Die Schmidtsche Kosmogonie geht von dem Kantschen Modell einer Akkretion meteoritischer Teilchen aus. Nimmt man nun an, daß die (spezifischen) orbitalen Revolutionsmomente dieser Partikel statistisch gleichmäßig verteilt sind, so ergibt sich für die Planeten ein Abstandsge setz von der Form

$$\sqrt{r_n} = a + b n,$$

welches in der Tat wesentlich besser den realen Verhältnissen in unserem Sonnensystem entspricht als die berühmte Titius–Bodesche Reihe. Im Rahmen der Schmidtschen Akkretionskosmogonie lautet nun der Erhaltungssatz der Revolutionsmomente:

$$\begin{aligned} \text{Revolutionsmomente}_{\text{Partikel}} &\rightarrow \text{Revolutionsmoment}_{\text{Planet}} \\ &+ \text{Rotationsmoment}_{\text{Planet}} (A) \end{aligned}$$

Damit wird also

$$(1) \quad A = k \sqrt{M} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{r} \, dm - km \sqrt{M} \sqrt{R}, \quad \left(R = \frac{1}{2}(R_1 + R_2) \right)$$

$(M = \text{Sonnenmasse})$

wenn der Planet sich gleichmäßig aus den meteoritischen Partikeln zwischen den Abständen R_1 und R_2 vom Zentralgestirn «akkretioniert». Die Massenverteilung $dm = f(r) dr$ folgt nun im Falle des Schmidtschen Planetenabstandsgesetzes zu

$$dm = f(r) dr = c d \sqrt{r},$$

womit sich die Konstante c sofort aus

$$m = c \int_{R_1}^{R_2} f(r) dr = c \int_{R_1}^{R_2} d \sqrt{r} = c (\sqrt{R_2} - \sqrt{R_1})$$

bestimmen lässt. Damit wird nun (1)

$$\begin{aligned} A &= \frac{km \sqrt{M}}{\sqrt{R_2} - \sqrt{R_1}} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{r} d \sqrt{r} - km \sqrt{M} \sqrt{R} \\ &= km \sqrt{M} \left\{ \frac{1}{2} (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}) - \sqrt{\frac{R_1 + R_2}{2}} \right\} \end{aligned}$$

oder, indem man das arithmetische Mittel $\frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ durch das geometrische $\sqrt{R_1 R_2}$ ersetzt

$$A = km \sqrt{M} \left\{ \frac{1}{2} (\sqrt{R_2} + \sqrt{R_1}) - \sqrt[4]{R_1 R_2} \right\}$$

Da nun nach dem Schmidtschen Abstandsgesetz weiterhin gilt

$$\sqrt{R_2} = \sqrt{R} - \frac{b}{2}; \quad \sqrt{R_1} = \sqrt{R} + \frac{b}{2},$$

so folgt

$$\begin{aligned} A &= k \sqrt{M} m \left\{ \sqrt{R} - \sqrt{R - \frac{b^2}{4}} \right\} = k \sqrt{M} m \sqrt{R} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{b^2}{4R}} \right\} \\ &= k \sqrt{M} m \sqrt{R} \frac{b^2}{8R}, \end{aligned}$$

wenn man bis zu Gliedern zweiter Ordnung entwickelt. Andererseits ist aber auch das Rotationsmoment $\Lambda = a m \frac{2\pi r^2}{P}$, womit sich

$$W = \frac{16\pi a r^2 \sqrt{R}}{b^2 k \sqrt{M} P}$$

als eine Konstante ergibt. Für die Planeten Erde, Mars, Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun mit bekanntem P hat nun Schmidt den Wert $\frac{W}{8} = 10^{-5}$ bis 10^{-4} gefunden. Extrapoliert man diesen Wert für die Venus, so ergibt sich umgekehrt aus W für das entsprechende P ein Wert von $0,8^d$ bis 8^d .

10. W. STUDER (Solothurn/Bellach). — *Demonstration von Farbdias der totalen Sonnenfinsternis vom 15. Februar 1961.*

1. Ziel der «Einmann-Expedition»:

- a) Farbaufnahmen von Korona und Protuberanzen.
- b) Festhalten der Eindunkelung der Landschaft bei vorrückendem Mondschatten in Farbdias.

2. Standortfrage: Wegen der relativ kurzen Dauer der Totalität von durchschnittlich 124 Sekunden kam nur ein Ort auf der Zentrallinie des Mondschattens in Frage, also San Remo, Imperia, Pisa, Florenz oder Ancona.

Meteorologisch gesehen stand San Remo am besten da.

Fünfjahresdurchschnitt der Bewölkung:

Februar:	Klare Tage	Tage mit Wolken	Bedeckte Tage
San Remo	15	5	8
Ancona	8	6	14

Die Dauer der Finsternis und die Höhe der Sonne über Horizont waren dagegen in San Remo etwas geringer als in Ancona (San Remo: 118 Sekunden, 10 Grad über Horizont; Ancona: 130 Sekunden, 15 Grad über Horizont). Dem Faktor Wetter wurde schließlich der Vorrang eingeräumt und San Remo als Beobachtungsort gewählt, wo auf dem Dach eines zehnstöckigen modernen Wohnblocks, etwa 80 m über dem Meeresspiegel das Koronainstrument aufgebaut wurde. Die Rundsicht war völlig frei.

Ein ausgedehntes stabiles Hoch über West- und Mitteleuropa enthob in der Folge sämtliche Beobachter von Südfrankreich bis zur Adria jeglicher Wettersorgen. Der Himmel war wolkenlos, und die flache Dunstschicht über dem Meer wurde von der aufsteigenden Sonne bald überwunden.

3. *Photographisches Programm.*

a) Koronaufnahmen:

Kamera: Pentax, $f = 500$ mm, 1:5.

Film: Kodak Ektachrom, High Speed 23° , 24×36 mm Taglicht-Umkehrfilm.

Belichtung: Blende 5,6, ab 2. Kontakt (Beginn der Totalität) 5 Aufnahmen mit $1/250$, $1/125$, $1/60$, $1/45$, $1/30$ Sekunde. Längere Expositionszeiten wurden durch das Ende der Totalität verunmöglicht.

Die Aufnahmen zeigen die innere und mittlere Korona mit Protruberanzen und Teilen der Chromosphäre auf der ersten und letzten Aufnahme (roter Saum).

(2 Farbreproduktionen finden sich in der illustrierten Zeitung «Die Woche», Verlag Otto Walter, Olten, Nr. 26, Juni 1961.)

b) Landschaftsaufnahmen:

Kamera: Contax, $f = 50$ mm, 1:2.

Film: Kodak Ektachrom, 16° , 24×36 mm, Taglicht-Umkehrfilm.

Belichtung: 1. Aufnahme gegen Sonne, 7.40 Uhr (etwa 10 Minuten, nach Sonnenaufgang und 1. Kontakt = Beginn der partiellen Phase) $1/50$ Sekunde, Blende 8. Ab 8.08 Uhr alle 5 Minuten Aufnahmen gegen Fixpunkte im Südwesten (Hotels und Meer) im Wechsel mit Nordwesten (Berghänge mit Villen und Palmen). Belichtung konstant $1/50$ Sekunde, Blende 11.

Die Eindunkelung wird dadurch recht augenfällig sichtbar gemacht. Letztes Bild mit gleicher Belichtung als spontaner Schnappschuß gegen die Sonne mit Reflex im Meer, etwa 3 bis 4 Sekunden vor Beginn der Totalität (2. Kontakt).

11. WILHELM KAISER (Basel). — *Fallbeschleunigung an der Oberfläche von Erde und Sonne. Sonnenmasse als Kraftbegriff.*

Was in der Theorie die «Masse» der Erdkugel genannt wird, ist eigentlich die Ursache der wahrnehmbaren Fallkräfte, darstellbar als Vektoren der Fallbeschleunigung pro Sekunde an bestimmten Erdorten. Auch die Zahlen für Gewichte müssen multipliziert werden mit der Länge jener Vektoren, um im richtigen physikalischen Sinne als Kraftgrößen gelten zu können. — Die Fallbeschleunigung an der Oberfläche der Erde ist nicht an allen Orten gleich groß, sondern in polaren Gebieten (näher der Erdmitte) größer als in Äquatorgebieten: eine Folge der Abplattung des Erdballes. Diese Ungleichheit wird noch verstärkt durch auftretende Fliehkräfte wegen der täglichen Rotation der Erde, wobei diese Fliehkräfte die Vektoren der Fallbeschleunigung verkürzen, maximal im Verhältnis $1/290$. Mit Hilfe schwingender Pendel können diese Verhältnisse genau studiert werden. (Variable Länge des Sekundenpendels.)

Für die folgenden Betrachtungen denken wir uns an Stelle des abgeplatteten Erdspähroides eine ihm oberflächengleiche ideale Erdkugel, deren Radius $r = 1$ die kosmische Längeneinheit sei. An der Oberfläche dieser idealen Kugel ist überall dieselbe Fallbeschleunigung g pro Sekunde

anzunehmen, aber nicht verkürzt durch Fliehkräfte, wenn noch eine Rotation der Kugel dazukommt. – Bezeichnen wir mit e die Oberflächengröße dieser Kugel, so haben wir in dem Produkt $e \cdot g = k$ ein Maß für den Kraftlinienfluß des reinen Schwerkraftfeldes (Gravitationsfeldes) des Erdkörpers durch seine Oberfläche. Diese Auffassung entspricht der Anschauung Faradays auf den Gebieten der Elektrizität und des Magnetismus.

Rein astronomisch können wir den Vektor g berechnen aus den Verhältnissen des Mondlaufes um die Erde, wenn wir im Sinne von Newton annehmen, daß die nach der Erde gerichtete Beschleunigung z des Mondes in seiner Bahn sovielmal geringer sei wie die Fallbeschleunigung g an der Oberfläche der Erdkugel, als diese Oberfläche e kleiner ist wie jene Kugelfläche, deren Radius l gleich dem Abstand Erde-Mond gedacht wird. Danach ist also $g = l \cdot l \cdot z$ und für $l =$ rund 60 Erdradien r wäre $g =$ rund $3600 \cdot z$. – Die Beschleunigung z des Mondes ergibt sich aus der Theorie der kreisartigen Bewegung um ein Zentrum, wenn wir die Mondbahn ersetzen durch eine mittlere Kreisbahn mit derselben Umlaufszeit.

- u = siderische Umlaufszeit des Mondes = 27,32166 t (Tage)
 t = mittlerer Sonnentag der Erde = $24 \cdot 60 \cdot 60$ Sek. = 86400 Sek.
 l = mittlerer Abstand Erde-Mond = Bahnradius = $60 (1 + \frac{1}{n}) r$
 m = $2\pi \cdot l$ = Umfang der mittleren Mondbahn. $\pi = 3,14159$
 v = Geschwindigkeit des Mondes in seiner mittleren Bahn = $m:u$
 z = zentrale Beschleunigung des Mondes in dieser Bahn = $vv:l$

$$\text{Also } z = \frac{v \cdot v}{l} = \frac{m \cdot m}{u \cdot u} \frac{1}{l} = \frac{2\pi \cdot 2\pi}{u \cdot u} l = p \cdot p \cdot l \quad p = \frac{2\pi}{u} \quad (1)$$

$$\text{Und } g = l \cdot l \cdot z = p \cdot p \cdot l \cdot l \cdot l = \frac{2\pi \cdot 2\pi}{u \cdot u} l \cdot l \cdot l = \text{Fall/Erdoberfl.} \quad (2)$$

Für $l = 60r$ ergibt sich $g = 0,0000015303$ vom Erdradius $r = 1$.

Also für $(r) = 6370$ Kilometer wird $(g) = 975$ Zentimeter/Sek.

Für $l = 60 (1 + \frac{1}{540}) r$ wird $l \cdot l \cdot l = 60^3 (1 + \frac{1}{180})$ und $(g) = 981$ Z.

Produkt $e \cdot g = k$ = Kraftfluß durch Oberfläche e der Erde. (3)

In ähnlicher Art können wir in dem Produkt $F \cdot G = K$ ein Maß für den Kraftlinienfluß des Schwerkraftfeldes an der Oberfläche der Sonne erkennen, wenn F die Oberfläche der schön kugelförmigen Sonne bedeutet und G die überall gleiche Fallbeschleunigung an dieser Oberfläche, nicht vermindert durch die Fliehkräfte wegen Rotation der Sonne um ihre Achse. – Die Größe der Sonnenoberfläche F im Verhältnis zur Erdoberfläche e erhalten wir aus folgenden Gleichungen :

Radius der Sonne = $R = 109,03 r$ Radien der Erdkugel ($r = 1$)

Oberfläche der Sonne = $F = R \cdot R \cdot e = 11887 e$ (e = Erdfläche) (4)

Die von der Rotation der Sonne nicht beeinflußte Fallbeschleunigung an ihrer Oberfläche ergibt sich aus der Theorie der Planetenläufe um die Sonne. Dabei wird im Sinne von Newton angenommen, daß die nach der Sonne gerichtete Beschleunigung b eines Planeten in seiner Bahn sovielmal kleiner sei als die Fallbeschleunigung G an der Sonnenoberfläche, wie

diese kleiner ist im Verhältnis zu einer solchen Kugelfläche, deren Radius gleich ist dem Abstand Sonne–Planet = D , so daß: $G = D \cdot D \cdot b$.

Fassen wir ins Auge als Planeten unsere Erde, deren Jahreslauf als Kreisbahn theoretisch darstellbar ist:

- T = siderische Umlaufszeit der Erde = 365,256 t (mittlere Tage)
 L = mittlerer Abstand Sonne–Erde = 390 · 60 r (r = Radius Erde)
 B = $2\pi \cdot L$ = Umfang der Jahres-Erdbahn. $\pi = 3,14159$
 w = Geschwindigkeit der Erde in dieser Jahresbahn = $B: T$
 b = zentrale Beschleunigung der Erde zur Sonne hin = $ww:L$

$$\text{Also } b = \frac{w \cdot w}{L} = \frac{B \cdot B}{T \cdot T} \frac{1}{L} = \frac{2\pi \cdot 2\pi}{T \cdot T} L = P \cdot P \cdot L \quad (5)$$

Distanz Sonne–Erde = $D = 214,62$ Radien der Sonne. Also: Fallbeschleunigung an der Oberfläche der Sonne: $G = D \cdot D \cdot b$.

$$G = D \cdot D \cdot b = \frac{2\pi \cdot 2\pi}{T \cdot T} L \cdot D \cdot D \text{ also nach (2)} \frac{G}{g} = \frac{u \cdot u}{T \cdot T} \frac{L \cdot D \cdot D}{l \cdot l \cdot l} = ccN.$$

Es ist $c = \frac{u}{T} = 0,0748$ und für $l = 60 r$ wird $N = 4993 = LDD : l^3$

Danach ergibt sich $c \cdot c \cdot N = 27,936$, also $G = 27,936 g$ = Sonnenkraft (6)

Also als Kraftfluß des Schwerefeldes an der Sonnenoberfläche: $K = F \cdot G = 11887 \cdot 27,936 \cdot e \cdot g = 332075 k$ = rund 332000 Erdkräfte. Diese Zahl wird von den Theoretikern gewöhnlich die «Masse» der Sonne im Verhältnis zur Erde ($k = 1$) genannt. Aber sie bedeutet im wesentlichen die Stärke eines eigenartigen Kraftfeldes, das wie die Licht- und Wärmestrahlung der Sonne über Kugelflächen sich ausbreitet und also mit dem Quadrat der Entfernung von der Sonne abnimmt.

12. R. SÄNGER, G.T. BARNES (Zürich). – *Untersuchungen über den physikalischen Zustand des an eiskeimbildungsaktiven Wirkstoffen adsorbierten Wassers.* – Erscheint in «ZAMP», ,13 1962, Heft 1.