

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 14 (1941)  
**Heft:** IV

**Artikel:** Über die Intensitätsschwankungen der harten Komponente der Höhenstrahlung auf Jungfraujoch (3500 m. ü. M.)  
**Autor:** Wäffler, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111180>

#### 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:** 20.01.2026

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

Copyright 1941 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.

Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.

Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

---

## Über die Intensitätsschwankungen der harten Komponente der Höhenstrahlung auf Jungfraujoch (3500 m ü. M.)

von H. Wäffler, E.T.H., Zürich

(2. VI. 1941.)

---

*Zusammenfassung.* Die Ergebnisse einer sich über das Jahr 1938 erstreckenden, fortlaufenden Registrierung der Höhenstrahlung werden zusammengestellt und diskutiert. Die Messungen erfolgten mit einer automatisch arbeitenden Ionisationskammeranlage, welche zur Wegfilterung der weichen Strahlungsanteile allseitig mit 10 cm Blei umgeben war. Die Luftdruckabhängigkeit der Strahlungsintensität wird untersucht und unter Berücksichtigung der Zerfallshypothese des Mesons diskutiert. Es zeigt sich, dass der sog. Barometereffekt sich nicht allein durch die Ionisationsverluste und den spontanen Zerfall der Mesonen in der Atmosphäre erklären lässt. Die Analyse der sonnenzeitlichen Schwankungen ergibt eine einfache tägliche Welle der Intensität mit einer jahreszeitlich bedingten Phase und Amplitude. Ein sich über 27 Tage (Dauer einer Sonnenrotation) erstreckender periodischer Gang der Strahlung wird nachgewiesen. Der aus den Monatsmitteln gebildete jahreszeitliche Intensitätsverlauf zeigt im wesentlichen das Bild einer einfachen Welle mit einer Amplitude von 1,5% der Gesamtintensität. Das Minimum fällt auf den Mai, das Maximum auf den November. Die gefundenen periodischen Intensitätsschwankungen werden mit der Theorie von VALLARTA und GODART, welche dieselben auf ein permanentes magnetisches Feld der Sonne zurückführt, verglichen. Die von FORBUSH entdeckten universellen Intensitätsschwankungen (world-wide variations) lassen sich auch auf Jungfraujoch nachweisen.

### I. Einleitung.

Die Erkenntnis, dass die am Erdboden und in den unteren Schichten der Atmosphäre vorkommende Höhenstrahlung sich aus zwei, bei ihrem Durchgang durch Materie verschieden verhaltenden Strahlenarten zusammensetzt, verdankt man vor allem den Untersuchungen von AUGER<sup>1)</sup> und Mitarbeitern<sup>2)</sup>, von CLAY<sup>3)</sup> sowie von STREET, WOODWARD u. STEVENSON<sup>4)</sup><sup>5)</sup>.

Misst man den Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung, beispielsweise durch eine Anordnung vertikal übereinanderliegender koinzidierender Zählrohre, in Abhängigkeit von der Dicke eines zwischen sie gebrachten Bleipanzers, so erhält man eine Kurve, die bis zu einer Bleidicke von etwa 8 cm steil absinkt. Zwischen 8 und 10 cm biegt dieselbe um, und für grössere Absorberdicken zeigt sie eine langsame Abnahme der Intensität mit zunehmender Schichtdicke. Dieses Verhalten legt den Schluss nahe, dass es

sich hier um ein Gemisch von zwei Strahlenarten, beide korpuskularer Natur, aber mit verschiedenem Durchdringungsvermögen in Materie handelt. AUGER (loc. cit.) unterscheidet dementsprechend zwischen einer harten und einer weichen Komponente der Höhenstrahlung. Unter der harten Komponente ist hierbei derjenige Anteil der gesamten ionisierenden Strahlung zu verstehen, welcher mehr als 10 cm Blei durchdringt, und unter der weichen der Teil, der von 10 cm Blei vollständig absorbiert wird.

Die aus diesem unterschiedlichen Verhalten der beiden Strahlenarten erwachsende Frage nach ihrer Zusammensetzung konnte dank der Methode der Wilsonkammer entschieden werden. Messungen der spezifischen Ionisation sowie des Impulsverlustes in einer in die Kammer eingebrachten Metallplatte haben nämlich gezeigt, dass sich das Verhalten der Höhenstrahlteilchen mit Impulsen  $p$  bis zu  $pc \approx 2 \cdot 10^8$  eV ( $c$  Lichtgeschwindigkeit) weitgehend durch die Annahme, dass es sich hierbei um Elektronen beiderlei Vorzeichens handelt, erklären lässt. Für Teilchen höherer Energie hingegen ergaben sich kleinere Impulsverluste beim Durchgang durch Materie, d. h. ein grösseres Durchdringungsvermögen, als nach der Theorie der Bremsstrahlung für Elektronen zu erwarten wäre<sup>6)</sup><sup>7)</sup>. Die von einem sehr schnellen Teilchen infolge der Wechselwirkung mit dem Coulombfeld eines Atomkerns emittierte Strahlungsintensität ist nach der Theorie dem Quadrat der Ruhemasse des Teilchens umgekehrt proportional. Protonen erleiden demgemäß beim Durchgang durch Materie weit geringere Strahlungsverluste als Elektronen. Die nächstliegende Möglichkeit, dass es sich bei diesen durchdringenden Teilchen zur Hauptsache um Protonen handelt, konnte jedoch aus folgendem Grunde ausgeschlossen werden. Da der Ionisationsverlust eines geladenen Teilchens im wesentlichen seinem reziproken Geschwindigkeitsquadrat proportional ist, so lassen sich Protonen von Elektronen, solange sie merklich verschiedene Geschwindigkeiten besitzen, durch die grössere Dicke ihrer Bahnen in der Wilsonkammer unterscheiden. Das ist bis zu Impulsen von  $10^9$  eV möglich, da bis zu diesem Impuls die Geschwindigkeit des Protons merklich unter der Lichtgeschwindigkeit liegt, während sich das Elektron praktisch mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Die Bahnen der durchdringenden Teilchen zeigen jedoch keine stärkere Ionisation als die von Elektronen herrührenden. BLACKETT u. WILSON<sup>6)</sup><sup>7)</sup> versuchten diesen experimentellen Befund in der Weise zu erklären, dass sie ein Versagen der Quantentheorie bei ihrer Anwendung auf die Wechselwirkung sehr energiereicher Elektronen mit Materie annahmen. Im Gegensatz hierzu wiesen ANDERSON u. NEDDERMEYER<sup>8)</sup> unter

Zuziehung von weiterem experimentellem Material nach, dass die in Höhenstrahlschauern auftretenden Elektronen bis zu Impulsen über  $4 \cdot 10^8$  eV hinaus beim Durchgang durch Materie Energieverluste erleiden, welche innerhalb der Versuchsfehler mit der Theorie übereinstimmen. Aus diesem Resultat zogen diese Forscher den Schluss, dass es sich bei der harten Komponente der Höhenstrahlung um eine neue Teilchenart handeln müsse. Da diese Teilchen weniger strahlen als Elektronen und schwächer ionisieren als Protonen, so muss ihre Masse zwischen der des Elektrons und derjenigen des Protons liegen. In einigen Fällen ist es auch tatsächlich gelungen, Wilsonaufnahmen solcher Teilchen, die sich am Ende ihrer Bahn befanden, also geringe Geschwindigkeiten hatten, zu erhalten. Aus der Krümmung der Bahn und der Ionisation längs derselben liess sich dann ihre Masse ermitteln. Die von verschiedenen Autoren in dieser Weise durchgeföhrte Massenbestimmung liefert Werte, die zwischen dem 100—400-fachen der Masse des Elektrons schwanken<sup>9)</sup>.

EULER u. HEISENBERG<sup>10)</sup> bringen nun das neue, die harte Komponente der Höhenstrahlung bildende Teilchen, das im folgenden als Meson bezeichnet werden soll, in Verbindung mit einer Theorie der Kernkräfte, die schon im Jahre 1935 von YUKAWA<sup>11)</sup> vorgeschlagen wurde. Diese Theorie sagt die Existenz von Teilchen mit einer Masse, die das 160-fache der Elektronenmasse betragen soll, voraus. Eine wesentliche Eigenschaft des Yukawa-schen Teilchens besteht darin, dass es eine natürliche  $\beta$ -Radioaktivität besitzt, indem es spontan in ein Elektron und in ein Neutrino zerfällt. YUKAWA hat seine mittlere Lebensdauer zu  $\tau = 5 \cdot 10^{-7}$  sec berechnet. EULER u. HEISENBERG identifizieren nun das Meson mit dem Yukawa'schen Teilchen, indem sie annehmen, dass es eine Masse besitzt, die etwa gleich dem 160-fachen der Elektronenmasse ist und dass es ferner spontan zerfällt. Hieraus ergeben sich verschiedene Folgerungen, deren Richtigkeit sich experimentell prüfen lässt. Erstens muss in Anbetracht der kurzen Lebensdauer des Mesons die harte Komponente der Höhenstrahlung sekundärer Natur sein, sie muss also in den oberen Schichten der Atmosphäre aus einer primären Strahlung entstehen. Ferner muss ihre Absorption in Luft, verglichen mit der in äquivalenten Massendichten Materie (Blei, Wasser, Kohle), grösser sein, da auf dem gegenüber massengleichen festen Stoffen viel grösseren zurückgelegten Weg in Luft der spontane Zerfall zum Ionisationsverlust hinzukommt.

Der Beweis für die sekundäre Natur der Mesonenkomponente konnte von SCHEIN, JESSE u. WOLLAN<sup>12)13)</sup> sowie von EHMERT<sup>14)</sup>

durch Messung des Intensitätsverlaufs derselben in Abhängigkeit von der Höhe erbracht werden. Diese Messungen ergeben einen Anstieg der Intensität bei zunehmender Höhe mit einem Maximum in 17 km ü. M. und eine Abnahme derselben in noch grösseren Höhen. Dieser, den typischen Charakter einer Übergangskurve zeigende Intensitätsverlauf weist deutlich auf die Entstehung der Mesonen aus einer anderen Strahlenart hin, welche in der Stratosphäre erfolgt. SCHEIN und Mitarbeiter konnten auch zeigen, dass bereits von einer Höhe von 5 km ü. M. an die Bildung von Mesonen durch eine nichtionisierende Strahlung einsetzt, welche mit grosser Wahrscheinlichkeit als eine Wellenstrahlung angesprochen werden kann. Diese müsste, da die Intensität der harten Komponente eine deutliche Breitenabhängigkeit zeigt, selbst sekundärer Natur sein. Ob nun sämtliche in der Stratosphäre erzeugten Mesonen über eine Photonenstrahlung entstehen, oder ob sie auch zum Teil direkt von einer primären Korpuskularstrahlung erzeugt werden, ist zur Zeit noch unentschieden. Gegenwärtig bereitet sowohl die eine als auch die andere Entstehungsart der theoretischen Erklärung noch grosse Schwierigkeiten<sup>15)</sup>.

Auch die gegenüber festen Stoffen grössere Absorption der harten Komponente in Luft konnte experimentell nachgewiesen werden. EULER und HEISENBERG (loc. cit.) berechnen aus dem von EHMERT<sup>16)</sup> gemessenen Intensitätsverhältnis derselben in Wasser und in Luft die mittlere Lebensdauer des Mesons zu  $\tau \approx 2,7 \cdot 10^{-6}$  sec, während ROSSI, HILBERRY und HOAG<sup>17)</sup> aus dem Unterschied in der Intensitätsabnahme unter massenäquivalenten Schichten von Kohle und Luft eine Lebensdauer von  $\tau = 2,0 \cdot 10^{-6}$  sec erhalten.

Während sich für Untersuchungen über die Natur der harten Komponente sowie über ihre Wechselwirkung mit Materie vorzugsweise die experimentellen Methoden der Wilsonkammer und des Zählrohrs eignen, kommt überall dort, wo man sich für ihren zeitlichen Intensitätsverlauf interessiert, mit Vorteil die Ionisationskammer zur Anwendung. Dieselbe gestattet dank dem mit ihr möglichen, weitgehend wartungsfreien Betrieb bei hoher Messgenauigkeit eine fortlaufende, sich über grosse Zeiträume erstreckende Registrierung der Intensitätsschwankungen. In dieser Weise durchgeführte Schwankungsmessungen<sup>18) 19)</sup> haben gezeigt, dass die Intensität der Höhenstrahlung zeitlich sowohl regelmässigen als auch unregelmässigen Änderungen unterworfen ist. Es steht heute fest, dass diese Erscheinungen nur teilweise auf in unmittelbarer Erdnähe sich abspielende Vorgänge, z. B. Änderungen des Luftdrucks, zurückgeführt werden können. Zu einem grossen Teil

sind ihre Ursachen extraterrestrischen Ursprungs. Unter diesen ist es vornehmlich die Sonne, deren Einfluss auf die Höhenstrahlung, sei es direkt durch ein wahrscheinlich existierendes, aber noch nicht sichergestelltes permanentes magnetisches Feld, oder indirekt durch ihre Fleckentätigkeit und die damit verbundenen erdmagnetischen Störungen, unverkennbar ist.

Die Untersuchung dieser Intensitätsschwankungen bildet auch das Ziel der vorliegenden Arbeit. Die hiefür verwendete Ionisationskammer war während der ganzen Dauer der Registrierungen allseitig von einem 10 cm starken Bleipanzer umgeben, so dass nur die harte Komponente zur Messung gelangte. Die Ergebnisse der Registrierungen lassen somit Schlüsse sowohl auf das Verhalten der Mesonenkomponente als auch auf die Natur der sie erzeugenden, noch unbekannten Primärstrahlung zu.

## II. Apparatur.

### 1. Allgemeines.

Dem Entwurf der Messanordnung lagen die auf Jungfraujoch mit einer Standardapparatur Steinke'scher Bauart<sup>20)</sup> gemachten Betriebserfahrungen zugrunde<sup>21)</sup>. Diese versuchsweise durchgeführten Registrierungen hatten gezeigt, dass zur Erzielung lückenloser Messreihen eine häufige sachgemäße Wartung dieses Aparatetyps erforderlich ist. Da sich hierbei die Kosten für den Unterhalt der Anlage auf der von Zürich aus nur durch eine lange Bahnfahrt erreichbaren Station Jungfraujoch zu hoch stellten, wurde die Steinke'sche Apparatur zu einer vollautomatischen, während 6 Wochen keiner Wartung bedürfenden Anlage umgebaut. Fig. 1 zeigt das Schema derselben. Die von STEINKE verwendete Auflademethode mit ruckweiser Kompensation des der Elektrode zufliessenden Ionenstromes wurde beibehalten und die Ionisationskammer  $J$  mit angebautem Elektrometer  $E$  (Lindemannelektrometer in Nadelschaltung), Influenzierungskondensator  $C$  (Kapazität = 14 cm) und elektromagnetisch betätigtem Erdungsschalter  $M$  aus der Steinke'schen Apparatur übernommen. Die zylindrische Ionisationskammer war liegend, mit in OW-Richtung liegender Achse angeordnet. Ihr Volumen betrug 22,6 Liter; als Füllgas kam CO<sub>2</sub> unter 10 Atm. Druck zur Verwendung. Die Wandspannung  $V_w = 200$  Volt wurde von Weston-Normalelementen geliefert. Die Kompensation erfolgte über den Kondensator  $C$ , der in Intervallen von je 1 Minute einen Spannungsstoss von dem durch die Schaltuhr  $S$  automatisch betätigten Potentiometer  $P$  (58 Stufen

zu je 200 Ohm) her erhielt. Die Stellung des Elektrometerfadens wurde jede Stunde, nach erreichter Endstellung von  $P$ , photographisch registriert. Unmittelbar nach der Registrierung erfolgte Erdung des Elektrometerfadens, bis der Schieber von  $P$  Kontakt 1 erreicht hatte. Um den Einfluss des bei der nachfolgenden Enterdung auftretenden Kontaktpotentials zu eliminieren, wurde die Fadenstellung nach erfolgter Enterdung registriert und das Stundenmittel der Strahlungsintensität aus dem Unterschied zwischen dieser Stellung und der am Ende der Stunde (Endstellung von  $P$ ) berechnet. Der zwischen diesen beiden Registrierungen liegende

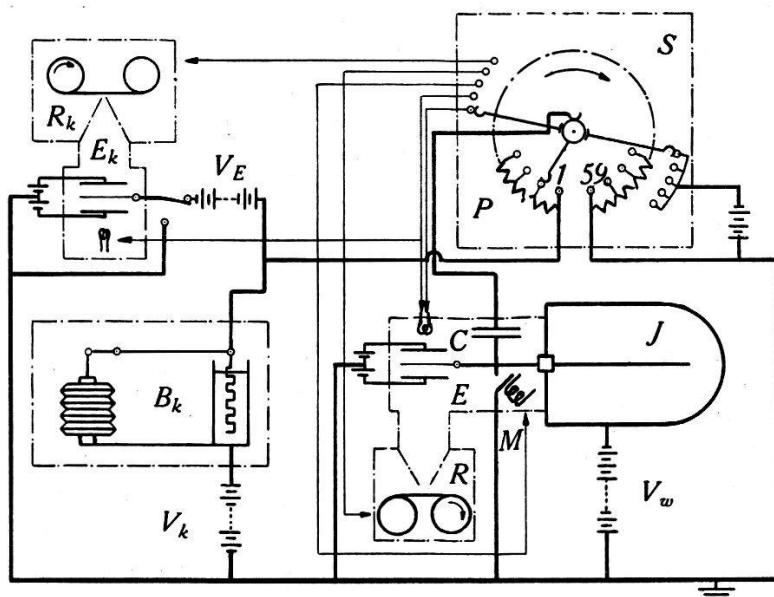


Fig. 1.  
Schema der Apparatur.

Zeitraum betrug 58 Minuten 25 Sekunden. Die gesamte am Potentiometer  $P$  liegende, von 15 Accomet-Zellen gelieferte Spannung  $V_k$  wurde durch Zwischenschaltung der aus Westonelementen aufgebauten Batterie  $V_E$  angenähert auf Null kompensiert und die verbleibende Differenzspannung gegen Erde mit einem zweiten Lindemannelektrometer  $E_k$  gemessen.

Unter den zeitlichen Schwankungen der Strahlungsintensität sind weitaus am grössten die durch Luftdruckänderungen hervorgerufenen (sog. Barometereffekt). Durch Einbau eines durch den Luftdruck selbst gesteuerten Regelwiderstandes  $B_k$  in den Potentiometerkreis konnte ein zu diesen Intensitätsschwankungen spiegelbildlich verlaufender Gang der Potentiometerendspannung und damit eine Übertragung der ersten vom Elektrometersystem von  $E$  auf das von  $E_k$  erreicht werden. Diese Anordnung ermöglichte es, trotz hoher Empfindlichkeit an  $E$ , mit kleinen Ausschlägen

zu arbeiten, was neben weitgehender Entlastung der Elektrometerisolation eine Erhöhung der Messgenauigkeit mit sich brachte, weil die Registrierung von  $E$  bei bewegtem, die von  $E_k$  dagegen bei ruhendem Faden erfolgte. Da das System von  $E_k$  dauernd an fester Spannung lag, so war hier das Arbeiten mit grösseren Ausschlägen und dementsprechend stärkerer Belastung der Isolation zulässig. Der Ausschlag an  $E_k$  wurde am Ende jeder Stunde, genau gleichzeitig mit dem von  $E$  photographiert. Allfällige Spannungsschwankungen am Potentiometer, wie sie beispielsweise durch Entladung der den Potentiometerkreis speisenden Akkumulatorenbatterie  $V_k$  auftreten konnten, hatten somit keinen Einfluss auf die Messung.

## 2. Die Registriervorrichtung.

Die Registrierung der Elektrometerrausschläge erfolgte durch kurzzeitige Belichtung des Fadens, der von einem Mikroskop mit Okularskala auf den Registrierfilm abgebildet wurde. Zur Belichtung diente eine 2-Volt-Lampe mit vorgeschalteter Linse; die Belichtungsdauer betrug 3 Sekunden. Für die Registrierungen von  $E$  kam 34,5 mm Kinofilm zur Verwendung; die Bildhöhe einer Aufnahme betrug 30 mm, die Breite 1,25 mm. Ladungsempfindlichkeit des Elektrometers und Vergrösserung bei der Abbildung waren so gewählt, dass Schwankungen von  $\pm 4\%$  der kompensierten Intensität gerade noch registriert werden konnten. Um eine Kontrolle über das Arbeiten des Erdungsmagneten  $M$  zu haben, wurde das Bild des Fadens ausser zu Beginn und am Ende jeder Registrierstunde auch noch in geerdeter Stellung aufgenommen. Zwecks Trennung der zu den einzelnen Stunden gehörenden Bildgruppen wurde ständig ein Leervorschub des Films eingeschaltet. Bei den definitiven Messungen betrug die Dauer einer Betriebsperiode, während welcher die Anlage selbsttätig arbeitete, 6 Wochen. Der Registrierapparat  $R$  musste dementsprechend für einen Filmvorrat von  $1,5 \cdot 4 \cdot 24 \cdot 42 \cdot 10^{-3} = 6$  m Film gebaut werden. Demgegenüber betrug der Filmverbrauch im Registrierapparat  $R_k$  nur 2,5 m, da Elektrometer  $E_k$  lediglich eine Belichtung pro Stunde erhielt, bei einer Bildbreite von 2,5 mm. Die Registrierungen von  $E_k$  erfolgten auf Oszillographenpapier von 120 mm Breite. Die Empfindlichkeit war so gewählt, dass der grösste noch messbare Bruchteil der kompensierten Intensität  $\pm 7,5\%$  betrug. Bei dem auf Jungfraujoch auftretenden Barometereffekt von  $5\%$  der Gesamtintensität pro mm Hg-Säule reichte dieser Messbereich für Luftdruckänderungen von  $\pm 15$  mm Hg aus, was den stärksten dort beobachteten Schwankungen ent-

spricht. Aufbau und Wirkungsweise der Registrierapparate geht aus Fig. 2 und 3 hervor. Der Film läuft von der Trommel  $T_1$  über die Leitrollen  $R_1, R_2$  auf die Trommel  $T_2$  auf.  $R_2$  trägt zwei Zahnkränze, welche in die Perforierung des Films eingreifen. Ein Stromstoss auf die Magnetspule  $M$  bringt den Anker  $A$  zum Anreissen, der über die Klinke  $K$  das Sperrad  $S$  um einen Zahn weiterdreht. Durch Gewichte wird ein Drehmoment auf die Schnurrollen  $Sch$  ausgeübt, welches sich über ein Kegelradgetriebe auf die Filmtrommeln überträgt und den Film gespannt hält. Registrier-

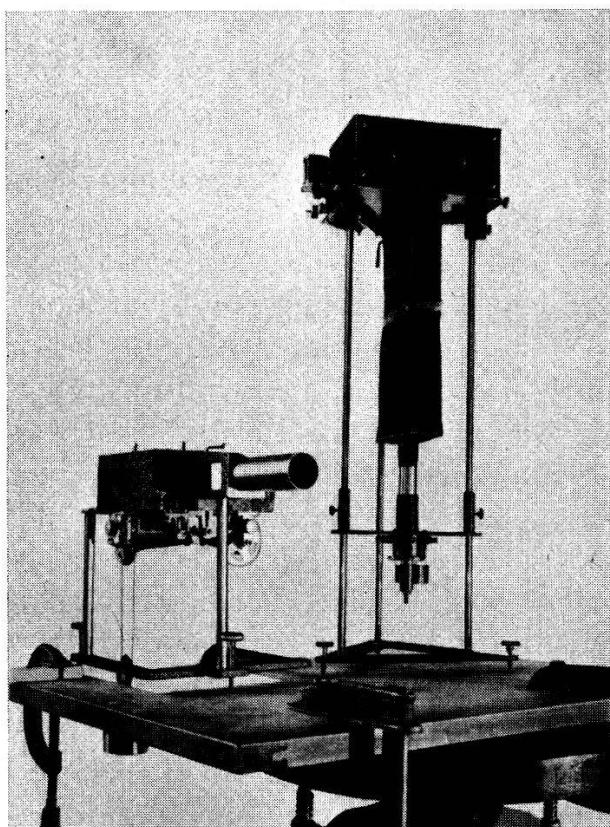


Fig. 2.  
Registrierapparate.

apparat  $R$  (links in Fig. 2) wurde lichtdicht an die Ionisationskammer angeschlossen, Registrierapparat  $R_k$  mit Elektrometer  $E_k$  und Mikroskop zu einer Einheit zusammengestellt.

Die Schneidenspannung der beiden Elektrometer betrug ca. 12 Volt und wurde von Westonelementen geliefert. Ihre Eichung erfolgte bei jedem, alle 6 Wochen durchgeführten Kontrollgang mittels veränderlicher, mit einem Präzisionsmillivoltmeter gemessenen Spannung. Dieselbe wurde an den Influenzierungskondensator  $C$  bei der Eichung von  $E$  bzw. an das System bei der von  $E_k$  gelegt, wodurch sich die Empfindlichkeit direkt in Voltcm/Ska-

lenteil bzw. Volt/Skalenteil der Elektrometerskala ergab. Die Empfindlichkeit blieb während der ganzen Dauer der Registrierungen, vom Juli 1937 bis zum November 1938, praktisch konstant und innerhalb des Messbereiches unabhängig von der angelegten Spannung.

Die gesamte während einer Registrierstunde abgeschiedene Ladung ergibt sich aus der Kompensationsspannung an  $C$  am Ende der Stunde (27 Westonelemente zu 1,0184 Volt = 27,5 Volt), der Kapazität von  $C$  (14 cm) und dem Elektrometerausschlag  $a$  in Voltem zu

$$Q = \frac{(27,5 \cdot 14 + a) \cdot 10^{10}}{300 \cdot 4,78} \text{ Elementarquanten (E.Q.)} \quad (1)$$

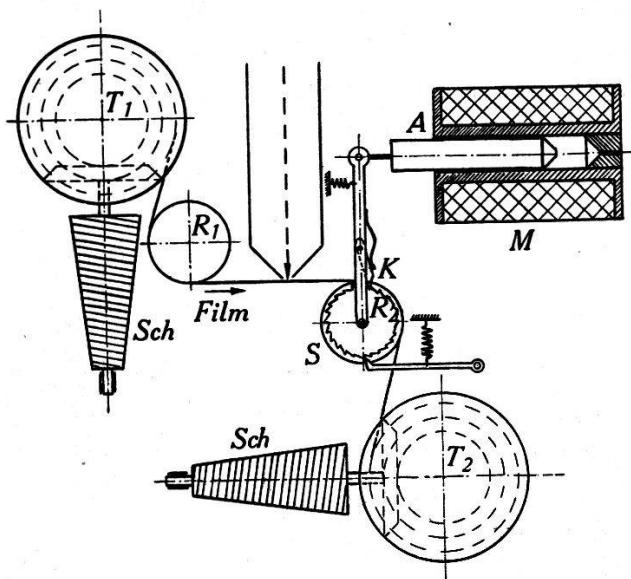


Fig. 3.  
Prinzip des Filmvorschubs.

Hieraus erhält man die über eine Stunde gemittelte Intensität in  $J$  (1  $J = 1$  Ionenpaar/cm<sup>3</sup> sec, bezogen auf Luft bei normalem Druck und Temperatur) durch Division mit dem Kamervolumen (22,6 Liter), dem Verstärkungsfaktor bei 10,5 kg Überdruck gegenüber 1 Atm. (1,033 kg/cm<sup>2</sup>) für CO<sub>2</sub> (5,95), dem Dichteverhältnis CO<sub>2</sub> zu Luft (1,529) und der Messdauer in Sekunden ( $58,42 \cdot 60 \cong 3505$ ):

$$J = \frac{Q}{22,6 \cdot 10^3 \cdot 5,95 \cdot 1,529 \cdot 3505} \text{ Ionenpaare/cm}^3 \text{ sec} \quad (2)$$

Die durch die Spannung von 27,5 Volt innerhalb einer Stunde kompensierte Ladung betrug  $2,685 \cdot 10^9$  E.Q., was einer Intensität von 3,725  $J$  entspricht.

Da Änderungen in der Kompensationsspannung die Messung nicht beeinflussten und Spannungsschwankungen in den Normal-

elementen durch Konstanthaltung der Raumtemperatur (s. u.) vermieden wurden, so ist der Hauptfehler bei der Ermittlung der Einzelstundenwerte der Intensität durch die Ablesegenauigkeit der Registrierfilme gegeben. Bei der Ausmessung konnte das Bild des Elektrometerfadens auf dem Film auf  $\pm 0,2$  mm genau fixiert werden. Für den Registrierfilm von  $E$  ergab sich damit, entsprechend dem gerade noch registrierbaren Bruchteil von 8% der kompensierten Intensität und der Bildhöhe von 30 mm, ein relativer Fehler von  $\pm 0,53\%$ , für den von  $E_k$  entsprechend 15% und 110 mm Bildhöhe ein solcher von  $\pm 0,27\%$ , zusammen also maximal  $\pm 0,8\%$ . Dieser Messfehler entspricht etwa dem zehnten Teil der mittleren statistischen Schwankung der Einzelstundenwerte, welche mit ca. 25 mJ rund 0,7% der Gesamtintensität ausmacht ( $1 \text{ mJ} = 10^{-3} \text{ J}$ ). Es ist deshalb zulässig, diesen Fehler bei der später erfolgenden Analyse der Strahlungsschwankungen zu vernachlässigen und die Unsicherheit eines Einzelstundenwertes als nur durch die mittlere statistische Schwankung gegeben zu betrachten.

### 3. Der luftdruckgesteuerte Regelwiderstand.

Derselbe wurde durch Abänderung eines Aneroidbarographen üblicher Konstruktion hergestellt. An Stelle der Schreibfeder trat ein Hartgummibügel, der 10 in Serie geschaltete Graphitnadeln trug, welche in ebenfalls hintereinander geschaltete Quecksilberläpfe tauchten. Die Nadeln wurden aus Bleistiftminen (KOH—I—NOOR 8 H) hergestellt und hatten bei einer Länge von 30 mm einen Durchmesser von 0,6 mm. Der Gesamtwiderstand der Anordnung variierte in Abhängigkeit vom jeweiligen Barometerstand zwischen 0 und 1750  $\Omega$ , was 15% des Potentiometerwiderstandes entsprach.

### 4. Die Schaltuhr.

Die Steuerung sämtlicher Schaltvorgänge erfolgte durch die Schaltuhr (Fig. 4). Dieselbe wurde durch Umbau einer grossen Pendeluhr hergestellt. Die Minutenzeigerwelle trug Kontaktarme, welche auf innenzylindrisch angeordneten Kontaktsegmenten schleiften. Die Segmente wurden auf zwei hintereinanderliegende konzentrische Innenzylinder verteilt; der hintere trug die 59 Segmente, die zu den Abzweigungen des Potentiometers führten, der vordere enthielt sich gegenüberstehende Segmentpaare, deren Kurzschluss durch die Kontaktarme die verschiedenen, durch Accomet-Zellen gespeisten Stromkreise zur Betätigung der Schaltapparate schloss. (In Fig. 1 sind die einzelnen Schaltvorgänge durch Pfeile angedeutet.) Um ein Abbrennen der feinen Kontaktbügel der

Schaltuhr durch den Betriebsstrom der Apparate zu vermeiden, wurden sämtliche Schaltvorgänge durch Telephonrelais (in Fig. 1 nicht eingezeichnet) getätigt, so dass die Schaltuhr nur den Strom der Relaisspulen (15 mA bei 8 Volt) zu- und abzuschalten hatte. Das Uhrwerk war mit einer selbsttägigen Aufzugvorrichtung versehen, deren Wirkungsweise in Fig. 5 skizziert ist: der Motor  $M$  (Gleichstrommotor in Serieschaltung) treibt über ein Schneckengetriebe das Kettenrad  $K$ . Die Zahnkette  $Z$  hebt das Uhrgewicht  $G$ , das bei einer bestimmten Stellung mittels des Hebelwerks  $H$  die

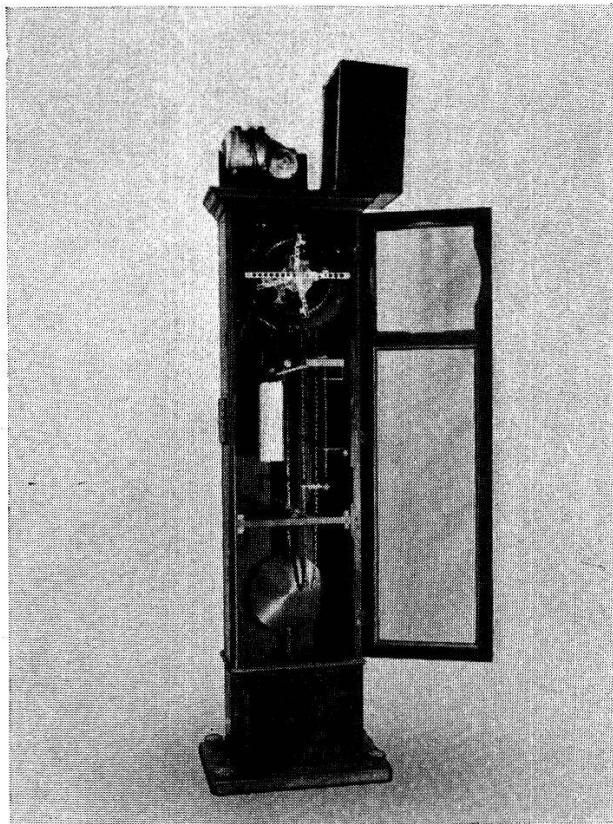


Fig. 4.  
Schaltuhr.

Quecksilberwippe  $W$  umschaltet, welche den Motorstromkreis unterbricht. Durch das sinkende Gewicht  $G$  wird  $W$  nach jeweils 50 Stunden Gangdauer wieder umgeschaltet. Da der Motor des grossen Stromverbrauchs wegen an das Netz der Forschungsstation angeschlossen werden musste, so wurde eine Sicherung gegen zeitweiligen Unterbruch vorgesehen: der Anschlag  $A$  ist so ausgebildet, dass das Gewicht  $G$  sich weiter senken kann, wenn der Motor  $M$  beim Einschalten der Wippe  $W$  nicht anläuft.  $W$  bleibt eingeschaltet und  $M$  läuft an, sobald das Netz wieder auf Spannung kommt. Die so geschaffene Gangreserve betrug 50 Stunden.

### 5. Standort der Apparatur.

Die ganze Anlage kam auf die Dachterrasse der Forschungsstation, in eine kleine, wärmeisolierte Hütte mit Holzdach zu stehen. Die Heizung derselben erfolgte elektrisch. Die bei Druckionisationskammern wegen der Temperaturabhängigkeit des Ionisationsstromes erforderliche Konstanz der Raumtemperatur wurde durch einen über ein Relais arbeitenden Thermostaten aufrechterhalten. Von Zeit zu Zeit mit einem Thermographen durchgeführte Kontrollmessungen zeigten, dass die Temperaturschwankungen sich innerhalb der Grenzen  $\pm 0,5$  Grad bewegten. Das

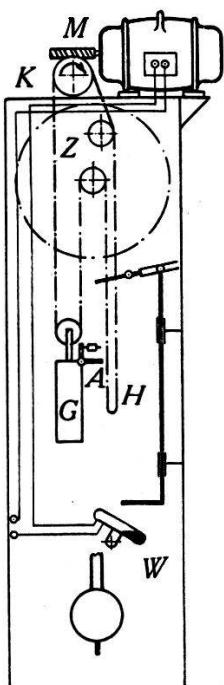


Fig. 5.

#### Aufzugsvorrichtung zur Schaltuhr.

Hüttendach wurde stets schneefrei gehalten; bei Schneefällen erfolgte täglich eine Säuberung desselben durch den Hauswart der Forschungsstation. Da das Forschungsgebäude dicht an den sog. Sphinxfelsen angebaut ist, welcher die Dachterrasse noch um ca. 80 m überragt, so war der Einfall der Strahlung kein allseitiger; es wurde vielmehr durch den Felsen ein Raumwinkel von etwa 20% der Halbkugel abgeschirmt.

### III. Messergebnisse.

#### 1. Die Gesamtintensität.

Das Intensitätsmittel aus allen, etwas mehr als 8000 Einzelwerte enthaltenden Registrierungen beträgt  $3769,6 \text{ mJ}$ . In diesem Wert ist noch der sog. Restgang, d. i. der von radioaktiven Ver-

seuchungen der Kammerwand herrührende konstante Beitrag zur Gesamtionisation enthalten. Derselbe ist für Hochdruckionisationskammern sehr gering, da die in Wandnähe entstehenden Ionen wegen der hohen Wiedervereinigung nur zu einem geringen Teil an die Elektrode gelangen. Er beträgt nach Messungen von STEINKE für Ionisationskammern des hier verwendeten Typs 30—60 mJ, also weniger als 2% der Gesamtintensität, und ist somit für die Diskussion der Intensitätsschwankungen belanglos.

## 2. Barometereffekt (BE.) und Temperatureffekt (TE.).

Zur Berechnung des BE. und des TE. wurden die Stundenmittel der Intensität, des Luftdrucks und der Temperatur verwendet. Für die Ermittlung der beiden letzteren erhielten wir die Unterlagen in entgegenkommender Weise von der Meteorologischen Zentralanstalt in Zürich. Die Einzelstundenwerte des Luftdrucks wurden durch Ausmessung der Barogramme, unter Zugrundelegung der viermal täglich (um 7.30, 13.30, 18.30 und 21.30 Uhr) erfolgten subjektiven Ablesungen der meteorologischen Station Jungfraujoch als Absolutwerte, auf  $\pm 0,1$  mm Hg genau bestimmt.

Bekanntlich ist die Korrelation zwischen Luftdruck und Strahlungsintensität keine unveränderliche Grösse, sondern unterliegt zeitlich unregelmässigen Schwankungen, deren Ursachen sehr komplexer, in ihren Einzelheiten noch unbekannter Natur sind. Bei Unterteilung des gesamten Beobachtungsmaterials nach festgewählten, beispielsweise monatlichen Zeitintervallen und Ermittlung des Regressionskoeffizienten der Intensität nach dem Luftdruck (dieser wird allgemein als Barometereffekt bezeichnet) mit der Methode der Korrelationsrechnung erhält man somit für denselben Werte, die dessen Schwankungen keine Rechnung tragen. Bei den vorliegenden Registrierungen wurde deshalb auf die Benützung gleicher Zeitintervalle für die Durchführung der Korrelationsrechnung verzichtet und das gesamte Material in Zeiträume unterteilt, welche eine unter sich einheitliche Luftdruckabhängigkeit der Strahlungsintensität aufweisen. Zur Bestimmung dieser Zeitabschnitte wurden zunächst die Tagesmittelwerte der Intensität ( $J$ ) und des Luftdrucks ( $b$ ) gebildet und in einem rechtwinkligen Koordinatensystem aufgetragen (sog. Steinkediagramm<sup>22</sup>). Jedem  $b-J$ -Wert entspricht hierbei ein Punkt in der  $b-J$ -Ebene und durch Verbindung der aufeinanderfolgenden Tagen entsprechenden Punkte erhält man einen geknickten Linienzug, der von einer bestimmten Richtung nur wenig abweicht, solange sich der Zusammenhang zwischen Luftdruck und Intensität nicht ändert.

Änderungen in demselben lassen sich anhand dieser Darstellung leicht übersehen.

Wie aus neueren Beobachtungen hervorgeht<sup>23)</sup>, zeigt die Strahlungsintensität neben der Luftdruck- auch noch eine Temperaturabhängigkeit. Der dieselbe ausdrückende TE. (Regressionskoeffizient der Intensität nach der Temperatur) ist ebenso wie der BE. negativ, sein Absolutwert, auf 1 Grad bezogen, jedoch rund viermal kleiner als der pro mm Hg genommene BE. Soll neben dem BE. auch der TE. zur Reduktion der Strahlung auf einheitliche Luftdruck- und Temperaturwerte zugezogen werden, so ist zu beachten, dass Luftdruck und Temperatur ihrerseits voneinander abhängen, so dass für die vollständige Erfassung beider Einflüsse das Verfahren der multiplen Korrelation gewählt werden muss. Da sich nun die multiplen Korrelations- und Regressionskoeffizienten durch die bzw. einfachen ausdrücken lassen\*), so kann man so vorgehen, dass man zunächst die einfachen zu den drei Wertepaaren:  $J$ - $b$ , auf gleiche Luftdruckwerte reduzierte Intensität ( $J'$ )-Temperatur ( $t$ ),  $b$ - $t$  gehörenden Koeffizienten berechnet und aus diesen dann die multiplen. Es bedeute:  $p_{Jb}$  den einfachen Regressionskoeffizienten von  $J$  nach  $b$ ,  $p_{J't}$  denjenigen von  $J'$  nach  $t$ ,  $p_{tb}$  den von  $t$  nach  $b$ ,  $r_{bt}$  den Korrelationskoeffizienten zwischen  $b$  und  $t$  und  $P_{Jb}$ ,  $P_{Jt}$  die entsprechenden multiplen Regressionskoeffizienten. Dann vollzieht sich die multiple Reduktion eines Einzelstundenwertes  $J$  der Intensität auf einheitlichen Luftdruck und Temperatur nach der Gleichung

$$J'' = J - P_{Jb} \cdot b - P_{Jt} \cdot t \quad (3)$$

$b$  und  $t$  bedeuten hierin bzw. die zu dem betreffenden  $J$ -Wert gehörenden Luftdruck- und Temperaturwerte, als Abweichung vom bzw. Normalwert gerechnet. Der Zusammenhang zwischen multiplen und einfachen Koeffizienten stellt sich nun wie folgt da\*\*):

$$P_{Jb} = p_{Jb} - p_{J't} \frac{p_{tb}}{1 - r_{bt}^2} \quad (4)$$

$$P_{Jt} = \frac{p_{J't}}{1 - r_{bt}^2} \quad (5)$$

\*) Die Behandlung der multiplen Korrelationsrechnung wird hier in Anlehnung an die von J. A. PRIEBSCH (Wien. Sitzungsber. IIa, 1936, 583) gegebene Methode durchgeführt.

\*\*) Die Gleichungen (4) und (5) lassen sich durch einige Umformungen aus den von PRIEBSCH (loc. cit.) gegebenen Ausdrücken erhalten.

Gleichung (3) lässt sich damit durch die einfachen Koeffizienten ausdrücken:

$$J'' = J - p_{Jb} \cdot b + \frac{p_{J't}}{1 - r_{bt}^2} (p_{tb} \cdot b - t) \quad (3')$$

$J - p_{Jb} \cdot b = J'$  stellt hierbei den nach der Methode der einfachen Korrelation auf einheitlichen Luftdruck reduzierten  $J$ -Wert dar. Wie aus (3') ersichtlich, lassen sich die multipel reduzierten Werte auch aus den mittels der einfachen Korrelationsrechnung gewonnenen, durch Anbringen der in (3') gegebenen Korrektur, erhalten.

In dieser Weise kam das vorliegende Material zur Auswertung. Die gesamten Registrierungen wurden in einzelne Messreihen unterteilt, von denen jede für sich keine grösseren Unregelmässigkeiten im Steinkediagramm aufwies, für jede dieser Reihen die Stundenwerte nach Grössenklassen geordnet und mit letzteren der einfache Korrelationskoeffizient  $r_{Jb}$  zwischen Intensität und Luftdruck sowie der zugehörige Regressionskoeffizient  $p_{Jb}$  nach der von CHARLIER<sup>24)</sup> beschriebenen Methode berechnet. Hiernach wurden sämtliche Stundenwerte von  $J$  auf den gleichen Luftdruck von 490 mm Hg, der etwa dem mittleren auf Jungfraujoch beobachteten Wert entspricht, umgerechnet. Mit den so reduzierten Intensitätswerten wurden in der gleichen Weise die Koeffizienten  $r_{J't}$  und  $p_{J't}$  ermittelt. Schliesslich wurde noch der Zusammenhang zwischen Luftdruck und Temperatur untersucht, wofür zwecks Vereinfachung der Rechenarbeit die aus den subjektiven Ablesungen gebildeten Tagesmittel verwendet wurden. In Tab. 1 sind die Zahl der in jeder Messreihe enthaltenen Tage, die verschiedenen Koeffizienten sowie ihre mittleren statistischen Fehler zusammengestellt.

Tabelle 1.  
Barometer- und Temperaturkoeffizienten.

Zeitraum	$-r_{Jb}$	$-p_{Jb}$ mJ/mm Hg	$r_{J't}$	$p_{J't}$ mJ/Grad	$r_{bt}$
1.-31. Dez.	$0,95 \pm 0,004$	$21,5 \pm 1,0$	$+0,65 \pm 0,14$	$-4,59 \pm 1,50$	$0,21 \pm 0,23$
1.-17. Jan.	$0,97 \pm 0,003$	$19,6 \pm 1,0$	$+0,05 \pm 0,06$	$+0,04 \pm 0,05$	$0,84 \pm 0,05$
17.Feb.-24.März	$0,88 \pm 0,008$	$15,8 \pm 0,6$	$+0,18 \pm 0,17$	$+1,11 \pm 2,40$	$0,93 \pm 0,02$
25. März-8. April	$0,92 \pm 0,009$	$17,2 \pm 1,0$	$-0,28 \pm 0,25$	$-1,20 \pm 1,80$	$0,85 \pm 0,07$
10. April-4. Juni	$0,91 \pm 0,005$	$18,3 \pm 0,6$	$+0,19 \pm 0,14$	$+0,85 \pm 0,60$	$0,93 \pm 0,02$
6. Juni-28. Aug.	$0,62 \pm 0,015$	$13,6 \pm 0,5$	$+0,24 \pm 0,11$	$+3,50 \pm 1,80$	$0,71 \pm 0,06$
9. Sept.-30. Nov.	$0,94 \pm 0,003$	$18,6 \pm 0,5$	$+0,03 \pm 0,12$	$+0,36 \pm 1,31$	$0,86 \pm 0,04$

Wie ersichtlich, besteht im allgemeinen eine sehr straffe Korrelation zwischen Intensität und Luftdruck ( $r_{Jb}$ ), ebenso zwischen Luftdruck und Temperatur ( $r_{bt}$ ), hingegen keine die Fehlergrenzen merklich übersteigende zwischen luftdruckreduzierter Intensität und Temperatur ( $r_{J't}$ ). Eine bemerkenswerte Ausnahme macht die Messreihe 1.—31. Dezember. Hier verschwindet die Korrelation zwischen Luftdruck und Temperatur, ist dafür aber straff zwischen luftdruckreduzierter Intensität und Temperatur. Dieses Resultat ist offenbar so zu interpretieren, dass auf Jungfraujoch Luftdruck und Temperatur im allgemeinen (eine Ausnahme bildet bei den vorliegenden Messungen die Messreihe 1.—31. Dezember) derart stark zusammenhängen, dass durch die jeweilige Luftdruckänderung die Temperaturänderung mitbestimmt ist. Dann hängt aber die Strahlungsintensität letzten Endes nur vom Luftdruck ab und zeigt infolgedessen nach Elimination des Luftdruckeinflusses keine Temperaturabhängigkeit mehr. Dieser, durch die hochalpine Lage der Forschungsstation Jungfraujoch bedingte durchsichtige Zusammenhang zwischen den meteorologischen Faktoren vereinfachte die Reduktion der Intensitätswerte, indem die Umrechnung derselben auf mittleren Luftdruck (490 mm Hg) und Temperatur für die Periode vom 1.—31. Dezember durch sukzessive einfache Korrelation erfolgen konnte (das Monatsmittel der Temperatur für den Dezember betrug  $-15,6^{\circ}\text{C}.$ ), während für alle übrigen Messreihen die Temperaturkorrektur überhaupt wegfiel.

Der mittlere, unter Berücksichtigung der statistischen Gewichte der einzelnen Messreihen berechnete BE. ergibt sich für die gesamte Registrierdauer zu 18,0 mJ/mm Hg, was  $4,8\%$  der Gesamtintensität entspricht. Die für die einzelnen Messreihen erhaltenen Werte schwanken zum Teil beträchtlich um diesen Mittelwert, was, wie schon eingangs erwähnt, auf Änderungen im Zusammenhang zwischen Luftdruck und Strahlungsintensität zurückzuführen ist. Über längere Zeiträume gleichen sich jedoch diese Schwankungen aus, so dass die über 6 Monate oder mehr genommenen Luftdruckkoeffizienten nach übereinstimmenden Beobachtungen verschiedener Autoren (s. hierzu HESS u. a.<sup>25</sup>), MESSERSCHMIDT u. PFORTE<sup>26</sup>) voneinander nur geringe, rund  $10\%$  ihres Wertes im allgemeinen nicht übersteigende Abweichungen zeigen. Bei den vorliegenden Messungen ergibt sich beispielsweise für das erste Halbjahr (Dez./Mai) ein BE. von 18,8 mJ/mm Hg und für das zweite (Juni/Nov.) ein solcher von 17 mJ/mm Hg.

Trägt man die mittleren, von verschiedenen Forschern erhaltenen Luftdruckkoeffizienten in Abhängigkeit von der Höhe des Messortes auf, so erhält man eine ziemlich genau geradlinig verlau-

fende Kurve. Fig. 7 (Kurve 1) zeigt dieselbe; die Messpunkte stellen die in Halle (33 m ü. M., MESSERSCHMIDT u. PFORTE, loc. cit.), auf Hafelekar (2300 m ü. M., HESS, loc. cit.), auf Muotas Muraigl (2500 m ü. M., LINDHOLM<sup>27</sup>), sowie Jungfraujoch gefundenen Werte des BE. dar. Sie beziehen sich alle auf Registrierungen mit Ionisationskammern unter allseitigem Panzer von 10 cm Blei.

Die Messung des BE. mittels Zählrohrkoinzidenzen wurde bis jetzt nur in Meereshöhe von BARNOTHY u. FORRO<sup>28</sup>) sowie von STEVENSON u. JOHNSON<sup>29</sup>) durchgeführt. Während die beiden letzteren Autoren nur den BE. der Gesamtstrahlung und der Schauer bestimmten, haben BARNOTHY u. FORRO in Budapest (124 m. ü. M) auch noch den der harten Komponente gemessen. Sie benützten hierzu eine Zweifachkoinzidenzanordnung. Zur Wegfilterung der weichen Komponente wurde ein Absorber von 36 cm Blei zwischen die Zählrohre gebracht. Die mit dieser Anordnung unter verschiedenen Zenitwinkeln erhaltenen Werte sind in Tab. 2, welche der Arbeit der genannten Autoren entnommen ist, zusammengestellt.

**Tabelle 2.**  
BE. nach BARNOTHY und FORRO.

Gesichtsfeld-öffnung	Zenit-winkel	BE. in ‰/mm Hg	
$10^\circ \times 40^\circ$	$0^\circ$	$-3,74 \pm 0,59$	
$4^\circ \times 84^\circ$	$0^\circ$	$-3,70 \pm 0,18$	ohne Absorber
$164^\circ \times 60^\circ$	$0^\circ$	$-2,95 \pm 0,35$	
$10^\circ \times 40^\circ$	$0^\circ$	$-3,12 \pm 0,39$	mit 36 cm Blei als Absorber
$10^\circ \times 40^\circ$	$50^\circ$	$-3,44 \pm 0,77$	
$10^\circ \times 40^\circ$	$64^\circ$	$-3,82 \pm 0,63$	

Wie man aus derselben ersieht, nimmt der BE. der ungefilterten Strahlung mit zunehmender Gesichtsfeldöffnung, d. h. also auch für geneigte Einfallsrichtungen ab. Die harte Komponente hingegen zeigte einen um so grösseren BE., je schräger der Einfall der Strahlung erfolgt.

Der über alle Einfallsrichtungen gemittelte BE. hinter 36 cm Blei ergibt sich also aus Zählrohrmessungen zu rund  $3,5\text{‰}/\text{mm Hg}$ , währenddem der bei allseitigem Einfall hinter 10 cm Blei mit der Ionisationskammer gemessene  $1,8\text{--}1,9\text{‰}$  beträgt. Für Panzer, deren Dicke in der Gegend von 30 cm Blei liegt, existieren keine Ionisationskammermessungen, doch sinkt der BE. mit zunehmender Panzerdicke, wie aus einer Messreihe von MESSERSCHMIDT (loc. cit.) hervorgeht, welcher bei Verstärkung des über der Kammer

liegenden Absorbers von 10 auf 20 cm Blei eine Abnahme des BE. von 1,84 auf 1,04% erhielt. Der Vergleich der mit diesen beiden verschiedenen Messmethoden erhaltenen Resultate führt somit zu dem bemerkenswerten, im folgenden noch eingehender zu diskutierenden Ergebnis, dass der mit Zählrohren gemessene BE. der harten Komponente gegenüber dem mit der Ionisationskammer erhaltenen um über 50% zu gross ausfällt.

Bekanntlich führt die ursprüngliche Auffassung des BE. als eines reinen Schwächungseffekts auf Widersprüche, indem sich der auf Grund dieser Vorstellung berechnete Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung für Luft gegenüber festen Stoffen als zu gross erweist (s. hierzu CLAY<sup>30</sup>)). Die Hypothese des spontan zerfallenden Mesons bietet nun eine Erklärungsmöglichkeit für den gegenüber einem reinen Absorptionskoeffizienten zu grossen Wert des BE. Misst man beim Luftdruck  $b$  die Intensität  $J$  der Höhenstrahlung in einer Tiefe  $T$  unter dem Spiegel der Atmosphäre, so ist eine Luftdruckzunahme  $\delta b$  für die Rechnung gleichbedeutend mit einer Tieferlegung des Messortes um die dieser Luftmasse entsprechende Strecke  $\delta T$ . Die Intensitätsabnahme  $-\delta J$  setzt sich dann zusammen: 1. aus der durch die zusätzliche Luftsicht bedingten Absorption; 2. aus den auf der Strecke  $\delta T$  zerfallenen Mesonen. (Allfällige weitere, von der harten Komponente herrührende Prozesse, die einen luftdruckabhängigen Beitrag zur Gesamtintensität liefern, sollen, da sie noch zu wenig bekannt sind um rechnerisch erfasst zu werden, im folgenden vernachlässigt werden.) Unter diesen Voraussetzungen lässt sich der BE. und sein Verlauf in Abhängigkeit von der Tiefe  $T$  des Messortes berechnen. Diese Rechnung wurde bereits von RATHGEBER<sup>31</sup>) durchgeführt, jedoch ohne Berücksichtigung des Energiespektrums der Mesonen.

Für die Rechnung betrachten wir zunächst die Intensitätsabnahme durch spontanen Zerfall. Die Zahl  $df$  der auf der Luftstrecke  $dh$  zerfallenden Mesonen einheitlicher Energie ist gegeben durch den Ausdruck

$$df = -\frac{1}{L} f dh \quad (6)$$

wo  $L$  den mittleren Zerfalls weg der Mesonen in Luft bezeichnet. ( $1/L = \mu/\tau p$ ,  $\mu$  Ruhemasse, im folgenden gleich dem 160-fachen der Ruhemasse des Elektrons angenommen,  $\tau$  mittlere Lebensdauer im Ruhesystem,  $p$  Impuls des Mesons.) Es bedeute nun  $T$  die Tiefe der Atmosphäre am Messort, in senkrechter Richtung genommen,  $T'$  die Tiefe unter dem Zenitwinkel  $\Theta$  und  $f(T, \Theta, E) dE$  die auf die Raumwinkeleinheit bezogene Zahl der in  $T$  unter dem

Winkel  $\Theta$  gemessenen Mesonen im Energieintervall  $dE$ . Misst man  $T$  in cm-H<sub>2</sub>O-Säule, so kommt

$$dT' = \frac{\varrho_L}{\varrho_{H_2O}} dh' \quad (7)$$

( $\varrho_L$  bezeichnet die Dichte der Luft am Messort). Die Abnahme der Mesonenzahl pro Wegeinheit in Richtung  $\Theta$  ist dann gegeben durch

$$\frac{\partial f(T, \Theta, E)}{\partial T'} = -\frac{\mu}{\tau p} f(T, \Theta, E) \frac{\varrho_{H_2O}}{\varrho_L} \quad (8)$$

Da nun bis zu den in Frage stehenden Höhen der Zusammenhang zwischen dem Logarithmus des Luftdrucks und der Höhe sehr genau linear verläuft, wie man durch Vergleich der bekannten Höhen mit dem daselbst gemessenen mittleren Barometerstand verifiziert, so gilt

$$\frac{\varrho_L}{\varrho_{L_0}} = \frac{T}{T_0} \quad (9)$$

(Die mit dem Index 0 behafteten Größen seien auf Meeresniveau bezogen.) Verlegt man nun den Messort in senkrechter Richtung um die Strecke  $T = 1$ , so kommt für die entsprechende Abnahme wegen  $\partial/\partial T = (\partial/\partial T') 1/\cos \Theta$

$$\frac{\partial f}{\partial T} = -\frac{\mu}{\tau p} f(T, \Theta, E) \frac{\varrho_{H_2O} T_0}{\varrho_{L_0} T \cos \Theta} \quad (10)$$

Die Intensitätsabnahme durch Ionisation berechnet sich folgendermassen. Bedeutet  $a$  den Energieverlust, den ein Meson pro cm H<sub>2</sub>O erleidet, so ist die Energieabnahme auf der Strecke  $dT'$  gegeben durch  $dE = -adT'$ . Für Mesonen der Energie  $E > E_1 \approx 2,5 \cdot 10^8$  eV, wo  $E_1$  die aus der Bloch'schen Formel folgende, zum Durchdringen von 10 cm Blei erforderliche Mindestenergie bedeutet, wächst der spezifische Energieverlust  $a$  annähernd logarithmisch mit zunehmender Energie. Man kann deshalb in guter Annäherung mit einem konstanten mittleren Werte von  $a$  rechnen. Daraus folgt, dass sich, anschaulich ausgedrückt, beim Durchgang durch die Schicht  $dT'$  das Energiespektrum als Ganzes um den Betrag  $dE = adT'$  nach kleineren Energien hin verschiebt. Man erhält also für die Intensitätsabnahme in Richtung  $\Theta$

$$\frac{\partial f(T, \Theta, E)}{\partial T'} dT' = \frac{\partial f}{\partial E} dE \quad (11)$$

Da für Mesonen der Energie  $E > E_1$  die Ruheenergie weniger als 5% ihrer kinetischen ausmacht, so kann unter Vernachlässigung der ersten  $E \approx pc$  (c Lichtgeschwindigkeit) gesetzt werden. Führt man ferner die für die graphische Integration zweckmässigere Energieskala  $E' = E/a$  an Stelle von  $E$  ein, so ergibt sich die gesamte, Absorption und Zerfall einschliessende Intensitätsabnahme pro cm H<sub>2</sub>O-Säule zu

$$\frac{\partial f(T, \Theta, E')}{\partial T} = \frac{\partial f}{\partial E'} \frac{1}{\cos \Theta} - \frac{\alpha}{T \cos \Theta} \frac{f}{E'} \quad (12)$$

mit

$$\alpha = \frac{\mu \cdot \varrho_{H_2O} \cdot T_0 \cdot c}{\tau \cdot a \cdot \varrho_{L_0}} \quad (12')$$

Gleichung (12) stimmt bis auf den Faktor  $\cos \Theta$  im Nenner überein mit der von EULER u. HEISENBERG (loc. cit., S. 40) aufgestellten. Den pro cm H<sub>2</sub>O-Säule genommenen, relativen BE. für die unter dem Zenitwinkel  $\Theta$  einfallende Strahlung erhält man nun durch Integration über das Energiespektrum  $f(T, \Theta, E')$ :

$$\text{BE.}(T, \Theta) = \frac{\int_{E'_1}^{\infty} f(T, \Theta, E') / E' \cdot dE'}{\cos \Theta \int_{E'_1}^{\infty} f(T, \Theta, E') dE'} \quad (13)$$

$E'_1$  bedeutet hierin wiederum die zum Durchdringen des der Messanordnung vorgeschalteten Panzers erforderliche Mindestenergie der Mesonen. Wie aus Gleichung (13) folgt, ist der auf die Absorption entfallende Anteil des BE. der zu dieser Mindestenergie gehörenden Ordinate im Spektrum proportional. Bei allseitig einfallender Strahlung, wie sie in der Ionisationskammer zur Messung gelangt, erhält man aus (13) durch Integration über den Zenitwinkel  $\Theta$

$$\begin{aligned} \text{BE.}(T) = & - \frac{\int_T^{\infty} \int_{E'_1}^{\infty} f(T, \Theta, E') \cos \Theta dE' dT'}{\int_T^{\infty} \int_{E'_1}^{\infty} f(T, \Theta, E') \cos^2 \Theta dE' dT'} \\ & - \frac{\alpha}{T} \frac{\int_T^{\infty} \int_{E'_1}^{\infty} f(T, \Theta, E') / E' \cdot \cos \Theta dE' dT'}{\int_T^{\infty} \int_{E'_1}^{\infty} f(T, \Theta, E') \cos^2 \Theta dE' dT'} \quad (13') \end{aligned}$$

Wie aus der vorstehenden Ableitung folgt, liegen diesen Ausdrücken weder Annahmen über die Art der Mesonenentstehung, noch über die Tiefe, in welcher diese zustande kommt, zugrunde. Dagegen setzt die numerische Berechnung des durch sie gegebenen BE. die Kenntnis der Form des Energiespektrums voraus.

Das Spektrum der harten Komponente wurde bis jetzt nur in Meereshöhe von BLACKETT (loc. cit.) untersucht. EULER u. HEISENBERG (loc. cit.) haben jedoch dasselbe unter der Annahme, dass die Mesonenkomponente in der Stratosphäre in etwa 16 km ü. M. ( $T = T_1 \approx 100 \text{ cm H}_2\text{O}$ ) mit einer Energieverteilung entsteht, die derjenigen der weichen Komponente ähnlich sei, d. h.

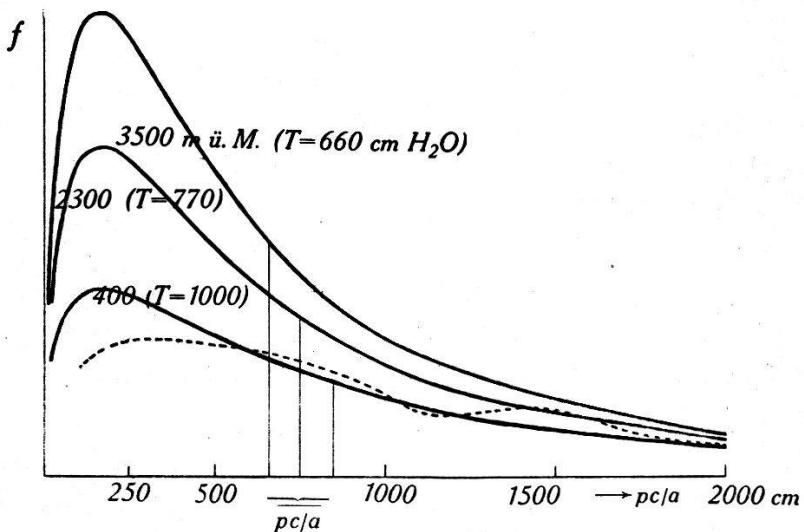


Fig. 6.

Theoretisches Energiespektrum der Mesonen.

Ordinate  $f$  in willkürlichen Einheiten. .... Von BLACKETT (lc.) gemessenes Spektrum.

mit wachsender Energie  $E$  proportional  $E^{-(1+\gamma)}$  ( $\gamma$  noch zu bestimmende Konstante) abfallen soll, berechnet. Sie erhalten das Spektrum der Mesonen aus der allgemeinen Lösung der von ihnen abgeleiteten Differentialgleichung (12) für senkrechten Einfall ( $\Theta = 0$ ), welches sich, wenn man auch noch die Abhängigkeit von  $\Theta$  hinzunimmt, in folgender Form schreiben lässt:

$$f(T, \Theta, E') = \text{const} \frac{(\cos \Theta)^{\gamma+1}}{(E' \cos \Theta + T - T_1)^{\gamma+1}} \left( \frac{E' T_1 \cos \Theta}{T(E' \cos \Theta + T - T_1)} \right)^{\frac{\alpha}{E' \cos \Theta + T}} \quad (14)$$

Das Energiespektrum der unter dem Zenitwinkel  $\Theta$  einfallenden Mesonen geht also aus der der senkrecht einfallenden durch Reduktion um den Faktor  $(\cos \Theta)^{\gamma+1}$  und Transformation der Energieskala mit dem Faktor  $\cos \Theta$  hervor.

Aus Messungen von EHMERT<sup>32)</sup> konnten EULER u. HEISENBERG die Grösse  $\alpha/T_0$  numerisch bestimmen. Sie erhielten für dieselbe  $\alpha/T_0 \approx 0,37$ . Mit diesem Wert wurde nun das Spektrum bei senkrechtem Einfall für verschiedene Tiefen  $T$  berechnet. In Fig. 6 geben die ausgezogenen Kurven diese theoretischen Spektren für die drei Tiefen  $T = 1000$  (400 m ü. M.),  $T = 770$  (2300 m ü. M.) und  $T = 660$  cm H<sub>2</sub>O (3500 m ü. M.) wieder. Die gestrichelte Kurve stellt das zum Vergleich eingezeichnete, von BLACKETT gemessene Energiespektrum dar. Die aus den theoretischen Spektren berechnete mittlere Energie der Mesonen ist in der Figur ebenfalls eingetragen. Der BE. wurde nun durch graphische Integration der Gleichungen (13) und (13') für senkrechten sowie auch, aus dem auf mehrere Einfallswinkel  $\Theta$  umgerechneten Energiespektrum, für allseitigen Einfall ermittelt. Für den spezifischen Energieverlust wurde der der mittleren Energie der Mesonenspektren ( $\approx 2 \cdot 10^9$  eV) entsprechende, aus der Bloch'schen Formel folgende Wert  $a \approx 2,6 \cdot 10^6$  eV/cm benutzt. Für die mittlere Lebensdauer  $\tau$  des Mesons folgt nach Gleichung (12') aus  $\alpha/T_0 \approx 0,37$ ,  $a \approx 2,6 \cdot 10^6$  eV/cm H<sub>2</sub>O,  $\tau \approx 2,1 \cdot 10^{-6}$  sec, was in guter Übereinstimmung mit dem in der Einleitung erwähnten, von ROSSI, HILBERRY u. HOAG gefundenen Wert  $\tau = 2,0 \cdot 10^{-6}$  sec steht.

Für  $T \sim 1000$  könnte der Rechnung auch das Blackett'sche Energiespektrum zugrunde gelegt werden. Nun ist aber die Ungenauigkeit desselben für Energien  $< 5 \cdot 10^8$  eV relativ gross, da in einer zählrohrgesteuerten Wilsonkammer die langsamsten Teilchen durch das Magnetfeld aus dem von den Zählrohren kontrollierten Raumwinkel herausgelenkt werden (s. hierzu BLACKETT, loc. cit.). Da es aber bei dem durch das erste Glied von Gleichung (13) gegebenen Absorptionsanteil des BE. gerade auf die Ordinate, welche zu der durch den Panzer bedingten Minimalenergie gehört, ankommt, so lässt sich derselbe hinter 10 cm Blei, für den diese Energie  $2,5 \cdot 10^8$  eV beträgt, aus dem gemessenen Spektrum nicht genau bestimmen. Aus diesem Grunde wurde das Blackett'sche Spektrum nur für die Berechnung des hinter einem Absorber von 36 cm Blei ( $E_1 \approx 7 \cdot 10^8$  eV), wie er in den Messungen von BARNOTHY u. FORRO (loc. cit.) zur Anwendung kam, zu erwartenden BE. zugezogen. In Tab. 3 sind die Resultate dieser Rechnung zusammen mit den experimentellen Werten für die obengenannten drei Tiefen zusammengestellt.

Wie man aus der Tabelle ersieht, nimmt der auf die Ionisation entfallende Anteil des BE. für allseitigen Einfall, d. h. also auch mit zunehmendem Winkel gegen die Vertikale ab, während der spontane Zerfall gleichzeitig zunimmt, so dass sich der gesamte

BE. gegenüber dem für senkrechten Einfall berechneten etwas vergrössert. Diese, numerisch allerdings unbedeutende, Zunahme des Luftdruckkoeffizienten bei schrägem Strahleneinfall ist somit eine Folge der angenommenen Instabilität des Mesons gegenüber spontanem Zerfall.

Fig. 7 zeigt ferner den Verlauf der in Tab. 3 zusammengestellten

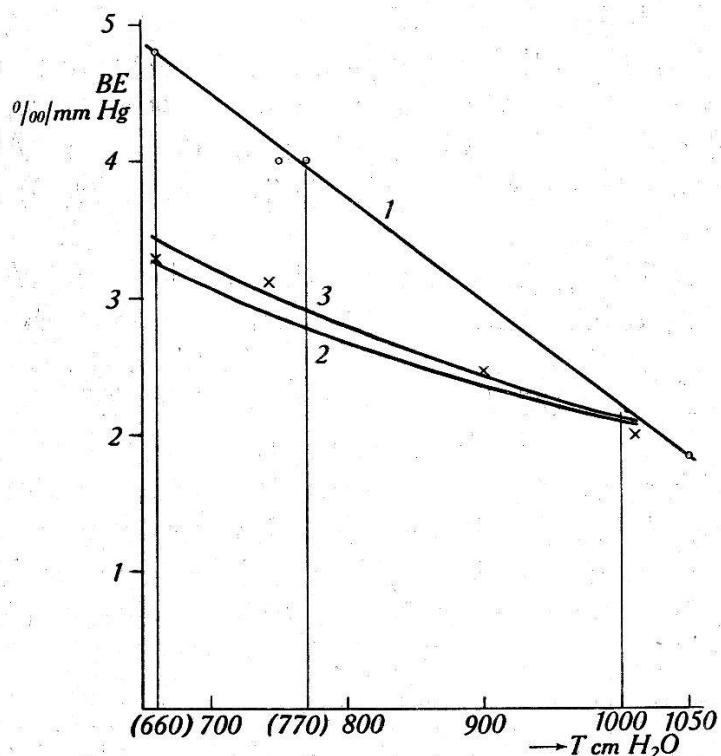


Fig. 7.

Verlauf des BE. in Abhängigkeit von der Tiefe  $T$  der Atmosphäre.

- 1 Gemessener BE., allseitiger Einfall, Panzer allseitig 10 cm Blei.
- 2 Theoretischer BE., hinter 10 cm Blei, senkrechter Einfall.
- 3 Theoretischer BE., hinter 10 cm Blei, allseitiger Einfall.
- × Von ROSSI, HILBERRY und HOAG gemessene Punkte.

Tabelle 3.

Zusammenstellung der berechneten u. der experimentellen Luftdruckkoeffizienten.

$T \text{ cm H}_2\text{O}$	Theor. BE. f. senkr. Einf. in %/mm Hg			Theor. BE. f. alls. Einf. in %/mm Hg			Experimenteller BE. %/mm Hg
	Jonisat.	Zerfall	Tot. BE.	Jonisat.	Zerfall	Tot. BE.	
660	1,49	1,77	3,26	1,37	2,07	3,44	4,8 (allseit. Einf.)
770	1,36	1,43	2,79	1,26	1,66	2,92	4,0 (allseit. Einf.)
1000	1,14	0,97	2,11	1,06	1,07	2,13	1,84 (allseit. Einf.) $T \approx 1050$ )
1000	1,30	0,65	1,95				3,12 (senkr. Einf.)
1000*)	1,27	0,62	1,89				hinter 36 cm Pb

\*) unter Zugrundelegung des Blackett'schen Spektrums.

Werte in Abhängigkeit von der Tiefe  $T$  des Messortes. Kurve 2 stellt den für senkrechten, Kurve 3 den für allseitigen Einfall berechneten BE. dar. Wie man der Figur entnimmt, steigt der für allseitigen Einfall experimentell gefundene BE. mit zunehmender Höhe bedeutend stärker an, als der aus dem theoretischen Spektrum berechnete. Während in niedrigen Höhen die Übereinstimmung bei allseitigem Einfall noch befriedigend ist, erhält man für senkrechten Einfall bereits in Meeresniveau aus der Theorie einen gegenüber den Resultaten von BARNOTHY u. FORRO zu kleinen Wert des Luftdruckkoeffizienten. Bei einem Absorber von 36 cm Blei ( $E_1 \approx 7 \cdot 10^8$  eV,  $a \approx 2,7 \cdot 10^6$  eV/cm H<sub>2</sub>O) liefert Gleichung (13) unter Zugrundelegung des theoretischen Spektrums einen BE. von 1,95%/<sub>00</sub>/mm Hg. Fast den gleichen Wert, nämlich 1,89%/<sub>00</sub>/mm Hg erhält man auch, wenn man der Rechnung das Blackett'sche Spektrum zugrunde legt (s. Tab. 3). Der von BARNOTHY u. FORRO zu 3,1%/<sub>00</sub>/mm Hg gefundene BE. ist mit diesen Werten offenbar unvereinbar. Was nun den bei allseitigem Einfall der Strahlung auftretenden Luftdruckkoeffizienten anbelangt, so kann man, ohne zunächst einen Schluss aus der soeben festgestellten Diskrepanz zu ziehen, zur Erklärung des Unterschieds zwischen beobachtetem und berechnetem Verlauf die folgenden beiden Möglichkeiten heranziehen.

a) Das theoretische, der Berechnung des BE. zugrunde liegende Energiespektrum hat eine von dem wirklichen abweichende Form, indem letzteres in grossen Höhen gegen kleine Energien hin stärker ansteigt als das theoretische. Ein steileres Maximum des Energiespektrums ergäbe nämlich nach Gleichung (13) sowohl eine Vergrösserung des auf die Absorption zurückzuführenden Anteils im BE., als auch eine Zunahme der mittleren reziproken Energie, welche im Zähler des zweiten Gliedes von (13) auftritt. Ein solcher steilerer Verlauf liesse sich z. B. erhalten, indem man in dem durch Gleichung (14) gegebenen Energiespektrum von EULER u. HEISENBERG die mittlere Höhe, in welcher die Mesonen entstehen sollen, tiefer legt, d. h. also  $T_1$  vergrössert, wie man aus der Verflachung des Spektrums mit zunehmendem  $T$  erkennt.

b) Das theoretische Spektrum stimmt mit dem wirklichen überein, doch ist die der Deutung des Ausdrucks (13) als BE. zugrunde liegende Annahme, dass die Mesonen nur der Absorption durch Ionisation sowie dem spontanen Zerfall unterliegen, nicht zutreffend, indem auch noch andere, mit Energiezerstreuung verbundene und vom Luftdruck abhängige Prozesse auftreten, welche ihrerseits einen Beitrag zum BE. liefern.

Die schon mehrfach erwähnten Versuche von Rossi u. a. (loc. cit.) lassen nun eine Entscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten zu. Aus vergleichenden Messungen der Intensitätsabnahme der mit 12,7 cm Blei gefilterten, vertikal einfallenden Strahlung in massenäquivalenten Schichten von Kohle und Luft erhalten diese Autoren direkt den auf Ionisation ( $\mu_c$ ), bzw. den auf Ionisation plus Zerfall ( $\mu_a$ ) zurückzuführenden Absorptionskoeffizienten der harten Komponente. Dieser ist somit identisch mit dem durch Gleichung (13) gegebenen, als BE. interpretierten Ausdruck ( $\Theta = 0$ ). Die der Arbeit der genannten Forscher entnommene Tab. 3a gibt die beiden Absorptionskoeffizienten, sowie das Höhenintervall, in welchem sie erhalten wurden, wieder.

Tabelle 3a.

Absorptionskoeffizienten der harten Komponente nach Rossi, Hilberry u. Hoag.

Tiefe T der Atmosphäre in cm H <sub>2</sub> O	$\mu_c$ %/mm Hg (Ionisation)	$\mu_a$ %/mm Hg (Ionisation + Zerfall)	$(\mu_a - \mu_c)$ %/mm Hg (Zerfall)
616—700 (Mittel = 658)	1,47	3,29	1,82
699—786 (743)	1,58	3,12	1,54
857—944 (900)	1,14	2,48	1,34
1010	0,80	2,00	1,20

In Fig. 7 ist ferner der Koeffizient  $\mu_a$  in Abhängigkeit von dem mittleren Wert der einzelnen Höhenintervalle eingetragen. Diese Messpunkte stimmen mit der theoretischen Kurve 2 überraschend gut überein. Letztere wurde zwar für einen Panzer von 10 cm Blei berechnet, doch ergab die auch für 12,7 cm Blei ( $E_1 \approx 3 \cdot 10^8$  eV) durchgeführte Rechnung Werte, die innerhalb der Rechenunge nauigkeit (ca. 3%) mit den für 10 cm erhaltenen übereinstimmen. Aus diesem Resultat muss man schliessen, dass das theoretische Spektrum nicht dafür verantwortlich gemacht werden kann, dass der theoretische Wert des BE. gegenüber dem experimentellen zu klein ausfällt, weil die direkte Messung des nach Gleichung (13) berechneten Absorptionskoeffizienten bei Ausschaltung aller störenden Einflüsse (Schauer usw.) praktisch den gleichen Wert liefert wie die Theorie. Dieser Schluss enthält allerdings die Voraussetzung, dass die nach Gleichung (13') vorgenommene Umrechnung auf allseitigen Einfall zulässig ist. Da derselben jedoch eine rein geometrische, an keinerlei spezielle Annahmen geknüpfte Be trachtung zugrunde liegt, so ist nicht einzusehen, was an ihr

unrichtig sein könnte. Damit wird man aber zur Deutung der festgestellten Unstimmigkeiten auf die unter b) angeführte Möglichkeit verwiesen, mit der sich auch die von der Theorie abweichen den Ergebnisse von BARNOTHY u. FORRO erklären lassen.

Wie ein Vergleich der Tab. 3 und 3a zeigt, stimmen auch die einzelnen für die Ionisation bzw. den spontanen Zerfall berechneten Koeffizienten untereinander befriedigend überein, wenn man beachtet, dass die Gesichtsfeldöffnung der bei den Versuchen von ROSSI u. a. verwendeten Zählrohre ziemlich gross (ca.  $17^{\circ}/2^{\circ} \times 94^{\circ}$ ) war, so dass der für diese Anordnung zu erwartende Rechenwert zwischen dem für senkrechten und dem für allseitigen Einfall ermittelten liegen sollte.

Was nun den BE. der harten Komponente anbelangt, so kann, wie die vorstehenden Ausführungen gezeigt haben, nur ein Teil desselben auf die heute genauer bekannten Schwächungsprozesse der Mesonen, nämlich Ionisation und spontaner Zerfall, zurückgeführt werden. Zur Erklärung des noch verbleibenden Überschusses sind Prozesse anderer Art, welche einen stark luftdruckabhängigen Beitrag zur Gesamtintensität liefern müssen, heranzuziehen. Aus der zwischen Ionisationskammer- und Zählrohrkoinzidenzmessungen bestehenden Unstimmigkeit muss man ferner schliessen, dass es sich hierbei nicht um Einzelstrahlen handeln kann, da solche sowohl in der Ionisationskammer als auch in einer Koinzidenzanordnung einen prozentual gleichen Beitrag zur Gesamtintensität liefern müssten. Dagegen würden Mehrfachstrahlen, die sowohl aus dem von den Zählrohren kontrollierten Raumwinkel als auch von der Seite her einfallen können, in der Koinzidenzanordnung einen zusätzlichen Beitrag zu der von den Einzelstrahlen hervorgerufenen Intensität geben, welcher bei dieser grösser ist als in der Ionisationskammer, bei der Einzelstrahlen aller Einfallsrichtungen registriert werden. Da hinter einem Panzer von 10 cm Blei die gewöhnlichen, für das erste Maximum der Rossikurve verantwortlichen Schauer keine Rolle mehr spielen, so verbleiben unter den zur Zeit bekannten Prozessen noch die Hoffmann'schen Stösse, sowie die von MAASS<sup>33)</sup> gefundenen, von BOTHE u. SCHMEISER<sup>34)</sup> sowie AUGER<sup>35)</sup> u. a.<sup>36)</sup> genauer untersuchten sogenannten harten Schauer, welche das zweite, hinter 17 cm Blei auftretende Maximum der Rossikurve bilden. Nach EULER u. HEISENBERG (loc. cit.) sind die Hoffmann'schen Stösse hinter dicken Schichten als mit grossen Energieumsetzungen verbundene und dementsprechend seltener auftretende harte Schauer aufzufassen, so dass es sich also um gleiche, lediglich quantitativ abgestufte Prozesse handelt. Obwohl über die

harten Schauer zur Zeit erst wenige Untersuchungen vorliegen, so steht doch bereits fest, dass sie nicht nur in festen Stoffen, sondern auch in Luft ausgelöst werden (Luftschauer), dass die in ihnen enthaltenen, meist unter kleinen Divergenzwinkeln austretenden Teilchen bis zu 20 cm Blei durchdringen können und dass ihre Häufigkeit stark vom Luftdruck abhängt. AUGER (loc. cit.) findet für sie einen BE. von etwa  $10\%$ /mm Hg. Ferner steigt ihre Intensität mit zunehmender Höhe ü. M. sehr rasch an. Nach Abschätzungen von AUGER ist dieselbe für Luftschauer in 3500 m ü. M. rund 10mal grösser als in Meeresniveau.

Um den von BARNOTHY u. FORRO gefundenen BE. von  $3,12\%$ /mm Hg zu erklären, müsste man annehmen, dass rund ein Drittel desselben durch andere Prozesse als Ionisation und Zerfall der Mesonen zustandekommt. Der durch die Koinzidenzanordnung der genannten Autoren gebildete Öffnungswinkel betrug  $10^\circ \times 40^\circ$ , was rund  $2\%$  des Raumwinkels der Halbkugel ausmacht. Will man somit die harten Schauer für den Überschuss im BE. verantwortlich machen, so genügt bei einem BE. von  $10\%$ /mm Hg eine Häufigkeit derselben, welche etwa den zehnten Teil der Koinzidenzen verursacht, die von den auf  $2\%$  der gesamten Halbkugel senkrecht einfallenden, durch 36 cm Blei gefilterten Einzelstrahlen hervorgerufen werden. Dabei dürften die aus der Luft stammenden, die Zählrohre schräg zur Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte durchsetzenden Schauerteilchen gegenüber den im Blei ausgelösten, die auf einen engen Winkelbereich der schauererzeugenden Strahlen beschränkt sind, den Hauptanteil dieses zusätzlichen Effekts ausmachen.

Der bei allseitigem Einfall der Strahlung auftretende, erst in grösseren Höhen merklich werdende Überschuss im BE. sollte sich ebenfalls auf den Einfluss der harten Schauer zurückführen lassen. Hier ist allerdings, im Gegensatz zur Koinzidenzanordnung, zu erwarten, dass dieselben zum grösseren Teil aus dem Bleipanzer stammen. Denn da hier den Einzelstrahlen ein ebenso grosser Einfallwinkelbereich zur Verfügung steht, wie den aus der Luft stammenden Schauerteilchen, so tritt der prozentuale Anteil der letzteren gegenüber den ersteren entsprechend zurück. Ausserdem sinkt die Intensität der Luftschauer, wie man einer von AUGER (loc. cit.) gemessenen Absorptionskurve entnimmt, hinter 10 cm Blei auf etwa den vierten Teil der ursprünglichen Intensität. Der mit der Höhe stark zunehmende Überschuss des experimentellen BE. gegenüber dem berechneten Wert ist nach dieser Auffassung der starken Zunahme der Häufigkeit der harten Schauer mit der Höhe zuzuschreiben, indem die Abweichung der gemessenen von

der berechneten Kurve direkt ein Mass für die Höhenabhängigkeit im Verhältnis der Intensität der durchdringenden Schauer zu derjenigen der harten Komponente darstellt.

### *3. Die periodischen Intensitätsschwankungen.*

Die Existenz periodischer Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung ist nunmehr seit einigen Jahren sichergestellt. Diese umfassen a) den zuerst von HESS und Mitarbeitern (loc. cit.) in mehrjährigen Untersuchungen nachgewiesenen sonnenzeitlichen Gang, b) eine sich über eine Periode von 27 Tagen erstreckende Schwankung, die von GRAZIADEI<sup>37)</sup> und von KOHLHÖRSTER<sup>38)</sup> beobachtet wurde, und c) den jahreszeitlichen Intensitätsverlauf. Ausserdem ist die Existenz einer sternzeitlichen Periode von COMPTON u. GETTING<sup>39)</sup> u. a. theoretisch diskutiert und auch experimentell gesucht worden. Wenn auch Andeutungen einer solchen in einem mit der Theorie übereinstimmenden Sinne gefunden wurden, so blieb doch der Betrag der Schwankungen in allen Fällen innerhalb der durch den mittleren statistischen Fehler gegebenen Grenzen, so dass ihre Realität zur Zeit noch nicht sichergestellt ist.

Was die Deutung der unter a) bis c) genannten Intensitätsänderungen anbelangt, so geht sie zurück auf den zuerst von JANOSSY<sup>40)</sup> ausgesprochenen Gedanken, dass die Sonne durch ein permanentes magnetisches Dipolfeld eine tägliche Welle der Strahlungsintensität verursacht. Die Hypothese eines permanenten magnetischen Feldes der Sonne stützt sich auf zwei voneinander unabhängige Tatsachen. Erstens haben die Untersuchungen von HALE u. a.<sup>41)</sup> über den Zeemann-Effekt des Sonnenspektrums die Existenz eines permanenten Magnetfeldes, das auf der Sonnenoberfläche in der Äquatorebene eine Feldstärke von etwa 30 Gauss besitzt, wahrscheinlich gemacht. Zweitens lässt sich die empirische Tatsache, dass die Intensität der Höhenstrahlung für geomagnetische Breiten  $> 50^\circ$  unabhängig von der Höhe des Messorates keine Breitenabhängigkeit mehr zeigt, durch ein Abbrechen des Energiespektrums bei der für einfach geladene Teilchen zum Durchdringen des magnetischen Feldes der Erde in dieser Breite erforderlichen Energie  $E \approx 2 \cdot 10^9$  eV, erklären. Dieses Abschneiden des Spektrums kann durch das Magnetfeld der Sonne bewirkt werden, da nach der Theorie der Bewegung elektrisch geladener Teilchen im Feld eines magnetischen Dipols nicht jede Stelle in der Umgebung desselben von Teilchen mit beliebiger Energie erreicht werden kann, sondern Partikel mit Energien kleiner als eine bestimmte Minimalenergie gewisse Aufpunkte unter keiner Einfallsrichtung

erreichen können. Damit diese Minimalenergie für die Erde gerade  $2 \cdot 10^9$  eV beträgt, ist ein Dipolmoment der Sonne von  $1,7 \cdot 10^{34}$  Gausscm<sup>3</sup> erforderlich. Ein solche Dipolmoment erzeugt aber an der Sonnenoberfläche eine Feldstärke von 30 Gauss, in Übereinstimmung mit dem von HALE gefundenen Wert. Auch Teilchen, deren Energien oberhalb der minimalen liegen, können unter dem Einfluss des Sonnenfeldes die Punkte der Erdoberfläche nur unter bestimmten Richtungen erreichen. Es existiert somit in bezug auf die Sonne für jeden Punkt der Erde ein bestimmter Kegel erlaubter Einfallsrichtungen (sog. Störmer'scher Kegel). Andererseits wird aber durch das Magnetfeld der Erde für jede Breite ebenfalls ein Kegel ausgeblendet, innerhalb und nur innerhalb dessen Korpuskeln eines Vorzeichens einfallen können. Da nun der erste dieser Kegel eine relativ zur Sonne feste Stellung hat, der zweite aber die Erdrehung mitmacht, somit von der relativen Lage des Messorates auf der Erde in bezug auf die Sonne abhängt, so ist zunächst einmal eine an die Drehung der Erde um ihre Achse geknüpfte, 24-stündige Periode der Strahlungsintensität zu erwarten. Falls ferner der Dipol der Sonne nicht mit ihrer Umdrehungssachse zusammenfällt, so ändert sich die magnetische Breite der Erde im Sonnenfeld mit einer Periode von 27 Tagen (Dauer einer Sonnenrotation). Weil der Öffnungswinkel des in bezug auf die Sonne erlaubten Kegels sich mit der heliomagnetischen Breite der Erde ebenfalls ändert, so sollte auch ein 27-tägiger Gang der Intensität auftreten. Schliesslich bewirkt die Exzentrizität der Erdbahn, die Neigung des Sonnendipols in bezug auf die Ekliptik sowie die jahreszeitliche Änderung in der Stellung der Erdachse und damit auch des magnetischen Moments der Erde relativ zu dem der Sonne eine jährliche Intensitätsschwankung.

Die vollständigste numerische Berechnung dieser Schwankungen wurde von VALLARTA u. GODART<sup>42)</sup> durchgeführt. Die von ihnen erhaltenen Resultate sollen in den nachstehenden Abschnitten im Zusammenhang mit den Messergebnissen besprochen werden.

a) *Der tägliche Gang der Strahlungsintensität nach mitteleuropäischer Zeit.* In bezug auf den täglichen Gang führt die Theorie zu folgendem Resultat. Die durch das Sonnenfeld direkt bewirkte Intensitätsschwankung macht sich wegen der mit abnehmender Breite zunehmenden Energie der einfallenden Primären nur in geographischen Breiten  $> 40^\circ$  bemerkbar. Für niedrigere Breiten wird sie sehr klein, doch ruft dort die sich vom Tag zur Nacht ändernde Stärke des in der Jonosphäre kreisenden elektrischen Ringstromes über das mit ihm verknüpfte magnetische Feld eine periodische Intensitätsänderung hervor, welche ihrerseits in höheren

Breiten verschwindet. Es ergibt sich somit ein auf der ganzen Erde auftretender täglicher Gang von größenordnungsmässig derselben Amplitude. Die der Arbeit von VALLARTA u. GODART entnommene Tab. 4 gibt das Maximum der durch das Sonnenfeld verursachten Schwankung sowie den Zeitpunkt seines Auftretens in Abhängigkeit von der geographischen Breite des Messortes wieder.

Tabelle 4.

Theoretische Amplitude des täglichen Ganges, ausgedrückt als Bruchteil der Gesamtintensität, nach VALLARTA und GODART.

Geograph. Breite	Verhältnis der Zahl der positiven zu der negativen Primären			Zeitpunkt des Maximums
	Alle +	3/1	4/3	
90°	0	0	0	—
60°	0,02	0,01	0,0025	15 h
50°	0,02	0,01	0,0025	14 h
40°	0,015	0,007	0,002	13 h
30°	0,00	0	0	—

Wie man der Zusammenstellung entnimmt, hängt dieses Maximum empfindlich von dem Verhältnis der Zahl der positiven zu der negativen Primärteilchen ab.

Um nun anhand des vorliegenden Materials den sonnenzeitlichen Gang der Strahlung zu ermitteln, wurden aus den auf einheitlichen Luftdruck reduzierten Einzelstundenwerten der Intensität für jeden Tag die 24-stündigen Mittel gebildet (Tage mit ausfallenden Werten wurden nicht berücksichtigt, sofern sie weniger als 18 Stunden enthielten) und die Abweichungen der Einzelwerte von den jeweiligen Tagesmitteln berechnet. Durch Mittelbildung über die so erhaltenen, zu den gleichen Stunden gehörenden Intensitätswerte ergibt sich der mittlere tägliche Gang nach Ortszeit. Die Kurven I bis IV in Fig. 8 stellen den über je drei Monate genommenen Gang dar, V gibt den für die gesamte Registrierdauer erhaltenen Verlauf wieder. Die Gesamtzahl der für die Berechnung von V verwendeten Einzelwerte beträgt rund 8000. (Hierzu wurden auch noch Registrierungen des Jahres 1937, die mit einigen Unterbrüchen während der Monate August bis November durchgeführt wurden, zugezogen.) Die mittleren statistischen Fehler der einzelnen Kurvenpunkte berechnen sich in bekannter Weise nach der Gleichung

$$\varepsilon \approx \pm 1/n \sqrt{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i^2}$$

wo  $n$  die Zahl der auf die betreffende Stunde entfallenden Einzelwerte,  $\delta_i$  ihre bzw. Abweichungen vom Mittelwerte bedeuten. Die für die einzelnen Punkte ein und derselben Kurve erhaltenen Fehler weichen nur wenig voneinander ab. In erster Linie interessieren die Fehler der Extremwerte. Diese sind in Fig. 8 als vertikale Striche eingetragen.

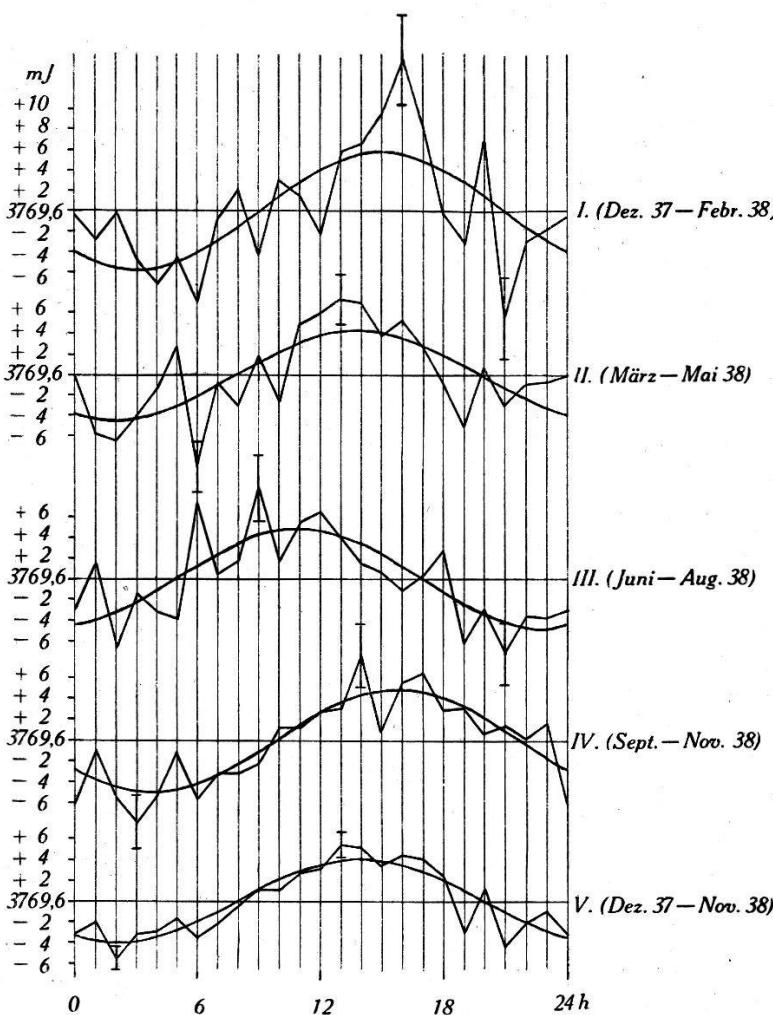


Fig. 8.  
Gang der Strahlung nach Ortszeit.

Wie man sieht, überschreiten die Schwankungen die mittleren Fehler bei den für die einzelnen Dekaden gebildeten Kurven I bis IV um mehr als das Dreifache, bei der ganzjährigen Kurve V (mit  $5,5 \text{ mJ}$  für das Maximum und  $5,6 \text{ mJ}$  für das Minimum gegenüber einem Fehler von  $1,3 \text{ mJ}$ ) um mehr als das Vierfache. Man kann somit, nach dem bekannten Kriterium der mathematischen Statistik, den täglichen Gang als in allen Fällen reell und nicht durch statistische Schwankungen vorgetäuscht betrachten. Die in den Kurven angedeutete einfache 24-stündige Welle wurde durch harmonische Analyse nach Amplitude und Phase bestimmt.

und ist in der Figur eingetragen. Phase und Amplitude dieser Wellen lassen einen systematischen Gang mit der Jahreszeit erkennen, indem die Amplitude im Frühling und Sommer gegenüber Herbst und Winter sich nach früheren Tagesstunden verschiebt, und gleichzeitig etwas kleiner wird. Für die ganzjährige Kurve V fällt der Scheitelwert auf 14 h und beträgt mit 4,1 mJ  $1,2\%$  der Gesamtintensität. Das aus den Amplituden der vier Dekaden gebildete Mittel ergibt sich demgegenüber zu 5,0 mJ oder  $1,4\%$ . Eine jahreszeitliche Phasenabhängigkeit ähnlicher Art wie die soeben erwähnte wurde auch von SCHONLAND u. a.<sup>42a)</sup> in Kapstadt ( $33,9^{\circ}$  südl. Breite), ebenfalls mit einer Apparatur Steinke'scher Bauart, gefunden. Auch dort trat im Frühling ein Vorrücken des Maximums des täglichen Ganges gegen frühere Tagesstunden gegenüber Herbst und Winter auf. Im Lichte der Theorie von VALLARTA u. GODART erscheint diese jahreszeitliche Amplituden- und Phasenabhängigkeit verständlich: die im Laufe des Jahres erfolgende Lageänderung der Erdachse bewirkt auch eine Änderung in der Stellung des für den Messort erlaubten Kegels relativ zu dem der Sonne, welche ihrerseits das Maximum der täglichen Welle hinsichtlich Grösse und Phase beeinflusst.

Vergleicht man die Grösse der auf Jungfraujoch ( $46,6^{\circ}$  nördl. Breite) gefundenen Amplitude mit den Ergebnissen anderer Autoren, so zeigt sich, dass dieselbe, unter sonst gleichen Bedingungen, mit zunehmender Höhe ü. M. abnimmt. So finden HESS u. GRAZIADEI<sup>43)</sup> mit demselben Apparatetyp bei gleicher Panzerung auf dem in gleicher Breite liegenden, 2300 m hohen Hafelekár aus dreijährigen Registrierungen eine Amplitude von  $1,8\%$ , während THOMSON<sup>44)</sup> aus einjähriger Messung mit einer Druckionisationskammer von 20 l Volumen (Carnegie mod. C Cosmic-ray meter n. COMPTON u. a<sup>45)</sup>) hinter 12 cm Blei in Meereshöhe zwischen  $40^{\circ}$  und  $54,7^{\circ}$  nördl. Breite  $3,3\%$  erhält.

Nimmt man plausiblerweise an, dass die langsameren Mesonen auch aus energieärmeren Primären entstehen, so wäre zunächst für grössere Höhen wegen der dort zahlreicheren langsamten Mesonen auch eine stärkere Schwankung im täglichen Gang zu erwarten, da die energieärmeren Primären durch das magnetische Feld der Erde stärker beeinflusst werden als die energiereichen. Aus dem dieser Erwartung entgegengesetzten experimentellen Befund muss man, wenn man sich auf den Standpunkt der Theorie von VALLARTA u. GODART stellt, schliessen, dass das Vorzeichenverhältnis der mesonenerzeugenden Primären sich mit zunehmender Energie gegen positive Werte hin verschiebt (mit andern Worten, dass das Energiespektrum der für die Mesonenerzeugung verantwortlichen posi-

tiven Primären mit wachsender Energie langsamer abfällt als das der negativen). Eine solche Verschiebung würde nach der Theorie (s. Tab. 4) die gefundene Verflachung des täglichen Ganges mit zunehmender Höhe ergeben.

Die Richtigkeit dieser Vermutung könnte durch Messung des täglichen Ganges in grösstmöglicher Höhe hinter verschiedenen dicken Panzern geprüft werden. Mit zunehmender Panzerdicke sollte nämlich nach obiger Auffassung die Amplitude des täglichen Ganges anwachsen, da die mittlere Energie der zur Messung gelangenden Mesonen hierbei ebenfalls zunimmt. Auf Grund solcher Messungen kann ein derartiger Effekt allerdings nur bis zu Panzerdicken, deren Absorption derjenigen der ganzen Atmosphäre entspricht, erwartet werden. Denn wenn mit der Energie der Mesonen auch die Energie der sie erzeugenden Primären anwächst, deren Beeinflussbarkeit durch das magnetische Feld sich also verringert, so wird die Amplitude des täglichen Ganges hierdurch wieder verkleinert, so dass die beiden Effekte sich bei einer gewissen Panzerdicke aufheben können.

b) *Der 27-tägige Gang.* Die bei der 27-tägigen Welle zu erwartende Amplitude wurde von VALLARTA u. GODART unter der Voraussetzung, dass der Dipol der Sonne mit dem der Erde einen Winkel von  $6^{\circ}$  bildet, berechnet. Das von ihnen für verschiedene geomagnetische Breiten erhaltene Resultat gibt die ihrer Arbeit (loc. cit.) entnommene Tab. 5 wieder.

**Tabelle 5.**

Amplitude der 27-tägigen Periode nach VALLARTA und GODART.

Geomagnetische Breite	$90^{\circ}$	$50^{\circ}$	$40^{\circ}$	$30^{\circ}$
Amplitude in % der Gesamtintensität	0,7	0,4	0,2	0,05

Zur Untersuchung des 27-tägigen Intensitätsverlaufs standen die chronologisch geordneten, aus den luftdruckreduzierten Einzelstundenwerten gebildeten Tagesmittel, die auf die folgenden Sonnenrotationsperioden entfielen, zur Verfügung: 1433 (18. Dez. 1937 bis 13. Jan. 1938), 1435 (10. Febr. bis 8. März 1938) sowie alle folgenden bis und mit 1444 und ausserdem noch 1426 (12. Juni bis 18. Juli 1937). Die Periode 1434 zeigte einen stark gestörten Verlauf und enthielt so grosse Tiefstände der Intensität, dass das Bild des Elektrometerfadens mehrheitlich nicht mehr auf den Film fiel. In Fig. 9 ist der Intensitätsverlauf für die obengenannten Rotationen aufgetragen. Die einzelnen Punkte stellen die prozentuale Abweichung des betreffenden Tageswertes von dem für die ganze Periode gebildeten Intensitätsmittel dar. Der Verlauf der

Kurven ist nicht ganz einheitlich, indem die während der einzelnen Rotationen auftretenden Extremwerte von Kurve zu Kurve eine Phasenverschiebung zeigen. Das weist darauf hin, dass ausser der 27-tägigen Hauptperiode auch noch solche grösserer Länge existieren, für deren Herausarbeitung das vorliegende experimentelle

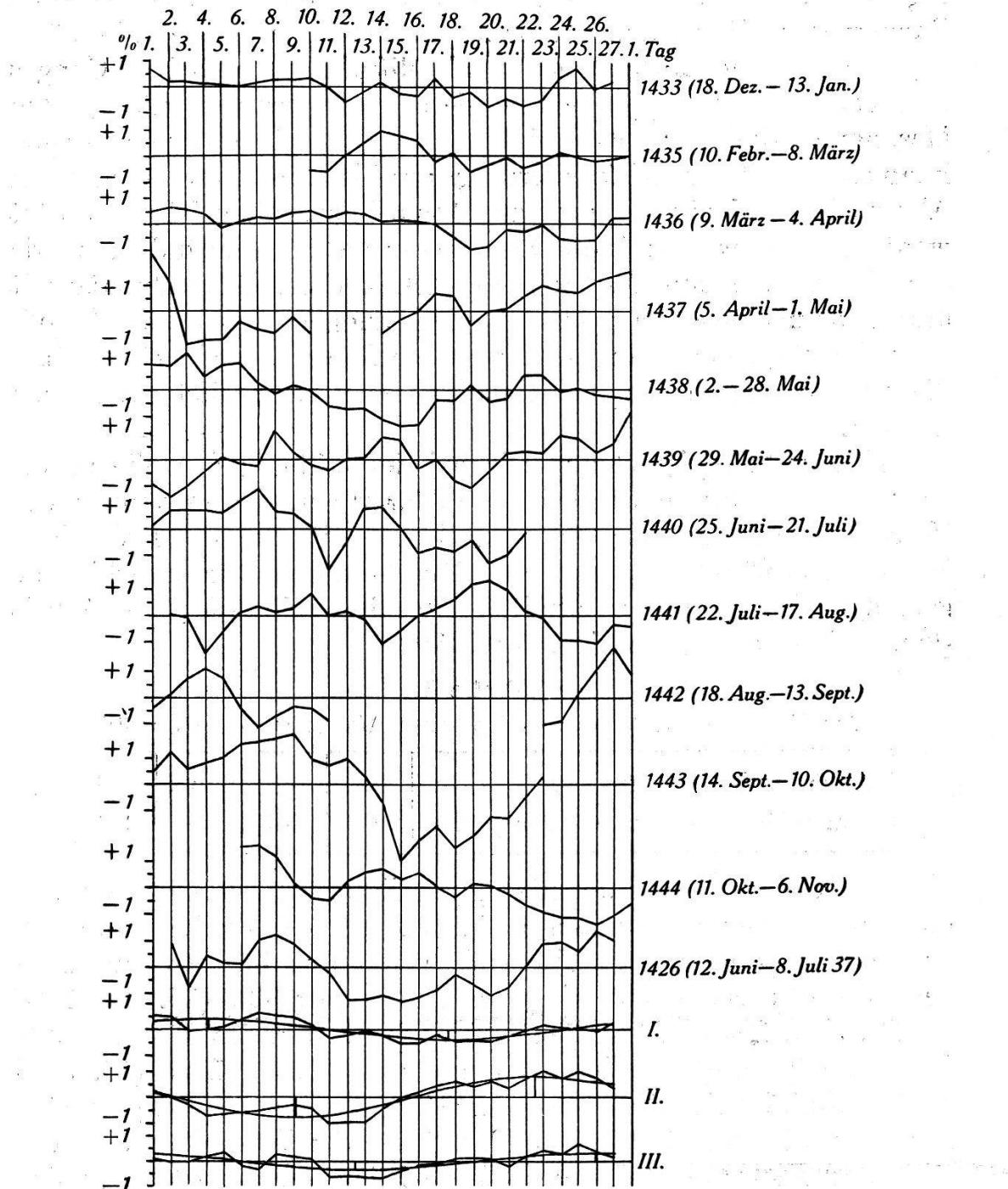


Fig. 9.

Nach Sonnenrotationsperioden geordneter Intensitätsverlauf.

- I. Mittel aus den 10 vollständigen Perioden.
- II. Mittel aus den von KOHLHÖRSTER gemessenen Rot. 1440—43.
- III. Aus II. durch Abzug der Rot. 1434 und 1437 erhalten Verlauf.

Material jedoch nicht ausreicht. Bildet man, unter Weglassung der infolge Kontrollarbeiten an der Apparatur unvollständigen Perioden 1435 und 1442 das Mittel über die verbleibenden zehn, so ergibt sich Kurve I in Fig. 9. Die durch harmonische Analyse derselben erhaltene einfache Welle ist in die Figur eingezeichnet. Ihre Amplitude beträgt  $0,4\%$ , das Maximum fällt auf den 4. Tag. Zur Zeit stehen nur wenige andere Messungen zur Verfügung, die einen Vergleich mit diesem Resultat ermöglichen. GRAZIADEI<sup>46)</sup> hat 45 aufeinanderfolgende Rotationen (4. Sept. 1931 bis 20. Dez. 1934) untersucht. Er findet ein auf den 18. Tag fallendes Maximum von  $0,4\%$ . Das seiner Analyse zugrunde liegende statistische Material ist jedoch insofern nicht ganz vollständig, als von jedem Kalendermonat jeweils nur 20 Tage, an welchen mit vollem Panzer gemessen wurde, für die Auswertung zur Verfügung standen.

Auf fast den gleichen Zeitraum wie die Registrierungen auf Jungfraujoch entfallende Messungen wurden von KOHLHÖRSTER (loc. cit.) in Berlin (geomagn. Breite =  $55^\circ$ ) durchgeführt, und zwar mit Zählrohren in Koinzidenzanordnung bei senkrechter Inzidenz. Seine Registrierungen erstrecken sich über die 14 Rotationen 1430—1443 (28. Sept. 1937 bis 10. Okt. 1938), die seiner Veröffentlichung entnommene Kurve II in Fig. 9 gibt den über diese 14 Rotationen gemittelten Intensitätsverlauf wieder. Zwecks besserer Vergleichsmöglichkeit wurde auch für diese Kurve die erste Harmonische berechnet. Diese zeigt bei einer Amplitude von  $0,8\%$  eine Phasenverschiebung von etwa 9 Tagen gegenüber der für Jungfraujoch (geomagn. Breite =  $50^\circ$ ) erhaltenen Kurve I. Die genauere Betrachtung der in der obengenannten Arbeit gegebenen Einzelkurven zeigt nun, dass der Verlauf von Kurve II weitgehend durch die beiden magnetisch stark gestörten Rotationen 1434 und 1437 bedingt wird. Die aus ihnen durch Mittelbildung erhaltene Kurve hat nämlich eine Amplitude von  $5,6\%$  mit einer gegenüber Kurve I umgekehrten Phase. Während sich die Rotation 1434 auch auf Jungfraujoch anormal verhielt, zeigt 1437 mit Ausnahme eines Tiefstandes am 12. Tag, der infolge Ausfalles mehrerer Stunden nicht mehr genau registriert werden konnte, keine grösseren Schwankungen. Zieht man von den 14 in Berlin registrierten Rotationen die beiden genannten ab, so ergibt sich für die verbleibenden 12 das Bild von Kurve III, mit einer Welle, deren Amplitude  $0,34\%$  beträgt und deren Maximum auf den 26. Tag fällt. Die durch magnetische Stürme hervorgerufenen Intensitätsschwankungen sind bei der mit Zählrohren erhaltenen scharfen Ausblendung also offenbar so gross, dass sie auch bei Mittelbildung über viele Messreihen die Wirkung kleiner periodischer Schwankungen

weitgehend verwischen können. Zur Entscheidung der Frage, ob die noch verbleibende Phasendifferenz von 5 Tagen zwischen den Kurven I und III auf die Verschiedenheit der Messmethoden (allseitiger Einfall einerseits, scharfe Ausblendung andererseits), oder aber auf durch statistische Schwankungen bedingte Ungenauigkeit im Kurvenverlauf zurückzuführen ist, reicht das zum Vergleich vorliegende Material nicht aus. Für die 10 in Kurve I zusammengefassten Rotationen ergibt sich das Mittel aus sämtlichen auf je eine Halbwelle entfallenden Werten zu je  $0,25\%$  der Gesamtintensität, und der mittlere statistische Fehler desselben

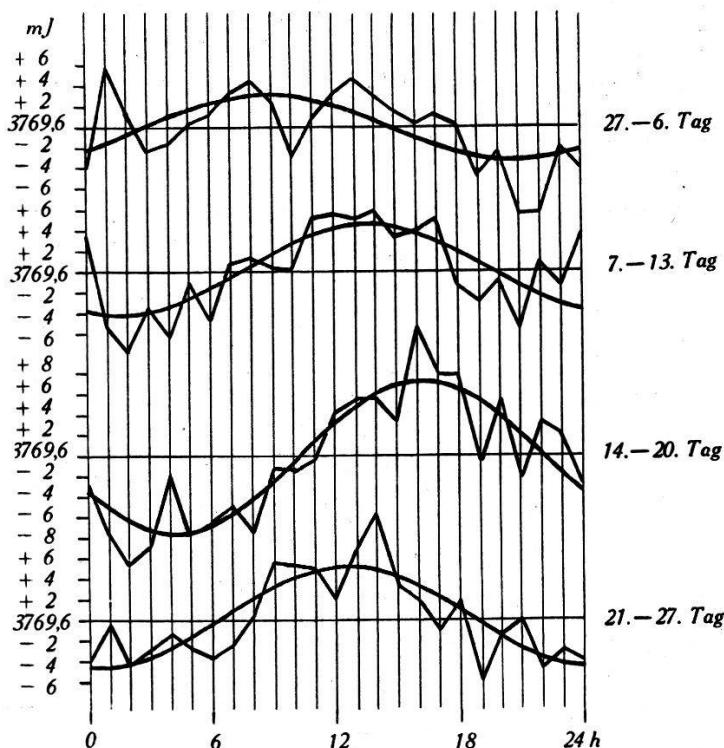


Fig. 10.

Verlauf des tägl. Ganges während einer Sonnenrotationsperiode.

beträgt  $\pm 0,05\%$ . Wenn somit die Existenz einer 27-tägigen Welle auch als reell angesehen werden muss, so sind Phasenverschiebungen von einigen Tagen innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen sehr wohl möglich.

Eine regelmässig auftretende 27-tägige Welle sollte sich aus den bereits bei der Diskussion der jahreszeitlichen Abhängigkeit des täglichen Ganges angeführten Gründen auch im täglichen Gang der Intensität auswirken. Um die Existenz eines solchen Effektes zu prüfen, wurde das gesamte, den Kurven I bis IV von Fig. 8 zugrundeliegende Material so umgruppiert, dass der mittlere tägliche Gang aus dem letzten plus den ersten 6 Tagen sämtlicher 12 Sonnenrotationen gebildet wurde, ebenso aus dem 7. bis

13., dem 14. bis 20. und dem 21. bis 27. Tag. Auf diese Weise wurden wiederum 4 Kurven erhalten, welche in Fig. 10 aufgetragen sind. Auch hier ist, ebenso wie in den vierteljährlichen Kurven, ein systematischer Gang in den Phasen der einzelnen Wellen ange deutet. In Übereinstimmung mit jenen nimmt auch hier das Maximum im Durchschnitt um so grössere Werte an, je später es eintritt. Das Amplitudenmittel ist mit 5,0 mJ gleich gross, wie das aus den Dekadenmitteln erhaltene.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Existenz einer 27-tägigen Periode auf Jungfraujoch als sicher anzusehen ist in dem Sinn, dass die Summe der auf die eine Halbperiode entfallenden Intensitätswerte gegenüber der Summe der zur anderen gehörenden Abweichungen aufweist, die ausserhalb der statistischen Schwankungen liegen. Doch kann der Ursprung dieser Intensitätsänderungen noch nicht mit Bestimmtheit auf eine Verlagerung des magnetischen Dipols der Sonne gegenüber ihrer Rotationsachse zurückgeführt werden. Zur Entscheidung hierüber wäre ein umfangreicheres Material als das vorliegende erforderlich, damit sich der statistische Fehler der einzelnen auf die Gesamtkurve entfallenden Werte in engen, weit unter dem Wert selbst bleibenden Grenzen hält. Auch müsste eine sich auf umfangreicheres Material stützende Untersuchung den Einfluss aller erdmagnetischen Störungen eliminieren, um einen von sämtlichen terrestrischen Einflüssen befreiten Intensitätsverlauf zu erhalten. Von einem sich in einer solchen noch allfällig zeigenden 27-tägigen Welle müsste dann für auf der gleichen magnetischen Breite liegende Stationen auch Phasengleichheit verlangt werden.

c) *Der jährliche Intensitätsverlauf. Örtliche und universelle Schwankungen.* Die dem Magnetfeld der Sonne zuzuschreibende jährliche Welle der Intensität sollte nach den Rechnungen von VALLARTA u. GODART (loc. cit.) auf den magnetischen Breiten  $50^{\circ}$  und  $48^{\circ}$  die bzw. Amplituden  $1,2\%$  und  $1,0\%$  der Gesamtintensität aufweisen und für Breiten niedriger als  $30^{\circ}$  verschwinden. Die Messungen ergeben hingegen zum Teil grössere Schwankungen als nach der Theorie zu erwarten wäre, woraus VALLARTA u. GODART den Schluss ziehen, dass der jährliche Gang der Strahlung auch noch durch andere Einflüsse ausser dem solarmagnetischen bedingt wird.

Wie FORBUSH<sup>47)</sup> durch vergleichende Beobachtung des Intensitätsverlaufs auf vier verschiedenen, über die ganze westliche Erdhälfte verteilten Stationen gezeigt hat, lassen sich die Kurven des jährlichen Ganges, die untereinander grosse Unterschiede aufweisen, in zwei Komponenten zerlegen. Die eine derselben ist nichts anderes als die erste Harmonische der Gesamtjahreskurve,

sie hängt sowohl hinsichtlich der Phase als auch der Amplitude vom Messort ab. Die zweite wird durch Abzug dieser Welle von der Gesamtkurve erhalten, sie zeigt zeitlich unregelmässige Schwankungen. Diese Restkurve stimmt nun, im Gegensatz zu der Sinuswelle, in ihrem Verlauf für alle vier Stationen weitgehend überein. Es handelt sich bei dieser somit um universelle, auf der ganzen Erde gleichzeitig auftretende und gleichsinnig verlaufende Intensitätsänderungen.

Die der Untersuchung von FORBUSH zugrundeliegenden Registrierungen wurden sämtliche mit Apparaturen der gleichen Bauart (s. hierzu <sup>45)</sup>) unter einem Panzer von 12 cm Blei durchgeführt. Die seiner Arbeit (loc. cit.) entnommene Tab. 6 enthält die geographischen Lagen der vier Stationen, sowie Amplitude und Phase der jährlichen harmonischen Welle (erstere in % der mittleren Intensität). Die für Jungfraujoch erhaltenen Werte wurden der Zusammenstellung beigefügt.

**Tabelle 6.**  
Die jährliche harmonische Welle der Intensität.

Station	Länge	Geogr. Breite	H. ü. M. m	Amplitud. der jährl. Welle in %	Zeitpunkt des Maximum
Cheltenham (U.S.A.)	76,8° W	38,7° N	72	1,6	19. Jan.
Teoloyucan (Mexiko)	99,2° W	19,2° N	2285	1,0	24. Jan.
Huancayo (Peru)	75,3° W	12,0° S	3350	0,0	—
Christchurch (Neuseeland)	172,6° E	43,5° S	8	0,8	28. Juli
Jungfraujoch (Schweiz)	8° E	46,6° N	3500	1,5	10. Nov.

In Fig. 11 gibt die aus der gleichen Veröffentlichung stammende Kurve IV die erwähnten universellen Schwankungen für das Jahr 1938 wieder. Was nun die Ursache derselben anbelangt, so schliesst FORBUSH aus dem häufigen zeitlichen Zusammentreffen der Minima dieser Kurven mit erdmagnetischen Stürmen, dass dieselbe in der Änderung der Bahnen der Primärteilchen in den dem statischen Feld der Erde während magnetischer Stürme überlagerten Störfeldern zu suchen ist.

Zur Berechnung des ganzjährigen Intensitätsverlaufs auf Jungfraujoch wurden die aus den luftdruckreduzierten Einzelstundenwerten der Intensität gebildeten Tagesmittel für jeden Monat zu Mittelwerten zusammengefasst. Fig. 11 zeigt in Kurve I den Verlauf dieser Monatsmittel vom November 1937 bis zum November 1938. Die Abweichungen von dem für das ganze Jahr

berechneten Mittelwert sind in Prozenten aufgetragen\*). Die Kurve weist ein tiefes Minimum im Frühling (April, Mai) und ein Maximum im Herbst (Oktober, November) auf. Die unter Elimination des als linear angenommenen fortschreitenden Ganges berechnete erste Harmonische ist in Kurve II wiedergegeben. Ihre

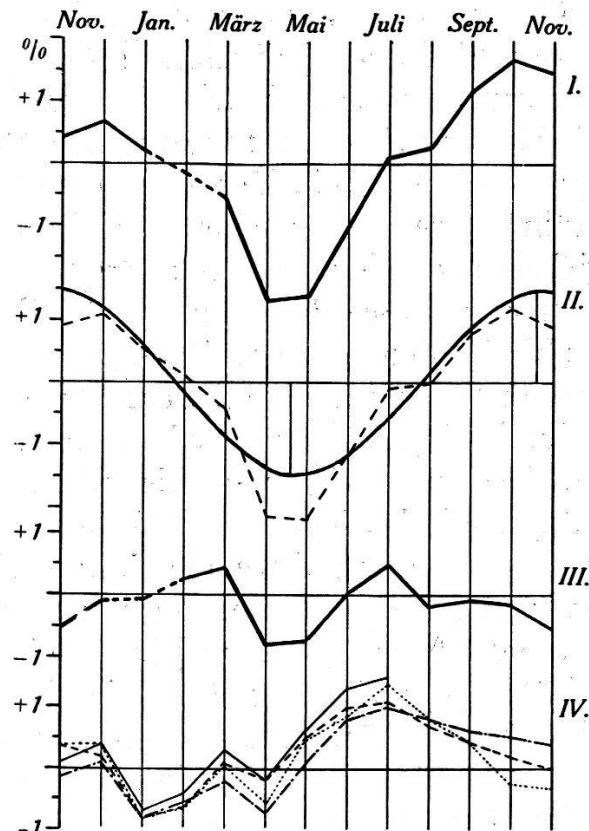


Fig. 11.  
Jahreszeitlicher Gang der Strahlung.

I. Kurve der Monatsmittel.

II. Jährliche Welle der Intensität.

III. Abweichung der Monatsmittel von der jährl. Welle.

IV. Abweichung der Monatsmittel von der jährlichen Welle nach FORBUSH (l. c.)

— Huancayo — Cheltenham - - - Teoloyucan ..... Christchurch.

Amplitude beträgt  $1,5\%$ , das Maximum kommt auf den 10. November zu liegen. Diese Schwankung ist bedeutend grösser als die von HESS<sup>48)</sup> aus fünfjährigen Registrierungen auf dem in gleicher Breite wie Jungfraujoch liegenden Hafelekár (2300 m ü. M.) gefundene. HESS erhält nämlich für die auf konstanten Luftdruck korri-

\*) Hierzu ist noch zu bemerken, dass die Monatsmittel für Januar und Februar systematisch zu hoch sind, da in diesen beiden Monaten nur für die erste bzw. die zweite Monatshälfte zusammenhängende Registrierungen vorliegen. Die Zwischenzeit entfällt auf die Sonnenrotationsperiode 1434 und ist, wie schon unter b) erwähnt, durch anomale Tiefstände der Intensität gekennzeichnet, so dass das Bild des Elektrometerfadens mehrheitlich nicht mehr auf den Film fiel. Der betreffende Abschnitt der Kurve ist deshalb nur punktiert eingezeichnet.

gierte Strahlungsintensität eine Amplitude von 0,91%, die aber bei Reduktion auf die mittlere Jahrestemperatur der Aussenluft auf 0,46% zurückgeht. (Auf Jungfraujoch verschwindet, wie unter III,2 ausgeführt, die Korrelation zwischen luftdruckreduzierter Strahlung und Aussentemperatur. Unter den von HESS u. Mitarbeitern<sup>49)</sup> für die einzelnen Jahre untersuchten Schwankungen treten allerdings zum Teil auch bedeutend grössere Abweichungen vom Jahresmittel auf, als sie sich aus dem fünfjährigen Mittel ergeben, doch bleiben dieselben stets unter den für Jungfraujoch erhaltenen. Wenn somit, wie ein Vergleich dieser Werte mit den in Tab. 6 aufgeföhrten zeigt, von einem regelmässigen Gang der Amplitude der jährlichen Welle mit der Breite nicht gesprochen werden kann, so treten ausserdem auch noch Unterschiede derselben in geographisch nicht sehr weit entfernten (Jungfraujoch und Hafelekar liegen in der Luftlinie ca. 280 km auseinander), lediglich verschiedenen hoch gelegenen Stationen auf. Dieses Resultat weist darauf hin, dass unter den verschiedenen, eine so unregelmässige Ortsabhängigkeit bedingenden Faktoren sich auch solche befinden müssen, die eine Zunahme des jahreszeitlichen Ganges mit der Höhe bewirken. Diese Vermutung wird auch durch Beobachtungen von JESSE<sup>50)</sup> gestützt, welcher bei Messungen der Strahlungsintensität in der Stratosphäre, die sich bis zum Maximum der für die Atmosphäre gefundenen Intensitätskurve erstreckten, im Sommer für dieses Maximum um 10% geringere Werte fand als im Winter.

Den durch Abzug der Welle von der Gesamtkurve erhaltenen unperiodischen Anteil des jährlichen Ganges zeigt Kurve III in Fig. 11. Zwischen Dezember und März (punktierte Linie) verläuft dieselbe aus den eingangs erwähnten Gründen systematisch zu hoch. Durch diesen systematischen Fehler wird das Gesamtbild der Kurve natürlich etwas verfälscht, trotzdem ist der gleichsinnige Verlauf derselben mit den darunterstehenden, die Resultate von FORBUSH wiedergebenden Kurven unverkennbar. Dieses mit einem anderen als dem von FORBUSH verwendeten Apparattyp erhaltene Ergebnis bestätigt den universellen Charakter der von ihm entdeckten Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung. Es handelt sich bei diesen somit, worauf MILLIKAN u. NEHER<sup>51)</sup> hinweisen, um Änderungen im gesamten die Erde erreichen den, durch die Höhenstrahlung vermittelten Energietransport.

Herrn Prof. Dr. P. Scherrer bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie das stete Interesse, das er derselben entgegenbrachte, sehr zu Dank verpflichtet. Die Stiftung Jungfraujoch hat durch

finanzielle Beihilfe die Durchführung der Registrierungen sehr erleichtert. Der Jubiläumsfonds der Eidg. Technischen Hochschule hat die Geldmittel für die Durchführung der Kontrollgänge und die Auswertung der Registrierungen zur Verfügung gestellt. Der Aluminium-Industrie A.G. Neuhausen verdanken wir die unentgeltliche Überlassung von Alumanblech zur Verschalung der Hütte, welche die Apparatur aufnahm. Die Kabelwerke Brugg A.G. haben uns den Bleipanzer unentgeltlich überlassen. Allen diesen Institutionen und Firmen sei auch an dieser Stelle bestens gedankt.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

#### Literaturverzeichnis.

- <sup>1)</sup> P. AUGER, Zürcher Vortrag in d. Sammlg. Kenphysik, Springer, Berlin 1936.
- <sup>2)</sup> P. AUGER, L. LEPRINCE-RIGUET u. P. EHRENFEST, J. Phys. et Rad. **2**, 58, 1936.
- <sup>3)</sup> J. CLAY, Zürcher Vortrag (Sammlg. Kernphysik, 1936).
- <sup>4)</sup> J. C. STREET, R. H. WOODWARD u. E. C. STEVENSON, Phys. Rev. **47**, 891, 1935.
- <sup>5)</sup> J. C. STREET und E. C. STEVENSON, Phys. Rev. **52**, 1003, 1937.
- <sup>6)</sup> P. M. S. BLACKETT u. J. G. WILSON, Proc. Roy. Soc. A **160**, 304, 1937.
- <sup>7)</sup> P. M. S. BLACKETT, Proc. Roy. Soc. A **165**, 11, 1938.
- <sup>8)</sup> C. D. ANDERSON und S. H. NEDDERMEYER, Phys. Rev. **50**, 263, 1936.
- <sup>9)</sup> <sup>10)</sup> H. EULER und W. HEISENBERG, Erg. ex. Naturw. Bd. **17**, 1938.
- <sup>11)</sup> H. YUKAWA, Proc. phys. math. Soc. Jap. **17**, 48, 1935.
- <sup>12)</sup> M. SCHEIN, W. P. JESSE und E. O. WOLLAN, Phys. Rev. **56**, 613, 1939.
- <sup>13)</sup> M. SCHEIN, W. P. JESSE und E. O. WOLLAN, Phys. Rev. **57**, 847, 1940.
- <sup>14)</sup> A. EHMERT, ZS. Phys. **115**, 326, 1940.
- <sup>15)</sup> L. W. NORDHEIM, Phys. Rev. **56**, 502, 1939.
- <sup>16)</sup> A. EHMERT, ZS. Phys. **106**, 751, 1937.
- <sup>17)</sup> B. ROSSI, N. HILBERRY und J. B. HOAG, Phys. Rev. **57**, 461, 1940.
- <sup>18)</sup> V. F. HESS, Rev. of mod. Phys. **11**, 153, 1939.
- <sup>19)</sup> E. O. WOLLAN, ebenda, pg. 160.
- <sup>20)</sup> E. STEINKE, Handb. d. Phys. **23/2**, 1933.
- <sup>21)</sup> P. SCHERRER, H. STAUB u. H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **10**, 425, 1937.
- <sup>22)</sup> E. STEINKE, ZS. f. Phys. **64**, 48, 1930.
- <sup>23)</sup> I. A. PRIEBSCHE u. W. BALDAUF, Sitzungsber. d. Wiener Akad. IIa, **145**, 583, 1936.
- <sup>24)</sup> C. V. L. CHARLIER, Vorlesg. üb. d. Grundlg. d. math. Statistik, Lund 1920.
- <sup>25)</sup> V. F. HESS, H. TH. GRAZIADEI u. R. STEINMAURER, Wien. Ber. IIa **143**, 313, 1934.
- <sup>26)</sup> W. MESSERSCHMIDT und W. S. PFORTE, ZS. f. Phys. **73**, 677, 1932.
- <sup>27)</sup> G. HOFFMANN u. F. LINDHOLM, Gerl. Beitr. z. Geophys. **20**, 12, 1928.
- <sup>28)</sup> J. BARNOTHY und M. FORRO, ZS. Phys. **100**, 742, 1936.
- <sup>29)</sup> E. C. STEVENSON und T. JOHNSON, Phys. Rev. **47**, 578, 1935.
- <sup>30)</sup> J. CLAY, Physica **3**, 646, 1936.
- <sup>31)</sup> H. D. RATHGEBER, Naturwiss. **26**, 842, 1938.
- <sup>32)</sup> A. EHMERT, ZS. f. Phys. **106**, 751, 1937.
- <sup>33)</sup> H. MAASS, Phys. ZS. **35**, 858, 1934.
- <sup>34)</sup> K. SCHMEISER u. W. BOTHE, Naturwiss. **25**, 833, 1937; Ann. d. Phys. **32**, 161, 1938.

- <sup>35)</sup> P. AUGER, Rev. of mod. Phys. **11**, 288, 1939.
  - <sup>36)</sup> P. AUGER; R. MAZE, P. EHRENFEST u. A. FRÉON, J. de Phys. et Rad. **10**, 39, 1939.
  - <sup>37)</sup> H. TH. GRAZIADEI, Wien. Ber. IIa, **145**, 495, 1936.
  - <sup>38)</sup> W. KOHLHÖRSTER, Phys. ZS. **40**, 107, 1939.
  - <sup>39)</sup> A. H. COMPTON und J. A. GETTING, Phys. Rev. **47**, 817, 1935.
  - <sup>40)</sup> L. JANOSSY, ZS. f. Phys. **104**, 430, 1937.
  - <sup>41)</sup> G. E. HALE, F. H. SEARES, A. v. MAANEN u. F. ELLERMANN, Astrophys. J. **47**, 206, 1918.
  - <sup>42)</sup> M. S. VALLARTA und O. GODART, Rev. of. mod. Phys. **11**, 180, 1939.
  - <sup>42a)</sup> B. SCHONLAND, DELATITZKY u. GASTELL, Terr. Magn. u. Atm. El. **42**, 137, 1937.
  - <sup>43)</sup> V. F. HESS u. H. TH. GRAZIADEI, Terr. Magn. u. Atm. El. **41**, 9, 1936.
  - <sup>44)</sup> J. L. THOMPSON, Phys. Rev. **54**, 93, 1938.
  - <sup>45)</sup> A. H. COMPTON, E. O. WOLLAN u. R. D. BENNETT, Rev. Sc. Instr. **5**, 415, 1934.
  - <sup>46)</sup> H. TH. GRAZIADEI, Wien. Ber. **145**, IIa, 495, 1936.
  - <sup>47)</sup> S. E. FORBUSH, Phys. Rev. **54**, 975, 1938; Rev. of mod. Phys. **11**, 168, 1939.
  - <sup>48)</sup> V. F. HESS, Phys. Rev. **57**, 781, 1940.
  - <sup>49)</sup> A. DEMMELMAIR, Wien. Ber. **146** IIa, 643, 1937.
  - <sup>50)</sup> W. P. JESSE, Rev. of mod. Phys. **11**, 167, 1939.
  - <sup>51)</sup> R. A. MILLIKAN und H. V. NEHER, Phys. Rev. **56**, 491, 1939.
-