Bericht über die physikalische Vortragswoche der Eidg. Technischen Hochschule Zürich

Autor(en): **Bretscher, Egon**

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **6 (1933)**

Heft VI

PDF erstellt am: **24.05.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Bericht über die physikalische Vortragswoche der Eidg. Technischen Hochschule Zürich

vom 28. Juni—1. Juli 1933.

Besorgt von **Egon Bretscher.**

Vorwort.

Das Interesse der Physik konzentriert sich naturgemäss auf diejenigen Gebiete, die ihrem Wesen nach noch Rätsel bieten. Sicherlich gehören zu diesen ungeklärten Fragen verschiedene Probleme der Physik der tiefsten Temperaturen, ganz besonders aber die Kernphysik und damit verknüpft die Höhenstrahlenforschung.

Prinzipiell wissen wir über die Physik der unmittelbaren Umgebung des absoluten Nullpunktes durch das Nernst'sche Wärmetheorem Bescheid. Dass wir aber bei etwa 1^0 abs. noch recht weit von demselben entfernt sind, zeigt die Tatsache, dass die Magnetisierung von Gadoliniumsulfat in dieser Gegend noch das Curie-Langevin'sche Gesetz befolgt, d. h. dass a priori noch jede Orientierung des magnetischen Momentes gleichberechtigt ist, im Gegensatz zu der vom Nernst'schen Satz postulierten idealen, eindeutigen Ordnung beim Nullpunkt. Neue interessante Eigenschaften des festen Helium wurden im Leydener Laboratorium gefunden (Keesom); die Supraleitfähigkeit wird experimentell intensiv bearbeitet (Meissner u. a.), da alle Versuche, das Wesen derselben zu begreifen, bis heute fehlgeschlagen haben. Die Technik der Erzeugung tiefster Temperaturen hat ausserordentliche Fortschritte gezeitigt, indem es heute möglich ist, direkt von der Temperatur der flüssigen Luft aus zu Heliumtemperaturen

zu gelangen (SIMON). Unter Aufwendung grösserer Mittel ist man mit Hilfe des magnetokalorischen Effektes im Leydener Institut bis zu $0{,}25^0$ abs. gekommen (DE HAAS) und es sind weitere Vorschläge gemacht worden, wie man zu noch tieferen Temperaturen kommen kann (MEISSNER, SIMON). In dieser kursorischen Übersicht möchte ich nur noch den Nachweis der H^1—H^2 bzw. H^2—H^2-Moleküle durch Dampfdruckmessung an flüssigem Wasserstoff (MEISSNER) und das unerwartete Resultat der Bestimmung des magnetischen Kernmomentes des Protons durch die Molekularstrahlmethode erwähnen, im übrigen aber auf die Referate hinweisen.

Die Kernphysik hat seit den letzten Vorträgen im Jahre 1931 über den gleichen Gegenstand erstaunliche Resultate geliefert. Neben den bekannten elementaren Bausteinen des Atomkernes, den α-Teilchen, dem Proton und dem Elektron, sind im letzten Jahr das Neutron[1]) und das positive Elektron[2]) als neue Kernbestandteile gefunden worden.

Die Entdeckung des *Neutrons* wurde eingeleitet, als CHADWICK die von BOTHE und BECKER gefundene, äusserst penetrante Strahlung untersuchte, die Beryllium aussendet, wenn es mit α-Teilchen beschossen wird. Diese Berylliumstrahlung war imstande aus Paraffin, aber auch aus schwereren Elementen Protonen auszulösen[3]). Anfänglich wurde diese Strahlung als γ-Strahlung angesehen und die Protonen durch einen Comptonprozess aus dem Paraffin herausgeschlagen gedacht. Es ergab sich aber die Schwierigkeit, dass die Energie dieser γ-Strahlung in gewissen Fällen die Grösse von $50 \,.\, 10^6$ elektronen volt haben musste. Dabei war es unverständlich, wie aus dem Prozess $Be^9 + \alpha = C^{13} + h\nu$ ein so grosses γ-Quant resultieren konnte, wenn das α-Teilchen nur eine Energie von $5 \,.\, 10^6$ electronen volt hatte. Dass die Wärmetönung des Prozesses die Differenz nicht übernehmen konnte, wusste man aus dem Massendefekt des C_{13}, der aus Bandenspektren und aus der Zertrümmerung des Bor-Kernes ($B^{10} + \alpha = C^{13} +$ Proton) bekannt war. Wenn daher Energie und Impulssatz noch gelten sollten, hätte das Quantengesetz $E = h\nu$ aufgegeben werden müssen. Diese und andere Gründe (scheinbares Versagen der Klein-Nishina-Formel) veranlassten CHADWICK anzunehmen, dass die Berylliumstrahlung (evtl. neben einer γ-Strahlung) eine Korpuskularstrahlung von Teilchen der Masse 1 und der Ladung 0 darstelle. Seit dieser Entdeckung ist die Existenz des Neutrons von verschiedensten Seiten bestätigt worden.

---

[1]) CHADWICK, Nature **129**, 312.

[2]) ANDERSON, Science **76**, 238.

[3]) I. CURIE, F. JOLIOT, CHADWICK.

Man hat die Neutronen auch schon benutzt, um Stickstoffatome zu zertrümmern[1].)

Das *positive Elektron* wurde von ANDERSON, dann von BLACKETT und OCCHIALINI beobachtet, als sie Höhenstrahlen mit der Wilsonkammer im Magnetfeld untersuchten. Gelegentlich fanden sie verschiedene Bahnen, die bald nach der einen Seite, bald nach der andern gekrümmt waren, so dass die Teilchen entweder verschiedene Flugrichtung oder verschiedene Ladung haben mussten. Die Richtung, in der das Teilchen flog, konnte z. B. festgelegt werden, indem durch Einsetzen einer Bleiabsorptionsfolie in die Kammer das Teilchen gebremst wurde; nach der Passage musste die Bahn eine stärkere Krümmung zeigen als vor derselben. Da das Ionisierungsvermögen für beide Teilchen etwa gleich war (Protonen ionisieren viel stärker) konnte man schliessen, dass in der vorliegenden Strahlgruppe (shower genannt) neben gewöhnlichen Elektronen noch solche positiven Vorzeichens vorkommen mussten. Solche positiven Elektronen sind von BLACKETT und OCCHIALINI[2]) mit ihrer Anordnung von zwei Zählrohren mit dazwischen befindlicher Wilsonkammer recht häufig gefunden worden. JOLIOT hat auch positive Elektronen festgestellt bei der Anregung von schweren Elementen mit γ-Strahlung. Die Wilsonaufnahmen von BLACKETT-OCCHIALINI zeigen auch sehr schön die Zertrümmerung von Kernen in viele Teile (siehe Vortrag ROSSI), die wahrscheinlich mit den „Hoffmannstössen" identisch sind. Neulich ist durch Zählversuche von SWANN und MONTGOMERY[3]) nachgewiesen worden, dass die Teilchenzahl eines solchen showers 100 übersteigen kann. Von den vielen übrigen Resultaten möchte ich nur noch nennen: die Bestätigung der „Resonanzeindringung" von α-Teilchen in Atomkerne (BOTHE), ferner das Auftreten einer der Rayleighstreuung analogen Streustrahlung von der Wellenlänge der Primärstrahlung bei Streuversuchen von γ-Strahlung an schweren Atomen (MEITNER und Mitarbeiter) und die ausserordentlich interessanten Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung durch Ballonaufstiege (REGENER).

---

[1]) FEATHER, Pr. R. Soc. **136**, 709.
[2]) Pr. R. Soc. 139, 699.
[3]) Phys. Rev. 44, 52 (1933).

I. Vorträge über die Physik der tiefen Temperaturen.

Arbeiten des Charlottenburger Kältelaboratoriums über Supraleitfähigkeit und über das Wasserstoff-Isotop[1])

von W. Meissner (Berlin-Charlottenburg).

Einleitend macht der Vortragende einige Bemerkungen über das Charlottenburger Kältelaboratorium, dessen Einrichtungen er an Hand von einigen Lichtbildern erläutert. Es besitzt Anlagen zur Herstellung von stündlich 20 l flüssigem Stickstoff, 15 l flüssigem Wasserstoff und 2,5 l flüssigem Helium. Auch letzteres kann aus dem Verflüssiger abgehebert und in andere Laboratoriumsräume transportiert werden. Die Aufgaben des Kältelaboratoriums bestehen unter anderem in der Versorgung der anderen Laboratorien der Reichsanstalt, sowie anderer Berliner Institute und von Gästen mit flüssigem Wasserstoff und flüssigem Helium. Sodann geht der Vortragende auf die Arbeiten des Kältelaboratoriums über Supraleitfähigkeit ein, an denen ausser ihm in letzter Zeit Dr. Steiner, Dr. Franz, Dr. Westerhoff und nach dem Ausscheiden der beiden letzteren Dr. Grassmann und Dr. Ochsenfeld beteiligt sind. Er berücksichtigt besonders die neuesten noch nicht veröffentlichten Messungen, greift aber auch mehrfach auf die grundlegenden Arbeiten des Leidener Kälte-Instituts sowie auf diejenigen des Kältelaboratoriums in Toronto zurück. An Hand von Lichtbildern zeigt er zunächst den prinzipiellen Unterschied zwischen dem Verschwinden des Widerstandes von reinen Metallen im idealen Grenzfall am absoluten Nullpunkt und den plötzlichen Eintritt der Supraleitfähigkeit an realen Metallproben bei den Supraleitern. Zu den ursprünglich in Leiden als supraleitend erkannten Metallen Hg, In, Tl, Sn, Pb sind durch die Arbeiten in Charlottenburg die Supraleiter Ta, Ti, Th, Nb und ganz kürzlich V, dessen Sprungpunkt bei 4,3° abs. liegt, hinzugekommen. Auch Mo wird ziemlich sicher bei etwa 1,1° abs. supraleitend. In Leiden wurde später von de Haas und Voogd auch noch Ga als Supraleiter erkannt, dessen Sprungpunkt bei 1,1° abs. liegt. Keesom fand ganz kürzlich auch an Al bei etwa 1,14° abs. Supraleitfähigkeit. Es ist sehr wahrscheinlich, dass in Temperaturen unter 1° abs. noch verschiedene andere reine Metalle supraleitend werden, ja es erscheint nicht ausgeschlossen, dass schliesslich bei sämtlichen Metallen Supraleitfähigkeit ein-

[1]) Alle Referate und Diskussionsbemerkungen stammen direkt von den Autoren, denen ich auch an dieser Stelle danken möchte.

tritt. Untersuchungen über die Frage, wie sich die Metalle, bei denen Supraleitfähigkeit auftritt, von den anderen unterscheiden, erscheinen daher verfrüht. Das Metall mit höchstem Sprungpunkt ist Nb, das nach neuesten Charlottenburger Messungen in reinstem Zustand bei 9,2° abs. supraleitend wird.

Die systematische Untersuchung der Legierungen, insbesondere derjenigen zwischen zwei Supraleitern in Charlottenburg, ergab, dass bei Mischkrystallreihen ohne Mischungslücke die Sprungpunkte auf einer glatt zwischen den Sprungpunkten der beiden reinen Komponenten verlaufenden Kurve liegen. Bei Legierungen mit Mischungslücke haben die Sprungpunkte im eutektischen Gebiet ungefähr gleiche Höhe und können in den Mischkristallgebieten zum Teil erheblich höher liegen als die der beiden reinen Komponenten (Beispiel In-Tl-Legierungen). Neue Untersuchungen an Mo-C-Legierungen ergaben, dass der Sprungpunkt, obwohl an C Supraleitfähigkeit überhaupt nicht beobachtet wurde und der Sprungpunkt von Mo vermutlich bei etwa 1° abs. liegt, zwischen 40 und etwa 60 Atomprozent C-Gehalt überall etwa 8,5° abs. beträgt, so dass dort ein eutektisches Gebiet vorhanden ist.

Supraleitend werden auch viele Verbindungen zwischen einem Metall und einem Isolator, z. B. CuS, obwohl der Sprungpunkt von Cu, wenn überhaupt vorhanden, unter 1,2° abs. liegt, und viele Nitride. Auch Silicide und Boride werden zum Teil supraleitend. Den höchsten Sprungpunkt, der bis jetzt auftrat, besitzt Niobiumcarbid bei etwa 10,5° abs.

Die Charlottenburger Untersuchungen über das Auftreten der Supraleitfähigkeit sollen erst weiter fortgeführt werden, wenn die Messungen in Temperaturen unter 1° abs. in genügend einfacher Weise durchgeführt werden können.

Betreffs der Frage, wie die Elektronenbewegung in Supraleitern beschaffen ist, führt der Vortragende folgendes aus: Sehr vieles spricht dafür, dass die Supraleitung nicht als der Grenzfall einer gewöhnlichen sehr guten Leitung anzusehen ist, sondern als ein andersartiger Vorgang. Entgegen den Mutmassungen von Kapitza verschwindet insbesondere nach den Charlottenburger Messungen über das Verhalten von Pb im Magnetfeld auch der temperaturabhängige Widerstand am Sprungpunkt. Der Fall der As-Pb-Legierungen, die nach Messungen in Toronto oberhalb des Pb-Sprungpunktes allmählich supraleitend werden und noch eine Stütze für die Anschauung Kapitza's bildeten, wurde neuerdings in Charlottenburg genau geprüft. Es ergab sich, dass alle Pb-As-Legierungen, sofern sie überhaupt supraleitend

werden, am Sprungpunkt des Pb ihren Widerstand verlieren, in Übereinstimmung damit, dass es sich um heterogene Gemenge handelt. Die Versuche über das Verhalten von supraleitenden Sn-Folien beim Auftreffen sehr langsamer Elektronen zeigen, dass Elektronen etwa von der Geschwindigkeit der Leitungselektronen eine supraleitende Sn-Folie nicht durchsetzen. Neue Versuche des Vortragenden zusammen mit Holm ergaben, dass der Kontaktwiderstand zwischen zwei Metallen, der am Sprungpunkt des Metalls mit tiefer liegendem Sprungpunkt verschwindet, oberhalb desselben auch bei grossen Kontaktspannungen dem Ohm'schen Gesetz gehorcht. Dies spricht dagegen, dass bei supraleitenden Kontakten ein Tunneleffekt freier Leitungselektronen vorliegt. Die Störschicht der Kontakte, die vermutlich durch Gas hervorgerufen ist, verhält sich durchaus wie ein Mischkristall, obwohl sie äusserst dünn ist. Gestützt wird die Anschauung, dass bei Supraleitung eine besondere Art der Elektronenbewegung eintritt, weiter durch neue Versuche über die Sprungkurve von Sn. Nimmt man dieselben in der Weise auf, dass der Messtrom nie unterbrochen wird, so ergibt sich sowohl bei Spulen aus polykristallinen Sn-Drähten wie bei besonders sorgfältig hergestellten Einkristallen, dass nach Eintritt der Supraleitfähigkeit beim Heraufgehen mit der Temperatur die Supraleitfähigkeit bis zu erheblich höheren Temperaturen erhalten bleibt, als der Sprungtemperatur beim Senken der Temperatur entspricht. Bei einem Sn-Einkristall war der Unterschied etwa 0,2°. Dies wäre nicht zu verstehen, wenn die Stromart im supraleitenden Zustand dieselbe wie im nichtsupraleitenden wäre, denn in letzterem Falle wäre kein Grund zu sehen, warum nicht beim Erhöhen der Temperatur dieselbe Sprungkurve wie beim Senken der Temperatur durchlaufen wird.

Zur weiteren Prüfung der Frage nach der Stromverteilung in Supraleitern sind folgende Versuche in Angriff genommen: Zwischen zwei parallelen zylindrischen, im flüssigen Helium befindlichen und hintereinander geschalteten Einkristallen, in die von aussen Ströme hineingeschickt werden, befindet sich eine kleine, mit einem ballistischen Galvanometer verbundene Spule, die um 180° gedreht werden kann, so dass der von den in den Einkristallen fliessenden Strömen herrührende Magnetfeldfluss sein Vorzeichen umkehrt. Dieser Magnetfeldfluss ist verschieden je nach der Stromverteilung in den Leitern. Für spezielle Fälle wurde er von v. Laue und Möglich berechnet. Man kann so durch diese Versuche entscheiden, ob nach Eintritt der Supraleitfähigkeit die gleichmässige Stromverteilung, erhalten bleibt. Ergebnisse, die eine Entscheidung gestatten, liegen jedoch noch nicht vor.

Aus den Leidener Versuchen über die Wärmeleitung in Supraleitern ergibt sich weiter, dass entweder nur ein sehr kleiner Teil der gewöhnlichen Leitungselektronen supraleitend werden kann oder dass neue Elektronen, die den Supraleitstrom tragen, wirksam werden. Um, wenn möglich, in dieser Hinsicht eine Entscheidung treffen zu können, sind in Charlottenburg Versuche über die Intensität von Röntgenlinien, die durch Reflektion an Vanadium erhalten sind, begonnen; aus einer etwaigen Intensitätsänderung würde man auf eine Änderung der Elektronenverteilung schliessen können. Auch kann die Feinstruktur der Röntgen-Absorptionskanten oberhalb und unterhalb des Sprungpunktes untersucht werden, wobei etwa neu auftretende Übergänge von Elektronen sich evtl. zeigen könnten. Es müsste sich dabei wohl auch ergeben, ob die von DE KRONIG bei seiner Theorie der Supraleitfähigkeit benutzte Idee zutreffend sein kann, dass der Sprungpunkt mit dem Schmelzpunkt eines festen Elektronengitters identisch ist.

Zum Schluss geht der Vortragende kurz auf die Messungen ein, die im Kältelaboratorium von STEINER und ihm bezüglich des am schwereren Isotop angereicherten Wasserstoffs gemacht wurden. Dieser Wasserstoff, der durch fraktionierte Destillation gewonnen wurde, enthielt etwa $3^0/_{00}$ des schwereren Isotops. Mit einem Differentialmanometer wurde festgestellt, dass der Dampfdruckunterschied am normalen Siedepunkt und am Tripelpunkt gegen gewöhnlichen Wasserstoff, wenn beide die bei Zimmertemperatur beständige Zusammensetzung mit etwa 75% Ortho-Wasserstoff haben, bei dem Isotop-Gehalt von $3^0/_{00}$ jedenfalls kleiner als 0,1 mm Quecksilbersäule ist. Es tritt aber allmählich ein grösserer Dampfdruckunterschied zwischen den beiden Seiten des Differentialmanometers auf, und zwar in dem Sinn, dass der Dampfdruck auf der Seite, wo der am schwereren Isotop angereicherte Wasserstoff ist, langsamer ansteigt als auf der anderen Seite, wobei der Dampfdruck*an*stieg auf beiden Seiten durch Umwandlung des Ortho- in Para-Wasserstoff zu erklären ist. Die nähere Diskussion ergibt als wahrscheinlichste Erklärung für die Verlangsamung des Anstiegs auf der einen Seite, dass es zwei Modifikationen des mit dem Isotop gebildeten Wasserstoffs gibt. Dies wiederum erscheint nur verständlich, wenn das schwerere Isotop nicht das Kernmoment 0, sondern das Kernmoment 1 besitzt. Allerdings sollte man erwarten, dass hauptsächlich H^1H^2 vorhanden ist und dass die dann möglichen beiden Modifikationen von H^1H^2 mit den Gesamtmomenten $^1/_2$ bzw. $^3/_2$ sich sehr schnell ineinander umwandeln und nur geringe Unterschiede in den Rotationsenergien besitzen. Diese Fragen bedürfen der Klärung.

Hierzu sind weitere Messungen an Wasserstoff, der am schwereren Isotop stärker angereichert ist, in Angriff genommen.

Dass das Kernmoment des H^2 den Wert 1 hat, wurde aber von Lewis und Ashley durch spektrographische Messungen bestätigt.

Verständlich wären die Messungen, falls, wie Herr Casimir nach freundlicher mündlicher Mitteilung glaubt, in tieferen Temperaturen nicht $H^1 H^2$, sondern hauptsächlich $H^2 H^2$ aufträte, da letzteres zwei stabile Modifikationen ähnlich dem Ortho- und Para-Wasserstoff haben kann.

Diskussionsbemerkung.

Keesom (Leiden). Ich möchte darauf hinweisen, dass sowohl das Ergebnis der Versuche zur Anreicherung des Gehaltes am Wasserstoffisotop durch Rektifikation in Leiden, als der Experimente des Herrn Vortragenden mit Steiner selbst, ziemlich gut stimmen mit der Annahme, dass man hauptsächlich mit Molekülen H^1H^2 zu tun hat, und die Dampfspannungen von $H^1 H^2$ und $H^1 H^2$ sich verhalten, wie man es theoretisch erwarten soll.[1])

Thermische Eigenschaften des flüssigen Heliums

von W. H. Keesom (Leiden).

Das flüssige Helium zeigt in thermischer Hinsicht ein merkwürdiges Verhalten. Das zeigte sich schon gleich, als Kamerlingh Onnes durch Absaugen des Dampfes des flüssigen Heliums immer tiefere Temperaturen darstellen konnte, ohne dass das Helium fest wird: 0,82° K (1921)[2]). Nach Analogie mit anderen Stoffen hätte man etwa zwischen 2° und 3° K den Schmelzpunkt erwarten sollen. Dass hier doch etwas passiert, zeigte sich, als Kamerlingh Onnes und Boks[3]) (1924) die Dichte des flüssigen Heliums als Funktion der Temperatur untersuchten und bei etwa 2,2° K ein eigenartiges Maximum in der Dichtekurve fanden. 1926 konnte man feststellen[4]), dass doch ein fester Zustand

---

[1]) Vgl. W. H. Keesom, H. van Dijk und J. Haantjes, Comm. Leiden Nr. 224a. Proc. Amsterdam Acad. 36, 248, 1933.

[2]) H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. **159**, 1922.

[3]) H. Kamerlingh Onnes und J. D. A. Boks, Comm. Leiden Nr. **170b**, 1924.

[4]) W. H. Keesom, Comm. Leiden Nr. **184b**, 1926.

des Heliums existiert, dass die Schmelzkurve aber die Dampfspannungskurve nicht trifft, sondern bei etwa 25 Atm umbiegt.

Dass beim oben erwähnten Dichtemaximumpunkt etwas Sprunghaftes stattfindet, beobachteten WOLFKE und KEESOM[1]), als sie bei ihren Messungen der Dielektrizitätskonstanten des flüssigen Heliums bemerkten, dass bei langsamer Temperaturänderung der Ausschlag des Galvanometers auf einmal sich sehr stark änderte. Der Gedanke an eine Umwandlung drängte sich auf[2]), so dass die zwei verschiedenen Zustände des flüssigen Heliums, der eine oberhalb, der andere unterhalb der nachher genauer auf 2,19° K bestimmten Temperatur (Druck des gesättigten Dampfes 38,65 mm Hg), flüssiges Helium I und flüssiges Helium II

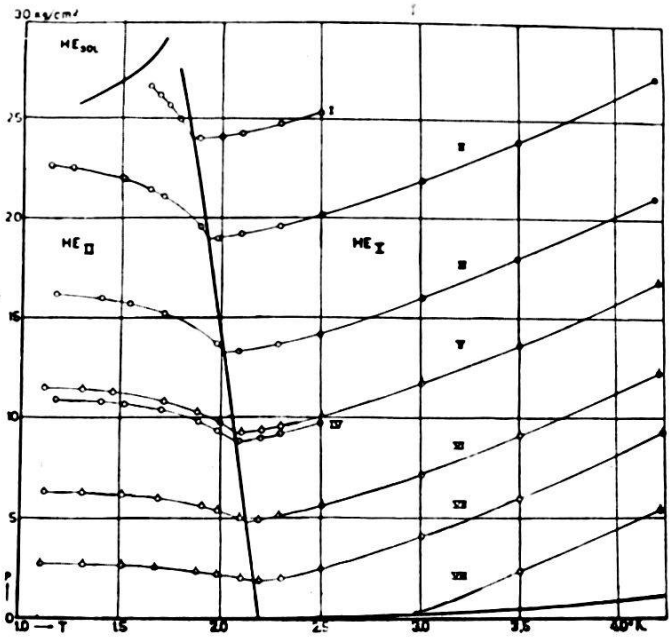


Fig. 1.

benannt wurden. Verschiedene ältere Beobachtungen konnten mehr oder weniger in diesem Sinne gedeutet werden.

KEESOM und CLUSIUS[3]) beobachteten, in welcher Weise das Dichtemaximum sich unter Drucken bis 23 Atm. verschiebt. Ein neuer Gesichtspunkt ergab sich, als dieselben Forscher die spezifische Wärme des flüssigen Heliums unter seinem Sättigungsdruck untersuchten[4]). Die spezifische Wärme des flüssigen He II steigt bei Annäherung an 2,19° K sehr hoch auf, um dann im

---

[1]) M. WOLFKE und W. H. KEESOM, Comm. Leiden Nr. **190a**, 1927.
[2]) W. H. KEESOM und M. WOLFKE, Comm. Leiden Nr. **190b**, 1927.
[3]) W. H. KEESOM und K. CLUSIUS, Comm. Leiden Nr. **216b**, 1931.
[4]) W. H. KEESOM und K. CLUSIUS, Comm. Leiden Nr. **219e**, 1932.

Gebiet des flüssigen He I schnell wieder auf einen mehr normalen Wert herunterzufallen. Eine Umwandlungswärme an einem bestimmten Punkt existiert nicht. Eine mit Frl. KEESOM[1]) durchgeführte genauere Untersuchung, besonders der Frage, ob der Abfall der spezifischen Wärme diskontinuierlich stattfindet oder nicht, ergab, dass dieselbe von 3,0 auf 1,1 herunterfällt, sicher innerhalb 0,02°, vermutlich innerhalb einiger Tausendstel eines Grades. Dem heutigen Stande der experimentellen Technik entspricht es, den Sprung der spezifischen Wärme als diskontinuierlich anzusprechen. Der Punkt der Kurve der gesättigten Flüssigkeit, wo dieser Sprung stattfindet, wird als λ-Punkt, die Kurve, welche die Aneinanderreihung der λ-Punkte bei veränderlichem Druck darstellt, als λ-Kurve bezeichnet.

KEESOM und Frl. KEESOM[2]) studierten dann den Verlauf der Dichte des flüssigen Heliums im ganzen der λ-Kurve benach-

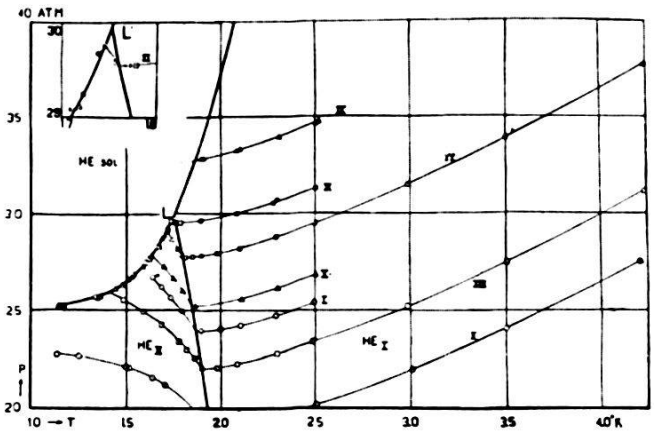


Fig. 2.

barten Gebiet. Das Ergebnis zeigen die Fig. 1 und 2. Die mit römischen Buchstaben angedeuteten Kurven sind Isopyknen (Kurven konstanter Dichte). Fig. 1 zeigt, dass dieselben aus zwei Zweigen bestehen, die einander an der λ-Kurve unter einem scharfen Winkel begegnen. D. h. $(\partial p/\partial T)_v$ erleidet an dieser Kurve einen Sprung. Der Druck-Temperatur-Koeffizient ist im ganzen He II-Gebiet (soweit beobachtet) negativ, woraus zu schliessen, dass eine isentropische Expansion des He II Temperaturerhöhung gibt. Fig. 2 zeigt eine Erweiterung des Diagrammes zu höheren Drucken. Man sieht, dass die Isopyknen hier in die Schmelzkurve einlaufen. In einem Falle (Isopykne IX) wurde unterkühltes flüssiges He I beobachtet. Sehr charakteristisch

---

[1]) W. H. KEESOM und Frl. A. P. KEESOM, Comm. Leiden Nr. **221e**, 1932.
[2]) W. H. KEESOM und Frl. A. P. KEESOM, Comm. Leiden Nr. **224d** und **e**, 1933

ist die Isopykne XI, von der ein kleiner Teil im Einsatzbild in grösserem Masstab wiedergegeben ist. Der λ-Punkt L' in der Schmelzkurve wurde auf $p = 29{,}91$ Atm, $T = 1{,}753^0$ K bestimmt.

Fig. 3 zeigt den Verlauf der Dichte als Funktion der Temperatur bei verschiedenen Drucken. Die untere Kurve ist die Kamerlingh Onnes und Boks'sche, und bezieht sich auf Helium unter dem Druck seines gesättigten Dampfes. Die Erscheinung des Dichtemaximums wird nach höheren Drucken mehr ausgeprägt.

Ein auf Grund der experimentellen Ergebnisse zu konstruieren-

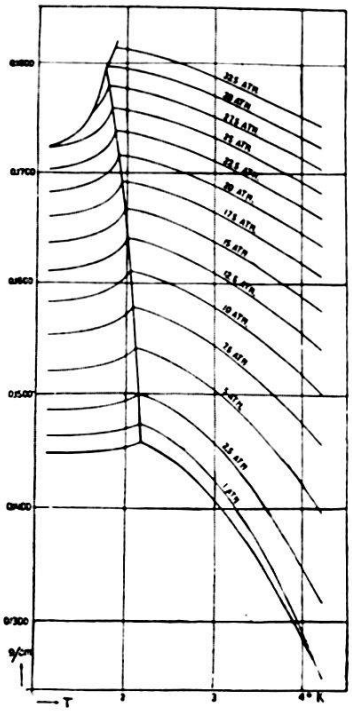


Fig. 3.

des T, S-Diagramm des flüssigen Heliums lässt u. a. das Verhalten bei isentropischer Expansion oder Kompression vorhersagen.

An der λ-Kurve springen nicht nur die spezifische Wärme und der Spannungskoeffizient, wie schon erwähnt, sondern auch der Ausdehnungskoeffizient und die Kompressibilität. Der zweite Hauptsatz liefert zwischen der Neigung der λ-Kurve und den Sprüngen in der spezifischen Wärme und dem Ausdehnungskoeffizient die Beziehung:[1])

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_\lambda = \frac{\Delta c}{T v \cdot \Delta \alpha},$$

[1]) W. H. Keesom, Comm. Leiden Suppl. Nr. **75a**, 1933.

welche an den Messungen von KAMERLINGH ONNES und BOK's verifiziert werden konnte.

Diese der CLAPEYRON'schen Gleichung analoge Beziehung legt die Ähnlichkeit der λ-Kurve mit einer gewöhnlichen Umwandlungskurve nahe. Der Unterschied ist der, dass an der gewöhnlichen Umwandlungskurve die ersten Ableitungen des thermischen Potentials (S und v) springen, während an der λ-Kurve diese kontinuierlich sind, aber die zweiten Ableitungen einen Sprung machen. Nach einem Vorschlag EHRENFEST's[1]) scheint es angebracht, den Begriff Phasenumwandlung zu erweitern und das Durchschreiten der λ-Kurve als eine Phasenumwandlung zweiter Ordnung anzusprechen.

Diskussionsbemerkung.

MEISSNER (Berlin). Wenn sich, wie der Vortragende angab, flüssiges Helium bei 1,1° abs. durch einmalige Kompression bis nahe zum Schmelzdruck um 0,07° abkühlt, erscheint bei Verwendung des Gegenstromverfahrens die Erzeugung tiefster Temperaturen durch Kompression des flüssigen Heliums wohl möglich, vorausgesetzt, dass nicht in tieferen Temperaturen noch wieder ein Dichteminimum auftritt. Es wäre interessant zu hören, ob der Vortragende Andeutungen für ein Dichteminimum bei seinen Messungen gefunden hat.

Kalorimetrische Messungen über Termaufspaltungen in Kristallen

von F. SIMON, Breslau.

Der Temperaturverlauf der spezifischen Wärme kristallisierter Substanzen ist im Prinzip durch die Arbeiten von BORN und von KARMAN, DEBYE und GRÜNEISEN geklärt. Hierbei wird vorausgesetzt, dass das Atom bzw. Ion die letzte Aufbaueinheit ist und innerhalb dieser keine weiteren Freiheitsgrade existieren. Im Temperaturverlauf der spezifischen Wärme einiger Substanzen waren nun Anomalien gefunden worden, die — wie der Vortragende früher gezeigt hatte[2]) — durch die Annahme gedeutet werden konnten, dass sich hier innere Freiheitsgrade der Atome bemerkbar machen. Ist nämlich ein Atom (oder Ion) mehrerer Zustände fähig, dann finden sich die Atome bei sehr

[1]) P. EHRENFEST, Comm. Leiden Suppl. Nr. **75b**, 1933.

[2]) N. KÜRTI, F. SIMON, Naturwissenschaften **21**, 178 (1933). N. KÜRTI, Z. physik. Chemie B. **20**, 305 (1933).

tiefer Temperatur im Zustand der kleinsten Energie. Mit steigender Temperatur werden sie zum Teil in den Zustand höherer Energie gehoben, und bei sehr hohen Temperaturen wird sich schliesslich eine konstante Verteilung zwischen den beiden Zuständen einstellen. In dem Temperaturgebiet, in dem sich der Verteilungsgrad auf die Zustände ändert und der bei einer solchen Temperatur liegen wird, bei der kT die Grössenordnung der Energieunterschiede der Zustände erreicht, muss nun bei Erwärmung eine zusätzliche Energie aufgebracht werden, die sich in einer Anomalie der sepzifischen Wärme äussert. Dadurch ist eine sehr empfindliche Methode gegeben, um die Existenz innerer Freiheitsgrade nachzuweisen.

Nachdem der Vortragende zunächst kurz auf einige früher von ihm behandelte Fälle (Kohlenstoffreihe, Alkalireihe) eingegangen war, behandelte er den Fall des Gadoliniumsulfats im Anschluss an neue Messungen (gemeinsam mit Kürti). Dieses System hat besonderes Interesse infolge der von Debye und Giauque vorgeschlagenen Methode zur Erzielung sehr tiefer Temperaturen. Das Gadoliniumsulfat verhält sich nämlich magnetisch noch bei den tiefsten Heliumtemperaturen nahezu ideal, d. h. es folgt dem Curie-Langevin'schen Gesetz. Dies ist so zu deuten, dass die verschiedenen Spinorientierungen energetisch nahezu gleichwertig sein müssen, d. h., dass zum mindesten die Energieunterschiede klein gegenüber dem kT der tiefsten Messtemperatur sind. Infolgedessen muss man die Möglichkeit haben, durch Veränderung der Magnetisierung grosse Entropieänderungen zu erzielen, d. h. bei entsprechender Leitung die Temperatur stark zu erniedrigen. Wie weit dies möglich sein wird, war nach den bisherigen magnetischen Messungen nicht zu extrapolieren.

Die Untersuchung der spezifischen Wärme des Gadoliniumsulfats zeigte nun im Temperaturgebiet von 5^0 bis herab zu $1{,}6^0$ abs. ein usserordentlich starkes Ansteigen mit fallender Temperatur (bis um 500fachen des Normalwertes). Wir haben hier also den Ausläufer einer der vorhin beschriebenen Anomalien vor uns und können jetzt daraus den Energieunterschied zwischen den Spinrientierungen berechnen. Daraus folgt weiter die Möglichkeit, die Entropieverhältnisse zu extrapolieren und so Aussagen über die Wirksamkeit des Debye-Giauque'schen Verfahrens zu machen. Bei einer Ausgangstemperatur von 1^0 abs. und einer Ausgangsfeldstärke von 20000 Gauss würde eine Endtemperatur von etwa $,1^0$ abs. resultieren. Dies ist in Übereinstimmung mit den inwischen erfolgten Versuchen von Giauque und de Haas.

Zum Schluss wird darauf hingewiesen, dass bei ausserordentlich tiefen Temperaturen weitere derartige Anomalien zu erwarten sind, die von den Kerndrall-Orientierungen herrühren. Aus der Hyperfeinstruktur-Analyse lässt sich als Temperaturgebiet hierfür etwa $^1/_{1000}$—$^1/_{10}{}^0$ abs. abschätzen.

Diskussionsbemerkung.

Keesom (Leiden): Eine Rechnung auf Grund der Leidener Messungen der Suszeptibilität des Gadoliniumsulfats und der Kürti'schen Extrapolation der Werte der spezifischen Wärme ergibt, dass die Demagnetisierung von 20000 Gauss auf Null die Temperatur von 1^0 K auf $0{,}3^0$ K herunterbringen würde. Falls Giauque tiefere Temperaturen bekommen hat, so muss man wohl annehmen, dass entweder die verwendete Extrapolation der Suszeptibilitätskurve nicht erlaubt ist, oder dass die spezifischen Wärmen des Gadoliniumsulfats doch nicht so gross werden als Kürti annimmt.

Heliumverflüssigung mit Arbeitsleistung[1])

von F. Simon (Breslau).

Die wirksamste Methode zur Temperatursenkung besteht darin, dass man ein Gas sich unter Arbeitsleistung ausdehnen lässt. Da die Benützung von Kolben und Zylinder zu diesem Zwecke bei tiefsten Temperaturen infolge technischer Unmöglichkeit ausscheidet, musste man zu anderen, komplizierteren Methoden greifen. Eine einmalige Entspannung, wie sie Cailletet durchgeführt hat, führt zwar lokal zu sehr starker Temperaturerniedrigung; infolge der grossen Kapazität des Wandmaterials aber erwärmt sich das System sofort wieder.

Bei sehr tiefen Temperaturen liegen die Verhältnisse nun insofern gänzlich anders, als die spezifischen Wärmen der festen Körper so klein geworden sind, dass sie gegenüber denen der Gase fast völlig verschwinden. Mit einer einmaligen Entspannung wird man also das durch die Entspannung verflüssigte Gas verflüssigt halten können.

---

[1]) F. Simon, Z. f. die gesamte Kälte-Industrie **39**, 89 (1932). F. Simon, Phys. Zeitschrift **34**, 232/33 (1933). F. Simon u. J. E. Ahlberg, Z. f. Physik **81**, 816. F. Simon, Z. Physik **81**, 824, 838 (1933).

Auf diese Weise ergibt sich insbesondere für die Heliumverflüssigung ein sehr einfaches Verfahren. Man komprimiert Heliumgas in ein Gefäss, kühlt es auf die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs ab, isoliert das System thermisch und lässt das Gas sich jetzt entspannen. Natürlich kann man dies nicht, wie bei CAILLETET, durch Zurückweichen einer Flüssigkeitsoberfläche vonstatten gehen lassen. Es genügt aber, die Entspannung so vorzunehmen, dass man einfach das Gas mit Hilfe eines aussen befindlichen Ventils abblasen lässt. Auf diese Weise kann man mit sehr einfachen Mitteln in kurzer Zeit genügende Mengen Helium verflüssigen, um viele Stunden im Temperaturgebiete des flüssigen Heliums arbeiten zu können. Da die benötigten Heliummengen sehr gering sind, kommt man ohne Kompressor aus, benutzt vielmehr die jetzt leicht erhältlichen mit komprimiertem Helium gefüllten Bomben.

Der Vortragende gibt Einzelheiten einiger Apparaturen an, die sowohl Demonstrations- wie Arbeitszwecken dienen. Schliesslich beschreibt er noch einen Apparat, mit dem man von der Temperatur der flüssigen Luft ausgehend, Helium verflüssigen kann. Dieser Apparat besitzt zwei Stufen: Als erste eine Wasserstoffverflüssigungsstufe, die aus einer Miniatur-Linde-Apparatur besteht (Betrieb mit Wasserstoff aus einer gewöhnlichen Bombe), und zweitens einer Heliumstufe der oben beschriebenen Art. Mit einer solchen Apparatur kann man also im Heliumgebiet auch in solchen Laboratorien arbeiten, in denen nur flüssige Luft zur Verfügung steht.

II. Vorträge über die Kernphysik und die Kosmische Strahlung.

Über das magnetische Moment des Protons

von O. Stern (Hamburg).

Die Versuche, über die ich hier berichte, sind von Herrn Dr. Frisch, Dr. Estermann und mir ausgeführt.

Das Elektron hat einen Spin vom Betrage

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$$

und ein magnetisches Moment vom Betrage

$$2 \frac{e}{2 m_e c} \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} = 1 \text{ Bohrsches Magneton.}$$

Das Proton hat ebenfalls einen Spin vom Betrage

$$\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} .$$

Man sollte daher beim Proton ein magnetisches Moment vom Betrage

$$2 \frac{e}{2 m_p c} \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} = \frac{1}{1840} \text{ Bohrsches Magneton} = 1 \text{ Kernmagneton}$$

erwarten.

Die einzige zur Messung dieses Momentes zurzeit anwendbare Methode dürfte wohl die Ablenkung von H_2-Molekularstrahlen im inhomogenen Magnetfeld (Stern-Gerlach-Versuch) sein. Im H_2-Molekül sind die Spins der beiden Elektronen antiparallel gerichtet und heben einander auf. Das trotzdem vorhandene magnetische Moment des H_2-Moleküls hat zwei Ursachen: 1. Die Rotation des ganzen Moleküls, die wie ein Kreisstrom ein magnetisches Moment hervorruft, und 2. die magnetischen Momente der beiden Protonen.

Beim Para-Wasserstoff sind die Spins der beiden Protonen ebenfalls (wie die der beiden Elektronen) antiparallel gerichtet und heben einander auf, so dass nur das von der Molekülrotation herrührende magnetische Moment übrig bleibt. Bei tiefer Temperatur (flüssige Luft-Temperatur) befinden sich praktisch alle

Moleküle im Rotationsquantenzustand 0 und sind daher unmagnetisch. Dies konnte durch den Versuch bestätigt werden. Bei höheren Temperaturen befindet sich ein Bruchteil der Moleküle, der nach dem Boltzmann'schen e-Satz berechnet werden kann (bei Zimmertemperatur etwa die Hälfte) in höheren Quantenzuständen, hauptsächlich im 2. Rotationszustand. Man kann daher aus der Ablenkung von Molekularstrahlen aus Para-Wasserstoff bei Zimmertemperatur dieses Rotationsmoment bestimmen. Aus den Versuchen ergab sich ein Wert von 0,8—0,9 Kernmagnetonen pro Rotationsquant.

Beim Ortho-Wasserstoff ist der niedrigste mögliche Rotationszustand der einquantige, daher verschwindet das Rotationsmoment auch bei den tiefsten Temperaturen nicht. Man kann daher das magnetische Moment der beiden im Ortho-Wasserstoffmolekül parallel gerichteten Protonen nur zusammen mit dem Rotationsmoment messen. Da das letztere jedoch aus den Versuchen mit reinem Para-Wasserstoff bekannt ist, lässt sich das magnetische Moment des Protons aus Ablenkungsversuchen an Strahlen aus Ortho-Wasserstoff bzw. gewöhnlichem Wasserstoff, der aus 75% Ortho- und 25% para-Wasserstoff besteht, bestimmen. Es ergaben sich fünf Kernmagnetonen für die zwei parallel gerichteten Protonen, d. h. 2,5 (und nicht 1) Kernmagnetonen für das Proton.

Dieses Ergebnis ist ausserordentlich überraschend; es konnte jedoch durch zahlreiche Versuche unter verschiedenen Versuchsbedingungen mit einer Fehlergrenze von höchstens 10% bestätigt werden.

Propriétés et conditions des neutrons

par F. Joliot (Paris).

C'est un fait maintenant bien établi que les noyaux de certains atomes légers émettent un rayonnement de neutrons lorsqu'on les bombarde avec des rayons α suffisamment rapides. Nous nous représentons actuellement le neutron comme une particule non chargée de masse voisine de 1 et de dimensions très petites. Dans son passage à travers la matière, il ne produit sensiblement pas d'ionisation le long de sa trajectoire, sauf quand il remonte un noyau atomique à une distance assez faible pour lui communiquer par choc élastique une énergie suffisante pour le mettre en mouvement. Ces chocs sont rares étant donné les faibles dimensions et on comprend pourquoi une telle particule puisse traverser de grandes épaisseurs de matière. Parfois, le choc contre un noyau

n'est pas élastique, il peut y avoir capture du neutron et transmutation du noyau avec émission d'une particule α ou H. L'absorption des neutrons résulte de deux processus différents, d'une part, l'absorption vraie correspondant à la perte d'énergie à la suite d'un choc contre les noyaux (d'autant plus élevée que le noyau est plus léger) et, d'autre part, l'absorption par diffusion.

Ces principales propriétés permettent de caractériser la présence des neutrons dans un rayonnement complexe. Nous employons la méthode d'ionisation et nous comparons l'absorption du rayonnement à identifier dans des écrans légers et dans des écrans d'éléments lourds. Il sera certain que le rayonnement se composera en grande partie de neutrons lorsque, à masses superficielles égales, la paraffine, par exemple, absorbera plus que le plomb.

On peut encore observer les effets individuels de projection des noyaux dans un compteur par la méthode des trajectoires de brouillard de Wilson. L'énergie cinétique des neutrons émis par une substance est déterminée en mesurant l'énergie maximum des protons qu'ils peuvent projeter (la masse du neutron est voisine de celle du proton). Dans la plupart des cas, le rayonnement de neutrons émis par un élément léger est accompagné d'un rayonnement γ. L'énergie des photons émis est déterminée, soit par l'étude de l'absorption au moyen de compteurs, soit par l'étude des électrons Compton qu'ils projettent (méthode de Skobelzyne).

Nous avons reporté sur le tableau 1 ci-après les énergies des neutrons et des photons actuellement connues émis par les éléments légers.

a) Conditions d'émission des neutrons.

La méthode d'étude que nous avons utilisée consiste à mesurer l'ionisation produite par le rayonnement dans le méthane, gaz qui a l'avantage d'augmenter beaucoup l'effet des neutrons (projection d'hydrogène) et de diminuer l'effet des rayons γ. La substance étudiée est étendue sur une calotte sphérique, dont le centre est occupé par une source de 150 millicuries de Po. On fait varier la pression du gaz entre la source et la substance, de façon à irradier celle-ci par des rayons α de différentes énergies. L'énergie maximum des rayons α employée est $5{,}25 \times 10^6$ eV. Les courbes ci-jointes représentent les résultats obtenus pour le bore et le glucinium. La courbe relative à Be est conforme à celle obtenue par Rasetti au moyen d'un compteur paraffiné

intérieurement. Les courbes en pointillés, obtenues par BECKER et BOTHE, sont relatives à l'excitation des rayons γ. La forme de ces courbes et surtout celle des dérivés, mettent en évidence des maximum d'excitation correspondant probablement à l'émission de groupes de neutrons monocinétiques due à des phénomènes de résonance. Pour Be, il y a un groupe de résonance pour une énergie W_α de la particule α égale, $2{,}6 \times 10^6$ eV, lorsque W_α est plus grande que $3{,}2 \times 10^6$ eV, la particule franchit la barrière de potentiel du noyau ($E_b \sim 3{,}5 \times 10^6$ eV) et l'intensité augmente rapidement. Il existe de même un groupe de résonance des rayons γ

Tableau 1.

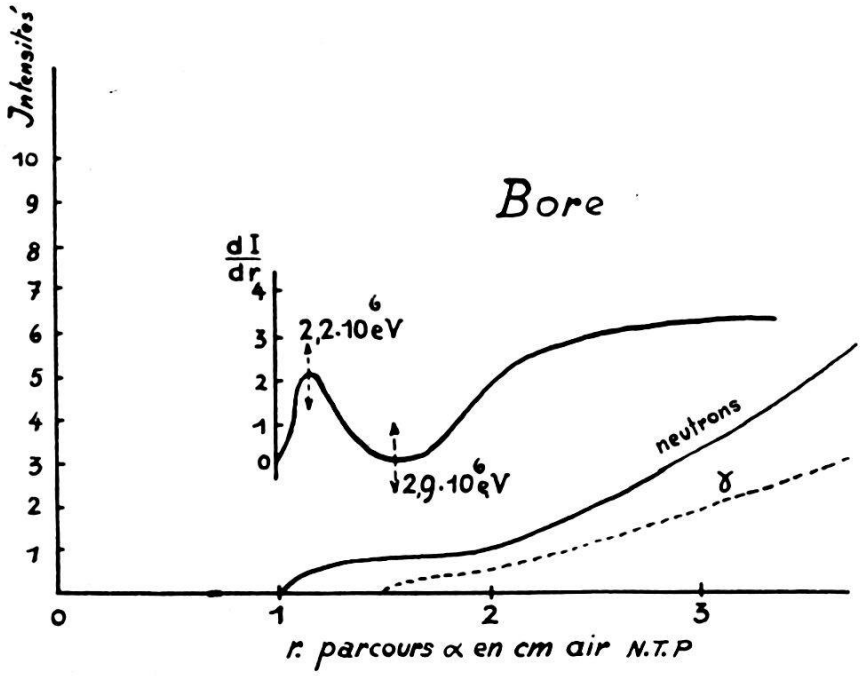
Noyau		Energies en électron-volts
Be_9	ω	2 groupes $4{,}5 \times 10^6$ et 8×10^6 eV
	γ	5×10^6
B_{11}	ω	$3{,}25 \times 10^6$
	γ	3×10^6
Li_7	ω	0,3 à $0{,}5 \times 10^6$
	γ	$< 10^6$ eV
F_{19}	ω	$\sim 5 \times 10^6$
	γ	$1{,}3 \times 10^6$
Na_{23}	ω	$< 3 \times 10^6$
	γ	? extrêmement probable
Mg_{26}	ω	très pénétrants
	γ	
Al_{27}	ω	$\sim 10^6$
	γ	$\sim 0{,}9 \times 10^6$
N	γ	$\sim 0{,}6 \times 10^6$
Carbone, hydrogène, soufre, oxygène, uranium		rien

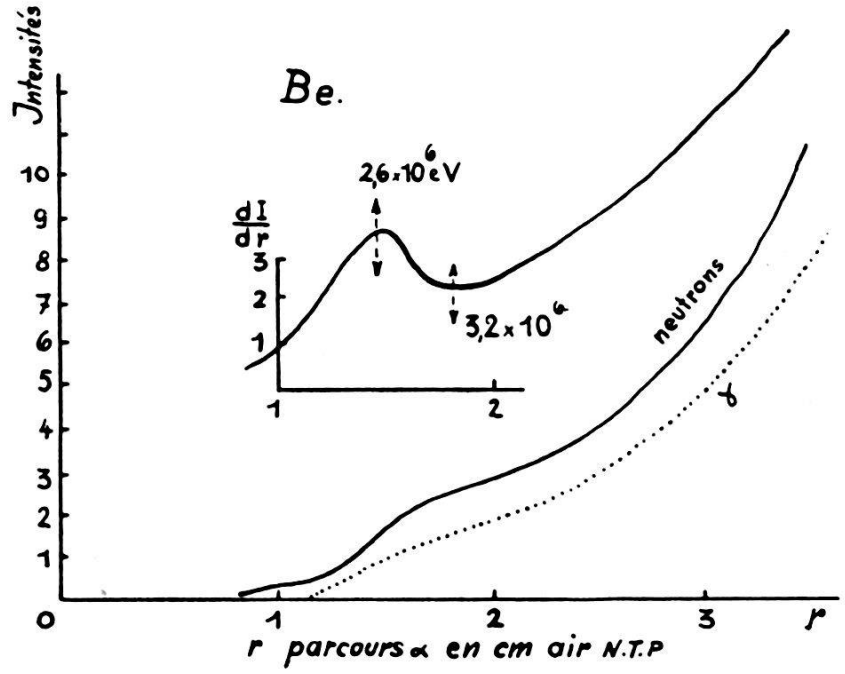
correspondant à la même énergie W_α. Ceci montre que l'émission des rayons γ et celle des neutrons sont en relation étroite.

Pour le bore, il existe un groupe de résonance de neutron pour $W_\alpha = 2{,}2 \times 10^6$ eV et lorsque W_α est plus grande que $2{,}9 \times 10^6$ eV, l'intensité croît rapidement ($E_b \sim 4 \times 10^6$ eV).

L'excitation des rayons γ a sensiblement la même allure, bien que l'on ne distingue pas clairement le maximum d'excitation à $2{,}2 \times 10^6$ eV, ceci tient probablement au manque de précision dans cette région, l'intensité étant très faible.

Les formes des courbes pour le début de l'émission des neutrons sont différentes pour Be et B. Pour Be, il ne semble pas y avoir de limite inférieure pour W_α, dans nos conditions l'intensité devient suffisante pour être mesurée lorsque $W_\alpha = 1{,}3 \times 10^6$ eV. Dans le cas du bore, il faut pour que l'émission commence que





l'énergie W_α soit égale à 2×10^6 eV. Le tableau ci-dessous reproduit les résultats obtenus pour Li, F, Al. Dans ces cas, les intensités sont trop faibles pour obtenir les courbes analogues aux précédentes et nous ne donnons que les énergies minima des rayons α pour les débuts d'émission des neutrons et des rayons γ.

Eléments	W_α minima pour l'émission des photons	W_α minima pour l'émission des neutrons
Li	3×10^6 eV	5×10^5 eV
F	10^5 eV	$2{,}6 \times 10^6$ eV
Al	?	5×10 eV

Dans le cas du lithium et du fluor, l'émission des rayons γ commence avant celle des neutrons. Nous pensons que cette émission correspond à un phénomène d'excitation sans capture de la particule α.[1])

b) Réactions nucléaires.

On admet, en général, que pour Be, B, Li l'émission des neutrons ω correspond aux réactions nucléaires suivantes:

$$1)\ Be_9 + \alpha = C_{12} + \omega$$
$$2)\ B_{11} + \alpha = N_{14} + \omega$$
$$3)\ Li_7 + \alpha = B_{10} + \omega\,.$$

C'est en utilisant la réaction (2) que CHADWICK a calculé la masse du neutron. On a:

$$B_{11} + \alpha + W_\alpha = N_{14} + \omega + W_N + W_\omega.$$

W_N et W_ω étant les énergies de recul de l'azote et l'énergie cinétique du neutron. En supposant qu'à l'émission du groupe le plus rapide de neutrons, ne correspond pas d'émission de photons, on trouve: $\omega = 1{,}0065$ (He = 4). CHADWICK suppose que le neutron est le résultat de l'association d'un proton et d'un électron négatif et qu'il doit avoir une masse inférieure à celle du proton. Nous avons calculé l'énergie minima de la particule α pour que la réaction (2) soit possible, et nous avons trouvé $W_\alpha = 2 \times 10^6$ eV en excellent accord avec l'expérience (ce calcul ne fait pas intervenir les masses exactes des différents termes, mais l'énergie des neutrons correspondant aux rayons α d'énergie maximum).

Examinons maintenant le cas du glucinium. On a

$$Be_9 + \alpha + W_\alpha = C_{12} + \omega + W_{C_{12}} + W_\omega$$

[1]) Dans le cas du fluor, M. SAVEL à l'Institut du Radium de Paris a trouvé, pour les photons, la limite reportée sur le tableau. Ce rayonnement γ ne peut correspondre à l'émission des groupes de protons de transmutation, le moins rapide de ceux-ci n'étant émis que pour une énergie minima des rayons α beaucoup plus élevée que 10^6 eV.

en posant $\omega = 1{,}0065$ et $W_\alpha = 0{,}0056$ unité de masse, le bilan énergétique est positif et correspond à une libération d'énergie de 12×10^6 eV. Cette valeur élevée résulte de la valeur 9,011 pour la masse de Be déterminée récemment par BAINBRIDGE. Si l'on suppose que le noyau Be est composé de deux particules et d'un neutron, la masse maximum de Be est alors $2 \times 4 + 1{,}0065 = 9{,}0065$ inférieure à 9,011, il en résulterait qu'une des particules α n'est pas formée à l'intérieur de ce noyau et, de plus, ce noyau devrait être instable, ce qui constitue une grande difficulté. D'autre part, si des neutrons peuvent être émis sans photons associés, on devrait observer un groupe de neutrons de 12×10^6 eV. Or, nous avons mis en évidence un groupe, le plus rapide, de 8×10^6 eV. Il faudrait donc admettre qu'en même temps, il y a émission de photons de 5×10^6 eV. La somme des énergies est de 13×10^6 eV qui n'est pas éloignée de la limite prévue. La réaction serait: $Be_9 + \alpha = C_{12} + \omega + h\nu$.

Cependant, il est possible que ces calculs soient fortement erronés, car ils reposent sur la valeur de la masse du neutron et nous verront, par la suite, qu'il y a de fortes raisons de croire que celle-ci est notablement plus élevée.

Pour le lithium, la réaction $Li_7 + \alpha = B_{10} + \omega$ exige une masse de Li_7 plus élevée que celle qui est actuellement admise. En utilisant la limite de 5×10^6 eV pour l'énergie de la particule α nécessaire pour que la réaction ait lieu, on trouve

$$Li_7 = 7{,}011 \ (He = 4) \text{ au lieu de } 7{,}008.$$

Cette valeur s'accorde assez bien avec celle que l'on peut déduire de la réaction $Li_7 + \pi = 2\alpha$ (π = proton) envisagée par COCKROFT et WALTON.

Les cas du fluor, sodium, aluminium, sont particulièrement intéressants, car, pour la première fois, nous arrivons à des éléments qui peuvent subir des transmutations, soit avec émission de neutrons, soit avec émission de protons. Ces noyaux diffèrent seulement d'une particule α et ont des propriétés nucléaires analogues. On ne connaît pas d'isotopes de ces éléments. Les réactions nucléaires avec émission de protons π sont les suivantes:

$$\begin{aligned} &1)\ F_{19} + \alpha = Ne_{22} + \pi \\ &2)\ Na_{23} + \alpha = Mg_{26} + \pi \\ &3)\ Al_{27} + \alpha = Si_{30} + \pi\,. \end{aligned}$$

Nous avons supposé que les réactions avec émission de neu-

trons sont très semblables, mais il faut retrancher un électron aux seconds membres, on aurait

$$\begin{aligned} &4)\ F_{19} + \alpha = Ne_{22} + \omega - e \\ &5)\ Na_{23} + \alpha = Mg_2 + \omega - e \\ &6)\ Al_{27} + \alpha = Si_{30} + \omega - e\,. \end{aligned}$$

On voit facilement que la différence des énergies $W_2 - W_1$ des neutrons et des protons émis par un de ces éléments est de la forme

$$W_2 - W_1 = \pi + e - \omega\,.$$

Elle est égale à la différence entre la masse de l'atome d'hydrogène et celle du neutron. D'après les valeurs précédentes, on a: $\pi + e - \omega = 7 \times 10^{-4}$ unités de masse, c'est-à-dire $0{,}65 \times 10^6$ eV. Les protons les plus rapides correspondent à F et Al, d'une part, Na d'autre part, ont des énergies de 7×10^6 eV et 6×10 eV; il faudrait donc, en particulier, que les neutrons du fluor et de l'aluminium aient une énergie de l'ordre de 8 à 7×10^6 eV. Or, si cela n'est pas impossible, dans le cas du fluor, c'est tout à fait impossible dans le cas de l'aluminium.

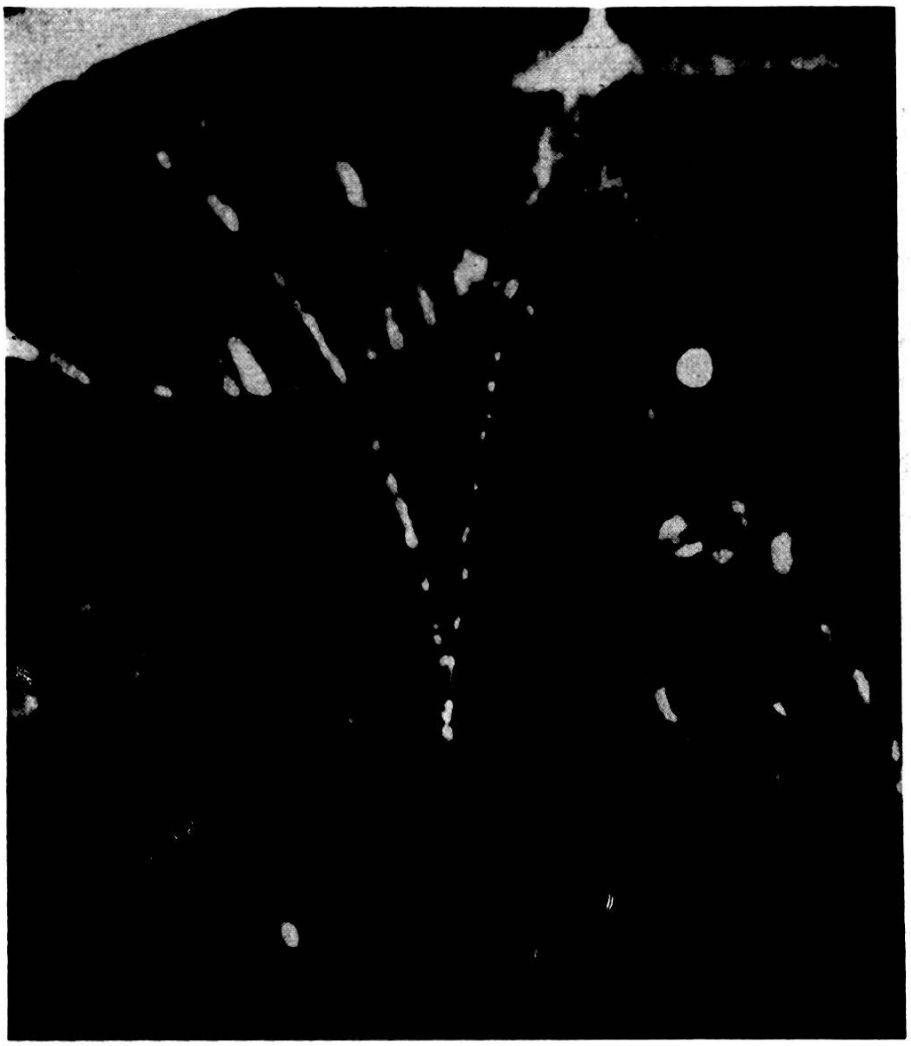
Comme on n'a pas signalé de groupes de photons d'énergie très élevée que l'on puisse associer aux neutrons pour compléter le déficit d'énergie dans le cas de Al, il y a là un désaccord. Ou bien la réaction nucléaire envisagée est inexacte, ou bien la masse du neutron que l'on a utilisée est trop faible. Il faudrait qu'elle soit supérieure à la masse de l'atome d'hydrogène. Cette dernière supposition est rendue possible à la suite de recherches récentes dont l'exposé sera fait dans ce qui va suivre.

Origine des électrons positifs

par F. Joliot (Paris).

Depuis les expériences récentes de Anderson, Blackett et Occhialini, on sait que le rayonnement cosmique est capable, en traversant la matière, de provoquer l'émission de rayons très semblables à des électrons dont la charge serait positive. Blackett et Occhialini suggérèrent aussitôt après leurs expériences que l'interprétation de certains phénomènes déjà observés pourraient être facilitée en admettant l'existence d'électrons positifs. Ces phénomènes sont, d'une part, l'absorption anormale des rayons γ pénétrant par les éléments lourds et, d'autre part l'émission d'électrons de grande énergie semblant se diriger, s'ils sont négatifs,

vers les sources de neutrons et de rayons γ très pénétrants. C'est ce second phénomène que nous avions mis en évidence il y a environ un an, dont l'étude fût d'abord reprise. Mlle L. Meitner et K. Phillip, Chadwick, Blackett et Occhialini ont confirmé l'existence du phénomène et ont montré, en plaçant une lame de plomb dans la chambre de l'appareil Wilson, que des électrons courbés par le champ magnétique dans le sens d'une charge posi-



Photographie 1. Electron + et — issues du gaz de l'appareil Wilson.

tive, sortaient du plomb lorsqu'on irradie celui-ci avec le rayonnement émis par une source de Po + Be. Mme Joliot et moi-même, nous avons repris nos anciennes expériences et nous avons montré que si l'on remplace l'écran de plomb par un écran d'aluminium, le nombre des électrons positifs observés diminue considérablement. Dans le cas de l'écran de plomb, on observe 40 électrons positifs pour 100 électrons négatifs, cette proportion passe à 5% avec l'écran d'aluminium, toutes les autres conditions restant les mêmes. La courbe de distribution des énergies des

électrons négatifs est la même que celle que nous avons déjà publiée, celle des électrons positifs descend rapidement à partir d'une énergie de 2×10^6 eV. L'électron positif le plus énergique a une énergie de 4×10^6 eV.

Nous avons comparé une série de radiateurs Al, Cu, Pb, Ur et *la proportion des électrons positifs augmente avec le poids atomique.*

Photographie 2. Electron positif de transmutation et proton de transmutation de Al.

Le rayonnement utilisé est complexe et il fallait savoir si l'émission des électrons positifs est provoquée par les neutrons ou les photons. Des expériences d'absorption du rayonnement primaire montre que ce sont en majeure partie les photons qui sont responsables de l'émission des électrons positifs. Ceci rendrait très

plausible l'hypothèse suivant laquelle l'absorption supplémentaire des rayons γ par les noyaux lourds correspondrait à l'émission des électrons positifs. Simultanément, L. Meitner, K. Phillip et nous-mêmes, nous avons montré que les rayons γ de ThC'', d'énergie quantique $2{,}65 \times 10^6$ eV, provoqaient l'émission d'électrons positifs en traversant une lame de plomb. La courbe de distribution des énergies de ces électrons descend rapidement à partir de $0{,}8 \times 10^6$ eV. La proportion des électrons positifs observés dans notre cas est de 8 pour 100 électrons négatifs.

Nous pensons que lorsqu'un photon d'énergie élevée supérieure à $1{,}02 \times 10^6$ eV rencontre un noyau lourd, il peut disparaître en créant deux électrons, l'un négatif, l'autre positif. Le reste du quantum $h\nu - 1{,}02 \times 10^6$ eV est employé comme énergie cinétique de ces électrons et peut être comme énergie d'un quantum diffusé.

En fait, on n'a pas observé d'électrons positifs dont l'énergie dépasse la valeur $h\nu - 1{,}02 \times 10^6$ eV. Les expériences montrent que le partage le plus probable de l'énergie entre les deux électrons créés correspond à l'égalité. On observe en effet un plus grand nombre d'électrons positifs dont l'énergie satisfait à la relation

$$\frac{h\nu - 1{,}02 \times 10^6}{2}$$

c'est-à-dire 2×10^6 et $0{,}8 \times 10^6$ pour $h\nu = 5 \times 10^6$ eV (Po $\times$ Be) et $h\nu = 2{,}65 \times 10^6$ eV (ThC'').

Ces électrons pourraient être appelés « électrons de matérialisation ». Nous avons récemment mis en évidence une autre origine des électrons positifs.

Si l'on irradie une feuille d'aluminium fermant un orifice ménagé dans la chambre d'un appareil Wilson, par des rayons α du polonium (20 millicuries), on observe une émission d'électrons positifs. Une série d'expériences nous a montré que ces électrons sont dus à l'action des rayons α sur l'aluminium. Le phénomène a lieu avec le bore et le béryllium et n'a pas lieu avec le lithium et l'argent.

L'énergie moyenne des électrons positifs émis par Al est voisine de $1{,}6 \times 10^6$ eV. Dans le cas de l'aluminium, nous pensons que la réaction est la suivante:

$$Al_{27} + \alpha = Si_{30} + \omega + \varepsilon \quad (\varepsilon = \text{électron positif}).$$

Nous remarquons que c'est la réaction déjà écrite précédemment

relative à l'émission des neutrons. On avait posé $Al_{27} + \alpha = Si_{30} + \omega - e$ (e = électron négatif). On observe quelques électrons ayant des énergies de l'ordre de 2 à 3 $\times 10^6$ eV. Le rendement est considérable, environ 1 électron positif pour 10^6 particules α.

Pour le bore la réaction serait $B_{10} + \alpha = C_{13} + \omega + \varepsilon$. Nous supposons que, parfois, à la place d'un proton, sont émis un neutron et un électron positif. Cette considération conduirait à admettre que le proton est complexe et résulterait de l'association d'un neutron et d'un électron positif.

Le cas de Be soulève, cependant, une difficulté, car ses noyaux n'émettent pas de protons de transmutation. Nous pensons, que dans ce cas, l'origine des électrons positifs est différente. Le noyau Be_9 peut émettre un photon qui subit un effet de conversion interne nucléaire et créé deux électrons de charge opposée.

On aurait:

$$Be_9 + \alpha = C_{12} + \omega + h\nu$$

ou bien

$$Be_9 + \alpha = C_{12} + \omega + e + \varepsilon$$

et il n'est peut-être pas audacieux de penser à une troisième éventualité

$$Be_9 + \alpha = C_{12} + \omega + (e + \varepsilon)\,,$$

le terme entre crochets étant un corpuscule neutre de masse voisine de celle de l'électron, ce serait un neutrino de Pauli. Remarquons qu'il y a de grandes difficultés pour distinguer cette particule, si elle existe, d'un rayonnement de photons de grande énergie.

Remarque. Si l'on attribue le groupe de neutrons le plus rapide du bore à la réaction $B_{10} + \alpha = C_{13} + \omega + \varepsilon$ au lieu de $B_{11} + \alpha = N_{14} + \omega$, on calcule une masse du neutron plus élevée que celle de l'atome d'hydrogène. On trouve $\omega = 1{,}012$. Cette valeur convient parfaitement pour la stabilité de Be. On a, en effet, $Be = 2\alpha + \omega$ la masse maximum est $2 \times 4 + 1{,}012 = 9{,}012$ et la masse donnée par Bainbridge est 9,011.

The positive Electron

by P. M. S. Blackett (Cambridge).

1. The first use of the Cloud Chamber of C.T.R. Wilson for the study of Penetrating Radiation was made by Skobelzyn in 1929. Since then the method has found increasing application in this field.

In particular the results of both ANDERSON and of KUNZE have shown that about half the tracks are curved one way by a magnetic field and half the other. On the reasonable assumption that the particles were mainly moving downwards, about half must have been negatively charged and half positively charged. Since the ionisation along the track was approximately the same as that along the track of a fast β-particle, the negatively curved tracks were easily identified as due to negative electrons of very high energy. The energies of the particles, as deduced from the curvature of their tracks in a magnetic field of about 17,000 gauss extend from a few million to nearly 10^{10} volts, the mean energy being of the order of a few hundred million volts.

The positively curved tracks were first attributed, both by ANDERSON and KUNZE, as due to protons, but this view raised great difficulties in connection with the ionisation along the tracks. However in September 1932, ANDERSON reported in a letter to „Science" that he had found some tracks which appeared to be due to a new type of positively charged particles with a mass much less than the mass of a proton. The direction of motion of the particles was determined by allowing them to pass through a lead plate in the chamber. Further experiments soon put the existence of these „positive electrons" beyond doubt.

2. The difficulty of the Cloud method for studying the Penetrating Radiation lies in the rarity of the rays; only about one fast particle falls on 1 sq. cm. per minute, so that on only a small fraction of cloud photograph are such tracks found. Nearly two years ago a new technique was attempted by BLACKETT and OCCHIALINI, by which it was hoped to make the fast particles take their own photographs by making use of a pair of Geiger-Müller Counters, which were to actuate a relay and so were to cause the expansion. This technique proved successful, so that the tracks of fast particles were found on 75% of the photographs. The tracks so obtained have a real breadth due to the diffusion of the ions during the time from their formation to the end of the expansion. But since this time was made very small, about $^1/_{100}$ seconds, the breadth is only about 1 mm and so does not seriously impair the accuracy of measurement. The magnetic field used was only 3000 gauss so that only some of the particles were appreciably deflected, but the results, as far as they went, were in agreement with the experiments of ANDERSON and KUNZE.

A consideration of the ionisation and range of proton and electron tracks shows that it is easy to distinguish the two except when the energy of the particles is very great. Many tracks were

found which, from their curvature appeared to be due to positively charged particles, but which certainly were not protons, as the ionisation along them was far too small, and their range too great. In fact the positively charged particles appeared to ionise exactly the same as negative electrons. It was therefore necessary to conclude that their mass and charge were nearly the same numerically as the mass and charge of a negative electron.

3. On many of the photographs were found not one, but a number of tracks. SKOBELZYN had previously reported as many as four on one photograph. Among 600 photographs taken by the automatic method BLACKETT and OCCHIALINI found four photographs showing over twenty tracks, mostly of high energy. In many cases, some of these tracks appeared to diverge from a single point or small region as if the particles were formed as a result of some kind of nuclear explosion. The particles producing these showers appeared to be mainly negative and positive electrons. These showers appeared to provide a possible explanation of the bursts of ionisation observed by HOFFMANN and others, but calculation shows that the showers so far observed would hardly cause as much ionisation as is observed in a typical ionisation burst.

4. If positive electrons are produced in collision processes by penetrating radiation it appeared likely that they would be produced by other kinds of energetic collisions. This view was soon verified by CHADWICK, BLACKETT and OCCHIALINI, by MEITNER and PHILIPP and by CURIE and JOLIOT. When the complex radiation from Beryllium, when bombarded by alpha particles, fell on heavy elements, positive electrons are produced.

Further it was shown by ANDERSON and by CURIE and JOLIOT that positive electrons are produced in lead by the filtered gamma rays from ThC″. Since the radiation in this case is known to be nearly homogeneous and to have an energy of 2.6×10^6 volts, this case is one of great simplicity and so of exceptional theoretical importance for the elucidation of the nature of the positive electron.

In some recent work OCCHIALINI, CHADWICK and BLACKETT have determined the distribution in energy of the positive and negative electrons in this case. As was to be expected the main group of negative electrons has a maximum energy of 2.4×10^6 volts corresponding to the Compton recoil electron projected forward. On the other hand the positive electrons have a maximum energy of about 1.6×10^6 volts. This value agrees very closely with that expected if the process giving rise to the positive electrons is the creation, probably in the neighbourhood of a

nucleus, of a pair of positive and negative electrons. For in this case the maximum energy of a positive electron should be $h\nu - 2mc^2$, which, since $2mc^2 = 1.01 \times 10^6$ volts for the electronic mass, gives 1.62×10^6 volts as the maximum possible energy of such positive electrons.

In such a process of twin birth, electric charge is conserved; since experiment suggests that energy is also conserved, so must momentum also. In order to conserve angular momentum during the process it is necessary that the spin of the positive electron should be the same as that of a negative electron, that is $\frac{1}{2} h/2\pi$. If this is so, the positive electrons will obey the Fermi-Dirac statistics and processes of the simultaneous annihilation of positive and negative electrons are likely to occur.

An alternative view, suggested by Elsasser, is that the positive electron has a spin of 0 or 1 and so obeys the Einstein Bose statistics. In this case it could remain a permanent constituent of atomic nuclei, but, owing to its different spin, it could neither be born or die in association with a negative electron. The evidence, however, of the experiment with the Thorium gamma radiation is strongly in favour of the first hypothesis.

5. In fact these experimental results are in qualitative agreement with the prediction of Dirac's theory for dealing with the difficulty of the negative kinetic energy quantum states. This theory leads to the prediction of the existence of positive electrons which are the mirror image of the negative electrons, and which should be produced in pairs during collision processes where the energy is great enough. Further Oppenheimer has reported that Dirac's theory leads to rough quantitative agreement with the experiment.

In view of these results it seems very probable that the main part of the anomalous absorption of gamma rays by heavy elements is due to the creation of positive electrons and the main part of the scattered radiation to their annihilation.

Über die Wirkungen der Ultrastrahlung auf die Materie

von Bruno Rossi (Padova).

Voriges Jahr hatte ich durch eine Koinzidenzmethode nachgewiesen, dass die Ultrastrahlung in der Materie eine sekundäre Korpuskularstrahlung erzeugt. Nach den schönen Versuchen von Blackett und Occhialini wissen wir heute, dass diese Sekundär-

strahlung in gewissen Kernprozessen entsteht, bei denen Gruppen von mehreren Teilchen auf einmal erzeugt werden. Dies kann übrigens auch durch die Koinzidenzmethode nachgewiesen werden. Stellen wir nämlich drei Geiger-Müller'sche Zählrohre so zueinander, wie in der Fig. 1 dargestellt ist, und bringen wir eine Bleischicht darüber, in der Weise, dass nur *drei* aus dem Blei austretende Teilchen eine dreifache Koinzidenz hervorrufen können,

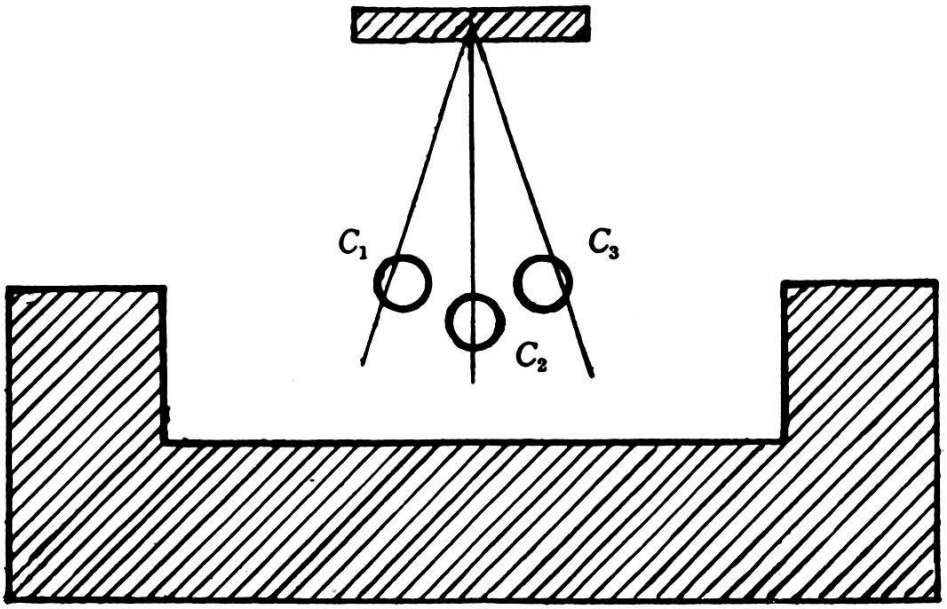


Fig. 1.

dann beobachten wir zahlreiche dreifache Koinzidenzen; ihre Häufigkeit, als Funktion der Schichtdicke gemessen, nimmt zunächst zu, geht über ein Maximum bei etwa 20 g/cm² und nimmt dann wieder ab (vgl. Tabelle 1).

Tabelle 1.

Schirmdicke in g/cm²	0	7	14	21	28	35	73,5
Versuchsdauer in Minuten	901	856	872	867	855	855	865
Beobachtete Koinzidenz	132	256	365	384	351	296	199
Koinzidenz pro Stunde	8,8 ± 0,76	17,9 ± 1,1	25,0 ± 1,3	26,6 ± 1,4	24,5 ± 1,3	20,8 ± 1,2	13,8 ± 1

Die Abhängigkeit der Koinzidenzhäufigkeit von der Schichtdicke ist also dieselbe, wie bei der früher angewandten Anordnung[1]) wobei schon *zwei* aus dem Blei austretende Teilchen genügten,

[1]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **82**, 151, 1933.

um eine dreifache Koinzidenz zu erzeugen (vgl. Fig. 2). Ferner habe ich folgendes beobachtet: Bei der Anordnung 1 steigt mit einer Schicht von 21 g/cm² die Anzahl der *zweifachen* Koinzidenzen zwischen c_1 und c_3 von 54 pro Stunde auf 84, d. h. um 30; die Anzahl der *dreifachen* Koinzidenzen von 8,8 auf 26,6, d. h. um 17,8; wenn wir berücksichtigen, dass die Empfindlichkeit eines Zählrohres etwa 80% beträgt, so schliessen wir, dass, wenn zwei aus dem Blei austretende Teilchen die Zählrohre c_1 und c_3 durch-

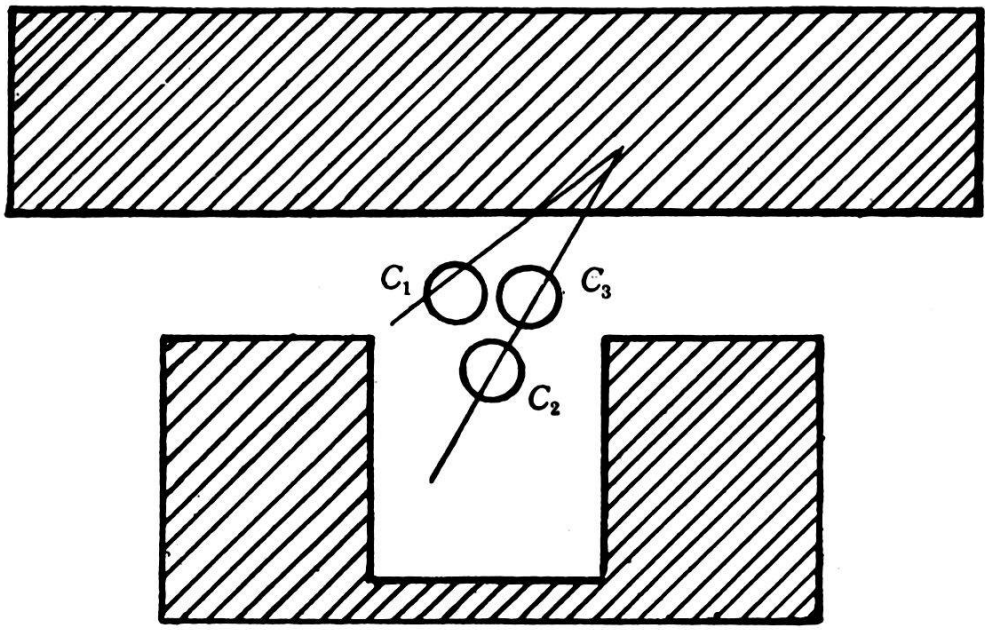


Fig. 2.

dringen, es sehr oft ein Teilchen gibt, das das mittlere Zählrohr c_2 durchdringt.

Es folgt aus dem Gesagten, dass eine dreifache Koinzidenz zwischen nicht hintereinanderliegenden Zählrohren im wesentlichen nur von einem der eben besprochenen Kernprozesse erzeugt werden kann, der in der Nähe der Zählrohre stattfindet; die dreifachen Koinzidenzen stellen also eine sehr brauchbare Methode für die Untersuchung der Häufigkeit dieser Prozesse dar. Nun möchte ich kurz die Schlüsse zusammenfassen, die aus den bisher gewonnenen Resultaten hergeleitet werden können.

1. Bringen wir über die Zählanordnung Blei-, Eisen- und Aluminiumschichten von gleicher Masse pro Flächeneinheit und dünn genug, um die Absorption sowohl der Primärstrahlung, wie auch der Sekundärteilchen, vernachlässigen zu können, so stehen die Zahlen der beobachteten Koinzidenzen (abzüglich des Nulleffektes) etwa im folgenden Verhältnis:

$$\mathrm{Pb} : \mathrm{Fe} : \mathrm{Al} = 4 : 2 : 1^{1)} .$$

[1]) Vgl. Zeitschr. f. Phys. **82**, 151, 1933.

Die Häufigkeit der Kernprozesse nimmt also stark mit abnehmendem Atomgewicht ab.

2. Wie wir schon gesagt haben, erreicht die Häufigkeit der Koinzidenzen mit Bleischirmen ein Maximum bei etwa 20 g/cm²; nach dem Maximum aber nimmt diese Häufigkeit sehr rasch ab; bei einem bestimmten Versuch z. B. war die Häufigkeit der Koinzidenzen $12{,}4 \pm 0{,}9$ pro Stunde ohne Streuschicht, $68 \pm 2{,}5$ mit 24,5 g/cm² Blei, $28{,}6 \pm 1{,}3$ mit 113,6 g/cm² Blei. Wir schliessen daraus, dass das mittlere Durchdringungsvermögen der Strahlen, die die Kernprozesse erzeugen, nur wenige Zentimeter Blei beträgt. Die unmittelbare Ursache der Kernprozesse kann also nicht die primäre Ultrakorpuskularstrahlung sein.

3. Wenn die Schichtdicke noch weiter über 113,6 g/cm² zunimmt, nimmt die Koinzidenzhäufigkeit nur *sehr langsam* ab; beim vorigen Versuch war sie z. B. bei 340,8 g/cm² noch $25{,}6 \pm 1{,}2$ pro Stunde. Die einfachste Annahme zur Erklärung dieser Erscheinung ist offenbar folgende: die Kernprozesse werden von einer Strahlung hervorgerufen, die selbst in der Materie von den primären Ultrakorpuskularstrahlen erzeugt wird. Die Versuchsresultate zeigen dann, dass die Gleichgewichtsmenge dieser Sekundärstrahlung zur primären Ultrakorpuskularstrahlung etwa drei- oder viermal so gross in der Luft als im Blei sein muss.

4. Die Sekundärstrahlung, die die Kernprozesse erzeugt, wird viel stärker von den schweratomigen Elementen, als von den leichtatomigen absorbiert. Dies wurde von beifolgendem Versuch am klarsten bewiesen. 24,5 g/cm² Blei über die Zählanordnung ergaben 70 ± 3 Koinzidenzen pro Stunde; diese Zahl wurde auf $36{,}7 \pm 1{,}5$ herabgesetzt durch eine weitere Bleischicht von 39 g/cm² über die erstere (vgl. Fig. 3a) und nur auf $52{,}3 \pm 1{,}5$ pro Stunde durch eine Aluminiumschicht von ebenso 39 g/cm² in derselben Stellung (vgl. Fig. 3b). Wir schliessen daraus (vgl. 1), dass die Sekundärstrahlen von den verschiedenen Elementen um so stärker absorbiert werden, je häufiger die Kernprozesse sind, die sie erzeugen. Die Kernprozesse selbst sind also als die Hauptursache ihrer Absorption zu betrachten.

Dies folgt übrigens auch aus der Überlegung, dass die Strahlen, die die Kernprozesse erzeugen, wenigstens einige Milliarden von Volt Energie haben müssen, und eine so grosse Energie kann nicht in wenigen Zentimetern Blei durch gewöhnliche Ionisationsprozesse absorbiert werden.

5. Die Erzeugung der Sekundärstrahlung muss wesentlich zur Absorption der primären Ultrakorpuskularstrahlung beitragen. Da letztere von den verschiedenen Elementen ungefähr massen-

proportional absorbiert wird, so schliessen wir, dass auch die Sekundärstrahlung etwa in demselben Masse in den verschiedenen Elementen erzeugt wird. Da aber ihr Durchdringungsvermögen in den leichtatomigen Elementen viel grösser ist als in den schweratomigen, so muss ihre Gleichgewichtsmenge viel grösser in den ersteren Elementen ausfallen. Wie wir gesehen haben, stimmt dieser Schluss genau mit den Experimentalresultaten überein.

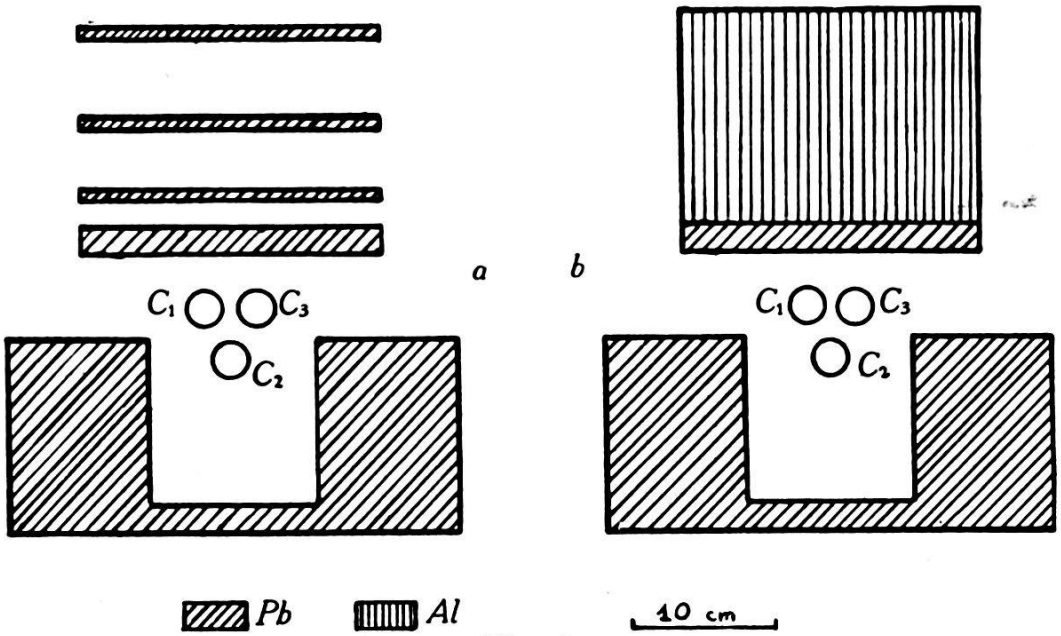


Fig. 3.

Hierbei sei noch darauf hingewiesen, dass die Übergangseffekte von Steinke und Schindler durch die obigen Resultate in allen Einzelheiten geklärt werden können.

Was schliesslich das Wesen der verschiedenen Prozesse, die wir besprochen haben, betrifft (hierüber können wir natürlich nur Hypothesen machen), so scheint es nicht unwahrscheinlich, dass die primäre Ultrastrahlung aus positiven Elektronen besteht, oder wenigstens positive Elektronen enthält, welche sich beim Auftreffen auf negative Elektronen in energiereiche Gammastrahlen umwandeln, welch letztere, beim Zusammenstoss mit den Kernen, die beobachteten Teilchengruppen erzeugen, vielleicht indem sie sich wieder in positive und negative Elektronen zersplittern.

Die künstliche Umwandlung von Magnesium durch α-Strahlen

(nach gemeinsam mit H. Klarmann ausgeführten Versuchen)

von W. Bothe (Giessen).

Für den Nachweis von schweren Atomtrümmern (Protonen) kann man mit Vorteil den 1908 von Rutherford und Geiger

angegebenen Röhrenzähler benutzen. Dieser vereinigt den Vorteil des Proportionalitätszählers von GEIGER und KLEMPERER (Unempfindlichkeit für β,γ-Strahlen) und des Geiger-Müller'schen Zählrohres (grosses zählendes Volumen). Mit der lichtstarken Anordnung, welche diese Zählmethode zulässt, wurden die Protonen untersucht, welche durch α-Strahlen verschiedener Reichweite in einer dicken Magnesiumschicht unter 90° gegen die Primärrichtung ausgelöst werden. Als Strahlenquelle diente Polonium. Bei einer α-Reichweite von 3,8 cm konnte die Absorptionskurve der ausgelösten Protonen zwischen rund 5 und 11 cm Luftäquivalent verfolgt werden, wobei sich 4 eng beieinander liegende Protonengruppen zeigten. Das Verhalten dieser Gruppen bei Verkürzung der α-Reichweite weist ziemlich deutlich darauf hin, dass wenigstens zwei davon einen ziemlich engen Anregungsbereich besitzen, was für die Realität der mehrfach diskutierten Kern-Resonanzvorgänge sprechen würde.

Über die Streuung kurzwelliger γ-Strahlen

(nach gemeinsamen Versuchen mit H. H. HUPFELD und H. KÖSTERS)

von L. MEITNER (Berlin-Dahlem).

Wenn monochromatische Wellenstrahlung als Parallelstrahlenbündel durch Materie der Schichtdicke x hindurchgeht, so wird ihre Intensität J_0 bekanntlich in der Weise geschwächt, dass die austretende Strahlungsintensität J_x durch die Gleichung gegeben ist $J_x = J_0\, e^{-\mu x}$. Der Schwächungskoeffizient μ setzt sich zusammen aus dem Streukoeffizient σ und dem Photoabsorptionskoeffizienten τ, also $\mu = \sigma + \tau$. Mit abnehmender Wellenlänge wird der Photoeffekt immer geringer gegenüber dem Streuprozess, wobei gleichzeitig an Stelle der klassischen Streuung die Comptonsche Streuung tritt.

Die Theorie der Comptonstreuung ist von KLEIN und NISHINA auf Grund der Dirac'schen relativistischen Quantenmechanik entwickelt worden. Dabei wird der Streuprozess an freien Elektronen betrachtet, d. h. die im Streuprozess den streuenden Elektronen übertragene Energie muss gross sein gegenüber der Bindungsenergie dieser Elektronen. Dann ist nach KLEIN und NISHINA der Streukoeffizient pro Elektron σ_ε für alle Materialien eine nur von der Wellenlänge λ abhängige Grösse und der Streukoeffizient σ_c für eine bestimmte Wellenlänge ist gegeben durch die Beziehung

$$\sigma_c = n\, \sigma_\varepsilon ,$$

wenn n die Zahl der im Kubikzentimeter vorhandenen Elektronen bedeutet. Die Wellenstrahlung erfährt hierbei eine Vergrösserung der Wellenlänge, die nur vom Streuwinkel abhängt. Bezeichnet λ_0 die ursprüngliche Wellenlänge in X. E., λ die nach Streuung unter dem Winkel ϑ auftretende Wellenlänge in X. E., so ist

$$\lambda = \lambda_0 + 48{,}4 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \cdot$$

Die Prüfung der Formel von Klein und Nishina ist von uns[1]) für zwei mittlere Wellenlängen von 4,7 X. E. und 6,7 X. E. durchgeführt worden. Man kann diese beiden Wellenlängen durch entsprechende Filterung der von ThC″ bzw. RaC ausgesandten γ-Strahlen erhalten.

Die Strahlenquelle wurde in einen Eisenpanzer von $69 \times 50 \times 42$ cm derart eingebaut, dass sie nach allen Seiten von mindestens 20 cm umschlossen war und die γ-Strahlen nach Filterung durch 4 cm Pb durch einen Spalt von $1 \times 1{,}2$ cm Querschnitt und 36 cm Länge austraten. In etwa 250 cm Entfernung war ein durch dicke Eisenplatten geschütztes Geiger-Müller-Zählrohr (4 cm Länge und 2 cm Durchmesser) aufgestellt, so dass der mittlere Öffnungswinkel des ausgenutzten Strahlenbündels nur 38′ betrug. Die absorbierenden Platten waren unmittelbar hinter dem Spalt angeordnet. Es wurden Absorptionskurven bis zu wenigen Prozent der Anfangsintensität aufgenommen. Die Messungen mit RaC ($\lambda = 6{,}7$ X. E.) ergaben, dass σ_ε von C bis Zn denselben Wert von $1{,}53 \,.\, 10^{-25}$ besitzt, hier also nur Comptonstreuung ohne Photoeffekt stattfindet. Für Pb ergab sich σ_ε erheblich grösser, nämlich zu $1{,}996 \,.\, 10^{-25}$.

Die Messungen mit ThC″ ($\lambda = 4{,}7$ X. E.) ergaben für C den Wert $\sigma_\varepsilon = 1{,}22 \,.\, 10^{-25}$, in sehr guter Übereinstimmung mit dem aus der Formel errechneten Wert von $1{,}235 \,.\, 10^{-25}$. Dagegen zeigt z. B. Zn schon den erheblich grösseren Wert von $1{,}386 \,.\, 10^{-25}$ und Pb ein $\sigma_\varepsilon = 1{,}74 \,.\, 10^{-25}$. Ähnliche Resultate erhielten auch andere Forscher[2]). Dass die mit steigender Ordnungszahl wachsende Abweichung vom theoretischen Wert nicht nur durch zusätzliche Photoeffekte bedingt sein kann, sieht man daraus, dass die Abweichung für die kürzere Wellenlänge schon bei leichteren

---

[1]) L. Meitner u. H. H. Hupfeld, Phys. Zeitschr. **31**, 941, 1930, u. Zeitschr. f. Phys. **67**, 147, 1931.

[2]) G. T. P. Tarrant, Proc. Roy. Soc. London (A) **128**, 345, 1930. C. Y. Chao, Proc. Nat. Ac. Amer. **16**, 141, 1930. J. C. Jacobsen, ZS. f. Phys. **70**, 145, 1931.

Elementen auftritt als für die längere und beim gleichen Element z. B. Pb für 4,7 X. E. grösser ist als für 6,7 X. E.

Wir haben daher, um etwas über den Prozess aussagen zu können, der diese zusätzliche Absorption bedingt, die unter 90° gestreute Strahlung untersucht[1]). Die Versuchsanordnung zeigt die Fig. 1. Die γ-Strahlen wurden vor Eintritt in den 20 cm langen, 2 × 1,5 cm breiten Bleikanal durch 3 cm Pb gefiltert. Sie trafen in 50 cm Entfernung auf den Streustrahler, dessen Querschnitt 3 × 3 cm etwas grösser war als der Querschnitt des

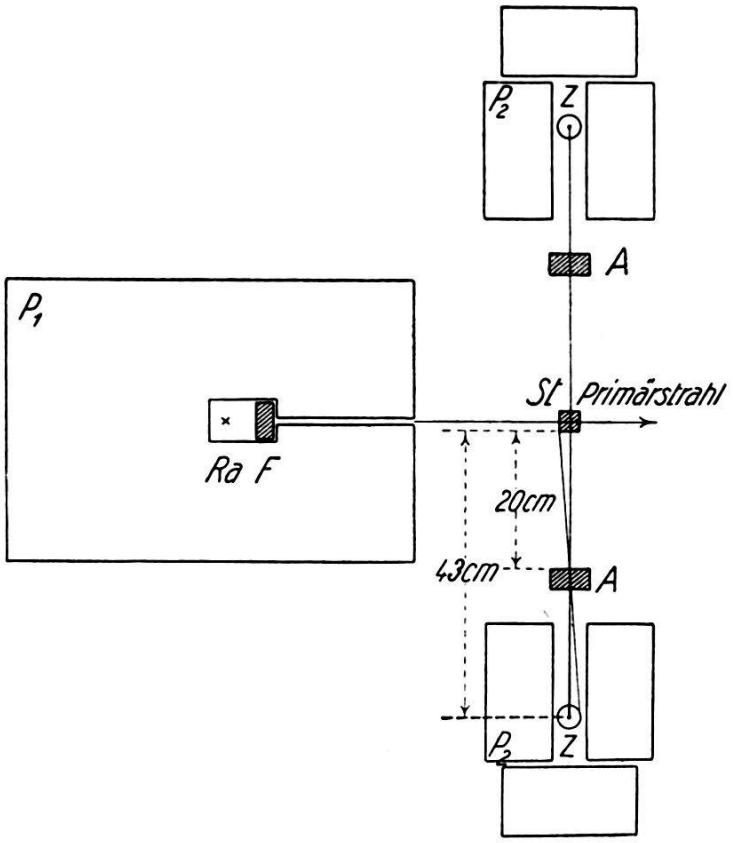


Fig. 1.

Bündels. Der Öffnungswinkel zwischen Streustrahler und Zählrohr liess nur Strahlen in das Zählrohr, die um 90° ± 3,5° gegen die Primärstrahlung gestreut waren. Für die primären Wellenlängen von 6,7 X. E. bzw. 4,7 X. E. erstreckte sich daher der Wellenlängenbereich der Comptonstrahlung von 32,5 — 29,6 X. E. bzw. 30,5 — 27,6 X. E. Als Streustrahler dienten Fe und Pb.

Die Messresultate für Ra (6,7 X. E.) sind in der Fig. 2 wiedergegeben, die für ThC″ (4,7 X. E.) in der Fig. 3, in der sich Kurve *a* auf Eisen, Kurve *b* auf Pb als Streuer bezieht.

---

[1]) L. Meitner u. H. Hupfeld, ZS. f. Phys. **75**, 705, 1932.

Die Kurven der Fig. 2 zeigen, dass für 6,7 X. E. die Streustrahlung von Fe unter 90° nur die der Comptonstreuung entsprechende mittlere Wellenlänge von 31 X. E. enthält, in Übereinstimmung mit der Tatsache, dass für Fe die Gültigkeit der Klein-Nishina-Formel gefunden worden war. Für Pb als Streuer tritt dagegen in der Streustrahlung ausser der Comptonstrahlung noch eine härtere Komponente auf, die nach ihrer Absorbierbarkeit mit der primären Wellenlänge identisch ist. Würde diese harte

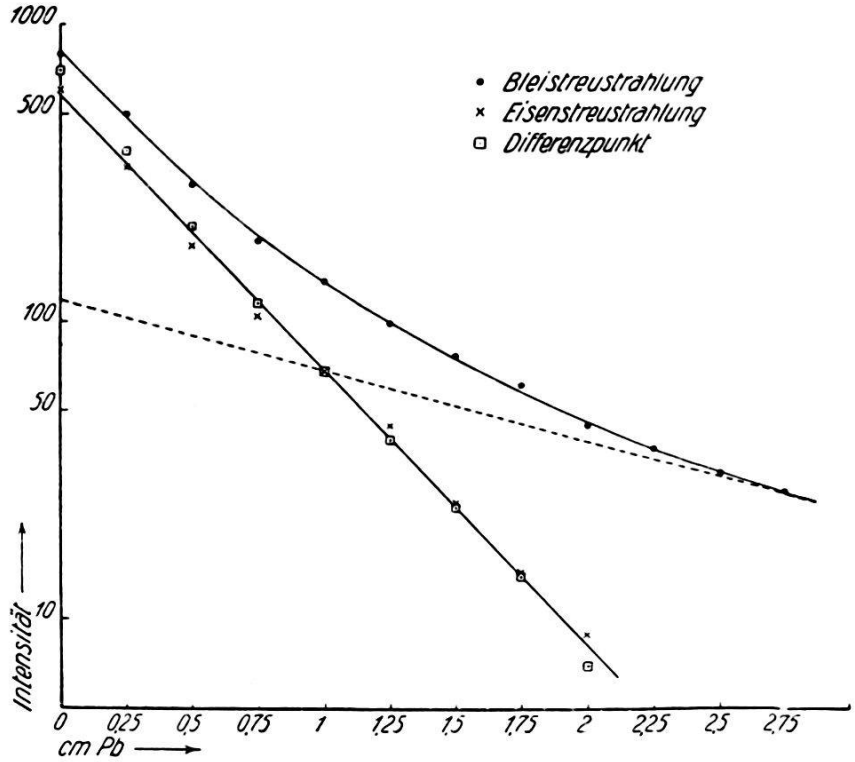


Fig. 2.

Komponente von der Gesamtstrahlung in Abzug gebracht, so ergab sich, wie die Figur erkennen lässt, eine Differenzkurve, die sich mit der für Eisen erhaltenen Kurve deckt.

Auch die für 4,7 X. E. erhaltenen Messkurven[1]) (Fig. 3) zeigen, dass parallel mit der Abweichung von der Klein-Nishina-Formel das Auftreten der primären Wellenlänge in der Streustrahlung beobachtet wird. Für 4,7 X. E. hatte schon Fe einen grösseren Streukoeffizient ergeben, als dem berechneten σ_ε entspricht, und die an Fe unter 90° beobachtete Strahlung enthält daher im Gegensatz zu den Befunden für RaC auch eine Komponente von 4,7 X. E. Noch intensiver ist diese Komponente beim Pb vertreten.

Dieses Resultat legt den Schluss nahe, dass die zusätzliche Streuung an den Atomkernen, und zwar nach Art der Rayleigh-

[1]) L. Meitner u. H. Kösters, Zeitschr. f. Phys. (im Druck).

schen Streuung, ohne Wellenlängenänderung erfolgt. Um die Intensität dieser Zusatzstreuung zu berechnen, muss die Absorption der auffallenden wie der gestreuten Strahlung im Streuer selbst berücksichtigt werden. Diese Rechnung lässt sich wegen der einfachen geometrischen Verhältnisse leicht durchführen, da auch die zugehörigen Absorptionskoeffizienten bekannt sind. Will man noch aus der unter 90° erhaltenen Kernstreuung die gesamte Kernstreuung σ_K berechnen, so muss man eine Annahme über ihre Richtungsverteilung machen. Wir haben die der Rayleigh-

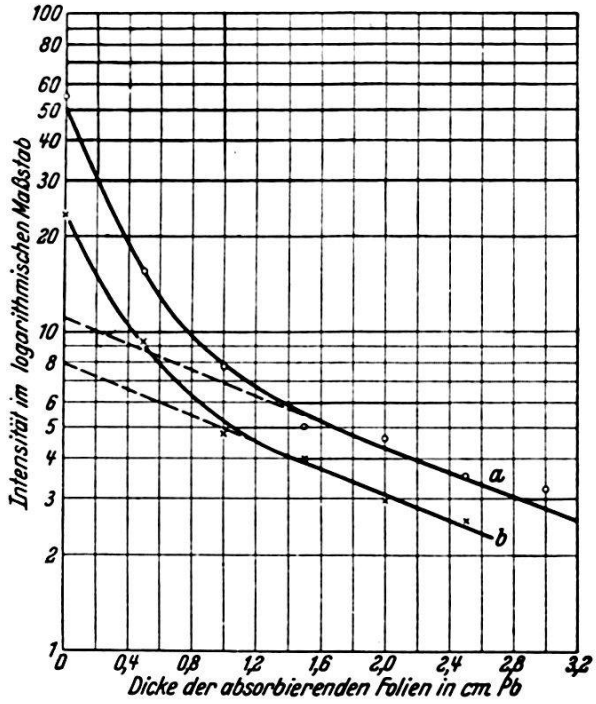


Fig. 3.

schen Strahlung zukommende kugelsymmetrische Verteilung zugrunde gelegt. Diese Annahme ist natürlich willkürlich.

Der gesamte Schwächungskoeffizient (pro cm³) setzt sich also danach aus drei Grössen zusammen:

$$\mu = \sigma_c + \tau + \sigma_K .$$

Für Pb und 6,7 X. E. ergibt sich aus der Streustrahlung unter 90° σ_K zu 0,017 pro cm. Aus dem gemessenen $\mu = 0{,}543$ und dem berechneten $\sigma_c = 0{,}416$ ergibt sich τ zu 0,110 pro cm oder pro Atom $\tau_A = 33 \,.\, 10^{-25}$. Sauter[1]) hat für den atomaren Photoabsorptionskoeffizienten des K-Niveaus von Pb den Wert $39 . 10^{-25}$ errechnet. Für die Wellenlänge von 4,7 X. E. ergibt sich für Fe aus der Streustrahlung unter 90° σ_K zu 0,0278. Nach der Klein-

[1]) F. Sauter, Ann. d. Phys. (5) **9**, 217 u. **11**, 454, 1931.

Nishina-Formel ist $\sigma_c = 0{,}266$ also $\sigma_c + \sigma_K = 0{,}2938$. Die direkte Messung ergab $\mu = 0{,}294$, d. h. für $\lambda = 4{,}7$ X. E. ist kein Photoeffekt in Eisen nachweisbar, was mit der Sauter'schen Theorie sehr gut stimmt.

Für Pb wurde $\sigma_K = 0{,}037$ erhalten; die Rechnung ergibt $\sigma_c = 0{,}336$; aus dem gemessenen $\mu = 0{,}474$ folgt für den Photoeffekt $\tau = 0{,}101$ oder pro Atom $\tau_A = 30{,}5 \,.\, 10^{-25}$, während SAUTER dafür $25{,}5 \,.\, 10^{-25}$ errechnet. Die Abweichung könnte sowohl auf die Ungenauigkeit unserer Messungen als auf die der Sauterschen Rechnung zurückgeführt werden. Aber es ist auffallend, dass der für 6,7 X. E. gefundene Wert für τ nur so wenig grösser ist als der für 4,7 X. E. erhaltene. Nun ist aber sowohl von uns[1]) als von anderen Forschern[2]) in letzter Zeit der Nachweis erbracht worden, dass die γ-Strahlen von ThC'' positive Elektronen beim Durchgang durch Pb auslösen und dieser Prozess muss eine Erhöhung des Photoabsorptionskoeffizienten bedingen, der nach der Zahl der beobachteten positiven Elektronen 5—6 Proz. der Comptonstreuung ausmacht. Das ist aber fast genau der Betrag, um den der Wert von τ zu gross erhalten wurde. Ähnliche Streuungsmessungen, aber unter 135° und unter ganz anderen Versuchsbedingungen sind von GRAY und TARRANT[3]) ausgeführt worden. Sie haben in der Streustrahlung stets zwei härtere Komponenten von 27 X. E. und 13 X. E. bei *allen* untersuchten Materialien von C bis Pb gefunden, die sie als Fluoreszenzstrahlung deuten. Wir haben diese Befunde unter 90° jedenfalls nicht bestätigen können. Wenn die Dirac'sche Theorie richtig ist, so müssen die erzeugten positiven Elektronen innerhalb der Streustrahler auch wieder vernichtet werden, wobei eine Wellenstrahlung von etwa 25 X. E. entstehen müsste, die bei unseren Messungen mit der Comptonkomponente von 28 X. E. zusammenfiele. Versuche unter grösseren Streuwinkeln sind bei uns im Gang, um diese Frage zu klären.

Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung und ihre Deutung

von ERICH REGENER (Stuttgart).

Unter obigem Titel ist vor kurzem in der Physikalischen Zeitschrift[4]) eine Zusammenfassung der Arbeiten über die Ultrastrahlung von mir und meinen Mitarbeitern erschienen. Die

[1]) L. MEITNER und PHILIP, Naturw. **21**, 286, 468 (1933). — J. CHADWICK, P. M. PLACKETT und G. OCCHIALINI, Nature **131**, 473 (1933).

[2]) I. CURIE und F. JOLIOT, C. r. **196**, 1105.

[3]) L. GRAY u. G. P. TARRANT, Proc. Roy. Soc. London (A) **139**, 369, 1932.

[4]) E. REGENER, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.

folgenden Zeilen enthalten nur diejenigen, auf dem Zürcher Kongress am 29. Juli 1933 vorgetragenen Resultate, die in der früheren Mitteilung noch nicht veröffentlicht sind.

1. Nach dem 12. August 1932 konnten noch drei weitere Ballonaufstiege zur Registrierung der Ultrastrahlung durchgeführt werden, am 3. Januar, 9. März und 29. März 1933[1]). Die dabei erreichten minimalen Luftdrucke sind: 34 mm, 17,6 mm und 32 mm Hg. Die Druckmessung ist dabei durch Anbringung eines zweiten, erst bei 100 mm Hg mit dem Ausschlag beginnenden

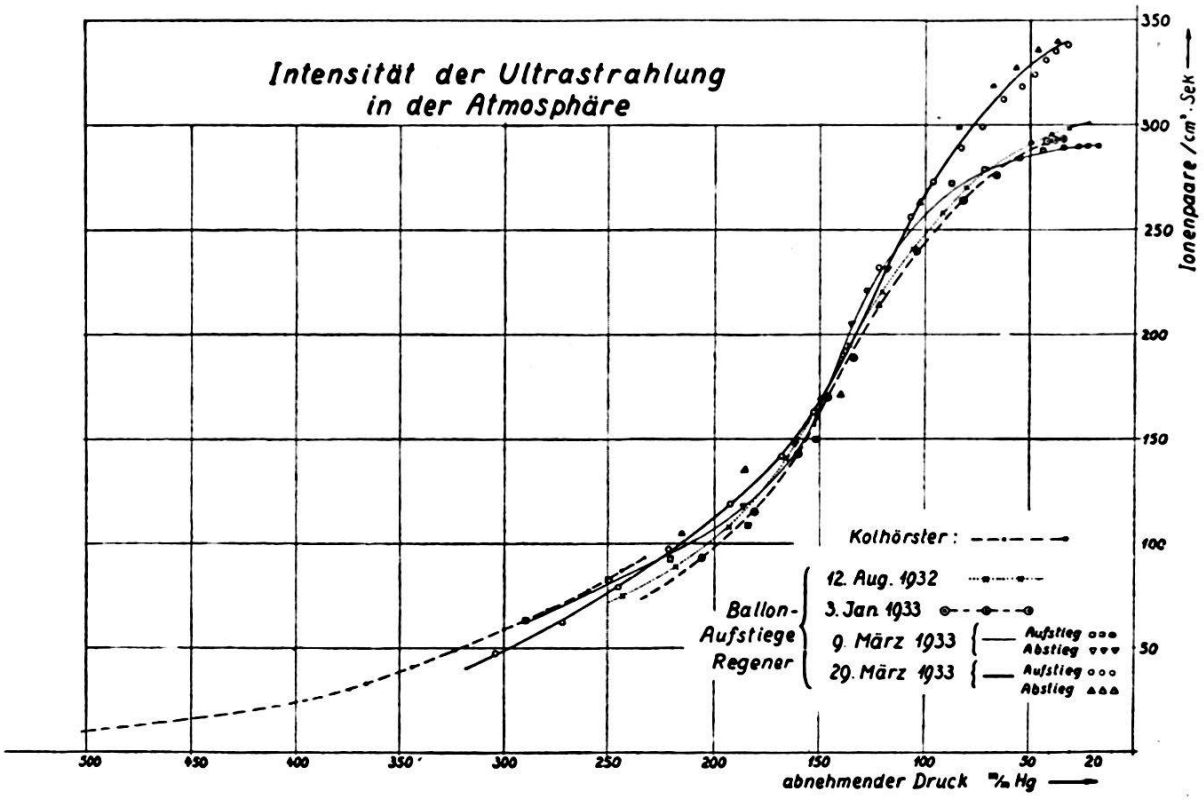


Fig. 1.

Aneroids (einer sogenannten Spät-Anlaufdose) wesentlich verbessert gewesen. Am 29. März konnten die Ballone auch durch Doppelvisierung mit zwei Theodoliten bis zu ihrem Abstieg in ihrer Höhe festgelegt werden. Die so errechneten Höhen stimmen mit denen aus Druck und Temperatur ermittelten vollkommen überein.

Fig. 1 zeigt die Ergebnisse der vier letzten Aufstiege. Wie man sieht, stimmen die Intensitäten der Ultrastrahlung in *mittleren* Höhen (12—15 km, in der Nähe von 150 mm Luftdruck) bei allen Aufstiegen gut miteinander überein[2]). Die in *geringeren*

[1]) Herrn cand. phys. R. Auer danke ich für die wertvolle Hilfe bei der Auswertung dieser Aufstiege.

[2]) Die Absolutwerte sind etwas niedriger als in der Mitteilung in der Physik. Zeitschr. l. c., da die Kapazität der Elektrometer an eine genaue, von Herrn J. Clay freundlicherweise überlassene Kapazität angeschlossen werden konnte.

Höhen auftretenden Differenzen kann man nicht als reell ansprechen. Hier sind die Versuchsfehler gross, einerseits, weil bei geringeren Intensitäten die Unschärfe der Elektrometerbilder sich stärker auswirkt, hauptsächlich aber wohl wegen des Übergangs aus der Troposphäre in die Stratosphäre, womit allerhand Störungen (Temperatursprünge, Inversionsschichten) verbunden sind. In *grösseren* Höhen ist die grössere Intensität und der stärkere Anstieg der Ultrastrahlung am 29. März gegenüber den übrigen drei Aufstiegen bemerkenswert. Es fällt schwer, diesen Unterschied auf Versuchsfehler zu schieben. Denn in mittleren Höhen stimmt auch der Wert am 29. März mit den übrigen Werten gut überein. Ausserdem war die Registrierung an diesem Tage besonders gut gelungen. Der Aufstieg ging langsam vor sich, so dass viele Registrierpunkte erhalten wurden; auch der Abstieg konnte noch gut ausgemessen werden; die Registrierpunkte beim Auf- und Abstieg stimmten ziemlich gut überein (siehe Fig. 1); die Höhen waren noch trigonometrisch durch Doppelvisierung festgelegt; vor allem waren auch die Temperaturänderungen, während die Ballone sich in der Stratosphäre befanden, recht klein (eine Stunde lang änderte sich dank des verbesserten Temperaturschutzes die Temperatur nur langsam zwischen $+ 6{,}5^0$ und $+ 11^0$ C). Wir haben daher nach anderen Erklärungsmöglichkeiten für die Abweichung am 29. März gesucht. Herr Nippoldt hatte auf unsere Bitte die Freundlichkeit, uns die magnetischen Registrierungen aus Potsdam-Niemegk (Nordkomponente, ungefähr der Horizontalintensität gleich) für die in Frage kommenden Tage zu übersenden. Aus denselben ergibt sich, dass der 29. März wesentlich stärker magnetisch gestört war als die übrigen Tage. Wenn ein solcher Zusammenhang zwischen magnetischer Unruhe und Ultrastrahlungsintensität in grösseren Höhen in der Tat bestehen würde, wäre es natürlich sehr interessant. Da indessen nur eine Beobachtung darüber vorliegt, darf die Diskussion darüber wohl auf einen späteren Zeitpunkt verschoben werden.

2. Gegen die auch von uns vertretene Auffassung[1]), dass wenigstens ein Teil der Ultrastrahlung wellenmässiger Natur ist, ist von verschiedenen Seiten[2]) angeführt worden, dass in diesem Falle die Intensität in grösseren Höhen gegen das Ende der Atmosphäre zu nach Überschreitung eines Maximums wieder abfallen müsste, da sich erst Gleichgewicht zwischen der von aussen einfallenden nicht ionisierenden primären Wellenstrahlung und den

[1]) Siehe Physik. Zeitschr. l. c.

[2]) Zuletzt von A. H. Compton, Nature **131**, 713, 1933.

ionisierenden Sekundärkorpuskeln ausbilden müsste. Wenn die primäre Wellenstrahlung vor Eintritt in die Atmosphäre überhaupt noch nicht durch Materie hindurchgegangen sein sollte, müsste man sogar an der Grenze der Atmosphäre mit der Ionisationskammer die Intensität Null beobachten. In Wirklichkeit besteht dieser Einwand, wie Herr GROSS[1]) in unserem Institut gezeigt hat, nicht zu Recht. Man muss nämlich bei der Diskussion der beobachteten Intensitätskurve beachten, dass man es mit einer von allen Seiten gleichmässig incidierenden Strahlung zu tun hat und dass in hohen Schichten in der Atmosphäre die stark geneigt einfallenden Strahlen lange Schichten durchlaufen und Sekundärstrahlen gebildet haben (von der Erdkrümmung sei zunächst abgesehen). Man kann die hierbei auftretende Komplikation umgehen, wenn man die bei *allseitiger* Incidenz beobachtete Kurve auf *einseitige* Incidenz umrechnet, wobei dann die Verhältnisse leichter zu übersehen sind. Für diese Umrechnung hat Herr GROSS ein allgemein gültiges Verfahren angegeben, bei dem nur die Voraussetzung gemacht wird, dass die Sekundärstrahlung in der Richtung der Primärstrahlung geht. Ist $J_{(x)}$ nämlich die nach Durchlaufen der Schichtlänge x beobachtete Intensität bei allseitiger Incidenz, $\psi_{(x)}$ die Intensität bei einseitiger Incidenz, so ist nach GROSS:

$$\psi_{(x)} = J_{(x)} - x \frac{d J_{(x)}}{d x} .$$

In Fig. 2 ist nun Kurve 1 die beobachtete Intensitätskurve in der Atmosphäre. Die Umrechnung auf einseitige Incidenz ergibt Kurve 2, in der nun in der Tat die Intensität gegen das Ende der Atmosphäre zu abfällt, wie es zu erwarten ist, wenn die Sekundärstrahlung noch nicht ausgebildet ist. Das Maximum entspricht der von uns mit W_2 bezeichneten weichsten Komponente. In geringerer Höhe tritt in der auf einseitige Incidenz umgerechneten Kurve auch noch ein zweites Maximum auf, das der zweitweichsten Komponente W_1 entspricht. Man kann auf die auf einseitige Incidenz umgerechnete Kurve auch das von E. LENZ[2]) angegebene Verfahren der Bildung der „deformierten" Intensitätskurve anwenden, das hervorragend dazu geeignet ist, *Komponenten* in einem Strahlengemisch aufzudecken. Man braucht zu dem Zwecke nur die Intensitätswerte der Kurve 2 (Fig. 2) mit der durchlaufenen Schichtdicke (oder im vorliegenden Falle

---

[1]) B. GROSS, Zeitschr. f. Phys. **83**, 214, 1933.

[2]) E. LENZ, Zeitschr. f. Phys. **83**, 194, 1933.

auch mit dem Luftdrucke) zu multiplizieren und erhält dann die deformierte Kurve 3 (Fig. 2). In dieser treten die den Komponenten entsprechenden Maxima noch schärfer hervor als in der entsprechenden „deformierten" Kurve für *allseitige* Incidenz[1]).

Natürlich sind die Maxima, die bei einseitiger Incidenz auftreten noch nicht ein Beweis dafür, dass die Ultrastrahlung (in ihren weichen Komponenten W_1 und W_2) eine Wellenstrahlung

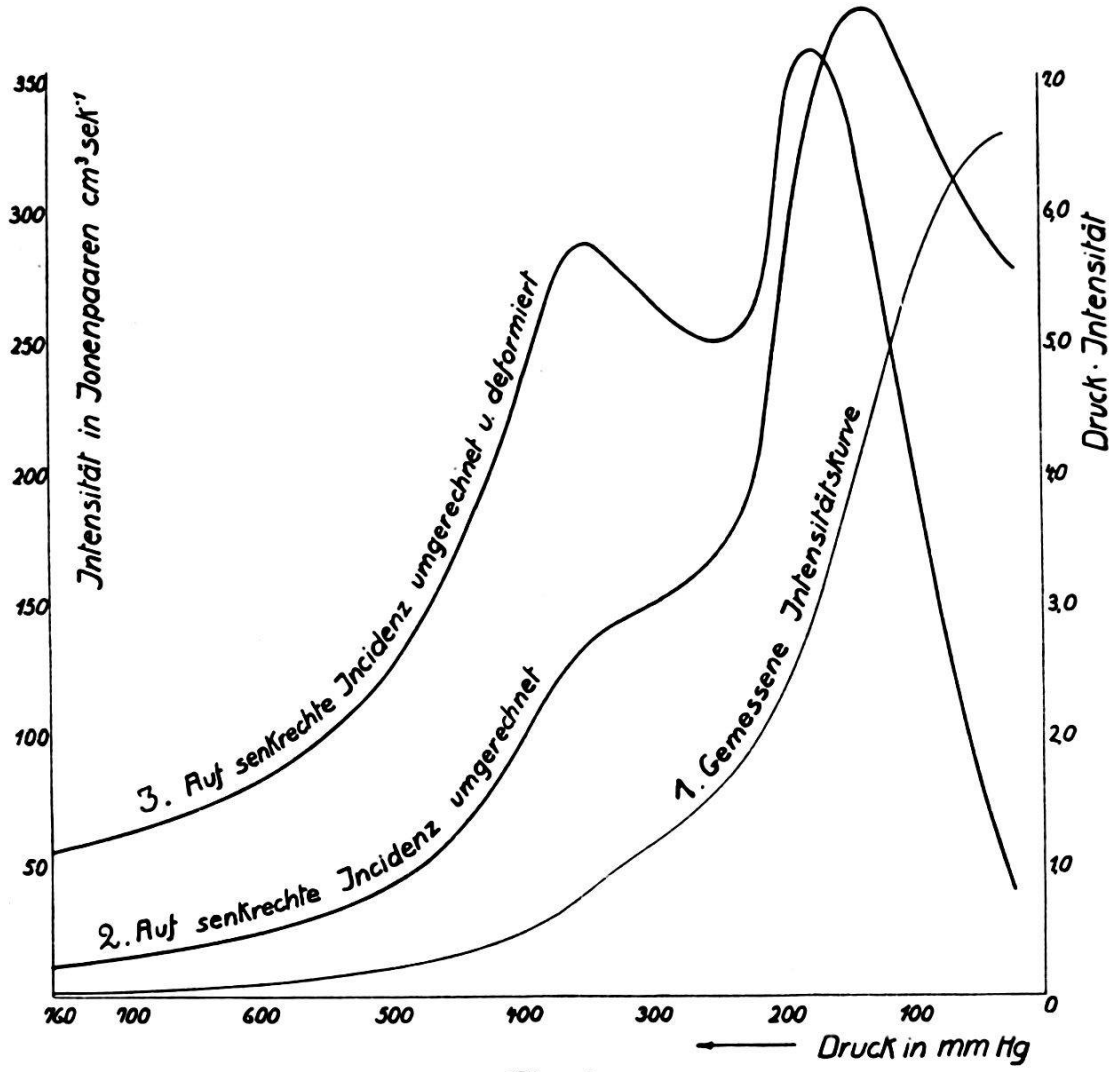


Fig. 2.

ist. Es wird dadurch nur ein Einwand beseitigt, der bisher gegen die wellenmässige Auffassung bestand. Es lassen sich sicher Vorgänge ausdenken, bei denen auch eine harte primäre *Korpuskular*strahlung eine weiche Sekundärstrahlung erzeugt, die zur Ausbildung eines Maximums bei einseitiger Incidenz führt. Dies um so mehr, als mit zunehmender Erfahrung gerade die Sekundärstrahlerzeugung bei der Ultrastrahlung immer komplizierter er-

[1]) Vgl. Fig. 5 bei E. Lenz, l. c.

scheint. Das Auftreten von *mehreren* ausgeprägten Maxima, gleichgültig, ob man dieselben primären Wellenlängen oder primären Korpuskeln zuordnet, scheint mir jedoch stark für einen atomistischen oder wenigstens quantenhaften Entstehungsprozess der Ultrastrahlung zu sprechen. Denn es scheint schwer verständlich, wie solche diskreten Korpuskelgeschwindigkeiten, wie sie in der Kurve 2 (Fig. 2) sich offenbaren, etwa durch Korpuskeln, die durch interstellare Felder beschleunigt sind, hervorgerufen sein können. Stellt man sich aber auf den Standpunkt, dass die Ultrastrahlung ihre Entstehung irgend welchen subatomaren Vorgängen verdankt, so wird man immer ein Gemisch von Wellen- und Korpuskularstrahlung erwarten müssen.

3. In den Wilsonkammer-Aufnahmen von ANDERSON[1]) und KUNZE[2]) treten in der Energieverteilungskurve der Korpuskeln keine ausgesprochenen Maxima auf. Dies ist kein Widerspruch gegen die von uns gegebene Komponentenzerlegung und Deutung der Ultrastrahlung[3])[4]). Denn einerseits sind bisher noch zu wenig Korpuskeln in den Wilsonkammern ausgemessen, um bezügl. von Häufungsstellen der Korpuskelgeschwindigkeiten sichere Schlüsse zu erlauben, andererseits sind auch ausgeprägte Häufungsstellen wenigstens im Meeresniveau nicht zu erwarten. Denn hier ist die weichste Komponente W_2, die in der oberen Atmosphäre die Hauptintensität gibt, schon vollständig absorbiert, die übrigen Komponenten:

	W_1	M	H_1	H_2
mit dem Absorptionskoeffizienten:	4,6	2	08,	$0{,}2 \cdot 10^{-3}$
haben etwa die Intensitäten:	0,7	0,98	0,86	0,15 J

Die Komponenten W_1, M, H_1 haben nicht sehr verschiedene Absorptionskoeffizienten, aber annähernd gleiche Intensität. Da jede Komponente ein Spektrum von fortschreitend weicher werdenden Sekundärstrahlen gibt, greifen diese Spektren stark übereinander. Die Verschiedenheit der Primärstrahlen kann sich also nur stark verwischt in der Sekundärstrahlung wiederfinden, und ist wohl nur in der Statistik einer grossen Zahl von Wilsonaufnahmen zu erkennen. Die allerhärteste Komponente H_2, der

[1]) ANDERSON, Phys. Rev. **41**, 405, 1932.
[2]) KUNZE, Zeitschr. f. Phys. **79**, 203, 1932; **83**, 1, 1933.
[3]) E. REGENER, Physik. Zeitschr. l. c.
[4]) E. LENZ, Zeitschr. f. Phys. l. c.

wir die Energie von $4 \cdot 10^9$ eV zuteilen, ist auch im Meeresniveau nur in schwacher Intensität (gegenüber den übrigen Komponenten) vorhanden.

Zu bemerken ist aber, dass sowohl bei den Wilsonaufnahmen bei ANDERSON wie bei denen von KUNZE nur ein recht geringer Prozentsatz aller Korpuskeln grössere Geschwindigkeiten als 10^9 Volt hat. Bis auf einige Partikeln, deren Geschwindigkeit an 10^{10} Volt heranreicht, hat die Mehrzahl der Partikel Geschwindigkeiten, wie sie etwa den von uns wellenmässig gedeuteten Komponenten (mit ihren Intensitäten im Meeresniveau) entsprechen. Der Breiteneffekt der Ultrastrahlung, sowie die Koincidenzversuche von BOTHE-KOLHÖRSTER-ROSSI ergeben viel höhere Volt-Geschwindigkeiten. In diesem Punkte besteht noch ein Widerspruch, der zurzeit noch gar nicht geklärt ist.