

Über eine neue Art sehr schneller β -Strahlen.

Von D. Skobelzyn in Leningrad.

Mit 9 Abbildungen im Text und auf einer Tafel. (Eingegangen am 23. Februar 1929.)

Etwa 600 stereoskopische, unter der Wirkung eines gleichförmigen magnetischen Feldes gewonnene Wilsonaufnahmen haben 32 außerhalb der Wilsonkammer entstandene β -Strahlenbahnen zum Vorschein gebracht, welche von dem magnetischen Felde nicht merklich gekrümmt waren und welchen in der Mehrzahl der Fälle eine Energie größer als 15 000 kV zuzuschreiben ist. Der ungefähr berechnete Ionisationseffekt dieser Strahlen beträgt etwa 1 J; die Winkelverteilung zeigt, daß die Richtungen mit größerer Neigung gegen die Horizontalebene stark bevorzugt sind. Diese β -Strahlen sind als von den Hessschen Ultra- γ -Strahlen erzeugte sekundäre Elektronen zu deuten. Merkwürdig ist das Auftreten mehrerer von einem gemeinsamen Emissionszentrum herrührender β -Strahlen von betrachteter Art. Die möglichen, für die Methodik der Höhenstrahlenmessungen wesentlichen Wirkungen der Sekundärstrahlen, die Anomalie in den „Übergangszonen“, werden besprochen.

Im Jahre 1926 sind von dem Verfasser Nebelkammerbeobachtungen begonnen worden, welche die systematische Untersuchung der durch γ -Strahlen sekundär ausgelösten Comptonelektronen zum Ziele hatten und die quantitative Geschwindigkeitsanalyse der betreffenden β -Strahlung dadurch ermöglichten, daß die Nebelaufnahmen stets unter der Wirkung eines gleichförmigen magnetischen Feldes gemacht wurden. Die Resultate einer Serie der Beobachtungen sind im Jahre 1927 in dieser Zeitschrift mitgeteilt worden*.

Schon diese erste Serie der Aufnahmen hat gelegentlich ganz eigentümliche Bahnen unbekannter ionisierender Teilchen gezeigt**, von deren Existenz damals andere Angaben noch fehlten, und über deren Ursprung man kaum urteilen konnte. Es handelt sich um die anscheinend völlig geradlinigen, von dem 1500 Gauß starken magnetischen Felde nicht merklich gekrümmten Bahnen, welche außerhalb des untersuchten γ -Strahlbündels und vermutlich auch außerhalb der Nebelkammer entstanden, sonst aber, der Ionisierungswirkung nach, von den schnellsten β -Strahlenbahnen nicht zu unterscheiden waren.

Von vornherein war es klar, daß das Auftreten dieser Strahlen von der Anwesenheit der γ -Strahlenquelle völlig unabhängig war, und daß sie andererseits nicht den α - oder H -Teilchen vom gewöhnlichen Typus zugeschrieben werden konnten.

* D. Skobelzyn, ZS. f. Phys. **43**, 354, 1927.

** Ebenda S. 372, Fig. 12 (S. 363).

Es steht außer Zweifel, daß man es in diesen Fällen mit Korpuskularstrahlen, deren Geschwindigkeit von der Lichtgeschwindigkeit wenig verschieden ist, zu tun hat, und es ist auch kaum daran zu zweifeln, daß in der Mehrzahl der Fälle diese Bahnen den β -Strahlen, deren Energie die Energie der schnellsten radioaktiven β -Teilchen mehrfach übersteigt, zugeschrieben werden müssen. (Fig. 1 bis 3 und 6 bis 7.)

Die zurzeit gewonnenen 613 Nebelaufnahmen haben den regulären Charakter der Erscheinung bestätigt und die Existenz einer in der Atmosphäre vorhandenen „Ultra- β -Strahlung“ mit voller Klarheit gezeigt. Da diese Strahlung nicht den jeweiligen lokalen Quellen zugeschrieben werden kann, so bleibt von vornherein nichts anderes übrig, als den beobachteten Effekt mit dem bekannten Effekt, der sogenannten „durchdringenden“ Strahlung oder „Höhenstrahlung“, in Zusammenhang zu bringen.

Auf Grund des zurzeit zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterials sind folgende Tatsachen festgestellt worden, welche diesen Parallelismus bestätigen.

Die Intensitätsangaben. Auf 613 Wilsonaufnahmen sind 32 „geradlinige“ Bahnen bemerkt worden. Diese statistische Angabe über die mittlere Häufigkeit des Auftretens der Bahnen von betrachteter Art kann zu einer ordnungsmäßigen Abschätzung der Intensität der vermuteten Strahlung führen, wenn man die Empfindlichkeit der Wilsonkammer, d. h. die Zeitdauer, während welcher sie nach der erfolgten adiabatischen Expansion in dem aktiven Zustand verbleibt, der Größenordnung nach kennt. Da bei den betrachteten Beobachtungen die Wilsonkammer immer unter der Wirkung eines γ -Strahlenbündels von bekannter Intensität arbeitete, so kann die Statistik der durch die γ -Strahlen ausgelösten sekundären Elektronen für diese „Empfindlichkeit“ maßgebend sein. Für ihre Abschätzung muß man dann den Schwächungskoeffizienten der γ -Strahlen in Luft und die Kovariksche Zahl in Kauf nehmen. Wenn man sich auch auf die Genauigkeit eines solchen Verfahrens nicht sehr verlassen kann, so kann man jedenfalls hoffen, daß man dadurch der Größenordnung nach zu nicht zu falschen Ergebnissen geführt wird. Für die oben erwähnte Charakteristik der Wilsonkammer (T) ist dann im Mittel 0,02 bis 0,03 sec anzunehmen. Berücksichtigt man ferner die Dimensionen des Expansionsgefäßes, so ergibt sich für die gesuchte Intensität die Zahl 1,2 Elektronen pro Minute für 1 cm² einer Horizontalfläche (für $T = 0,02$ sec).

Um den Vergleich mit der üblichen Intensitätsschätzung der Höhenstrahlung zu ermöglichen, muß man dann das Ionisationsvermögen der betreffenden β -Teilchen berücksichtigen. Die Nebelaufnahmen zeigen aber ganz klar (siehe weiter unten den letzten Abschnitt dieser Mitteilung), daß in dieser Hinsicht die betrachteten ionisierenden Strahlen von den schnellsten β -Strahlen vom gewöhnlichen Typus nicht merklich verschieden sind. Es ist dann für die Zahl der Ionen, welche auf einem Zentimeter der Weglänge in Normalluft erzeugt werden, die nach Lenard für die Grenzgeschwindigkeit extrapolierte Zahl, nämlich 40 Paar Ionen, anzunehmen. Für den Ionisationseffekt der betrachteten Strahlung ergibt sich dann endlich etwa $E = 1 \text{ J}^*$ bei Normaldruck, also der Größenordnung nach dasselbe, was aus den Ionisationsmessungen des Höhenstrahlungseffekts bekannt ist.

Die Richtungsverteilung. Wenn man die Richtungsverteilung der „geradlinigen“ Bahnen betrachtet, so fällt es sofort auf, daß die Strahlrichtungen mit großer Neigung gegen die Horizontalebene stark bevorzugt sind. Die folgende Tabelle zeigt die Verteilung der beobachteten Bahnen zwischen drei Winkelzonen von gleichen räumlichen Öffnungswinkeln. Die betreffenden Winkelwerte wurden durch Ausmessung der Wilsonaufnahmen mittels des Stereokomparators von Pulfrich ermittelt.

Tabelle 1.

Nr.	ψ	n
1	0—48°	20
2	48—71	10
3	71—90	2

ψ ist die Neigung der Bahn gegen die vertikale Richtung, n die Zahl der Bahnen.

Diese Winkelverteilung** entspricht jedenfalls qualitativ der aus den Beobachtungen des „Höhenstrahleneffekts“ bekannten Richtungs-

* $E = \frac{n d \cdot 40}{v N \cos \psi T}$, wo $n = 32$, ist die Zahl der registrierten Bahnen,

$d = 3 \text{ cm}$ die Höhe des Expansionszylinders, ψ der Winkel, welchen die Bahnrichtung mit der vertikalen Achse bildet ($\cos \psi = 0,7$), $v = 400 \text{ cm}^3$ das Volumen des beleuchteten Teiles der Nebelkammer, $N = 613$ die Zahl der Aufnahmen, $T = 0,02 \text{ sec}$.

** Die Beobachtungen wurden im ersten Stock des dreistöckigen Hauptgebäudes des Polytechnischen Instituts in Leningrad durchgeführt.

verteilung, welche zuerst von Myssowsky und Tuwim* und dann von Steinke festgestellt wurde**.

Die Größenordnung der beobachteten β -Energie und die Wellenlänge der Ultra- γ -Strahlen. Die a priori sehr wahrscheinliche Annahme, daß die beobachteten Strahlenbahnen der Wirkung der „Höhenstrahlen“ zugeschrieben werden müssen, ist durch die soeben betrachteten Tatsachen, insbesondere durch die ordnungsmäßige Koinzidenz der beiden Intensitätsschätzungen, wesentlich gestützt.

Will man sich auf den Standpunkt der von Hess ausgesprochenen und von mehreren Forschern vertretenen Hypothese der kosmischen „Ultra- γ -Strahlen“ stellen, so wird man naturgemäß zu der weiteren Annahme geführt, daß diese besonders schnellen β -Strahlenbahnen den durch die kosmischen Strahlen sekundär ausgelösten Comptonelektronen zuzuschreiben sind.

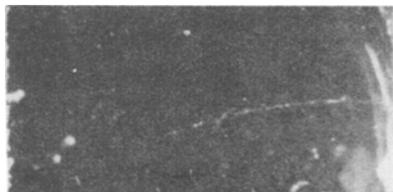


Fig. 4. $H = 1700$, $H_0 = 24500$.

Die beobachtete β -Energie kann dann auf Grund der bekannten Beziehungen der Comptontheorie mit der Wellenlänge der hypothetischen primären Strahlung verglichen werden. Leider aber ist die Stärke des verwendeten magnetischen Feldes meistens völlig ungenügend, um die betreffende β -Strahlgeschwindigkeit messen zu können, und man ist nur auf eine Abschätzung der unteren Geschwindigkeitsgrenze angewiesen.

Diese Abschätzung kann auch nur näherungsweise angegeben werden. Das Resultat hängt wesentlich von der Länge der sichtbaren Strecke der β -Strahlenbahn ab. Die große Neigung der Bahn gegen die horizontale Bildebene ist in dieser Hinsicht ungünstig. Für die Mehrzahl der geradlinigen Bahnen, für welche diese Neigung sich größer als 40° erwiesen hat, kann man nur behaupten, daß die betreffende Energie bedeutend größer als die Grenzenergie (3000 kV) der gewöhnlichen, durch γ -Strahlen ausgelösten Elektronen ist.

Wenn die Richtung des Strahles näher zu der Bildebene liegt, so wird eine längere Strecke der Bahn abgebildet. In der Mehrzahl der Fälle ist aber die Krümmung auch solcher β -Bahnen nicht meßbar. Die 613 Wilsonaufnahmen haben nur einen Fall ergeben, wo die Krümmung

* L. Myssowsky und L. Tuwim, ZS. f. Phys. **36**, 615, 1926.

** E. Steinke, ebenda **42**, 593, 1927; **48**, 656, 1928.

eines β -Strahles, welcher sicher nicht von dem γ -Bündel stammte* und dessen Energie die maximale γ -Energie bedeutend überschritt, gemessen werden konnte (Fig. 4). Für diesen γ -Strahl, dessen Richtung bemerkenswerterweise in die sehr schwach vertretene Winkelzone (Nr. 3 der Tabelle 1) fiel (die Neigung gegen die Horizontalebene ist nur etwa gleich 4°), ergab die Messung 6850 kV. Von den neun anderen unter den Winkeln $\psi > 50^\circ$ registrierten Bahnen ist nur in einem Falle eine merkbare Krümmung, welche einer Energie von der Ordnung 15 000 kV entspricht, konstatiert worden (der Krümmungsradius in einem 1500 Gauß starken magnetischen Felde ist etwa gleich 35 cm). Für die übrigen acht Bahnen kann aber der Hq -Wert auch der Größenordnung nach nicht angegeben werden. In allen diesen Fällen kann man aber sicher behaupten, daß die Energie den oben angegebenen Wert (15 000 kV) übertrifft.

Die soeben dargelegten Resultate der notwendigerweise sehr mangelhaften Statistik geben Anlaß zu folgenden Überlegungen. Will man nicht annehmen, daß eine systematische Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit von der Richtung besteht, der zufolge den gegen die Horizontalebene mehr geneigten Bahnen kleinere Geschwindigkeitswerte zukommen, und will man dann die acht erwähnten Fälle nicht als Ausnahmefälle betrachten, so muß man schließen, daß überhaupt in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle die Energie der betreffenden Bahnen die oben angegebene untere Grenze, nämlich 15 000 kV, übertrifft. Nun aber durchfliegt jedes solches Teilchen die Wilsonkammer, nachdem es einen größeren oder kleineren Teil seiner Weglänge schon zurückgelegt hat. Alle Werte der β -Energie zwischen Null und dem Anfangswert sind für diese in den Nebelraum fallende Strecke des Strahlenweges gleich wahrscheinlich. Daß, erfahrungsgemäß, Geschwindigkeiten kleiner als 15 000 kV nur sehr selten vorkommen, kann nur in dem Sinne gedeutet werden, daß die Anfangswerte der Strahlenenergie im Mittel im Vergleich zu diesem Minimalwert der beobachteten Energie groß sind. Dem für die Messungen zugänglichen Bereich zwischen 3000 und 15 000 kV dagegen kommt nur ein sehr geringes Gewicht zu.

Diese Ergebnisse können mit den zurzeit vorhandenen Angaben über das Spektrum der Ultra- γ -Strahlen verglichen werden.

Die Wellenlängen dieser letzten Strahlen werden nach der experimentell ermittelten Absorptionskurve ausgewertet, indem eine bestimmte

* Die Strahlgeschwindigkeit ist gegen das γ -Bündel gerichtet.

Beziehung zwischen den Absorptionskoeffizienten und der Wellenlänge angenommen wird. Nun ist aber die Frage nach dieser Beziehung vom Experiment auch für das γ -Gebiet noch nicht endgültig gelöst. Die Extrapolation von dem γ -Gebiet aus zu kürzeren Wellen kann außerdem nicht als völlig berechtigt angesehen werden. Die bis zum letzten Jahre gewonnenen Ergebnisse führten zu der Annahme einer Wellenlänge von der Ordnung 0,4 bis 2 X-E. *. Mit einer solchen Abschätzung wären die oben dargelegten Geschwindigkeitsangaben nicht verträglich. Denn für $\lambda = 0,4$ X-E. z. B. wäre dann für die Comptonelektronen im Mittel eine Anfangsenergie von etwa 15 000 kV zu erwarten.

Durch die neuen im Jahre 1928 erschienenen Untersuchungen ist aber die Grundlage für die Wellenlängenbestimmung wesentlich geändert worden, und zwar zugunsten der kleineren Wellenlängenwerte.

Erstens haben die neueren genaueren Absorptionsmessungen von Millikan und Cameron und Steinke von den früheren abweichende, kleinere Absorptionskoeffizienten geliefert, und zweitens wurde von Klein und Nishina** auf Grund der neuesten Ergebnisse der Quantenmechanik eine Theorie der Streuung ausgearbeitet, welche eine neue Abhängigkeit des Streukoeffizienten von der Wellenlänge liefert und eine Verschiebung der früher berechneten Wellenlängenwerte nach dem Gebiet der kürzeren Wellen fordert. Die Übereinstimmung dieser letzten Theorie mit der Gesamtheit der aus der Erforschung des γ -Strahlgebiets bekannten Erfahrungstatsachen scheint sehr befriedigend zu sein***. Die früheren, am häufigsten benutzten Formeln von Compton und Dirac-Gordon sind entschieden abzulehnen, da die erste schon im γ -Gebiet etwa um 100% von der Wirklichkeit abweichende Werte des Schwächungskoeffizienten ergeben hat, die zweite aber insbesondere darum, weil sie eine solche Richtungsverteilung der sekundären β -Strahlen fordert, welche die experimentell ermittelte nicht im entferntesten wiedergibt****.

Auf Grund der Klein-Nishinaschen Beziehung berechnet man nach den Angaben von Steinke† z. B. für die Wellenlänge der im

* W. Kolhörster, ZS. f. Phys. **34**, 147, 1926.

** O. Klein und J. Nishina, ZS. f. Phys. **52**, 853, 1929.

*** Vgl. Rutherford, Proc. Roy. Soc. **122**, 15, 1929. Die Resultate des Vergleiches der Formel von Klein-Nishina mit den experimentellen Angaben wurden dem Verfasser von L. H. Gray in liebenswürdiger Weise brieflich mitgeteilt.

**** Wie die Messungen des Verfassers gezeigt haben. Eine Notiz, welche von diesen Messungen berichtet, ist im Druck. Inzwischen erschienen (Nature vom 16. März, S. 411). — Anmerkung bei der Korrektur.

† E. Steinke, l. c. **48**, 671, 1928.

Meeresniveau beobachteten Ultra- γ -Strahlen $\lambda = 0,02$ X-E. (entsprechend $\mu_{\text{Pb}} = 0,004$). Die mittlere Rückstoßenergie der Comptonelektronen ergibt sich dann nach den Klein-Nishinaschen Formeln zu etwa $0,7 h\nu$, d. h. etwa gleich 400 000 kV, was mit dem oben festgestellten Tatbestand völlig übereinstimmt.

Das folgende Diagramm (Fig. 5) zeigt das Resultat der Wellenlängenberechnung für die drei von Millikan und Cameron gefundenen „Banden“*. Die Anwendung der Dirac-Gordonschen Formel ergab nach Millikan eine sehr gute Übereinstimmung mit der auf Grund der Massendefekte berechneten, dem „Packungseffekt“ entsprechenden Strahlung, der He-, O- und Si-Kerne. Nach der neueren Klein-Nishinaschen Theorie bleibt diese Übereinstimmung nicht bestehen.

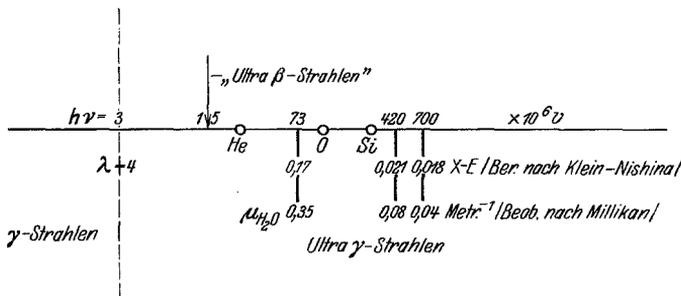


Fig. 5.

Das Auftreten mehrerer von einem gemeinsamen Emissionszentrum herrührender β -Strahlen. Die obigen Ausführungen beruhen auf der Annahme, daß der Mechanismus der Wechselwirkung der besonders harten „Ultra- γ -Strahlen“ mit der Materie im wesentlichen derselbe ist wie bei den gewöhnlichen γ -Strahlen, und daß die sekundär ausgelösten Elektronen Comptonsche Streuelektronen sind. A priori kann man aber erwarten, daß dies nicht vollkommen richtig ist. Die folgende unerwartete Beobachtung scheint dieser Annahme auch zu widersprechen.

Eine Bahn von dem betrachteten Typus der nicht gekrümmten β -Strahlen kommt im Mittel einmal in einer Reihe von etwa 20 Aufnahmen vor. Es sind aber einige Aufnahmen erhalten worden, welche eine Gruppe von zwei oder sogar drei gleichzeitig vorhandenen geradlinigen Bahnen zeigen. Von den 27 Aufnahmen, auf welchen „Ultra- β -Bahnen“ bemerkt wurden, sind in drei Fällen Doppelbahnen (Fig. 6 und 7)

* R. A. Millikan und G. H. Cameron, Phys. Rev. **31**, 929, 1928.

und in einem Falle eine Tripletgruppe entdeckt worden. Die Richtungen der Bahnen, welche eine solche Gruppe bilden, liegen innerhalb eines nicht zu großen räumlichen Winkels. Wenn man die Größe dieses Winkels und die mittlere Häufigkeit des Auftretens einer einzigen Bahn des betrachteten Typus berücksichtigt, so kann man die Wahrscheinlichkeit eines gleichzeitigen Auftretens von mehreren unabhängigen Bahnen nach den Formeln der Schwankungsrechnung bestimmen. Diese Wahrscheinlichkeit ist außerordentlich oder sogar verschwindend klein. Man kann nicht zweifeln, daß die verschiedenen Komponenten solcher Gruppen von einem gemeinsamen Strahlungszentrum herrühren, was auch die stereometrische Betrachtung der betreffenden Aufnahmen bestätigt hat*.

* Die Richtungen der Bahnen können mittels des Stereokomparators von Pulfrich bestimmt werden, indem die Projektionen einer Bahnstrecke auf drei orthogonale Bezugsachsen ausgemessen werden. Eine solche Ausmessung der vier im Texte erwähnten Bahngruppen hat folgende Zahlenwerte (in Millimeter) ergeben:

Nr. 1		
a) $x_0 = +15$; $y_0 = +16,5$ $\Delta x_1 = +2,5$ $\Delta y_1 = -2,9$ $\Delta z_1 = 7$	b) $x_0 = +23,5$; $y_0 = -18$ $\Delta x_2 = +3,1$ $\Delta y_2 = -4,7$ $\Delta z_2 = 7,2$	c) $x_0 = +9$; $y_0 = 0$ $\Delta x_3 = +6,3$ $\Delta y_3 = -1,4$ $\Delta z_3 = 10$
	$\psi = 29^\circ$	$\psi = 33^\circ$
Nr. 2 (entspricht der Fig. 6)		
a) $x_0 = +37$; $y_0 = -8$ $\Delta x_1 = +6$ $\Delta y_1 = -1,7$ $\Delta z_1 = 6,3$	b) $x_0 = +47$; $y_0 = +21$ $\Delta x_2 = +5$ $\Delta y_2 = -0,3$ $\Delta z_2 = 5,8$	
	$\psi = 45^\circ$	$\psi = 41^\circ$
Nr. 3		
a) $x_0 = +16$; $y_0 = +5$ $\Delta x_1 = -0,2$ $\Delta y_1 = -1,9$ $\Delta z_1 = 9,3$	b) $x_0 = +7$; $y_0 = -22$ $\Delta x_2 = -0,1$ $\Delta y_2 = -2,5$ $\Delta z_2 = 5,1$	
	$\psi = 12^\circ$	$\psi = 26^\circ$
Nr. 4 (entspricht der Fig. 7)		
a) $x_0 = -7,6$; $y_0 = +20$ $\Delta x_1 = -2,8$ $\Delta y_1 = +4,3$ $\Delta z_1 = 7,2$	b) $x_0 = +20$; $y_0 = -23$ $\Delta x_2 = -4,9$ $\Delta y_2 = +10,5$ $\Delta z_2 = 6,4$	
	$\psi = 36^\circ$	$\psi = 60^\circ$

x und y sind die in der Bildebene gemessenen Koordinaten (x_0, y_0 beziehen sich auf die Mitte der betreffenden Bahnstrecke). ψ ist die Neigung gegen die vertikale Z -Achse, Δx , Δy und Δz geben die (im realen Raume gemessene) Größe der Projektionen einer in der Richtung der Bahn fallenden Verrückung. Δz ist positiv angenommen, was einer Verrückung nach unten entspricht.

Innerhalb derselben Gruppe sind die Zeichen der entsprechenden Projektionen verschiedener Bahnstrecken gleich. Wenn man von den Zahlenwerten absieht und nur die vorhandene Kombination der Zeichen betrachtet, so ergibt sich, daß die

Wenn das Auftreten mehrerer von einem gemeinsamen Emissionszentrum herrührender Korpuskularstrahlen von den beschriebenen Beobachtungen als zweifellos erwiesen ist, so ist ohne weiteres klar, daß dies Zentrum nicht ein einfaches radioaktives Zentrum sein kann. Die beobachteten Strahlen können nur als sekundär durch einen Absorptionsakt ausgelöst aufgefaßt werden. Da eine solche sekundäre „Mehrfachstrahlung“ kein bekanntes Analogon in dem gewöhnlichen Comptonprozeß hat und überhaupt kaum einem Comptonmechanismus zugeschrieben werden kann,

Wahrscheinlichkeit der zufälligen Wiederholung der entsprechenden Zeichen innerhalb jeder von vier gegebenen Gruppen schon sehr klein ist (etwa 0,001).

Nr. 1. Von drei Richtungen, welche durch die angegebenen Zahlenwerte bestimmt sind, sind zwei (a und b) vermutlich konplanar. Die (mit umgekehrten Zeichen genommenen) Richtungen konvergieren, wie die beiden auf der Zeichnung (Fig. 8) dargestellten Projektionen zeigen, innerhalb der möglichen Meßfehler gegen einen Punkt.

Nr. 2 und 3. Diese Fälle können in der Weise gedeutet werden, daß die betrachteten Strahlen von einem gemeinsamen Zentrum emittiert waren, aber dann eine kleine Ablenkung (von der Ordnung 2 bis 3°, welche auch dem Meßfehler nahe ist) bei Durchdringung der 5 mm dicken Glasdecke der Nebelkammer erlitten haben.

In bezug auf Nr. 4 (a, b) und Nr. 1 (c) ist dasselbe zu sagen. Hier aber muß man einen viel größeren Wert der erlittenen Ablenkung, nämlich etwa 20 bis 30°, annehmen. Diese Ablenkung konnte in der Glasdecke oder in dem die Nebelkammer umhüllenden Kupferzylinder (der zur Erzeugung des Magnetfeldes dienenden Spule) erfolgen. Im Falle Nr. 1c ist es auch möglich, daß die betreffende Ablenkung von dem Magnetfeld erzeugt wurde.

Daß der Streueinfluß merklich ist, scheint zu zeigen, daß in den betreffenden Fällen die β -Strahlgeschwindigkeit nicht zu hoch ist. Die abgebildeten Bahnstrecken sind in allen diesen Fällen sehr klein, so daß ein auch relativ niedriger Wert der Strahlgeschwindigkeit zugelassen werden kann.

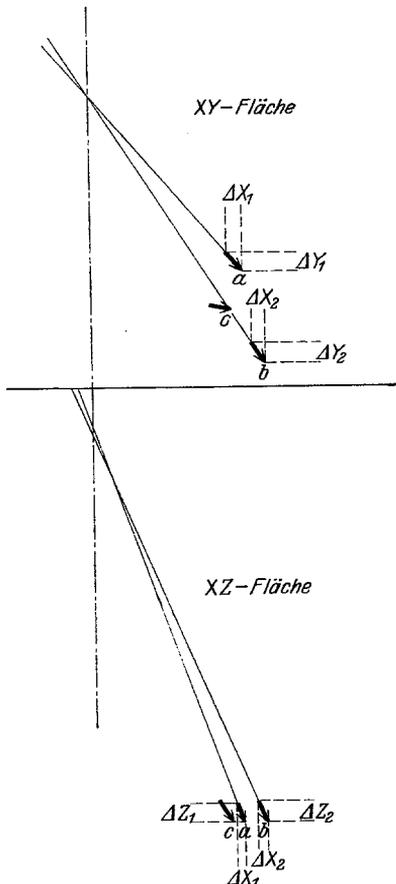


Fig. 8.

so hätte man an einen anderen Mechanismus der Auslösung zu denken. A priori aber dürfte es wahrscheinlich sein, daß dies für so harte Strahlen wie Ultra- γ -Strahlen auch möglich wäre, denn „...There ist always the possibility, and even the probability, that such energetic radiations or the swift electrons liberated by them may be able occasionally to disintegrate the nucleus of the atom in their path“*.

In diesem Zusammenhang könnte man auch an die Möglichkeit, daß die H-Strahlen mit der Energie von dem Betrage der „Ultra- γ -Energie“ erzeugt werden können, denken. Diese H-Strahlen würden die Geschwindigkeit von der Ordnung 1,5 bis $2 \cdot 10^{10}$ haben. Nach den Ergebnissen der Thomson-Bohrschen Theorie ist zu schließen, daß der Ionisationswirkung nach solche Strahlen von den gleich schnellen β -Strahlen nicht zu unterscheiden wären. Was unsere geradlinigen Bahnen anbetrifft, so kann man in der Mehrzahl der Fälle behaupten, daß die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens nicht mehr als nur um wenige Prozente von der Lichtgeschwindigkeit verschieden sein kann. Die Möglichkeit der Existenz ionisierender Strahlen von der oben vermuteten Art (welche vollkommen geradlinig sind, aber wie etwa 50 bis 100 kV schnelle β -Strahlen ionisieren) ist aber wohl nicht ausgeschlossen, und einige Aufnahmen scheinen auch solche Bahnen zu zeigen**.

Die zwei in Fig. 6 reproduzierten, ein Dublett bildenden Bahnen z. B. haben ein merklich verschiedenes Aussehen, und eine von ihnen, nämlich die an der Grenze des beleuchteten Gebietes liegende, scheint von mit größerer Dichte verteilten Ionen gebildet zu sein.

Die betrachtete Erscheinung war überhaupt nicht zu erwarten; als besonders überraschend ist aber das relativ sehr häufige Auftreten der „assozierten“ Strahlen hervorzuheben***.

Bemerkungen zur Methodik der Höhenstrahlungsmessung. Oben wurde angenommen, daß die durchdringenden kosmischen Strahlen in dem absorbierenden Medium sekundäre Comptonelektronen auslösen,

* Rutherford, l. c. S. 16.

** Im zentralen Teil einer der Aufnahmen, welche im Jahre 1927 von dem Verfasser publiziert wurden (ZS. f. Phys. 43, 362, Fig. 7, 1927), sieht man einen solchen leider fast vertikal gerichteten und darum nur durch eine kurze Strecke repräsentierten Strahl, welcher (bei Stereoskopbetrachtung) vollkommen geradlinig zu sein scheint, dessen Ionisierungsvermögen aber von den nebenbei befindlichen Bahnen, deren Energie 100 bis 200 kV beträgt, nicht zu unterscheiden ist. Zu den sehr schnellen oder Ultra- β -Strahlen wurde diese Bahn nicht mitgezählt.

*** Es ist ja immer eine nicht kleine Wahrscheinlichkeit vorhanden, daß nur ein Teil der mehreren Komponenten eines außerhalb der Kammer entstandenen Strahlenbündels die Kammer treffen wird.

welchen der beobachtete Ionisationseffekt zuzuschreiben ist. Wenn auch ein solcher Mechanismus der Ionisation dem Mechanismus der γ -Strahlenabsorption im Wesen völlig entspricht, so sind doch, der ganz ungewöhnlichen Größenordnung der in Betracht kommenden γ - und β -Energien zufolge, einige eigentümliche Erscheinungen vorauszusehen, welche aus der im γ -Gebiet gewonnenen Erfahrung nicht bekannt sind. Das wird z. B. ohne weiteres ersichtlich, wenn man die Reichweiten der betreffenden sekundären Elektronen abschätzt. Diese Abschätzung scheint auf Grund der bekannten Angaben über die β -Strahlenabsorption möglich zu sein. Aus den experimentellen Messungsergebnissen einerseits und der Bohrschen Theorie der Absorption der Korpuskularstrahlen andererseits folgt nämlich, daß die pro Wegeinheit absorbierte Energie des Strahlenteilchens näherungsweise proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit abnimmt und also bei der Annäherung an die Grenzgeschwindigkeit praktisch konstant bleibt*.

Der aus dem den Messungen zugänglichen Gebiet der β -Strahlgeschwindigkeiten extrapolierte Zahlenwert des betreffenden Energieverlustes beträgt nach C. T. R. Wilson** etwa 1000 Volt/cm für Normalluft, was, der Größenordnung nach, mit den Ergebnissen der Nebelversuche, von welchen hier berichtet wird, in Übereinstimmung zu sein scheint.

Die Nebelaufnahmen zeigen ganz klar, daß die gesamte auf der Längeneinheit von hochgeschwinden geradlinigen Strahlen erzeugte Zahl der Ionenpaare sehr wenig verschieden von der Zahl der auf der Wegeinheit der schnellsten meßbaren β -Strahlen gefundenen Ionenzahl ausfällt. Für diese letzten Strahlenbahnen erlauben aber die Wilsonaufnahmen in einigen Fällen eine direkte Abzählung der deutlich aufgelösten Ionenpaare. Diese Abzählung ergibt Zahlenwerte von der Ordnung 40 Paar für Normalluft, was der Lenardschen Abschätzung entspricht und auch mit dem oben angegebenen Betrag des Energieverlustes (1000 Volt/cm) in Übereinstimmung zu sein scheint***.

Wird diese letzte Zahl als der für den größeren Teil der Bahnlänge konstante Wert der pro Längeneinheit erlittenen Energieabnahme angenommen,

* Nach der Bohrschen Theorie eigentlich langsam anwächst.

** Proc. Cambr. Phil. Soc. 22, 534, 1925.

*** Daß die Größenordnung (1000 Volt) richtig angegeben ist, daß nämlich der Geschwindigkeitsverlust größenordnungsmäßig nicht wesentlich höher ist, zeigt auch die Betrachtung der im Magnetfeld gewonnenen Spiralbahnen. Über die Größe der Geschwindigkeitsabnahme kann man in den Fällen direkt urteilen, wo mehrere Windungen bzw. eine beträchtliche Länge der schraubenartigen Strahlenbahn abgebildet ist.

so berechnet sich die „wahre“ Reichweite entsprechend dem oben angegebenen Werte (400 000 kV) der mittleren Rückstoßenergie gleich $4 \cdot 10^5$ cm für Normalluft (etwa $\frac{1}{3}$ der Atmosphärenhöhe!), was einer Wasserschicht von $4,9 \cdot 10^2$ cm und 60 cm Blei (proportional der Konzentration der absorbierenden Elektronen umgerechnet) äquivalent ist*.

Auf Grund der durchgeführten Berechnung ist sofort ersichtlich, daß für den mittels der üblichen Meßinstrumente (3 mm starke Zinkwand z. B.) beobachteten Effekt der Höhenstrahlung nicht die Wandstrahlung, sondern die von der Umgebung kommende β -Strahlung verantwortlich ist (auch in dem Falle, wenn die Beobachtungen in freier Luft erfolgen), und es entsteht die Frage, in welchem Maße die Angaben der Ionisationsmethode von den Eigenschaften des das Meßinstrument umgebenden Mediums beeinflusst werden können.

Diesbezügliche Verhältnisse können in übersichtlicher Weise schematisch behandelt werden, wenn man folgende vereinfachende Annahmen macht: 1. Daß die sekundären Comptonelektronen in der Richtung der primären „Ultra- γ -Strahlen“ emittiert werden, und 2., daß auf dem größten Teil seiner Weglänge die Bahn des sekundären β -Teilchens geradlinig ist**.

Mit Hilfe dieser Annahmen kann man in folgender Weise in einem Punkte P des absorbierenden Mediums die Intensität der Sekundärstrahlung (welcher der beobachtete Ionisationseffekt proportional anzunehmen ist) angeben:

$$i_{\omega} d\omega = d\omega \int_0^M K J_0 e^{-\mu(M-m)} f(m) dm,$$

$$m = \int_0^r \rho dr; \quad M = \int_0^{\infty} \rho dr$$

* Nach der Bohrschen Formel für die Reichweiten in Luft findet man drei- bis viermal kleinere Werte. Nun ergibt aber diese Formel, ihrer Ableitung zufolge, nur einen Näherungswert, und zwar nur eine untere Grenze (vgl. W. F. G. Swann, Phil. Mag. 47, 318, 1924). Der Vergleich mit der Erfahrung für kleinere β -Geschwindigkeiten hat außerdem gezeigt, daß die nach Bohr berechneten Werte zu niedrig ausfallen.

** 1. Daß die erste Annahme näherungsweise realisiert ist, folgt aus den bekannten experimentellen und theoretischen Ergebnissen (alle Theorien des Comptoneffekts führen zu dieser Forderung). Nach Klein-Nishina z. B. werden zwischen 0 und 10^0 , für $\lambda = 0,02$ X-E., — 84 %, zwischen 10 bis 20^0 — 12 % der gesamten sekundären Strahlen emittiert.

2. Wenn, wie im Texte angenommen, die pro Wegeinheit gerechnete Abnahme der Energie eines Ultra- β -Teilchens auf dem größten Teil seines Weges konstant ist, so kann man leicht die Wahrscheinlichkeit der Einzelstreuung unter dem gegebenen Winkel ϑ nach den bekannten Formeln berechnen. Wenn die Anfangsenergie gleich $4 \cdot 10^8$ Volt angenommen wird, so ergibt sich die für $\frac{3}{4}$ der Bahnlänge berechnete Wahrscheinlichkeit einer Kernablenkung $> 10^0$ gleich 0,1.

(r ist der von dem Punkte P fortgerichtete Radiusvektor, $d\omega$ der räumliche Öffnungswinkel des elementaren Strahlenkegels), i_ω ist die Intensität der sekundären Elektronenstrahlung im Punkte P in der gewählten Richtung (entgegen dem Radiusvektor r). J_0 ist die Intensität der primären Strahlung in derselben Richtung, an der Grenze des absorbierenden Mediums gemessen, Q ist die Zahl der absorbierenden Elektronen in der Volumeneinheit, μ der Absorptionskoeffizient der primären Strahlen, und $f(m)$ eine Funktion, welche das Absorptionsgesetz der sekundären Strahlen ausdrückt. Die Absorption der primären Energie ist proportional der Zahl der absorbierenden Elektronen angenommen.

Der gewonnene Ausdruck kann wie folgt dargestellt werden:

$$i_\omega = C J_0 e^{-\mu M},$$

wo

$$C = \int_0^M K e^{\mu m} f(m) dm^*.$$

Diese Formel zeigt nun, daß man zu richtigen Ergebnissen gelangen würde, wenn man wie üblich angenommen hätte, daß unser Meßinstrument die primäre Intensität direkt angäbe, indem der Empfindlichkeitsfaktor der Größe C gleichzusetzen wäre, und die oben gestellte Frage reduziert sich auf die folgende, in welchem Maße dieser Faktor C von den Eigenschaften des Absorptionsmittels (von der Dichte in erster Reihe) abhängen kann.

Diese letzte Frage ist sofort zu beantworten. In dem Maße, in welchem man annehmen kann, daß nicht nur die Absorption der primären, sondern auch der sekundären, korpuskularen Strahlen nur durch die Zahl der absorbierenden Elektronen bestimmt ist [also die Funktion $f(m)$ für verschiedene Atomarten dieselbe ist], ist der Faktor C für verschiedene Medien gleich groß und hängt nicht von der Dichte dieser Medien ab**. Ist dies der Fall, wie z. B. für verschiedene Absorbentien der gleichen Atomnummern von vornherein anzunehmen ist, so kann man auch keine Komplikation bei dem Übergang von einem Medium zu dem anderen (z. B. von Luft zu Wasser) erwarten***. A priori muß man aber erwarten, daß

* Für nicht zu kleine M wird C von M unabhängig.

** Wenn man nicht zu nahe an der Grenze der absorbierenden Schicht beobachtet.

*** Auf die mögliche Beeinflussung der Absorptionsversuche durch die sekundären Elektronen, welche die Wände des Meßinstruments durchdringen können, wurde von Millikan und Cameron im Jahre 1926 hingewiesen (Phys. Rev. **28**, 866, 1926). Gegen diese Annahme wurde dann von Hess (Phys. ZS. **28**, 882, 1927) der Einwand gemacht, daß man unter dieser Voraussetzung eine Vergrößerung des

die Funktion $f(m)$ für die Atome verschiedener Ordnungsnummern verschieden ausfällt, d. h. daß das Bremsvermögen von der Atomnummer des Absorbenten abhängig ist. Das Integral $\int_0^M k e^{u m} f(m) dm$, d. h. der betrachtete Empfindlichkeitsfaktor C , wird für Medien mit größerem reduzierten (pro Elektron gerechneten) Bremsvermögen kleiner ausfallen [ein schnellerer Abfall der Funktion $f(m)$].

Man kann also erwarten, daß, wenn die Absorptionskurven aufgenommen werden, indem die entsprechenden Intensitäten als Funktion der Zahl der absorbierenden Elektronen eingetragen werden, diese für verschiedene Medien ermittelten Kurven nicht zusammenfallen werden. In Analogie zu dem, was die Erfahrung über die Absorption der schnellsten β -Strahlen von gewöhnlichem Typus lehrt, kann man erwarten, daß im Falle der höheren Atomnummern das reduzierte Bremsvermögen höher*, und demzufolge die betrachteten Intensitäten, entsprechend dem kleineren Wert des Faktors C , für dieselben Abszissen niedriger ausfallen werden**, so wie es in Fig. 9 schematisch dargestellt ist.

Wenn man die Absorptionsversuche z. B. mit Blei im Meeresniveau durchführt, so wird man innerhalb einer „Übergangszone“ (von Luft zu

beobachteten Effekts erwarten könnte, falls man das Elektroskop mit einem nicht zu dicken Metallpanzer umhüllen würde, was aber tatsächlich nicht beobachtet wird. Daß eine solche Schluffolgerung nicht richtig ist, ist aus den im Texte angeführten Erläuterungen ersichtlich. Man kann auch allgemeiner (ohne die oben im Texte gemachten Annahmen 1 und 2 heranzuziehen) behaupten: Die Ionisation in einem mit dem Stoff I erfüllten Raume, dessen Abmessungen klein im Vergleich zu den Reichweiten der ionisierenden sekundären Elektronen ist, hängt bei einer bestimmten in der Umgebung dieses Raumes herrschenden Intensität der Primärstrahlung nicht von der Dichte des umgebenden Mediums II ab, falls die Absorption der primären sowie auch der sekundären Strahlen als proportional der Zahl der absorbierenden Elektroden anzunehmen ist (und wenn das Medium II genug ausgedehnt ist).

* Die reduzierten „praktischen“ Reichweiten (der schnellsten β -Strahlen) sind für die Medien mit höheren Ordnungsnummern kleiner gefunden worden (vgl. W. Bothe, Handb. d. Phys., Bd. XXIV, S. 29; herausg. von H. Geiger und K. Scheel), was der Wirkung der Zerstreung zuzuschreiben ist. In der im Texte durchgeführten schematischen Betrachtung ist der Einfluß der Streuung vernachlässigt worden. Es ist aber klar, daß, da das Absorptionsgesetz $f(m)$ willkürlich gewählt werden kann, dem Wesen nach die angeführten Folgerungen auch bei strengerer Betrachtung (ohne die zweite Annahme vorzusetzen) bestehen bleiben werden, falls die „praktischen“ Reichweiten, so wie im Texte vermutet, von den Ordnungsnummern des Absorbers abhängen.

** Das also bei der Umhüllung des Elektroskops z. B. mit Blei seine Empfindlichkeit verringert.

Blei), deren Breite der „praktischen“ Reichweite* der sekundären Elektronen in Blei gleich ist, einen punktiert angedeuteten anomalen Abfall** beobachten.

Die in Fig. 9 schematisch dargestellten ähnlichen Kurven und der daraus folgende anomale Abfall in der „Übergangszone“ wurden von Steinke auf Grund des umfangreichen, sehr sorgfältig untersuchten experimentellen Materials vermutet. Die von ihm in Anlehnung an die früher von Hoffmann ausgesprochene Idee gegebene Deutung, von welcher auch der Verfasser geleitet war, ist formal der hier skizzierten gewissermaßen analog. Für die betreffende Erscheinung werden ebenfalls sekundäre Strahlen verantwortlich gemacht. Es wird nämlich angenommen, daß die Angaben des Meßinstrumentes von der Überlagerung einer in der

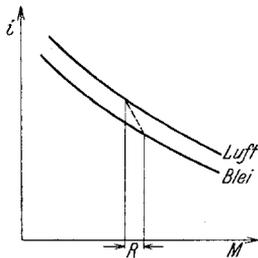


Fig. 9.

Übergangszone entstandenen, relativ weichen sekundären Strahlung wesentlich beeinflusst sind. Nach den oberen Ausführungen ist dagegen der ganze beobachtete Effekt einer korpuskularen Strahlung, welche von der Übergangszone herührt, zuzuschreiben. In bezug auf die näheren Angaben über diese Erscheinungen und ihre Deutung sei auf die Arbeiten von Steinke*** und Myssowsky und Tuwim**** hingewiesen. Nach Steinke wird „durch diesen Streueinfluß...

die ganze Absorptionsmessung der durchdringenden Strahlung auf eine andere Grundlage gestellt“ †.

Daß diese Erscheinungen durch die Wirkung der Sekundärstrahlen erklärt werden müssen, scheint außer Zweifel zu sein. Von den zwei Möglichkeiten, diese Sekundärstrahlen als sekundäre Comptonelektronen oder sekundäre, durch Comptonprozesse erzeugte Streuquanten aufzufassen, ist aber die zweite, von Steinke und anderen vertretene, abzulehnen. Denn die Durchführung dieser Deutung ist nur dann möglich, wenn der Comptonschen Streustrahlung solche Eigenschaften zugeschrieben werden, welche ihr sicher nicht zukommen. Nach Steinke ist z. B. anzunehmen, daß die Intensität der pro Elektron gerechneten Streustrahlung mit

* Vermutlich mehr als 10 cm.

** Dieser Abfall braucht im allgemeinen nicht exponentiell zu sein, was auch nach Steinke (siehe weiter unten) für Eisen z. B. sicher nicht der Fall ist.

*** E. Steinke, l. c. 48, 647, 1928.

**** L. Myssowsky und L. Tuwim, ZS. f. Phys. 50, 273, 1928.

† E. Steinke, l. c. S. 670.

wachsender Atomnummer abnimmt, was aber auf Grund der Gesamtheit der bekannten Erfahrungstatsachen für eine so harte Strahlung wie die Ultra- γ -Strahlung nicht zu erwarten ist*.

Besonders aus Intensitätsgründen scheint diese Annahme nicht zuverlässig zu sein, was ganz klar sich herausstellt, sobald die betreffenden Ausführungen quantitativ gefaßt werden.

Nach Myssowsky und Tuwim z. B. soll die vermutete Streustrahlung folgenden Forderungen genügen, um die Erfahrungstatsachen zu erklären. Dem Durchdringungsvermögen nach soll diese Strahlung den gewöhnlichen γ -Strahlen ähnlich sein, also eine Wellenlänge haben, welche 20- bis 200 mal größer als die primäre ist. Die Energie dieser Streustrahlen soll aber nicht klein sein im Vergleich zu der in derselben absorbierenden Schicht durch die Streuwirkung von dem primären Bündel entzogenen Energie. Nach den Theorien des Comptoneffekts ist dagegen zu erwarten, daß einer solchen, wie es angenommen wird, durch konsekutive Comptonprozesse erzeugten sekundären Strahlung im Vergleich zu der absorbierten primären Strahlung eine verschwindend kleine Wirkung zukommen soll** (auch wenn man das höhere Ionisierungsvermögen der weicheren Anteile berücksichtigt). Ohne auf Einzelheiten einzugehen, kann man wohl behaupten, daß, wenn die von Steinke vermuteten sekundären Wirkungen reell sind, der Mechanismus des Absorptionsvorganges von dem bekannten Mechanismus der Comptonstreuung durchaus verschieden ist. Der auf der Extrapolation aus dem γ -Gebiet fußenden Auffassung der „Ultra- γ -Strahlerscheinungen“ wäre dann der Boden gänzlich entzogen.

Die Entscheidung der Frage nach der Natur der betrachteten Wirkungen würde wohl von prinzipieller Bedeutung sein. Die oben dargelegte Erklärung scheint naturgemäß aus den üblichen Annahmen über den Mechanismus des Absorptionsvorganges zu folgen. Für ihre Haltbarkeit ist die Frage nach der Größenordnung der Reichweiten der Compton-elektronen wesentlich. Nach den kürzlich von Kolhörster und Bothe*** mitgeteilten Ergebnissen scheint eine unmittelbare experimentelle Ermittlung dieser Reichweiten möglich zu sein.

* Bei der oben durchgeführten Betrachtung ist auch diese Unabhängigkeit (des oben eingeführten Koeffizienten K von der Atomnummer) vorausgesetzt. Die im vierten Abschnitt beschriebenen Tatsachen können aber zur Vermutung einer merklichen Kernbetätigung Anlaß geben. Wenn das der Fall ist, so kann auch eine Abhängigkeit des Faktors K von der Kernladung bestehen. Der Absorptionsvorgang würde dann nicht von den üblichen Formeln der Comptonschen Theorie beschrieben werden.

** Vgl. Millikan und Cameron, l. c. 28, 865, 1926.

*** W. Kolhörster und W. Bothe, Naturw. 16, 1045, 1928.

Es ist vielleicht auch eine Möglichkeit vorhanden, die Frage nach der Natur der betreffenden Sekundärstrahlung experimentell zu prüfen. Wenn tatsächlich das Durchdringungsvermögen der sekundären Elektronen von der vermuteten Größenordnung ist, wird es vielleicht möglich sein, das innere, in dem bis zur Sättigung magnetisierten Eisen vorhandene Feld (die magnetische Induktion) für die Beeinflussung der betreffenden Elektronenströmung auszunutzen, obschon auch ein solches Feld eigentlich zu schwach ausfällt. Es scheint, daß bei Verwendung einer so feinen Apparatur wie die, welche Herr Steinke in seinen Händen hat, diese Experimente prinzipiell möglich sind.

Herrn Prof. Dr. W. R. Bursian bin ich für die mir geleistete Hilfe bei der Abfassung dieses Berichtes zu tiefstem Danke verpflichtet.

Leningrad, Phys.-Techn. und Polytechn. Institut, 5. Febr. 1929.

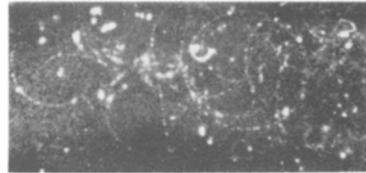
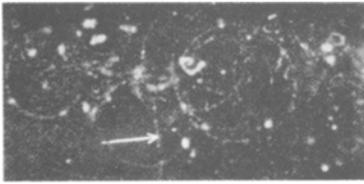


Fig. 1.

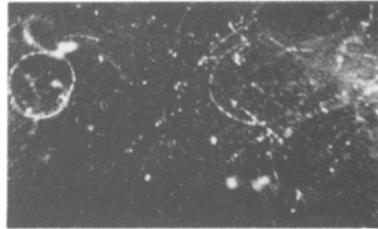
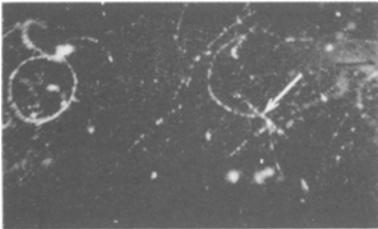


Fig. 2.

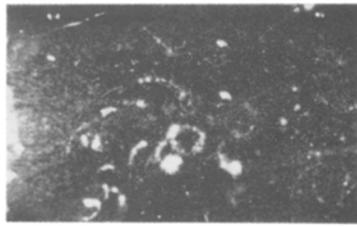


Fig. 3.

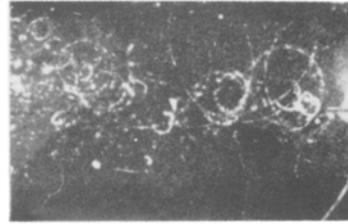
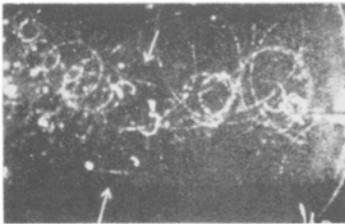


Fig. 6.

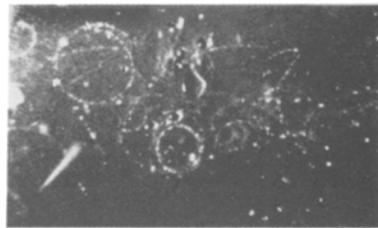
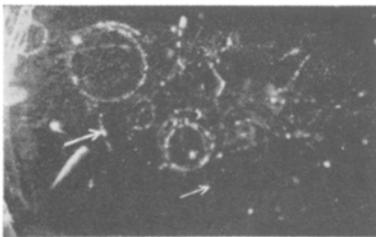


Fig. 7.

D. Skobelzyn, Über eine neue Art sehr schneller β -Strahlen.