

Über das Wesen des Comptoneffekts; ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung.

Von **W. Bothe** und **H. Geiger** in Charlottenburg.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Mit neun Abbildungen. (Eingegangen am 25. April 1925.)

Übersicht: Es wird eine Versuchsanordnung angegeben, welche erlaubt, zwischen der bisherigen Auffassung vom Comptoneffekt und der von Bohr, Kramers und Slater vorgeschlagenen zu entscheiden. Nach der bisherigen Vorstellung mußte gleichzeitig mit jedem Streuquant ein Rückstofelektron beobachtbar sein. Nach Bohr wäre der Zusammenhang viel loser und müßte bei der hier benutzten Versuchsanordnung praktisch verschwinden. Das Wesentliche der Anordnung läuft darauf hinaus, mit zwei Spitzenzählern (e -Zähler und $h\nu$ -Zähler) die Rückstofelektronen und die Streustrahlung eines sehr kleinen Volumens Wasserstoff getrennt zu registrieren, und zu untersuchen, ob Koinzidenzen zwischen den registrierten Ausschlägen auftreten. Die Versuche ergaben, daß etwa jeder elfte $h\nu$ -Ausschlag mit einem e -Ausschlag zeitlich zusammenfiel. Dies ist nach der Bohrschen Vorstellung nicht verständlich, ist aber nach der älteren Vorstellung zu erwarten, wenn man die nicht zu vermeidende Unvollkommenheit der Versuchsbedingungen in Betracht zieht. — Der scharfe Nachweis der Koinzidenzen war zuerst dadurch sehr erschwert, daß, wie sich später herausstellte, die Spitzenzähler mit variablen Verzögerungen bis zu $\frac{1}{100}$ Sekunde arbeiteten. Erst als diese Verzögerungen dadurch praktisch behoben waren, daß dem Spitzenzähler ein homogeneres Feld überlagert wurde, konnte die Genauigkeit der Zeitmessung, welche im Laufe der Versuche auf $\frac{1}{10000}$ Sekunde stieg, voll ausgenutzt werden.

Kapiteleinteilung: 1. Zweck und Prinzip des Versuches. 2. Allgemeine Versuchsanordnung. 3. Zähler und Registrierung. 4. Begründung der gewählten Versuchsanordnung. 5. Orientierende Vorversuche. 6. Durchführung und Auswertungsverfahren bei den Hauptversuchen. 7. Versuchsgruppe I. 8. Versuchsgruppe II. 9. Nachweis und Beseitigung der Verzögerungen. 10. Versuchsgruppe III. 11. Gesamtergebnisse. 12. Fehlerdiskussion. 13. Blindversuche. 14. Schlussbemerkungen.

1. Zweck und Prinzip des Versuches. In ihrer neuen Theorie über das Wesen der Strahlung weichen Bohr, Kramers und Slater ¹⁾ bei der Deutung des Comptoneffekts von der ursprünglichen Vorstellung von Compton ²⁾ und Debye ³⁾ ab, indem sie dem Energie- und Impulssatz nur statistische Gültigkeit zuerkennen. Wir sehen im folgenden zunächst ab von dem unmodifizierten Anteil der Streuung, welcher ohne Wellenlängenänderung und ohne Elektronenrückstoß erfolgt, und welcher nach den bisher vorliegenden Versuchsergebnissen wohl nur von den fester gebundenen Atomelektronen herrührt. Man kann dann den Unter-

¹⁾ N. Bohr, H. A. Kramers und J. C. Slater, ZS. f. Phys. **24**, 69, 1924.

²⁾ A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 207, 1923.

³⁾ P. Debye, Phys. ZS. **24**, 161, 1923.

schied zwischen den beiden Auffassungen auf folgende Form bringen: Es bedeute in Fig. 1 $h\nu$ ein homogenes Röntgenbündel, welches den Körper C mit dem Streukoeffizienten σ auf eine kurze Strecke l durchsetzt. Von der gesamten Strahlung, welche der Brennfleck der Antikathode allseitig aussendet, sei ein Bruchteil k in dem Raumwinkel des Primärbündels enthalten. Dann tritt nach Compton ein Bruchteil

$$w = k\sigma l \quad (1)$$

der primären „Strahlungsquanten“ mit den Elektronen in C in Wechselwirkung; diese besteht darin, daß das gleiche Primärquant $h\nu$ zu Aussendung eines Streuquants $h\nu'$ und eines Rückstoßelektrons e Anlaß gibt. Ein Streuquant wird also nach dieser Vorstellung grundsätzlich stets dann und nur dann zu beobachten sein, wenn ein Rückstoßelektron auftritt; von dem kleinen Bruchteil w abgesehen, gehen die Primärwellen wirkungslos durch den Körper hindurch. Nach Bohr ist zwar die Zahl der erzeugten Rückstoßelektronen ebenfalls durch Gleichung (1) gegeben, außerdem aber soll jede primäre Elementarwelle an jedem getroffenen

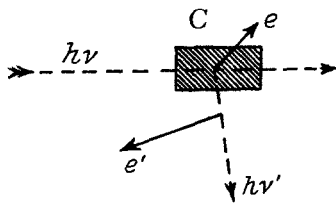


Fig. 1.

Elektron eine „virtuelle“ Streuwelle erzeugen. Die Gesamtheit dieser von einer Primärwelle erzeugten Streuwellen soll einem sie völlig absorbierenden System einen Energiezuwachs $h\nu'$ mit der durch Gleichung (1) gegebenen Wahrscheinlichkeit w erteilen können, denn diese Wahrscheinlichkeit ist ja

dadurch bestimmt, daß im Mittel über eine große Zahl von Elementarwellen die Streustrahlung ebenso viele „Absorptions“-Akte induzieren muß, wie Rückstoßelektronen auftreten. Ob jedoch im Falle einer einzelnen Primärwelle ein solcher Energiezuwachs $h\nu'$ eintritt, ist völlig unabhängig davon, ob diese Primärwelle ein Rückstoßelektron erzeugt oder nicht. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, daß eine beobachtbare Wirkung der Streustrahlung (z. B. Auslösung eines Photoelektrons e') gleichzeitig mit dem Auftreten eines Rückstoßelektrons stattfindet, ebenfalls gleich w . Ebenso groß wäre nach Bohr auch die Wahrscheinlichkeit, daß gleichzeitig mit einem Photoelektron noch ein zweites durch dieselbe Streuwelle ausgelöst wird. „Gleichzeitig“ bedeutet dabei stets: innerhalb der unmeßbar kleinen Abklingzeit der Elementarwelle.

Die Wahrscheinlichkeit für derartig gleichzeitige Vorgänge (Koinzidenzen) ist also nach Bohr jedenfalls kleiner als 1 und kann beliebig klein gemacht werden, wenn man das Produkt $k\sigma l$ nur klein genug macht.

Dagegen ist nach der ursprünglichen Vorstellung von Compton und Debye die Wahrscheinlichkeit einer Koinzidenz genau gleich 1 und unabhängig von k , σ und l . Zur Entscheidung zwischen diesen Konsequenzen der beiden Vorstellungsweisen dienten die im folgenden beschriebenen Versuche. Das Ergebnis spricht eindeutig zugunsten der

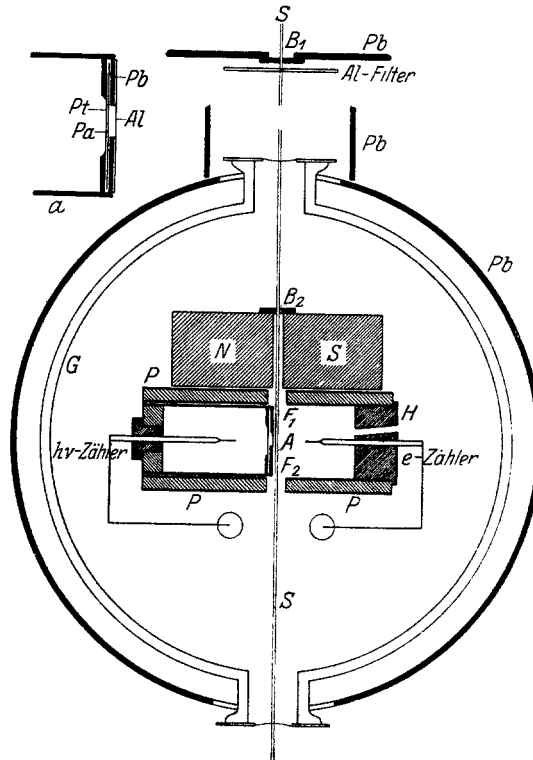


Fig. 2.

Versuchsanordnung im Horizontalschnitt. a: Stirnseite des $h\nu$ -Zählers.

älteren Vorstellung und ist mit der Bohrschen Deutung des Comptoneffekts unvereinbar.

2. Allgemeine Versuchsanordnung. Das Prinzip der Versuchsanordnung haben wir bereits in einer früheren Notiz kurz mitgeteilt¹⁾. Das Strahlenbündel SS (Fig. 2), welches durch zwei Blenden B_1 und B_2 von 1×2 mm Durchlaßfläche und 20 cm gegenseitigem Abstand begrenzt war, durchsetzte die mit Wasserstoff von Atmosphärendruck gefüllte

¹⁾ W. Bothe und H. Geiger, ZS. f. Phys. **26**, 44, 1924.

Glasglocke G , in der sich ein dickwandiger, horizontal und quer zur Strahlenrichtung liegender Hohlzylinder PP aus Blei befand. Der Zylinder hatte 2,8 cm inneren Durchmesser und war innen und außen mit Messing verkleidet. Zwei rechteckige Ausschnitte F_1 und F_2 von 7×10 mm ermöglichten den Durchtritt des Strahlenbündels. Im Innern des Zylinders befanden sich die beiden Spitzenzähler, die im folgenden als e -Zähler und $h\nu$ -Zähler unterschieden werden. Zwischen dem Zylinder und der Blende B_2 durchlief das Strahlenbündel ein Magnetfeld von 1500 I , welches durch einen permanenten Magneten NS geliefert wurde und dazu diente, die an den Rändern der Blende B_2 entstehenden Photoelektronen am Eintritt in den Bleizylinder P zu verhindern. Die Polschuhe waren ebenso wie

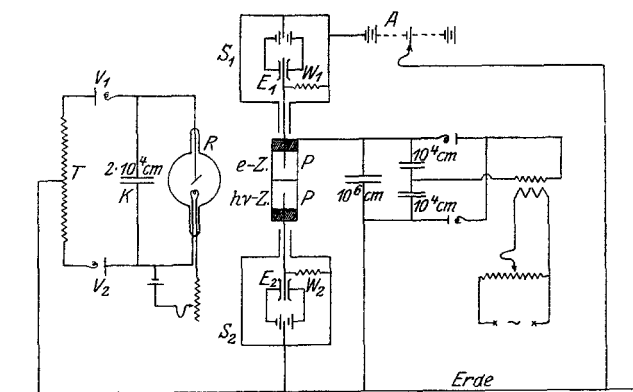


Fig. 3. Schaltungsschema.

die Ränder der Fenster F_1 und F_2 mit Paraffin überzogen, um Photoelektronen, welche etwa durch falsches Licht entstanden sein konnten, möglichst auszuschalten.

Als Strahlenquelle diente ein Coolidgerohr R mit Wolframanode, das mit Gleichspannung von 70 kV betrieben wurde (Fig. 3). Zur Erzeugung der Gleichspannung diente ein Transformator T , betrieben mit 50 periodiger Wechselspannung, in Verbindung mit zwei Glühventilen¹⁾ V_1 V_2 und zwei parallel geschalteten Kondensatoren K von je $0,01 \mu\text{F}$. Die drei Glühkathoden wurden mit isoliert aufgestellten Akkumulatoren-batterien geheizt. Der Abstand des Anodenbrennflecks von der Blende B_1 betrug 20 cm (Fig. 2).

¹⁾ Die Glühventile wurden von der Osram-Gesellschaft zur Verfügung gestellt, wofür Herrn Direktor Dr. K. Mey auch an dieser Stelle gedankt sei.

Es wurde die inhomogene Bremsstrahlung des Coolidgerohres nach Filterung durch 1 mm Al benutzt ¹⁾. Der Strahlengang wurde mit Hilfe eines Fernrohres so einjustiert, daß das Bündel in einem Abstand von etwa 1 mm an der Vorderfläche des $h\nu$ -Zählers vorbeistrich. Photographische Kontrollaufnahmen ergaben, daß das Strahlenbündel sehr sauber ausgeblendet war und hinter der Blende B_2 bis zur Austrittsstelle aus der Glasglocke keinen festen Körper streifte (Fig. 2); auch bei starker Überexposition war außerhalb der geometrischen Strahlenbegrenzung keine merkliche Intensität festzustellen. Dieser Punkt ist sehr wesentlich, denn bei dem äußerst geringen Streuvermögen des Wasserstoffs, verglichen mit demjenigen fester Körper, könnten schon Spuren von falschem Licht sehr störend sein. Die ganze Apparatur war durch geerdete Bleihüllen Pb , welche die Glasglocke und das Coolidgerohr umgaben, gegen vagabundierende Röntgenstrahlen geschützt.

Die im Wasserstoff in der Umgebung von A erzeugten Rückstoßelektronen wurden von dem e -Zähler registriert, während die aus derselben Umgebung kommende Streustrahlung in den geschlossenen, mit Luft gefüllten $h\nu$ -Zähler eintreten und dort Ausschläge hervorrufen konnte. Der $h\nu$ -Zähler war mit einer Platinfolie Pt von 0,02 mm Dicke luftdicht abgeschlossen (Fig. 2 a). Über der Platinfolie lag ein 1 mm dickes Bleiblech Pb , in das ein rundes Fenster von 6 mm Durchmesser geschnitten war (Sekundärblende). Das Fenster war um 1 mm entgegen der Strahlrichtung aus der Mitte versetzt. Die Größe der Sekundärblende war ausreichend, um den „wirksamen Bereich“ des e -Zählers zu umfassen ²⁾. Zwischen dem Platin- und dem Bleiblech lag ein dünner Paraffinfilm Pa von 5 cm Luftäquivalent. Auch die Außenseite des Bleiblechs war mit einer ebenso dünnen Paraffinschicht überzogen und diese nochmals mit dünnster, auch über das Fenster hinwegreichender Aluminiumfolie Al bedeckt. Dadurch war eine elektrisch leitende und ebene Zähleroberfläche, die mit dem Zählergehäuse Kontakt hatte, auch für den e -Zähler geschaffen. Gleichzeitig war auf diese Weise das Elektronenemissionsvermögen derjenigen Teile, welche etwa von diffusen Röntgenstrahlen getroffen werden konnten, auf ein Minimum herabgedrückt.

¹⁾ Der Comptoneffekt, welcher bis vor kurzem nur an relativ langwelligen Strahlen direkt beobachtet wurde, ist neuerdings auch mit der verhältnismäßig harten Wolfram- K -Strahlung ($\lambda_{Ka} = 0,21 \text{ \AA}$) gefunden worden (P. A. Ross, Phys. Rev. **25**, 235, 1925). Dabei ist die modifizierte Linie relativ sogar noch stärker als bei weichen Strahlen.

²⁾ W. Kutzner, ZS. f. Phys. **23**, 117, 1924.

3. Zähler und Registrierung. Die Zählerspitzen, welche teilweise aus feinen Platin- oder Stahlnadeln, teilweise aus winzigen Platin-kügelchen bestanden, lagen in der Achse des Bleizylinders, 11 bis 13 mm von den Stirnflächen Pt bzw. Al zurück. Jede der beiden Spitzen war durch eine elektrostatisch geschützte Zuleitung mit einem Fadenelektrometer E_1 bzw. E_2 verbunden, das selbst wieder mit allem Zubehör in einen besonderen Schutzkasten S_1 bzw. S_2 eingeschlossen war (Fig. 3). An das gemeinsame Zählergehäuse PP war die Hochspannung gelegt, welche entweder von einer Hochspannungsbatterie oder, soweit diese nicht ausreichte, von einer Gleichrichteranlage geliefert wurde. Zur Konstanterhaltung der Spannung war im zweiten Falle dem Zählergehäuse außer den zur Gleichrichteranlage gehörigen Kondensatoren von 2×10^4 cm eine Kapazität von 10^6 cm zugeschaltet. Die Spannung, die zwischen 1500 und 2500 Volt lag, konnte während eines Versuchs auf 10 Volt konstant gehalten werden, was vollständig ausreichte.

Da die beiden Zähler verschiedene Betriebsspannungen brauchten, konnte nur die eine Spitze ($h\nu$ -Spitze) in der üblichen Weise über einen hohen Widerstand W_2 zur Erde abgeleitet werden. An der anderen Spitze lag über einen hohen Widerstand W_1 eine Gegenspannung A , die entsprechend einreguliert wurde. Auch der Schutzkasten S_1 lag auf demselben Potential.

Die Fäden der beiden Elektrometer E_1 und E_2 wurden dicht nebeneinander auf den Spalt F eines mit Motorantrieb versehenen Registrierapparates projiziert (Fig. 4). Die benutzten Bromsilberfilme hatten eine Breite von 1,5 cm und eine Länge von 75 m und liefen in 6 bis 10 Minuten ab. Diese hohe Geschwindigkeit war erforderlich, um den Zeitpunkt eines Ausschlags möglichst scharf erfassen zu können. Andererseits war aber die Entscheidung, ob tatsächlich Koinzidenzen auftraten, erst möglich, wenn für mehrere Stunden mit dieser Schnelligkeit registriert worden war. Der dadurch bedingte große Filmverbrauch setzte der Ausdehnung der Versuche eine natürliche Grenze¹⁾.

Die Bedingungen, denen die Zähler genügen mußten, konnten erst im Laufe der Versuche klar erkannt werden. Das Haupterfordernis war große Empfindlichkeit; als Maßstab für die Empfindlichkeit verschiedener Zähler diente die Zahl der Ausschläge, welche ein in bestimmte Entfernung vom Zähler gelegtes Radiumpräparat pro Minute hervorrief. Es

¹⁾ Bei der Bewältigung der großen Filmmengen wurden wir von Herrn E. Görke aufs wirksamste unterstützt.

zeigte sich bald, daß große Unterschiede vorhanden waren, die im wesentlichen von Spitzenabstand, Spitzenbeschaffenheit, Gasdruck und Gasinhalt abhingen. Z. B. war bei Wasserstofffüllung die Empfindlichkeit stets kleiner, die bei einem Stromstoß übergehende Elektrizitätsmenge aber sehr viel größer als in Luft. Als günstigste Gasfüllung erwies sich Luft von Atmosphärendruck, obwohl diese gewisse später zu besprechende Nachteile besitzt (Ziffer 9).

Als weitere Bedingung kommt hinzu, daß der Stromstoß im Zähler bei Eintritt eines Strahlenteilchens möglichst kurze Dauer bei großem Momentanwert der Stromstärke besitzen muß, damit der Einsatz des Fadenausschlags genügend steil erfolgt. Auch hier zeigten sich je nach der Spitzenbeschaffenheit erhebliche Unterschiede. Bald betrug die Dauer des Potentialanstiegs an der Spitze einige hundertstel, bald nur wenige

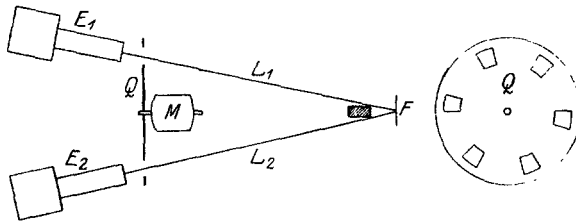


Fig. 4. Photographische Registrierung.

tausendstel Sekunden. Als untere erreichbare Grenze kann man etwa $\frac{1}{1000}$ Sekunde annehmen. Besondere Versuche zeigten, daß die Anstiegsdauer nicht etwa durch Trägheit des Elektrometerfadens vorgetäuscht war.

Bei der hohen Empfindlichkeit, die von den Zählern verlangt wurde, mußte die Spannung wesentlich höher gewählt werden, als etwa im Falle einer Zählung von α -Strahlen. Die hohe Spannung bringt aber die Gefahr mit sich, daß die Zahl der spontanen Entladungen sich vergrößert. Da die Zahl der von der Streustrahlung erzeugten $h\nu$ -Ausschläge sehr klein war, nämlich etwa 1 in der Minute, so war dieser Punkt für den $h\nu$ -Zähler sehr wesentlich. Bei den entscheidenden Versuchen hatten wir die Zahl der spontanen Ausschläge im $h\nu$ -Zähler auf 1 bis 2 in zwei Minuten herabgedrückt, was für ein Laboratorium, in dem radioaktiv gearbeitet wird, als sehr günstig angesehen werden muß. Wir lassen es jedoch dahingestellt, wieweit diese spontanen Ausschläge wirklich auf radioaktive Strahlung zurückzuführen sind.

4. Begründung der gewählten Versuchsanordnung. Als streuende Substanz fungierte ein prismatisches Wasserstoffvolumen vom

Querschnitt des Strahlenbündels und von einer Länge von etwa 6 mm entsprechend dem Durchmesser der Sekundärblende des $h\nu$ -Zählers. Es war wesentlich, daß in diesem Volumen keine Absorptionsvorgänge, sondern nur Streuprozesse stattfanden, da anderenfalls durch das Auftreten von Photoelektronen usw. (Ziffer 12) störende Nebeneffekte zu befürchten waren. Es kam daher nur reiner Wasserstoff in Betracht, denn in diesem ist die Zahl der Photoelektronen verschwindend klein gegen die Zahl der Rückstoßelektronen, wie sowohl aus Absorptions-¹⁾ und Ionisationsmessungen²⁾ hervorgeht, als auch durch Versuche nach der Nebelmethode³⁾ direkt erwiesen ist. Der benutzte Wasserstoff war besonders rein, da er eine Wasserstoffverflüssigungsanlage durchlaufen hatte.

Die Rückstoßelektronen legen unter den vorliegenden Bedingungen in Wasserstoff Wegstrecken bis zu einigen Millimetern zurück, wie aus Versuchen hervorgeht, die der eine von uns³⁾ mit fast derselben Strahlenquelle, wie hier benutzt, ausgeführt hat. In Anbetracht dieser kurzen Reichweite war es natürlich aussichtslos, eine bestimmte Richtung der Strahlen auszublenzen, was den hier beabsichtigten Nachweis noch eindringlicher gestaltet hätte. Es wurden vielmehr alle in dem kritischen Volumen erzeugten Rückstoßelektronen durch den e -Zähler registriert, soweit dieser imstande war, auf jedes einzelne Elektron anzusprechen. Das Ansprechen des e -Zählers geht so vor sich, daß das Rückstoßelektron zunächst im kritischen Volumen eine dichte Ionenwolke erzeugt, welche dann durch das Feld mehr oder weniger vollständig in die unmittelbare Nähe der Spitze gezogen wird, wo sie durch Stoßionisation eine Entladung auslöst. Die kurze Reichweite der Rückstoßelektronen gewährleistet, daß praktisch nur die in dem kritischen Volumen vor der Sekundärblendenöffnung erzeugten Elektronen, nicht aber Elektronen aus Nachbargebieten zur Zählung gelangten. Die Zahl der e -Ausschläge variierte bei einem Röhrenstrom von 1,6 mA zwischen 300 und 500 pro Minute: eine weitere Steigerung der Stromstärke hätte zu Schwierigkeiten bei der Registrierung und Auswertung der e -Ausschläge geführt.

Von der zu den Rückstoßelektronen gehörigen Streustrahlung drang entsprechend der Apertur der Sekundärblende etwa $\frac{1}{6}$ durch die Platinfolie in den $h\nu$ -Zähler ein. Durchtritt von Elektronen durch die Folie, deren Luftäquivalent rund 30 cm betrug, war ausgeschlossen. Das An-

¹⁾ C. W. Hewlett, Phys. Rev. **19**, 265, 1922; **20**, 688, 1922; A. R. Olson, E. Dershem und H. H. Storch, ebenda **21**, 30, 1923.

²⁾ G. Shearer, Phil. Mag. **30**, 644, 1915.

³⁾ W. Bothe, ZS. f. Phys. **16**, 319, 1923; **20**, 237, 1923.

sprechen des $h\nu$ -Zählers auf die Streustrahlung muß man sich so vorstellen, daß diese an der Innenseite der Platinfolie Photoelektronen erzeugt, welche durch ihren Ionisationseffekt den Stromstoß auslösen. Eine einfache Überlegung zeigt jedoch, daß auf diese Weise nur ein geringer Bruchteil der einfallenden $h\nu'$ -Quanten von dem Zähler registriert werden kann. Die Photoelektronen kommen nämlich wegen ihres geringen Durchdringungsvermögens nur aus einer sehr dünnen Oberflächenschicht zum Austritt; in dieser Schicht wird aber nur ein sehr kleiner Teil der Streustrahlung absorbiert. Der Ausbeutefaktor, d. h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein in den $h\nu$ -Zähler eintretendes Quant von dem Zähler registriert wird, kann daher nur etwa gleich dem Verhältnis der Absorptionskoeffizienten der Wellenstrahlung und der Photoelektronen sein. Für die hier in Betracht kommende Strahlung ist danach etwa ein Ausbeutefaktor von $1/1000$ zu erwarten. Es besteht kein einfacher Weg, den Ausbeutefaktor günstiger zu gestalten. Dieser Umstand bringt es mit sich, daß auf der $h\nu$ -Seite die Ausschläge sehr selten waren, etwa 1 in der Minute. Der kleine Nutzeffekt wäre an sich ohne Bedenken: denn wenn der e -Zähler auf jedes Elektron ansprechen würde, so müßte, falls die alte Auffassung von der Natur des Streuprozesses zutrifft, jeder $h\nu$ -Ausschlag mit einem e -Ausschlag koinzidieren. Dabei ist allerdings von der unmodifizierten Streustrahlung abgesehen, die nicht mit Elektronenrückstoß verbunden ist. Über die Größe des unmodifizierten Anteils an der Gesamtstreustrahlung liegen für Wasserstoff keine direkten Erfahrungen vor. Doch steht wohl fest, daß er beim Wasserstoff kleiner ist als bei irgend einer anderen Substanz, da sich im allgemeinen eine Zunahme des unmodifizierten Anteils mit steigender Ordnungszahl des Streustrahlers ergeben hat¹⁾.

Aber auch aus geometrischen Gründen ist der obige Idealfall nicht zu realisieren. Es läßt sich nämlich nicht ausschließen, daß Streustrahlung auch von solchen Stellen des Primärbündels in den $h\nu$ -Zähler gelangt, welche außerhalb des wirksamen Bereichs des e -Zählers liegen. Ferner kann auch nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob der e -Zähler auch wirklich auf jedes im kritischen Volumen ausgelöste Streuelektron anspricht. Es kommen schließlich zu den eigentlichen $h\nu$ -Ausschlägen noch die spontanen Ausschläge, deren Zahl, wie oben bereits erwähnt, von der gleichen Größenordnung war.

¹⁾ A. H. Compton, Phil. Mag. **46**, 897, 1923; P. A. Ross, Phys. Rev. **25**, 235, 1925.

Zur Klärung dieser Verhältnisse dienten die folgenden Versuche, welche gleichzeitig darüber Aufschluß gaben, ob die beobachteten $h\nu$ - und e -Ausschläge von der theoretisch zu erwartenden Häufigkeit waren.

5. Orientierende Vorversuche. a) Um einen Anhalt über die Ausbeute im e -Zähler zu gewinnen, wurde das die Zählräume trennende Platinblech durch dünnste Aluminiumfolie ersetzt und die Glocke dann mit Luft statt mit Wasserstoff gefüllt. Das Röntgenbündel erzeugte nun im kritischen Volumen eine beträchtliche Anzahl von Photoelektronen von einigen Zentimetern Reichweite. Einzelne dieser Elektronen konnten beide Zähler gleichzeitig zum Ansprechen bringen, indem sie nicht nur im e -Zähler, sondern nach Durchdringen der Aluminiumfolie auch im $h\nu$ -Zähler Ionisation erzeugten. Als übereinstimmendes Resultat aus mehreren derartigen Versuchen ergab sich, daß im Mittel jeder fünfte Ausschlag am $h\nu$ -Zähler mit einem Ausschlag am e -Zähler zeitlich zusammenfiel. Daraus ist zu schließen, daß der Ausbeutefaktor des e -Zählers (d. h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein im kritischen Volumen entstehendes bzw. dieses Volumen durchlaufendes Elektron von dem e -Zähler angezeigt wird) etwa $\frac{1}{5}$ beträgt¹⁾. Bezüglich des Verfahrens zur Auffindung der Koinzidenzen wird auf Ziffer 6 verwiesen.

b) Entsprechende Versuche wurden auch mit den β -Strahlen von Radium D + E ausgeführt, was den Vorteil hatte, daß die Versuchsbedingungen gegenüber den eigentlichen Messungen nicht geändert zu werden brauchten. Es befand sich also wieder das Platinblech vor dem $h\nu$ -Zähler und die Glocke war mit Wasserstoff gefüllt. Die β -Strahlen traten durch einen Kanal in den Hartgummistopfen H in Richtung auf A in den Zählkammern ein (Fig. 2). Diese Versuche ergaben einen wesentlich kleineren Ausbeutefaktor als die zuerst beschriebenen, nämlich $\frac{1}{20}$. Dies ist aber verständlich, weil bei diesen Strahlen, namentlich in Wasserstoff, das Ionisierungsvermögen pro Zentimeter Bahn wesentlich kleiner ist als bei den Photoelektronen.

c) Es wurde der Ausbeutefaktor des e -Zählers speziell für die hier in Frage kommenden Rückstoßelektroden aus der Intensität des primären Strahlenbündels berechnet. Zur Messung der Intensität war hinter der Glasglocke eine zylindrische Ionisationskammer von 8 cm Durchmesser und 20 cm Länge in den Strahlengang eingeschaltet. Diese Kammer war

¹⁾ Dies schließt natürlich nicht aus, daß in dem zentralen Teil der verhältnismäßig großen Blendenöffnung die Ausbeute 1 betrug, wofür die Versuche von A. F. Kovarik (Phys. Rev. **23**, 559, 1924) und von K. G. Emeléus (Proc. Cambr. Phil. Soc. **22**, 400, 1924) sprechen.

in bekannter Weise so konstruiert, daß nur die Ionisation der in der Luft ausgelösten Photoelektronen gemessen wurde, während die Wirkung der Wandstrahlung durch Schutzelektroden ausgeschaltet war¹⁾. Der Ionisationsstrom wurde für eine Strahlenlänge von 10 cm und bei normalem Röhrenstrom von 1,6 mA zu $2,0 \cdot 10^{-3}$ ESE, entsprechend $2,5 \cdot 10^8$ Ionenpaaren pro Minute ermittelt. Hieraus konnte in folgender Weise auf die ungefähre Zahl der Quanten im Primärbündel geschlossen werden: Bezeichnet $J(\lambda) d\lambda$ die spektrale Verteilung der Energie (pro Minute) im Primärbündel, so ist

$$n_1 = \frac{1}{hc} \int \lambda J(\lambda) d\lambda$$

die gesamte Zahl der primären Quanten pro Minute. Die Zahl der pro Minute in der Meßkammer erzeugten Ionen ist für den Spektralbereich $d\lambda$ gleich $J(\lambda) d\lambda a\tau/E$, wenn a die effektive Länge der Ionisationskammer ($= 10$ cm), τ den wahren Absorptionskoeffizienten für die Wellenlänge λ in Luft, E den Energieverbrauch zur Erzeugung eines Ionenpaares bezeichnet. Für den Absorptionskoeffizienten τ kann man ansetzen²⁾:

$$\tau = K\lambda^3; \quad K = 2,7 \cdot 10^{21}.$$

Die Ionisationsenergie E sehen wir der Einfachheit halber als unabhängig von der Wellenlänge an. Dann wird die gesamte Zahl n_2 der in der Kammer pro Minute gemessenen Ionen:

$$n_2 = \frac{aK}{E} \int \lambda^3 J(\lambda) d\lambda = 2,5 \cdot 10^8.$$

Mithin ist die Zahl der Primärquanten pro Minute:

$$n_1 = n_2 \frac{E}{aKhc\bar{\lambda}^2}, \quad \text{wo} \quad \int \lambda J(\lambda) d\lambda / \int \lambda^3 J(\lambda) d\lambda = 1/\bar{\lambda}^2$$

gesetzt ist. Die „mittlere wirksame Wellenlänge“ $\bar{\lambda}$ wurde aus der Spektralkurve von Bouwers³⁾ durch graphische Auswertung der beiden Integrale ermittelt zu $\bar{\lambda} = 4,3 \cdot 10^{-9}$ cm. Nimmt man für E den von Grebe⁴⁾ für $0,4 \text{ \AA}$ angegebenen Wert von 87 Volt, so wird

$$n_1 = 3,5 \cdot 10^8 \text{ pro Minute.}$$

1) Vgl. z. B. H. Behnken. Phys. ZS. **23**, 3, 1924.

2) F. K. Richtmyer und F. W. Warburton, Phys. Rev. **22**, 539, 1923.

3) A. Bouwers, Physica **5**, 8, 1925.

4) L. Grebe, Phys. ZS. **25**, 599, 1924.

Von dieser Zahl wird ein Bruchteil $\sigma l = 2 \cdot 10^{-5}$ im kritischen Volumen gestreut, d. h. 7000 Quanten pro Minute, wenn man für den Massenstreu-
koeffizienten σ/ρ den theoretischen (Thomson'schen) Wert 0,4 einsetzt,
welcher auch experimentell ungefähr bestätigt wurde; l ist gleich 0,6 cm,
wie oben bereits angegeben. Ebenso viele Rückstoßelektronen wären zu
erwarten, wenn jeder Streuprozess ein Comptonprozess wäre. Beobachtet
wurden durchschnittlich 400 Rückstoßelektronen pro Minute.

Diese Berechnung kann natürlich keinen Anspruch auf Genauigkeit
machen, vor allem wegen der großen Unsicherheit hinsichtlich des Ener-
gieverbrauchs pro Ionenpaar: sie zeigt aber, daß die beobachtete Zahl
der e -Ausschläge die theoretisch zu erwartende war, wenn man einen
Ausbeutefaktor von etwa $1/15$ annimmt. Ist der Energieverbrauch pro
Ionenpaar kleiner, als hier angenommen, wofür Angaben von Kulen-
kampff¹⁾ und C. T. R. Wilson²⁾ zu sprechen scheinen, so wird der
Ausbeutefaktor günstiger: außerdem ist zu beachten, daß der Ausbeute-
faktor sich hier auf die gesamte Streuung und nicht nur auf die mit
Elektronenrückstoß verbundene bezieht.

Da pro Minute etwa ein $h\nu$ -Ausschlag beobachtet wurde und wegen
der Apertur der Sekundärblende nur $1/6$ der erzeugten Streustrahlung in
den $h\nu$ -Zähler eintreten konnte, so ergibt sich hieraus der Umsetzungs-
faktor für den $h\nu$ -Zähler zu $6/7000 \sim 1/1200$ in Übereinstimmung mit
der theoretisch ungefähr zu erwartenden Zahl (Ziffer 4).

d) Die Versuche a) bis c) bezogen sich in der Hauptsache auf den
 e -Zähler. Durch die folgenden Versuche sollte festgestellt werden, ob auch
die beobachteten $h\nu$ -Ausschläge wirklich von der Streustrahlung des
Wasserstoffs herrührten. Die Glocke G wurde mit Luft gefüllt und die
Zahl der $h\nu$ -Ausschläge bei normalem Röhrenstrom als Funktion des
Druckes aufgenommen. Es ergab sich Proportionalität zwischen der Zahl
der $h\nu$ -Ausschläge und dem Druck; bei Atmosphärendruck betrug die
Zahl im Mittel 7 pro Minute. Da nach der Thomson'schen Theorie im
Einklang mit den experimentellen Ergebnissen der Streukoeffizient propo-
portional der Elektronenzahl pro Kubikzentimeter gesetzt werden kann,
so ist für Wasserstoff von Atmosphärendruck 1 Ausschlag pro Minute
zu erwarten³⁾. Das entspricht etwa der beobachteten Zahl. Wurde bei

¹⁾ Siehe Diskussion im Anschluß an Vortrag von Grebe a. a. O.

²⁾ C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) **104**, 1 u. 192, 1923.

³⁾ Bei der bekannten hohen Empfindlichkeit des Spitzenzählers für Röntgen-
strahlen gibt dies ein gutes Bild von der äußersten Geringfügigkeit der zu unter-
suchenden Streuintensität.

Wasserstofffüllung der Druck auf 10 cm reduziert. so war kein Unterschied mehr gegen die Zahl der spontanen Ausschläge zu finden.

Das Ergebnis der Versuche a) bis d) kann dahin zusammengefaßt werden, daß auf etwa 10 $h\nu$ -Ausschläge eine Koinzidenz zu erwarten ist, falls die alte Vorstellung vom Comptoneffekt zutrifft; andererseits müßte nach Bohr entsprechend der Gleichung (1) der Prozentsatz der Koinzidenzen um einen Faktor w von der Größenordnung 10^{-11} kleiner sein, d. h. es wären praktisch keine Koinzidenzen zu erwarten.

6. Durchführung und Auswertungsverfahren bei den Hauptversuchen. Vor Beginn einer Registrierung wurden alle Versuchsbedingungen kontrolliert, insbesondere wurde die Zahl der spontanen Ausschläge und die Empfindlichkeit der Zähler festgestellt. Die Anforderungen, die an die Zähler gestellt wurden, steigerten sich im Laufe der Versuche, und oft war es nötig, mehrmals die Zähler auszuwechseln, ehe ein Versuch begonnen werden konnte. Nach Aufnahme und Fertigstellung eines Filmes erfolgte die Auswertung in folgender Weise: es wurde abgezählt: 1. die mittlere Zahl N der e -Ausschläge pro Sekunde. 2. die Gesamtzahl Z der $h\nu$ -Ausschläge (einschließlich der spontanen Ausschläge). 3. die Zahl C derjenigen $h\nu$ -Ausschläge, welche mit einem e -Ausschlag koinzidierten, d. h. von dem nächstliegenden e -Ausschlag einen Abstand hatten, der kleiner war als ein gewisses kritisches Intervall τ . Als solches Intervall wurde bei den ersten Versuchen $1/100$, bei den späteren $1/1000$ Sekunde gewählt. Das Intervall τ , dessen Ableseung durch besondere Zeitmarken auf dem Film ermöglicht wurde, war stets erheblich größer gewählt, als der Ablesegenauigkeit entsprach, da sich nicht mit Sicherheit vorhersagen ließ, ob bei absolut gleichzeitigem Strahleneintritt in beide Zähler auch die Elektrometer genau gleichzeitig ansprechen. Es erwies sich auch als zweckmäßig, zwischen Koinzidenzen zu unterscheiden, bei denen der $h\nu$ -Ausschlag dem e -Ausschlag nachfolgte (C_+), und solchen, bei denen er vorausging (C_-).

Das Auftreten von so definierten Koinzidenzen ist in jedem Falle zu erwarten, auch bei völliger Unabhängigkeit der beiden Zählreihen, und zwar um so mehr, je größer das kritische Intervall gewählt wird. Die mittlere Häufigkeit dieser „zufälligen“ Koinzidenzen läßt sich aus der Dichtigkeit der beiden Zählreihen einfach berechnen, und die Aufgabe besteht darin, zu untersuchen, ob darüber hinaus noch „systematische“ Koinzidenzen auftreten. Bei unseren Versuchen war die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelner $h\nu$ -Ausschlag zufällig mit einem e -Ausschlag koinzidierte, stets so klein, daß sie einfach gleich $N\tau$ gesetzt werden konnte:

daher ist die mathematische Erwartung E für die Zahl der zufälligen Koinzidenzen:

$$E = ZN\tau. \quad (2)$$

Die wirkliche Zahl zufälliger Koinzidenzen wird von Versuch zu Versuch um diesen Mittelwert schwanken, daher kann die Existenz systematischer Koinzidenzen nur dann als erwiesen betrachtet werden, wenn die gefundene Zahl der Koinzidenzen (C_+ oder C_-) genügend weit außerhalb der Grenzen dieser Schwankungen liegt. Die mittlere absolute Schwankung beträgt \sqrt{E} . Die Wahrscheinlichkeit, daß z. B. ein bestimmter Wert C_+ durch rein zufällige Koinzidenzen entsteht, ist nach dem Poissonschen Theorem¹⁾ gegeben durch:

$$p(C_+) = \frac{E^{C_+}}{C_+!} e^{-E}. \quad (3)$$

Die Wahrscheinlichkeit P , daß ein bestimmter Wert C_+ oder ein noch größerer eintritt, ist:

$$P = \sum_{C_+}^{\infty} p(C_+). \quad (4)$$

Dieser Ausdruck gibt das Maß für die Unwahrscheinlichkeit, daß ein beobachteter Überschuß von C_+ über E durch rein zufällige Schwankungen entstanden ist. Entsprechendes würde natürlich für C_- gelten. Im folgenden sollen die hier eingeführten Bezeichnungen sich nicht auf einen einzelnen Film, sondern auf eine ganze Versuchsgruppe beziehen.

Die Entwicklung und Auswertung eines Filmes nahm erhebliche Zeit in Anspruch, so daß an einem Tage im allgemeinen nicht mehr als eine Aufnahme gemacht werden konnte. Im folgenden sind sämtliche Aufnahmen in drei Gruppen geteilt, von denen jede sich über mehrere Wochen erstreckte. Die Versuchsgruppen unterscheiden sich durch gesteigerte Verschärfung des Nachweises der Koinzidenzen. Innerhalb einer Gruppe wurden die Versuchsbedingungen nicht oder nur unwesentlich abgeändert.

7. Versuchsgruppe I. Die Zeitmarken wurden bei dieser Gruppe in der Weise gewonnen, daß die 50periodigen Schwingungen der Spannungsquelle mit Hilfe kleiner Antennen auf die Fäden gelegt wurden. Die Amplituden betragen etwa 1 Volt, die Ausschlagsgröße bei Eintritt eines Strahlenteilchens entsprach dem 5- bis 20fachen. Als kritisches Intervall wurde $\frac{1}{2}$ Schwingung = $\frac{1}{100}$ Sekunde gewählt. Die Gesamtdauer der Aufnahme betrug 73 Minuten, die Zahl der $h\nu$ -Ausschläge war

¹⁾ Siehe z. B. H. Bateman, Phil. Mag. **21**, 745, 1911.

$Z = 168$, die Zahl der Koinzidenzen $C = 11$, davon $C_+ = 8$ und $C_- = 3$. Die mathematische Erwartung für die Zahl zufälliger Koinzidenzen betrug $E = 5,4$ nach jeder Seite. Bei C_+ ist ein Überschuß über die Erwartung angedeutet, wenn er auch nur wenig außerhalb der mittleren Schwankung liegt. Deutlicher ist der Überschuß von C_+ über C_- . Im ganzen gibt diese Versuchsreihe kein Resultat; doch war es auffallend, daß der kleine Überschuß an C_+ eigentlich nur den Aufnahmen zu verdanken war, bei denen uns die Versuchsbedingungen besonders günstig erschienen.

Bei dieser Versuchsgruppe waren noch nicht die Anforderungen bekannt, die an die Zähler gestellt werden konnten und mußten, und die der Diskussion in Ziffer 3 und 4 zugrunde gelegt sind. Hierzu gelangten wir erst in der folgenden Versuchsgruppe.

8. Versuchsgruppe II. Außer durch Verbesserung der Zähler wurde die Anordnung noch in Richtung einer schärferen Erfassung der Koinzidenzen vervollkommenet. Hierzu war es erforderlich, daß die Ausschläge möglichst scharf einsetzen, was nur bei sehr kleiner Eigenperiode der Instrumente zu erzielen ist. Wir haben Versuche mit einem Siemens-Oszillographen ausgeführt, aber am geeignetsten erwies sich schließlich doch das Fadenelektrometer mit feinsten Fäden.

Die Messung der zeitlichen Abstände wurde in folgender Weise verbessert. In den Strahlengang der beiden Elektrometer E_1 und E_2 wurde eine rotierende Lochscheibe Q (Fig. 4) derart eingeschaltet, daß sie bei einer Umdrehung 6 mal die beiden Lichtbündel L_1 und L_2 gleichzeitig abschnitt. Der mit der Lochscheibe direkt gekoppelte Motor M war auf eine Tourenzahl von 4000 pro Minute einreguliert, so daß 400 Unterbrechungen pro Sekunde erfolgten. Es entstanden so auf dem Film lauter Einzelaufnahmen von $1/1600$ Sekunde Dauer und $1/400$ Sekunde Abstand; diese bildeten eine sehr feine Querstreifung des Filmes, welche durch das Schattenbild des Fadenelektrometers durchbrochen war. Der Einsatz eines Ausschlages konnte auf einen Streifenabstand genau festgelegt werden, was sich zunächst als ausreichend erwies. Von anderen Verfahren, welche sich weniger bewährten, sei nur eines als scheinbar sehr naheliegend erwähnt: Wir schalteten beide Zähler in entgegengesetztem Sinne an das gleiche Elektrometer, so daß bei einer genauen Koinzidenz die beiden nach verschiedenen Seiten gehenden Ausschläge sich zum größten Teil kompensieren mußten. Aus mehreren Gründen, z. B. wegen der in Ziffer 9 beschriebenen Verzögerungserscheinungen, erwies sich dieses Verfahren als unbrauchbar.

Die Gesamtdauer der Versuchsgruppe betrug 134 Minuten, als kritisches Intervall galt $\tau = 1/100$ sec, die Zahl der $h\nu$ -Ausschläge war $Z = 188$, die Zahl der Koinzidenzen $C_+ = 31$, $C_- = 12$, die mathematische Erwartung $E = 16,2$. Der Unterschied von C_- gegen E liegt

innerhalb der wahrscheinlichen Schwankungsgrenzen, dagegen ist der Überschuß von C_+ gegenüber E so beträchtlich, daß er nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit als zufällig angesehen werden kann. Aus Gleichung (4) berechnet sich die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer Erwartung von 16,2 Koinzidenzen 31 oder mehr auftreten zu $7 \cdot 10^{-4}$.

Das Resultat dieser Analyse ist also, daß ein deutlicher Überschuß solcher Koinzidenzen auftritt, bei welchen der $h\nu$ -Ausschlag dem e -Ausschlag nachfolgt. Dieser Überschuß verteilt sich über das ganze Intervall von $1/100$ Sekunde, wie Fig. 5 (Kurve a) zeigt. Dieses Resultat ist weder von dem Compton-Debyeschen noch von dem Bohrschen Standpunkt aus vorauszusehen. Im ersten Falle wäre eine beträchtliche Überschreitung der Erwartung nur im Nullpunkt 0 zu erwarten, während im zweiten Falle überhaupt keine systematischen Abweichungen von der Erwartung auftreten dürften. Wir konnten das Ergebnis nur so deuten, daß systematische Koinzidenzen da sind, daß aber in der Apparatur

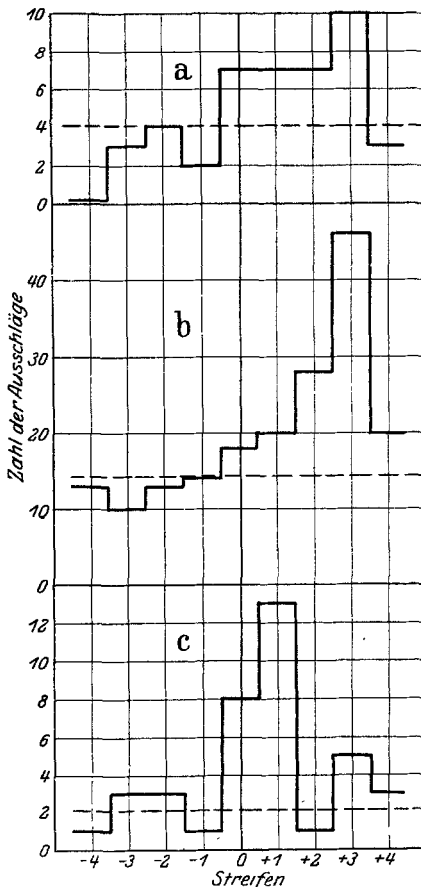


Fig. 5. Verteilung der Abstände zwischen e - und $h\nu$ -Ausschlägen.

- a: Versuchsgruppe II } ohne Wulst,
 b: β -Strahlversuche }
 c: " " } mit Wulst.

— — — — — Mathematische Erwartung bezogen auf $1/400$ Sekunde.

Ein Streifen gleich $1/400$ sec.

Verzögerungen der $h\nu$ -Ausschläge gegenüber den e -Ausschlägen entstanden.

9. Nachweis und Beseitigung der Verzögerungen. Um die eben angegebene Vermutung zu prüfen, wurden künstliche Koinzidenzen in derselben Weise, wie in Ziffer 5 beschrieben, durch β -Strahlen von Radium D + E erzeugt. Die Auswertung der Filme, die eine Beobachtungszeit von 20,5 Minuten umfaßten, erfolgte in derselben Weise wie bei Versuchsgruppe II. Die Resultate sind in Fig. 5 als Kurve b eingezeichnet. Die Versuche lassen keinen Zweifel mehr, daß Verzögerungen der $h\nu$ -Ausschläge von wechselnder Größe bis zu etwa $\frac{1}{100}$ Sekunde auftreten. Es war zunächst trotz vielfacher Änderungen in der Apparatur kein Grund für die Verzögerungen auffindbar. Schließlich blieb nur noch die Möglichkeit, sie im Zähler selbst zu suchen. Es war zu bedenken, daß die zur Einleitung einer Spitzenentladung nötigen Ionen je nach der Richtung des Strahleneintritts in verschiedener Entfernung von der Spitze entstehen konnten. Daher hatten die Ionen bisweilen erst ein verhältnismäßig schwaches Feld zu durchlaufen, ehe sie in wirksame Spitzennähe gelangten. Auf diese Weise konnte eine merkliche Zeit zwischen Eintritt des Strahlenteilchens und Einsetzen des Stromstoßes verstreichen. In Wasserstoff sind die Ionenbeweglichkeiten wesentlich größer und daher wäre im e -Zähler eine kleinere Verzögerung zu erwarten, woraus sich die Asymmetrie der Verteilungskurven a und b der Fig. 5 erklären würde.

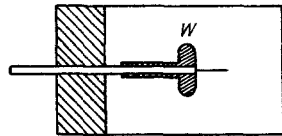
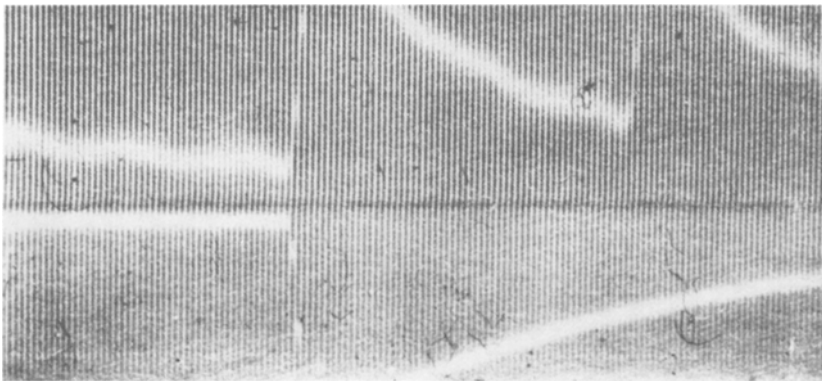


Fig. 6. Zähler mit Wulst.

Um diese Möglichkeit nachzuprüfen, wurde etwa 7 mm hinter der Spitze ein metallischer Wulst W über den Führungsstift der Spitze gezogen (Fig. 6). Durch diesen Wulst wurde dem sehr inhomogenen Spitzenfeld ein homogeneres Feld superponiert. Die veränderte Feldverteilung kam äußerlich dadurch zum Ausdruck, daß die Zähler mit Wulst eine etwa 1000 Volt höher liegende Arbeitsspannung verlangten als ohne Wulst. Nachdem in beiden Zählern ein Wulst angebracht worden war, wurden die soeben beschriebenen β -Strahlversuche wiederholt mit dem Ergebnis, daß sich nunmehr der Überschuß über die Erwartung auf ein erheblich kleineres, im wesentlichen immer noch positives Intervall zusammendrängte (Fig. 5, Kuve c). Dies besagt, daß durch den Wulst die Verzögerung auf einen kleinen Bruchteil herabgedrückt wird.

Nach Anbringen dieser Verbesserung war die Möglichkeit gegeben, das kritische Intervall τ kleiner als bisher zu wählen, um so die Erwartung E herabzudrücken, ohne gleichzeitig einen Teil der systematischen Koinzidenzen opfern zu müssen. Hierzu war es jedoch nötig, die Ge-

naugigkeit der Zeitmessung noch weiter zu steigern. Es wurde zunächst die Unterbrechungszahl durch Einschaltung einer Scheibe mit 16 Löchern auf 1000 pro Sekunde erhöht. Die Einzelaufnahmen folgten jetzt einander so rasch, daß der Anstieg des Elektrometerausschlags trotz seiner Schnelligkeit sich über mehrere Streifen erstreckte. Dies gab ein Mittel an die Hand, um auch noch $\frac{1}{10}$ der Streifenabstände abzuschätzen. Fig. 7 zeigt ein Beispiel einer so aufgenommenen Koinzidenz in $3\frac{1}{2}$ facher Vergrößerung. Wie man sieht, machen sich die Schnittpunkte des Fadens mit den Streifen deutlich als weiße Flecke bemerkbar. Aus dem Abstand der Flecke voneinander und von der Nulllinie konnte auf den Zeitpunkt des Einsatzes auf $\frac{1}{10\,000}$ Sekunde genau extrapoliert werden. Die regel-



→ Zeit

Fig. 7. Beispiel einer Koinzidenz. Streifenabstand $\frac{1}{1000}$ Sekunde.
Oben c -Ausschläge, unten $h\nu$ -Ausschlag.

mäßigen Abstände der Flecke voneinander zeigten, daß der Anstieg linear erfolgte. Es mag sein, daß der erste Knick in der Anstiegskurve nicht ganz scharf ist, aber dies ist bedeutungslos, da es nur eine konstante Verschiebung aller gemessenen Zeitpunkte zur Folge hatte.

Nach dieser Abänderung wurde nochmals ein β -Strahlversuch ausgeführt, der neun Koinzidenzen aufwies. Wie unabhängige Auswertungen des Films durch die beiden Beobachter zeigten, lagen alle diese Koinzidenzen innerhalb der ersten positiven $\frac{1}{1000}$ Sekunde, acht davon sogar innerhalb $+0,5$ - und $+0,7$ tausendstel Sekunden. Die erwartungsmäßige Zahl zufälliger Koinzidenzen innerhalb $\frac{1}{1000}$ Sekunde für diesen Film betrug 1. Auch bei den Aufnahmen der folgenden Versuchsgruppe III waren die Abweichungen der beiden Beobachter gegeneinander nur selten größer als $\frac{1}{10\,000}$ Sekunde.

Die durch das eben beschriebene Verfahren gewonnene Schärfe in der Erfassung der Koinzidenzen ließ erhoffen, daß nunmehr die zufälligen Koinzidenzen noch beträchtlich stärker hinter den systematischen zurücktraten.

10. Versuchsgruppe III. Bei den Filmen dieser Gruppe wurden die Abstände kleiner als $\frac{1}{100}$ Sekunde auf $\frac{1}{10000}$ Sekunde genau ausgewertet. Als kritisches Intervall τ galt $\frac{1}{1000}$ Sekunde. Die Versuchs-

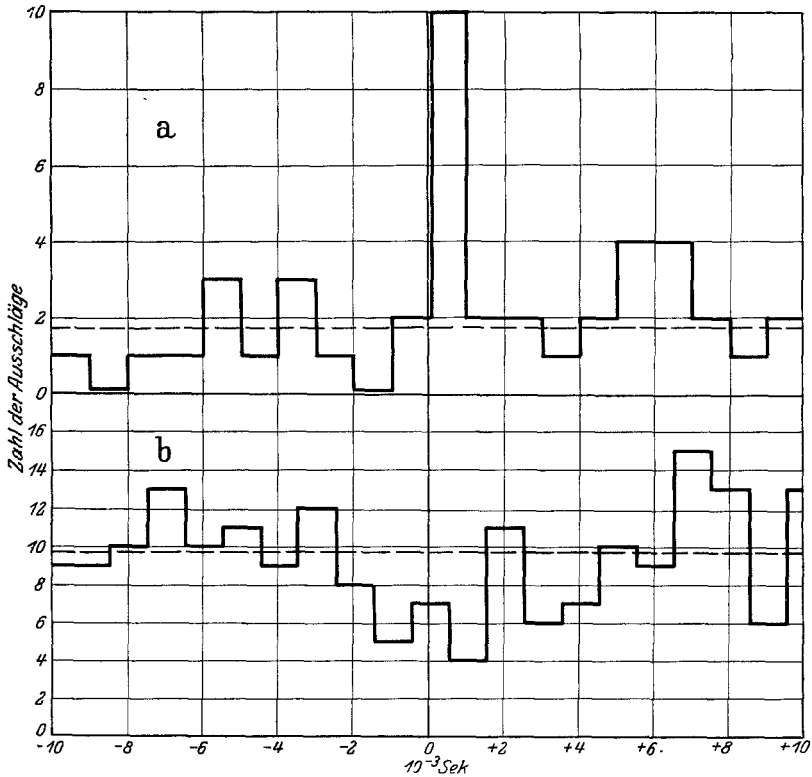


Fig. 8. Verteilung der Abstände zwischen e^- - und $h\nu$ -Ausschlägen
 a: Versuchsgruppe III. b: Blindversuch 13 d.
 - - - - Mathematische Erwartung bezogen auf $\frac{1}{1000}$ Sekunde.

gruppe erstreckte sich über 126 Minuten mit dem Resultat: $Z = 291$, $C_+ = 10$, $C_- = 2$, $E = 1,78$. Die Verteilung der Abstände auf die einzelnen tausendstel Sekunden zeigt Fig. 8, Kurve a. Man erkennt eine ausgesprochene Häufung der Intervalle innerhalb $+\frac{1}{1000}$ Sekunde. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine solche oder noch größere Häufung an dieser Stelle rein zufällig eintritt, ist nach Gleichung (4) $2 \cdot 10^{-5}$. Außer

dieser Häufung ist in dem ganzen Intervall keine vorhanden, die außerhalb der wahrscheinlichen Schwankungen liegt. Der Wert 4, der zweimal vorkommt, hat, auf ein Teilintervall von $\frac{1}{1000}$ Sekunde bezogen, die Wahrscheinlichkeit 0,07. Also ist für den ganzen Bereich von $-\frac{1}{100}$ bis $+\frac{1}{100}$ Sekunde die erwartungsmäßige Zahl der Teilintervalle von $\frac{1}{1000}$ Sekunde, welche den Wert 4 aufweisen, 20 mal so groß, das ist 1,4.

Mit $\tau = \frac{1}{100}$ Sekunde würde das Resultat dieser Versuchsgruppe lauten: $C_+ = 30$, $C_- = 13$, $E = 17,8$. Diese Zahlen sind in ihrer Beweiskraft gleichwertig mit Gruppe II. Bei Vergleich mit den für $\tau = \frac{1}{1000}$ Sekunde gefundenen Werten erkennt man den Fortschritt, der durch die Verkleinerungen des kritischen Intervalls erzielt würde.

11. Gesamtergebnisse. Das Ergebnis der Versuchsgruppen I bis III ist in folgender Tabelle zusammengestellt:

1	2	3	4	5	6	7
Versuchsgruppe	Versuchsdauer in Minuten	τ in Sekunden	C_+	C_-	E	P nach Gleichung (4)
I	73	$\frac{1}{100}$	8	3	5,4	—
II	134	$\frac{1}{100}$	31	12	16,2	$7 \cdot 10^{-4}$
III	126	$\frac{1}{1000}$	10	2	1,8	$2 \cdot 10^{-5}$
Summe Σ :	333	—	49	17	23,4	$2,5 \cdot 10^{-6}$

Diese Tabelle enthält alle ausgeführten Versuche ohne Rücksicht darauf, ob uns die Versuchsbedingungen günstig oder ungünstig erschienen. Nur bei zwei Filmen von 17 Minuten Dauer wurde vor der Entwicklung beschlossen, sie auszuschneiden. Es blieb bei der Ausscheidung, trotzdem durch sie das Resultat nur verbessert worden wäre.

Man erkennt aus der Tabelle, daß von einer Versuchsgruppe zur anderen der Nachweis systematischer Koinzidenzen mit steigender Schärfe erreicht wurde. Die beiden entscheidenden Versuchsgruppen II und III ergeben für die Wahrscheinlichkeit, daß der Überschuß der Zahlen in Spalte 4 gegenüber Spalte 6 auf rein zufälligen Schwankungen beruht, den Wert $2,8 \cdot 10^{-8}$ (nämlich $7 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-5} \cdot 2!$). Will man aber ganz ungünstig rechnen und von der bewußten Herbeiführung und Steigerung des Überschusses absehen, so betrachtet man nur die Summen der Spalten 4 und 6. Da für jede Versuchsgruppe die zufälligen Schwankungen von C_+ durch das Poissonsche Gesetz bestimmt sind, so gilt dasselbe auch für die ΣC_+ . Man kann daher die Wahrscheinlichkeit für die Abweichung zwischen ΣC_+ und ΣE wieder nach Gleichung (4) berechnen und erhält dann $2,5 \cdot 10^{-6}$. Der gesamte Überschuß von ΣC_+ über ΣE

ist das 5,3fache des mittleren Fehlers. Noch auffälliger ist der Unterschied zwischen C_+ und C_- ; dabei ist aber zu berücksichtigen, daß die C_- -Werte ihrerseits auch Schwankungen unterliegen.

Als gesamte Zahl der wirklichen Koinzidenzen bei den Gruppen II und III kann man mit einiger Genauigkeit die Differenz $C_+ - E = 23$ ansehen. Da die gesamte Versuchsdauer 260 Minuten betrug, so trat im Mittel ungefähr alle 11 Minuten eine Koinzidenz auf. Das ist ungefähr die Zahl, die nach der Diskussion in Ziffer 5 zu erwarten war, falls gleichzeitig mit jedem Rückstoßelektron ein Streuquant auftritt.

12. Fehlerdiskussion. Die vorstehend beschriebenen Versuche lassen keinen Zweifel darüber, daß bei der getroffenen Versuchsanordnung Koinzidenzen tatsächlich auftreten. Trotzdem bereits eine Reihe von stichhaltigen Gründen dafür beigebracht worden ist, daß diese Koinzidenzen nur mit dem Comptoneffekt zusammenhängen können, erschien es bei der Wichtigkeit des Gegenstandes doch angebracht, alle möglichen Einwände theoretisch und experimentell zu diskutieren, mögen sie auch zum Teil auf den ersten Blick gezwungen erscheinen.

a) Es könnte ein Photoelektron, welches im Innern des e -Zählers durch die Primärstrahlung ausgelöst wird, auch in den $h\nu$ -Zähler eintreten und so eine Koinzidenz hervorrufen. Dieser Punkt scheidet deshalb aus, weil die Platinfolie so dick gewählt war, daß Photoelektronen von der in Betracht kommenden Geschwindigkeit völlig absorbiert wurden. Außerdem waren Photoelektronen in merklichem Betrage sicher nicht vorhanden, wie in Ziffer 4 begründet wurde.

b) Es könnten Koinzidenzen hervorgerufen werden durch α - und β -Strahlen, die infolge der allgemeinen Radioaktivität der Materie überall, wenn auch selten, auftreten. Solche spontanen Ausschläge werden auch in der Tat von den Zählern vereinzelt registriert (natürliche Zerstreung). Dem ist zu entgegnen, daß auch für die schnellsten α -Strahlen die Platinfolie sicher undurchlässig war. Dagegen bedarf die Möglichkeit, daß β -Strahlen Koinzidenzen hervorrufen können, noch der Diskussion (Ziffer 13 a und b).

c) Es könnte die Primärstrahlung oder auch diffuse Röntgenstrahlung an irgend einer Stelle (z. B. an den Zählerwandungen) durch Photoemission aus der K -Schale Fluoreszenz erregen. Das Photoelektron und die praktisch gleichzeitig emittierte Fluoreszenzstrahlung könnten auch nach der Bohrschen Auffassung zu Koinzidenzen Anlaß geben. Hierzu ist zu bemerken, daß die in den $h\nu$ -Zähler eintretende Strahlungsintensität sehr nahe derjenigen entsprach, die für die Streustrahlung des

Wasserstoffs allein zu erwarten war. Daher kann die Fluoreszenzstrahlung von festen Körpern oder von Verunreinigungen des Wasserstoffs höchstens von dem Betrage der Streustrahlung sein. Läßt man aber doch die Möglichkeit zu, daß solche Fluoreszenzstrahlung von festen Apparateilen ausgeht, so kann doch nur ein ganz geringer Bruchteil der zugehörigen Elektronen in den e -Zähler eintreten. Die weitaus größte Zahl wird wegen ihres geringen Durchdringungsvermögens in der emittierenden Substanz selbst wieder absorbiert. Hierzu kommt, daß die geometrischen Bedingungen für die Beobachtung der noch verbleibenden Elektronen äußerst ungünstig sind und daß überhaupt nur Fluoreszenzstrahlung von dem Messinggehäuse des Zählers in Frage kommt, diese aber kann das Platinblech nicht durchdringen. Die in dem Platinblech selbst erzeugten Photoelektronen werden in dem darüberliegenden Paraffinpapier absorbiert. Außerdem waren alle Apparateile, die sich in Nähe der Strahlenbahn befanden, mit Paraffin überzogen. Gasförmige Verunreinigungen des Wasserstoffs (Arsenwasserstoff usw.) kommen nicht in Frage.

d) Koinzidenzen könnten theoretisch auch dann entstehen, wenn an irgend einer Stelle ein Photoelektron ausgelöst wird, das seinerseits zu einer Bremsstrahlung oder charakteristischen Strahlung Anlaß gibt; ähnliches wäre auch für die Rückstoßelektronen denkbar. Nun ist aber der Energieumsatz bei Erzeugung von Brems- oder Fluoreszenzstrahlung von der Größenordnung $\frac{1}{1000}$, ferner der Ausbeutefaktor im $h\nu$ -Zähler ebenfalls etwa $\frac{1}{1000}$. Es müßten daher pro Minute mindestens 10^6 Elektronen im e -Zähler auftreten, um die beobachtete Zahl von $h\nu$ -Ausschlägen auf diese Weise zu erklären.

e) Es könnte möglicherweise zwischen beiden Zählern eine kapazitive oder induktive Kopplung bestehen, die den Eintritt von Koinzidenzen begünstigt oder hervorruft. Dieser Einwand wird in Ziffer 13 c und d dadurch widerlegt, daß bei unabhängiger Erregung beider Zähler keine systematischen Koinzidenzen auftreten.

f) Es könnte die Röhrenspannung eine Wechselkomponente enthalten, wodurch eine Abhängigkeit der beiderseitigen Zählerausschläge von der Phase und damit voneinander zustande käme. Nun war aber die Kapazität des Hochspannungskondensators so groß ($0,02 \mu\text{F}$), daß die periodischen Schwankungen der Röhrenspannung nicht mehr als 2 Proz. betragen konnten. Auch würde der Einfluß einer beliebig starken Wechselkomponente herausfallen, wenn man, wie in Versuchsgruppe II, als kritisches Intervall τ eine halbe Periode wählt. Schließlich zeigt Blindversuch 13 e,

daß eine merkliche Abhängigkeit von der Phase überhaupt nicht vorhanden war.

13. Blindversuche. Zur weiteren Prüfung der im vorstehenden erhobenen Einwände wurden folgende Blindversuche ausgeführt:

a) Es wurde bei Abwesenheit jeder äußeren Strahlung eine Aufnahme in der gewöhnlichen Weise gemacht mit dem einzigen Unterschied, daß die Filmgeschwindigkeit auf etwa $\frac{1}{2}$ cm/sec reduziert wurde. Dies war nötig, um ohne allzu großen Filmverbrauch die Versuchsdauer mindestens ebenso groß zu machen, wie bei den Hauptversuchen. Im ganzen wurden auf drei Filmen von je drei Stunden Laufdauer mit drei verschiedenen $h\nu$ -Zählern 691 spontane Ausschläge am $h\nu$ -Zähler beobachtet, von welchen acht innerhalb $\frac{1}{10}$ Sekunde mit einem e -Ausschlag koinzidierten ($C_+ = 3$, $C_- = 5$). Die erwartungsmäßige Zahl derartiger Koinzidenzen war 1,64 nach jeder Seite. Hierbei ist jedoch zu erwähnen, daß hiervon 373 $h\nu$ -Ausschläge und 5 Koinzidenzen auf einen Zähler entfielen, welcher bei Versuchsgruppe I verwendet worden war, und eben gerade wegen der großen Zahl der in ihm auftretenden spontanen Ausschläge ausgeschieden wurde. Wahrscheinlich war dieser Zähler radioaktiv infiziert. Sieht man trotzdem alle Versuche als gleichwertig an, so können von den in den Versuchsgruppen I bis III beobachteten Koinzidenzen keinesfalls mehr als zwei auf spontane Ausschläge entfallen.

b) Der folgende Versuch sollte zeigen, daß auch unter den Bedingungen der Hauptversuche (laufender Transformator, e -Zähler erregt) die spontanen Ausschläge des $h\nu$ -Zählers keine Koinzidenzen geben. Der $h\nu$ -Zähler war durch ein Bleiblech verschlossen, so daß keine Strahlung aus dem e -Zähler in ihn eintreten konnte. Bei einer gesamten Versuchsdauer von 47 Minuten ergaben sich 27 $h\nu$ -Ausschläge, d. h. es verblieben nur die spontanen Ausschläge. Das Resultat war für $\tau = \frac{1}{100}$ Sekunde: $C_+ = 1$, $C_- = 1$, $E = 2,5$.

c) Um zu untersuchen, ob bei unabhängiger Erregung Koinzidenzen auftraten, wurden beide Zähler durch ein Radiumpräparat bestrahlt, welches senkrecht zur Zählerachse durch seine γ -Strahlen wirkte. Das Resultat war $Z = 592$, $\tau = \frac{1}{100}$ Sekunde. $C_+ = 16$, $C_- = 14$, $E = 13$. Die Abweichungen von C_+ und C_- von der Erwartung E liegen innerhalb des mittleren Fehlers. Dieser Versuch ist auch in folgender Beziehung lehrreich. Man würde eigentlich erwarten, daß eine beträchtliche Zahl von Koinzidenzen eintritt, hervorgerufen durch sekundäre β -Strahlen, welche beide Zähler durchsetzen. Aus dem Versuch geht aber offenbar hervor, daß allgemein die geometrischen Bedingungen des Strahlenganges

besonders günstig sein müssen, damit ein ursächlicher Zusammenhang irgendwelcher Art zwischen den Vorgängen in beiden Zählern auch in Form von Koinzidenzen bemerkbar ist. Wenn also bei den Hauptversuchen Koinzidenzen mit Sicherheit nachgewiesen wurden, so ist eine Erklärung derselben durch irgendwelche Nebenvorgänge außerhalb des Strahlenbündels von vornherein äußerst unwahrscheinlich. Auch der in Ziffer 5 beschriebene β -Strahlversuch zeigt ja, daß es selbst unter Umständen, die dem Auftreten von Koinzidenzen denkbar günstig sind, sehr schwer ist, den Bruchteil der $h\nu$ -Ausschläge, welche mit e -Ausschlägen koinzidieren, wesentlich über den in den Hauptversuchen gefundenen hinaus zu vergrößern.

d) Bei dem folgenden Versuch wurde der $h\nu$ -Zähler durch γ -Strahlen von Radium, der e -Zähler im wesentlichen durch die Rückstoßelektronen des Röntgenbündels angeregt. Im übrigen waren die Bedingungen ganz die der Hauptversuche. Auf den beiden Filmen von zusammen 13,5 Minuten Dauer wurden alle Koinzidenzen, die innerhalb $\frac{1}{100}$ Sekunde lagen, auf $\frac{1}{1000}$ Sekunde ausgewertet. Die Häufigkeit der einzelnen Abstände zeigt

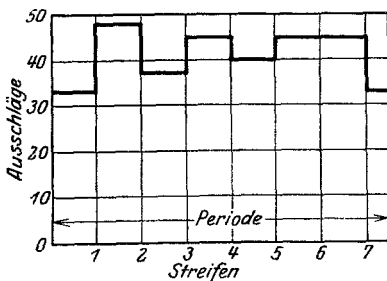


Fig. 9. Verteilung der e -Ausschläge auf die Schwingungsphasen der Spannungsquelle.

Fig. 8 b. Man sieht, daß die kleinen Abstände jedenfalls nicht häufiger auftreten als die großen.

Ein Vergleich der beiden in Fig. 8 eingetragenen Kurven zeigt besonders deutlich das Bestehen systematischer Koinzidenzen bei den Hauptversuchen und ihre Abwesenheit bei unabhängiger Erregung der beiden Zähler.

e) Der folgende Versuch betraf den Einwand f. Der e -Zähler wurde

in gewöhnlicher Weise mit Röntgenstrahlen erregt, während das $h\nu$ -Elektrometer die 50 Perioden der Spannungsquelle registrierte. Es wurde für jeden e -Ausschlag der zeitliche Abstand von dem vorhergehenden Schwingungsmaximum in Streifennummern bestimmt. Das Ergebnis zeigt Fig. 9. Eine Bevorzugung irgend einer Phase ist nicht erkennbar.

14. Schlußbemerkungen. Die beschriebenen Versuche sind mit der Bohrschen Deutung des Comptoneffekts nicht vereinbar. Sie beweisen zwar nicht streng, daß im Elementarprozeß Energie- und Impulssatz Gültigkeit haben, denn hierzu wäre es nötig gewesen, einen Teil der Streustrahlung und den nach der Comptonschen Theorie dazugehörigen

Teil der Rückstoßstrahlen der Richtung nach auszublenden. Man kann aber wohl kaum daran zweifeln, daß auch unter diesen verschärften Bedingungen, deren Realisierung weitaus schwieriger wäre, die Koinzidenzen auftreten würden. Es empfiehlt sich daher bis auf weiteres, die ursprüngliche Vorstellung von Compton und Debye beizubehalten. Aber nicht nur hinsichtlich des Comptoneffekts, sondern auch allgemein für Bohrs neue Theorie der Strahlung scheint das hier gewonnene Ergebnis sehr große Schwierigkeiten zu bieten, denn die Deutung des Comptoneffekts ist bei Bohr, Kramers und Slater aufs engste verknüpft mit der dieser Theorie zugrunde liegenden statistischen Auffassung vom Energie- und Impulssatz. Man muß daher doch wohl annehmen, daß der Begriff des Lichtquants einen höheren Wirklichkeitsgehalt besitzt, als in dieser Theorie angenommen wird.

In Anbetracht der Gedankentiefe und prinzipiellen Tragweite der Bohrschen Anschauungen ist es wichtig, daß jede Möglichkeit einer experimentellen Nachprüfung ausgenutzt wird. Nach unseren jetzt gewonnenen Erfahrungen scheint folgender Versuch durchführbar: Man erregt einen Körper zur Fluoreszenz und registriert mit getrennten Zählern die Fluoreszenzstrahlung in zwei Halbräumen vom Öffnungswinkel 2π . Dieser Versuch kann insofern als Gegenversuch zu dem oben beschriebenen angesehen werden, als nach der Lichtquantenvorstellung keine Koinzidenzen zu erwarten sind, wohl aber nach der Bohrschen Vorstellung und nach der klassischen Wellentheorie. Der Versuch wird vorbereitet.
