

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 45.

1. *Über den photoelektrischen Effekt an ultramikroskopischen Metallteilen;* *von Edgar Meyer und Walther Gerlach.*

In einer vorläufigen Mitteilung¹⁾ haben wir über Versuche berichtet, die sich mit dem photoelektrischen Effekt an ultramikroskopischen Metallteilen befassen. Gleichzeitig mit unserer Veröffentlichung erschien eine Arbeit von A. Joffé²⁾, die denselben Gegenstand behandelte und zu identischen Resultaten gelangte. Im folgenden wollen wir ausführlich über unsere Versuche und deren Weiterführung berichten, die uns, wie wir glauben, zu einer plausiblen Erklärung der merkwürdigen Erscheinung geführt haben.

§ 1. *Versuchsmethode.* Läßt man zwischen zwei Metallelektroden einen elektrischen Bogen oder Funken übergehen, so werden von den Elektroden Metallteilchen auch ultramikroskopischer Größe abgeschleudert.³⁾ Wie Ehrenhaft gezeigt hat, sind diese Metallpartikel elektrisch geladen und lassen sich zu einer Bestimmung des elektrischen Elementarquantums verwenden. Läßt man daher ein *einzelnes* derartiges Teilchen nach dem Vorgange Ehrenhafts in einen Kondensator von ähnlichen Dimensionen hineinfallen, wie ihn Millikan⁴⁾ zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums gebraucht hat, so kann man dieses Teilchen durch ein dem Erdschwerefeld entgegenwirkendes elektrisches Feld geeigneter Größe schwebend erhalten. Beleuchtet man jetzt

1) Edgar Meyer u. W. Gerlach, Arch. de Genève (4) 35. p. 398. 1913.

2) A. Joffé, Sitzungsber. d. bayer. Akad. p. 19. 1913. Die Arbeit von Joffé wurde der bayerischen Akademie am 1. Februar 1913 vorgelegt; unsere Arbeit wurde auf der Versammlung der Schweizerischen physikalischen Gesellschaft in Zürich am 7. März 1913 vorgetragen. Der Ausdruck „gleichzeitig“ ist daher wohl erlaubt.

3) F. Ehrenhaft, Anzeiger der Wiener Akad., März 1909; Sitzungsber. der Wiener Akad., Abt. IIa, 118. p. 321. 1909.

4) R. A. Millikan, Phys. Zeitschr. 11. p. 1097. 1910.

man jetzt das Teilchen mit ultravioletttem Licht, so wird, falls das Teilchen photoelektrisch empfindlich ist, das Gleichgewicht gestört. Das Teilchen ladet sich unter dem Verlust von Elektronen stärker positiv auf, und man bemerkt, wenn die obere Platte des Kondensators negativ geladen ist, eine Bewegung des Teilchens nach oben. Da eine Ladungsänderung von nur *einem* Elektron das Gleichgewicht schon stört, wie aus den Beobachtungen von Ehrenhaft und Millikan hervorgeht, so schien uns diese Methode wegen ihrer großen Empfindlichkeit¹⁾ geeignet, den Austritt der einzelnen Elektronen beim photoelektrischen Effekt messend zu verfolgen.

Bei Ausführung des beschriebenen Versuchs zeigte sich nun das auffällige Resultat, daß bei passender Beleuchtungsintensität die ultraviolette Bestrahlung des Teilchens im allgemeinen eine meßbare Zeit (es kommen Werte von Null bis mehrere Minuten vor) bis zum Austritt des ersten Elektrons andauern mußte. Diese Zeit wollen wir im folgenden die *Verzögerungszeit* nennen.

§ 2. Die *Versuchsanordnung* ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Der Kondensator nach Millikan wird gebildet durch die beiden dicken Messingplatten M_1 und M_2 (100:100:4 mm), die luftdicht in einem Abstände von 15,5 mm in den Ebonitrahmen A eingekittet waren. Beide Platten waren auf der Innenseite gut berußt, um sie wenig photoelektrisch empfindlich zu machen. Die obere Platte M_2 hatte in der Mitte eine Bohrung O von 1 mm Durchmesser, die durch die elektromagnetische Klappe K_1 geöffnet oder geschlossen werden konnte. Der zylindrische Aufsatz B aus Messing trägt die beiden isoliert eingeführten Elektroden E_1 und E_2 , zwischen denen ein elektrischer Funke zur Erzeugung der ultramikroskopischen Teilchen hergestellt werden konnte. Zu diesem Zwecke lag an E_1 und E_2 unter passenden Vorschaltwiderständen eine Potentialdifferenz von 16 Volt. Durch kurzes Einschalten des den Elektromagneten G betreibenden Stromes

1) Nach einer Bemerkung von Hrn. H. Rubens auf der Naturforscherversammlung in Münster hat man es bei der Anordnung: ultramikroskopisches Teilchen im elektrischen Felde eines Kondensators schwebend, mit dem bei weitem empfindlichsten Elektrometer zu tun, das wir kennen. Phys. Zeitschr. 13. p. 1034. 1912.

werden die beiden Elektroden zusammengepreßt und durch eine Gegenfeder sofort wieder getrennt. Die dabei entstehenden ultramikroskopischen Teile fallen dann durch die Öffnung O in den Kondensator. Um Teilchen von verschiedenen Metallen zu erhalten, waren die vorderen Enden von E_1 und E_2 auswechselbar. D ist ein kurzer Zylinder, der die stärkeren

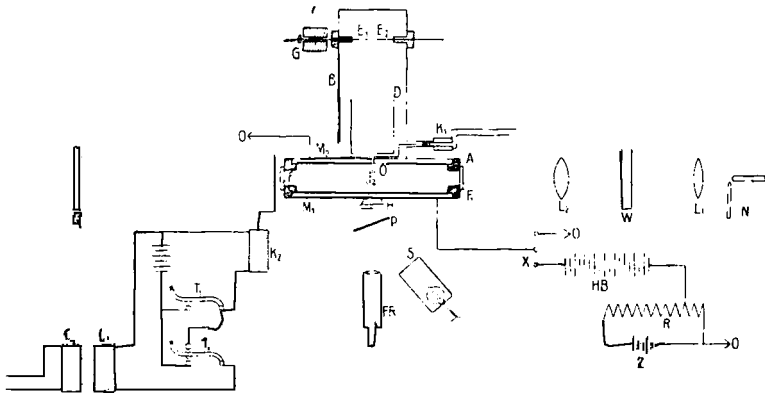


Fig. 1.

durch die Klappe K_1 erzeugten Luftbewegungen verhindern soll. Die untere Kondensatorplatte M_1 besitzt eine Öffnung von 4 mm Durchmesser, die durch den Schraubenkopf H so wieder zu verschließen ist, daß die nach innen gewandte Fläche von M_1 vollkommen eben ist. Der Zweck von H wird sich später ergeben (§ 4).

Der Hartgummiraum A besitzt drei Öffnungen F von je 10 mm Durchmesser. Durch F_1 tritt in den Kondensator ein schmales Lichtbündel zur Dunkelfeldbeleuchtung ein. Als Lichtquelle dient die Bogenlampe N ; L_1 und L_2 sind Linsen, W ein Wassertrog von 5 cm Dicke zur Absorption der Wärmestrahlen. Durch das Fenster F_2 , welches ebenso wie F_1 mit einer Glasplatte bedeckt ist, werden die ultramikroskopischen Teilchen mittels des kurzbrennweitigen Fernrohrs FR beobachtet. Durch die planparallele Glasplatte P wird eine durch eine kleine elektrische Glühbirne beleuchtete Millimeterskala S so in das Fernrohr reflektiert, daß die Skala gleichzeitig mit den Teilchen scharf erscheint. Man ist auf diese Weise un-

abhängig von der Vergrößerung des Fernrohrs, die etwa 17- bis 20 fach war. Wenn auch diese Vergrößerung klein erscheint, so ist doch eine große Genauigkeit dadurch gegeben, daß sich durch genügend langes Warten auch die kleinste Bewegung des Teilchens bemerkbar macht. In Fig. 1 ist natürlich FR , P und S in einer Ebene senkrecht zur Zeichnungsebene liegend zu denken. Das Fenster F_3 , welches zum Zutritt des ultravioletten Lichtes dient, ist durch eine Quarzplatte verschlossen. Als ultraviolette Lichtquelle diente eine gewöhnliche Quarzquecksilber-, resp. Quarzquecksilber-amalgamlampe Q . Strom und Spannung der Lampe wurde immer gemessen, da es bei den meisten Messungen auf Konstanz der ultravioletten Beleuchtungsintensität ankam.

Zum Abschirmen bzw. Zulassen der ultravioletten Strahlung diente die durch den Taster T_1 betätigte elektromagnetische Klappe K_2 , in deren Stromkreis gleichzeitig der eine Elektromagnet C_1 eines registrierenden Chronographen eingeschaltet war. Eine gute Hippsche Sekundenuhr¹⁾ gab vermittels des zweiten Elektromagneten C_2 des Chronographen die Zeitmarken. Auf diese Weise konnte die Dauer der ultravioletten Bestrahlung in Sekunden von dem Registrierstreifen des Chronographen entnommen werden. Ein zweiter Taster T_2 mit Doppelkontakt ermöglichte eine Registrierung, ohne daß K_2 geöffnet wurde. T_2 wurde gebraucht zur Messung der Fallgeschwindigkeit der Teilchen im Erdfelde.

Die obere Kondensatorplatte M_2 war geerdet, die untere M_1 konnte durch die Wippe X mit dem *positiven* Pole einer Hochspannungsbatterie HB oder mit Erde verbunden werden. Der negative Pol der Hochspannungsbatterie (1000 Volt in Stufen von je 200 Volt veränderlich) lag an dem Ruhstratschen Widerstande R (1700 Ohm), durch den die städtische Zentrale Z (220 Volt) geschlossen war. Es war so eine kontinuierliche Spannungsänderung von Null bis 1220 Volt möglich. Die Spannung wurde mit einem guten Millivoltmeter von Siemens & Halske gemessen.

1) Für die leihweise Überlassung des Chronographen und der Hippschen Uhr sind wir dem Vorstande der Tübinger Sternwarte, Hrn. Dr. H. Rosenberg, zu großem Dank verpflichtet.

Der Kondensator mußte so justiert werden, daß die Parallelität des Erdfeldes mit dem elektrischen Felde im Kondensator möglichst vollkommen war. Es geschah dieses am besten dadurch, daß man ein Teilchen schwebend hielt, und nun die Stellschrauben des Kondensators so regulierte, daß das Teilchen stundenlang exakt in der Einstellebene des Fernrohres und in der Mitte des Gesichtsfeldes blieb. Etwaige kleine seitliche Verschiebungen des Teilchens, hervorgerufen durch einseitige Temperaturänderung des Kondensators bei sehr lang andauernden Meßreihen, wurden durch entsprechendes geringes Neigen des Kondensators kompensiert.

§ 3. *Messung der Verzögerungszeit.* Eine photoelektrische Empfindlichkeit wurde an ultramikroskopischen Teilchen von Zn, Al, Cu, Ag, Au, Pt festgestellt. Wegen der Komplikationen, die durch Oxydation zu erwarten sind, da der Kondensator immer mit Luft gefüllt war¹⁾, wurden hauptsächlich die Edelmetalle untersucht. Die Verzögerungszeit wurde wie folgt gemessen. Nachdem mehrere Funken zwischen den Elektroden E_1 und E_2 übergegangen waren, wurde aus den das Gesichtsfeld durchfallenden Metallteilchen *eines* von passender Größe und Ladung ausgewählt und durch Regulierung der Spannung am Kondensator exakt auf einem Strich der Skala schwebend gehalten. Diese Spannung soll im folgenden kurz das Haltepotential HP genannt werden. Durch Niederdrücken des Tasters T_1 wurde K_2 geöffnet, so daß das Teilchen mit ultravioletem Licht bestrahlt wurde. Zunächst blieb dann das Teilchen vollkommen in Ruhe, bis es sich *plötzlich* in Bewegung setzte und zur negativen Platte M_2 des Kondensators emporstieg; es hatte sich also positiv aufgeladen. Sofort nach Eintritt der Bewegung wurde die Klappe K_2 geschlossen. Durch Verkleinerung der Kondensatorspannung wurde darauf das Teilchen wieder schwebend gehalten, worauf der Versuch an demselben Teilchen wiederholt werden konnte. In Tab. 1 ist als Beispiel eine Meßreihe an einem Kupferteilchen angeführt. Die Verzögerungszeiten T sind in Sekunden ausgedrückt, die Haltepotentiale HP in Volt, die je nach dem Zwecke mehr oder weniger exakt gemessen wurden, sind hier auf

1) Trocknen der Luft hat keinen merkbaren Einfluß.

etwa 0,5 Proz. genau bestimmt. Die Intensität der ultravioletten Lampe war während dieser Messungen konstant, wie aus dem konstanten Wattverbrauch geschlossen wurde.

Tabelle 1.

Nr. 206 Cu. $v = 0,0592 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$.

HP	T	n_i	HP ber.	HP (beob. — ber.)
1041	2,32''	22	1038,8	+2,2 = +0,21%
950	3,06''	24	952,3	-2,3 = -0,24%
870	2,61''	26	879,0	-9,0 = -1,03%
848	3,64''	27	846,4	+1,6 = +0,19%
790	5,15''	29	788,1	+1,9 = +0,24%
720	1,69''	32	714,2	+5,8 = +0,81%
620	2,06''	37	617,7	+2,3 = +0,37%
568	7,17''	40	571,4	-3,4 = -0,60%

Aus dem angegebenen, sowie aus den weiter unten aufgeführten Beispielen ergibt sich vor allem, daß die Verzögerungszeit bei konstanter ultravioletter Beleuchtungsintensität bei ein und demselben Teilchen keine konstante Größe ist, sondern daß sie großen *prozentischen Schwankungen* unterworfen ist. Es geht allein aus diesem Verhalten schon mit großer Wahrscheinlichkeit hervor, daß man es hier mit einem Vorgange zu tun hat, der das Resultat *weniger* Elementarprozesse ist, ähnlich den Schwankungen, wie man sie bei dem radioaktiven Zerfall, der Brownschen Molekularbewegung, den Svedbergschen Konzentrationsschwankungen usw., beobachtet. Durch die im folgenden weiter angeführten Versuche hat sich diese Vermutung mit einiger Sicherheit bestätigt, so daß man hier eine neue „*paucimolekulare*“ Erscheinung, nach der Benennungsweise Svedbergs¹⁾, vor sich hat.

§ 4. *Kontrollversuch.* Zum Beweise dafür, daß man es bei den im letzten Paragraphen beschriebenen Experimenten wirklich mit einem photoelektrischen Effekt an den ultramikroskopischen Teilchen zu tun hat, diente folgender Versuch. Vermittels eines Quarzflußspatachromaten wurde ein *scharf begrenztes* ultraviolettes Lichtbündel so in den Kondensator geleitet, daß entweder nur der obere Teil oder nur der untere

1) The Svedberg, Die Existenz der Moleküle. Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig 1912.

Teil des Kondensators durchstrahlt wurde. Um die Lage der Begrenzung des ultravioletten Lichtbündels zu bestimmen, wurde der Schraubenkopf *H* (Fig. 1) herausgenommen und durch die Öffnung ein schmaler Bariumplatincyanürschirm in die Fallebene der Teilchen eingeführt. Das Gesichtsfeld des Fernrohres *FR* bot dann das Bild der Fig. 2 dar.

Die mit den Zahlen numerierten Horizontalstriche sind die Teilstriche der Skala *S* (Fig. 1), *B* ist der Bariumplatincyanürschirm, der in dem vorliegenden gezeichneten Falle nur in seinem unteren Teile stark fluoresziert (durch Schraffierung angedeutet). Die Grenze des ultravioletten Bündels liegt also bei Fig. 2 zwischen den Skalenteilen 3 u. 4. Nach dieser Bestimmung wurde *B* entfernt, *H* wieder eingeschraubt und nun der Kondensator durchstrahlt, einmal wenn das Teilchen auf Teil-

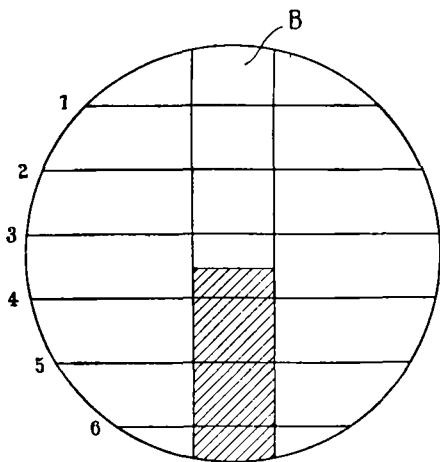


Fig. 2.

strich 2, dann auf Teilstrich 4 schwebend gehalten wurde. Ist der beschriebene Effekt wirklich ein photoelektrischer Effekt am Teilchen selbst, so sollte bei Durchstrahlung des Kondensators im ersten Falle das Teilchen immer ruhig schwebend bleiben, im zweiten Falle aber nach der Verzögerungszeit aufwärts steigen. Tab. 2 gibt einige Resultate. Unter T_2 ist die willkürliche Bestrahlungsdauer des Kondensators angegeben, wenn sich das Teilchen auf Skalenteil 2 befand; das Teilchen blieb immer ruhig schwebend. Unter T_4 ist die Bestrahlungsdauer angegeben, falls sich das Teilchen auf Skalenteil 4, also innerhalb des ultravioletten Lichtbündels, befand. Jedesmal am Ende der Zeit T_4 stieg das Teilchen aufwärts.

Tabelle 2.

Nr.	T_2	T_4
115 Cu	11,4''	2,8''
116 „	9,6''	2,3''
118 „	9,4''	1,3''
123 „	8,6''	1,8''
126 „	10,2''	3,2''
127 „	8,6''	1,9''
129 „	10,0''	2,8''

Die Zahlen der Tab. 2 zeigen, daß die Verzögerungszeiten T_4 wesentlich kürzer sind als die Kontrollzeiten T_2 , in denen nichts passierte.

Wurde dagegen das Teilchen *sehr lange* (1 bis 2 Min.) im nicht durchstrahlten Raume gehalten, so kamen doch vereinzelte Aufladungen vor. Schwebte das Teilchen zwischen dem durchstrahlten Raume und der negativ aufgeladenen Kondensatorplatte, so waren diese Aufladungen positiv, schwebte es zwischen dem durchstrahlten Raum und der positiven Platte (ging also das ultraviolette Licht nur durch den oberen Teil des Kondensators), so waren die Aufladungen sowohl positiv als auch negativ. Allem Anscheine nach wird die positive Aufladung hervorgerufen durch das ultraviolette Licht, welches im Innern des Kondensators reflektiert das Teilchen trifft; wegen der geringen Intensität dieses Lichtes tritt erst nach so langer Zeit die positive Aufladung ein (vgl. in § 11 die Verzögerungszeit als Funktion der Beleuchtungsintensität). Die negativen Aufladungen dagegen werden wahrscheinlich durch Anlagerung derjenigen Photoionen an das Teilchen hervorgerufen, welche an der negativen Kondensatorplatte durch die Bestrahlung erzeugt werden.

Da zu diesen Kontrollversuchen stets Licht von verhältnismäßig großer Intensität verwandt wurde, so dürften die seltenen eben beschriebenen besonderen Aufladungen bei den folgenden Messungen, die im allgemeinen mit geringerer ultravioletter Lichtintensität angestellt wurden, keinen merklichen Fehler bedingen. Hierfür sprechen auch folgende Beobachtungen: 1. Bei *angeschaltetem* Kondensatorfeld tritt die Anlagerung von

Ionen an das Teilchen, falls dieses selbst nicht zu hoch aufgeladen ist, auch dann selten ein, wenn die Luft des Kondensators durch ein Radiumpräparat (5 mg) stark ionisiert wurde, ein Ergebnis, das im Einklang steht mit Beobachtungen von Millikan.¹⁾ 2. Es wurde nie bei den etwa 1500 Messungen beobachtet, daß sich ein Teilchen während der Bestrahlung negativ auflud, falls nicht sehr starke ultraviolette Bestrahlung der Kondensatorplatten, sowie hohe Ladung des Teilchens vorlag.

§ 5. *Die atomistische Struktur des Prozesses.* Eine Beobachtungsreihe, wie sie in Tab. 1 gegeben ist, kann in einfacher Weise dazu dienen, die atomistische Struktur der Photoelektrizität nachzuweisen, ohne daß die Größe des Elementarquantums bekannt zu sein braucht. Dieses Verfahren hat zuerst Joffé²⁾, dann auch Ehrenhaft³⁾ angewendet. Nennt man die Ladungen, welche dasselbe Teilchen in den einzelnen Versuchen nacheinander trägt, $Q_1, Q_2, Q_3 \dots$, die dazu gehörigen elektrischen Feldstärken in dem Kondensator, um das Teilchen schwebend zu erhalten, $\mathfrak{E}_1, \mathfrak{E}_2, \mathfrak{E}_3 \dots$, so gilt, wie leicht ersichtlich

$$Q_1 \mathfrak{E}_1 = Q_2 \mathfrak{E}_2 = Q_3 \mathfrak{E}_3 = \dots = m g,$$

wo m die Masse des Teilchens und g die Erdschwere bedeutet. Besteht nun der beobachtete Effekt in der Abspaltung eines oder weniger Elektrizitätsquanten, so läßt sich die letzte Gleichung folgendermaßen schreiben:

$$n_0 q \mathfrak{E}_1 = (n_0 + 1) q \mathfrak{E}_2 = (n_0 + 2) q \mathfrak{E}_3 = \dots = m g,$$

worin q die Größe des elektrischen Quantums⁴⁾ und n_0 die Anzahl (*ganze Zahl*) Quanten bedeutet, die zu Beginn des Versuches sich auf den Teilchen befanden. Es folgt daher:

$$\mathfrak{E}_1 : \mathfrak{E}_2 : \mathfrak{E}_3 : \dots = \frac{1}{n_0} : \frac{1}{n_0 + 1} : \frac{1}{n_0 + 2} : \dots = \frac{1}{n_0} : \frac{1}{n_1} : \frac{1}{n_2} : \dots$$

1) R. A. Millikan, Phys. Zeitschr. 11. p. 1097. 1910.

2) A. Joffé, l. c. p. 25.

3) F. Ehrenhaft, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 15. p. 1187. 1913; vgl. p. 1169.

4) Es ist besser, hier etwas allgemeiner von einem elektrischen Quantum zu sprechen, da sich die *Größe* des „Elementarquantums“ nicht aus solchen Versuchen ergibt.

Wie man hieraus ersieht, müssen sich bei atomistischer Konstitution der Photoelektrizität die Haltepotentiale, da sie proportional den Feldstärken sind, verhalten wie die reziproken ganzen Zahlen.

Diese Beziehung läßt sich einfach dadurch verifizieren, daß man mit ihrer Hilfe die Haltepotentiale berechnet, was folgendermaßen geschieht. Die letzte Gleichung läßt sich in der Form schreiben

$$\mathfrak{E}_i n_i = C,$$

wo C eine Konstante ist.

Man bestimmt nun die n_i derartig, daß die einzelnen Produkte $\mathfrak{E}_i n_i = C_i$ möglichst konstant sind, d. h. daß $\Sigma (\bar{C}_i - C_i)^2$ ein Minimum ist, wobei \bar{C}_i der Mittelwert der C_i sein soll. Selbstverständlich dürfen auch die ganzen Zahlen n_i keinen gemeinschaftlichen Teiler haben, der größer als 1 ist. Diese Rechnung ist für Teilchen Nr. 206 ausgeführt worden. Die n_i sind in der dritten Kolumne der Tab. 1 angegeben, es ist hier $\bar{C}_i = 22854$. Die berechneten Werte der Haltepotentiale $\bar{C}_i/n_i = HP_{\text{ber.}}$ sind in Kolumne 4 aufgeführt; man sieht, daß sie innerhalb der angegebenen Meßgenauigkeit von etwa 0,5 Proz. (§ 3) mit den beobachteten Haltepotentialen übereinstimmen.

Natürlich kommt einer derartigen Rechnung um so mehr Gewicht zu, je kleiner die n_i sind.

§ 6. *Anzahl der ausgesandten Elektronen.* Nach unserer heutigen Kenntnis besteht der photoelektrische Effekt aller Wahrscheinlichkeit nach in der Aussendung von Elektronen. Bedeutet daher e das elektrische Elementarquantum (abgerundet $4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh.), n_1 die Anzahl Elektronen auf dem Teilchen vor der Bestrahlung, n_2 dieselbe nach der Bestrahlung mit ultravioletttem Licht, V_1 resp. V_2 die entsprechenden Haltepotentiale in Volt, d der Abstand der Kondensatorplatten (1,55 cm), a der Radius des kugelförmig angenommenen Teilchens, σ sein spezifisches Gewicht, so gilt, wenn man den Gewichtsverlust des Teilchens in Luft vernachlässigt,

$$(1) \quad n_1 e \frac{V_1}{300 d} = n_2 e \frac{V_2}{300 d} = m g = \frac{4}{3} \pi a^3 \sigma g.$$

Aus der zu beobachtenden Fallgeschwindigkeit v des Teilchens in Luft ergibt sich unter Voraussetzung der Gültigkeit der Stokesschen Formel der Radius des Teilchens nach der Gleichung

$$(2) \quad \frac{4}{3} \pi a^3 \sigma g = 6 \pi \mu a v,$$

worin a der Radius des Teilchens in Zentimeter und μ^1 der Koeffizient der inneren Reibung der Luft ist.

Durch Kombination von Gleichung (1) und (2) erhält man als Zahl der von dem Teilchen bei einer Beleuchtung mit ultraviolettem Licht abgegebenen Elektronen:

$$n_2 - n_1 = \frac{900 \pi d}{e} \sqrt{\frac{18 \mu^3}{\sigma g}} \sqrt{v^3} \frac{V_1 - V_2}{V_1 V_2}$$

oder falls das Teilchen aus Kupfer bzw. Platin besteht:

$$\text{für Cu: } n_2 - n_1 = 1,01 \cdot 10^6 \sqrt{v^3} \frac{V_1 - V_2}{V_1 V_2},$$

$$\text{für Pt: } n_2 - n_1 = 6,52 \cdot 10^5 \sqrt{v^3} \frac{V_1 - V_2}{V_1 V_2}.$$

In der Tab. 3 sind einige Messungen angegeben, aus denen ($n_2 - n_1$) sowie a berechnet ist. t bedeutet die Zeit in Sekunden, die das Teilchen gebraucht hat, um im Erdfeld die Strecke l cm zu durchfallen. Es ist also $v = l/t$.

Tabelle 3.

Nr.	V_1	V_2	T	l	t	$(n_2 - n_1)$	$a \cdot 10^5$
150 Cu	1023	932	1,80''	0,3	3,21	2,8	9,4
151 „	890,5	850	3,37	0,3	4,00	1,1	8,4
153 „	828	750,5	7,68	0,2	3,21	2,0	7,6
158 „	1200	1068	2,48	0,3	4,95	1,6	7,5
160 „	1090	980	2,36	0,2	7,80	0,43	4,9
163 „	1139	1110	1,22	0,3	5,08	0,33	7,4
166 „	632	542	2,52	0,4	11,1	1,8	5,8
171 „	571	435	3,19	0,2	10,0	1,6	4,3
175 „	128	100	8,02	0,1	25,9	0,53	1,9
178 „	110	68	5,16	0,1	42,9	0,64	1,5
180 „	1072	980,5	1,55	0,2	9,34	0,28	4,5
181 „	1092	980	3,56	0,1	5,61	0,25	4,1
186 „	461	310	2,30	0,1	6,45	2,0	3,8
192 „	498	408	4,17	0,2	9,21	1,4	4,5

1) Nach L. Gilchrist, Phys. Zeitschr. 14. p. 160. 1913 ist bei 20,2° C. $\mu = 1812 \cdot 10^{-7}$.

In Tab. 3 fällt vor allem auf, daß die Werte von $(n_2 - n_1)$ teilweise sehr stark von den Werten der ganzen Zahlen abweichen, *mehr* als der Meßgenauigkeit entspricht, die im wesentlichen durch den Fehler in $(V_1 - V_2)$ bedingt ist. Daß bei der angegebenen Rechnungsmethode dieses Resultat reell ist, kann gut an solchen Teilchen bewiesen werden, für die mehrere Beobachtungen vorliegen. In Tab. 4 sind für das Teilchen Nr. 206 der Tab. 1 diese $(n_2 - n_1)$ berechnet.

Tabelle 4.

Nr. 206 Cu. $v = 0,0592 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$.Nach Stokes berechnet: $a = 7,44 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$.

HP	$(n_2 - n_1)$	p	$\frac{n_2 - n_1}{p}$	Δ	N_2	N_3
1041						
950	1,34	2	0,67	0,02	0,53	0,55
870	1,40	2	0,70	0,05	0,55	0,58
848	0,43	1	0,43	0,22	0,34	0,36
790	1,26	2	0,63	0,02	0,50	0,52
720	1,79	3	0,60	0,05	0,47	0,50
620	3,26	5	0,65	0,00	0,51	0,54
568	2,15	3	0,71	0,06	0,56	0,59
			Mittel: 0,65			

Es ergibt sich also auch hier wieder, daß $(n_2 - n_1)$ keine ganzen Zahlen sind. Die $(n_2 - n_1)$ -Werte sind aber ganze Vielfache einer kleineren Einheit; denn dividiert man $(n_2 - n_1)$ durch die kleinen ganzen Zahlen p , so ergibt sich gute Konstanz, wie die Abweichungen Δ der einzelnen Werte $(n_2 - n_1)/p$ vom Mittelwerte 0,65 zeigen.¹⁾ Der Mittelwert ist berechnet, indem den einzelnen Werten ein Gewicht proportional p zugelegt wurde.

Aus den Messungen an Teilchen Nr. 206 würde sich hier nach ein Wert des elektrischen Elementarquantums ergeben, welcher nur 65 Proz. des Wertes $4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh. betragen würde.

An diesen Verhältnissen wird auch dann nichts Wesentliches geändert, wenn man den Radius des Teilchens nach der

1) Die einzige größere Abweichung findet statt für HP 870—848. Wie aus der Tab. 1 hervorgeht, scheint der Wert HP = 870 mit einem zufällig größeren Fehler behaftet zu sein.

Stokesschen Formel unter Berücksichtigung der Korrektur von Cunningham berechnet. In der von Ehrenhaft¹⁾ angewendeten Form lautet dann das Fallgesetz

$$mg = 6\pi a \mu v \left[1 + \frac{1,63 \frac{l}{a}}{f + 2(1-f)} \right]^{-1}.$$

Hierin ist l die mittlere freie Weglänge ($l = 1,07 \cdot 10^{-5}$ cm bei 730 mm Druck und 20° C. gesetzt), $f = \frac{1}{2}$, wie aus Versuchen von Kundt und Warburg²⁾ geschlossen wird. Unter N_2 sind die Werte von $(n_2 - n_1)/p$ in der Tabelle eingetragen, wenn man mit diesem korrigierten Widerstandsgesetz rechnet.

Verwendet man das Fallgesetz in der Form von Millikan³⁾,

$$mg = 6\pi \mu a v \left(1 + A \frac{l}{a} \right)^{-1},$$

wo nach den letzten Beobachtungen von Millikan (l. c.) $A = 0,874$ für $l/a < 0,4$, so ergeben sich für die Werte $(n_2 - n_1)/p$ die unter N_3 in Tab. 4 angegebenen Zahlen. Nicht immer ergibt sich aber bei solchen Versuchen das ins Spiel kommende kleinste Elektrizitätsquantum, also wahrscheinlich das Elementarquantum, zu $0,65 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh., wie bei Teilchen Nr. 206, was ja auch schon aus den Zahlen für $(n_2 - n_1)$ in Tab. 3 hervorgeht. Es sei noch ein zweites ausführliches Beispiel in Tab. 5 angegeben, wo nur nach der unkorrigierten Stokesschen Formel gerechnet ist (vgl. auch das Beispiel in Tab. 6).

Tabelle 5.

Nr. 203 Cu. $v = 0,0493$ cm · sec⁻¹.Nach Stokes berechnet: $\alpha = 6,79 \cdot 10^{-5}$ cm.

HP	T	$n_2 - n_1$	p	$\frac{n_2 - n_1}{p}$
678	1,61''			
606	1,88	1,94	2	0,97
572	2,38	1,08	1	1,08
490	1,58	3,23	3	1,08
431	1,19	3,09	3	1,03
380	2,34	3,44	3	1,15
Mittel:				1,07

1) F. Ehrenhaft, z. B. Phys. Zeitschr. 12. p. 94. 1911.

2) A. Kundt u. E. Warburg, Pogg. Ann. 155. p. 347. 1875.

3) R. A. Millikan, Phys. Rev. (2) 1. p. 218. 1913.

Hier würde sich also unter Voraussetzung der einfachen Stokesschen Formel das Quantum ergeben zu $1,07 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh. Unter Verwendung des Millikanschen Fallgesetzes würde man $0,87 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh. finden.

Dieses merkwürdige Resultat, daß sich für $(n_2 - n_1)$ keine ganzen Zahlen ergeben, oder, was dasselbe bedeutet, daß man für das elektrische Elementarquantum nicht den Millikanschen Wert von angenähert $4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh., sondern meistens bedeutend kleinere Elektrizitätsmengen erhält, scheint analog zu sein mit den Ergebnissen von Ehrenhaft¹⁾ und Regener²⁾, soweit wenigstens beide Forscher mit Teilchen arbeiten, welche einem mit Pt-, Ag- oder Au-Elektroden brennenden Lichtbogen entstammten.³⁾

Wir glauben aber, daß ein wichtiger Unterschied zwischen unserem Ergebnis und dem von Ehrenhaft und Regener vorliegt, ein Unterschied, der vielleicht einiges zur Klärung der Frage beiträgt, ob es wirklich Elektrizitätsmengen kleiner als das Elementarquantum von etwa $4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh. gibt.

Bei den vorliegenden Versuchen wurden die Ladungsänderungen der Teilchen wie beschrieben, immer durch denselben Prozeß, den photoelektrischen Effekt hervorgerufen. Dabei hat sich als Resultat ergeben, daß die *kleinsten* Ladungsänderungen bei *ein- und demselben* Teilchen immer gut konstant sind, wie Tabb. Nr. 4, 5 und 6 zeigen, daß dagegen diese kleinsten Ladungsänderungen für *verschiedene* Teilchen stark variieren (Tabb. 3—6). So z. B. verhalten sich diese kleinsten Ladungsänderungen bei Teilchen Nr. 203 und 206 wie etwa 1:0,6, während die Radien dieser beiden Partikel, nach Stokes berechnet, nicht wesentlich voneinander differieren, sie verhalten sich wie 1,0:1,1.

Nun ist aber doch wohl nicht anzunehmen, daß der photoelektrische Effekt sich quantitativ anders verhält bei Partikeln, deren Radien nur so wenig voneinander verschieden sind. Vielmehr scheint uns aus diesem Verhalten hervorzugehen, daß man es bei derartigen Messungen mit einer Fehlerquelle zu tun hat,

1) F. Ehrenhaft, z. B. Phys. Zeitschr. 12. p. 261. 1911.

2) E. Regener, Phys. Zeitschr. 12. p. 135. 1911.

3) Diese Erzeugungsweise der ultramikroskopischen Teilchen ist wohl identisch mit der unserigen.

die bei einem Teilchen konstant, aber von einem Teilchen zum anderen ihre Größe ändert, ein Schluß, zu dem auch A. Mayer¹⁾ gelangt ist. Wir müssen daher schließen, daß hier die Aufindung von Elektrizitätsmengen kleiner als das sogenannte Elementarquantum in der verwandten Methode begründet sein muß.

Als Fehlerquellen können hauptsächlich in Betracht kommen:

1. Das Stokessche Gesetz mit den bisher verwandten Korrekturen ist bei den von uns beobachteten Metallpartikeln vollkommen ungültig.²⁾

2. Die Dichte der Teilchen ist ganz wesentlich anders als die Dichte des verwandten Elektrodenmaterials.

Was den ersten Punkt anbetrifft, so hat schon Perrin³⁾ und A. Mayer⁴⁾ die Gültigkeit des Stokes-Cunningham'schen Gesetzes für Metallpartikel, die nach Ehrenhaft im Bogen hergestellt sind, bezweifelt und eine schwammartige Struktur der Teilchen angenommen.

Auf den zweiten Punkt ist von Regener⁵⁾ aufmerksam gemacht worden. Wenn auch diese Fehlerquelle durch die Untersuchungen von Ehrenhaft⁶⁾ in einer Kohlensäureatmosphäre wenig wahrscheinlich wird, streng widerlegt ist sie jedoch nicht.

Diese Überlegungen scheinen sich auf die letzte Untersuchung von Ehrenhaft⁷⁾ anwenden zu lassen, trotzdem er dort mit sicher runden Quecksilbertröpfchen von dem richtigen spezifischen Gewichte arbeitet. Denn es verhalten sich bei ihm sehr genau die Haltepotentiale *desselben* Teilchens nach Umladung mit Radium wie die ganzen Zahlen.

1) A. Mayer, Sitzungsberichte d. Wiener Akademie 121. Abt. IIa. p. 1097. 1912.

2) Im hiesigen Institut ist eine experimentelle Arbeit über diese Frage nach einer neuen Methode in Angriff genommen.

3) J. Perrin, Compt. rend. 152. p. 1165. 1911.

4) A. Mayer, Phys. Zeitschr. 13. p. 754. 1912.

5) E. Regener, Phys. Zeitschr. 12. p. 135. 1911; auch E. Weiß, Sitzungsbericht d. Wiener Akademie. 120. Abt. IIa. p. 1021. 1911.

6) F. Ehrenhaft, Phys. Zeitschr. 12. p. 261. 1911.

7) F. Ehrenhaft, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 15. p. 1187. 1913.

Anmerkung bei der Korrektur: Die ausführlichere Arbeit erschien während des Druckes. Sitzungsber. d. Wien. Akad. 123. Abt. IIa. p. 53. 1914.

Tabelle 6.

Nr. 579 Pt.

HP	$(n_2 - n_1)$	p	$\frac{n_2 - n_1}{p}$	Δ	n_0	T
1167					229,4	4,96''
1147	1,49	4	0,37	0,01	231,4	7,50
1128	1,46	4	0,37	0,01	231,7	2,95
1105	1,84	5	0,37	0,01	224,8	8,10
1094	0,906	2	0,45	0,07	223,4	17,6
1089	0,418	1	0,42	0,04	225,6	—
1072	1,45	4	0,36	0,02	224,1	—
1067	0,435	1	0,44	0,06	224,9	—
1063	0,351	1	0,35	0,03	227,9	—
1060	0,265	1	0,27	0,11	224,4	—
1050	0,896	2	0,45	0,07	225,1	—
1042	0,728	2	0,36	0,02	225,5	3,60
1030	1,12	3	0,37	0,01	225,5	3,19
1022	0,757	2	0,38	0,00	225,2	—
1010	1,16	3	0,39	0,01	224,7	—
1002	0,787	2	0,39	0,01	222,5	—
993	0,901	2	0,45	0,07	220,8	4,26
988	0,508	1	0,51	0,13	219,7	9,69
976	1,24	3	0,41	0,03	220,0	2,13
958	1,92	5	0,38	0,00	221,4	7,45
945	1,43	4	0,36	0,02	223,6	2,37
940	0,561	2	0,28	0,10	222,1	5,91
932	0,910	2	0,46	0,08	222,0	5,15
922	1,16	3	0,39	0,01		
$\Sigma p = 59$			Mittel: 0,38		$\bar{n}_0 = 224,6$	$\bar{T} = 6,06''$

§ 7. *Die Brownsche Bewegung der Teilchen.* Bekanntlich ist von De Broglie¹⁾ und von Reinganum²⁾ eine Methode angegeben worden, nach der, unter Benutzung der Formel von Einstein³⁾ für die Brownsche Bewegung, die Elementarladung an ultramikroskopischen Teilen bestimmt werden kann. Diese Methode, die kein spezielles Widerstandsgesetz voraus-

1) De Broglie, Le Radium. 6. p. 203. 1909; Phys. Zeitschr. 11. p. 37. 1910.

2) M. Reinganum, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 12. p. 1025. 1910.

3) A. Einstein, Ann. d. Phys. 17. p. 549. 1905; 19. p. 371. 1906.

setzt, wurde von Weiß¹⁾ experimentell angewendet mit dem Ergebnis, daß keine wesentlichen Unterschreitungen der Elementarladung gefunden wurden. Es liegt daher nahe, diese Methode auch auf unsere Teilchen anzuwenden. Bei der verwendeten Versuchsanordnung, besonders wegen der zu geringen Vergrößerung des Beobachtungsfernrohres, war es aber im allgemeinen nicht möglich, die Brownsche Bewegung der Teilchen quantitativ zu messen. Es ist aber vielleicht von Interesse, an einem bestimmten Teilchen zu zeigen, daß ein Wert des Elementarquantums nach der Methode der Brownschen Bewegung zu $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh. berechnet, nicht mit unseren Beobachtungen in Widerspruch steht.

Als Beispiel sei das Platinteilchen Nr. 579 angeführt.

Tab. 6 ist wohl ohne weiteres verständlich, das Mittel von $(n_2 - n_1)/p$ ist wieder so berechnet, daß den Einzelwerten ein Gewicht proportional p zugelegt wurde. Tab. 7 enthält unter t angegeben eine Serienmessung der Fallzeiten des Teilchens über einen Fallraum von 0,4 cm.

Tabelle 7.

$$\text{Nr. 579 Pt. } v = \frac{0,4}{1,40} = 0,286 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

$$\text{Nach Stokes berechnet: } a = 10,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

t	Δt	$(\Delta t)^2$	$\frac{(\Delta t)^2}{t}$
1,36	0,04	0,0016	0,00118
1,42	0,02	0,0004	0,00028
1,42	0,02	0,0004	0,00028
1,42	0,02	0,0004	0,00028
1,35	0,05	0,0025	0,00185
1,42	0,02	0,0004	0,00028
1,41	0,01	0,0001	0,00007
1,38	0,02	0,0004	0,00029
1,42	0,02	0,0004	0,00028
1,43	0,03	0,0009	0,00063
1,40	0,00	0,0000	0,00000

Mittel: 1,40

$$\text{Mittel: } 0,00049 = \frac{1}{n} \sum \frac{(\Delta t)^2}{t}$$

1) E. Weiß, Sitzungsber. d. Wiener Akad. 120. Abt. IIa. p. 1021. 1911; Phys. Zeitschr. 12. p. 630. 1911.

Nun gilt nach der Theorie von Einstein über die Brownsche Bewegung:

$$(3) \quad \overline{\lambda^2} = \frac{2 R T}{N} B$$

Hierin bedeutet $\overline{\lambda^2}$ das mittlere Quadrat der Verschiebung des Teilchens in der Zeiteinheit, R die Gaskonstante ($831 \cdot 10^5$), T die absolute Temperatur (293°), N die Anzahl der Moleküle im Grammmolekül ($60,62 \cdot 10^{22}$ nach Millikan¹⁾).

B ist die „Beweglichkeit“ des Teilchens, definiert durch die Gleichung

$$(4) \quad v = B \cdot X,$$

wobei v die Geschwindigkeit des Partikels unter dem Einflusse der äußeren Kraft X ist.

In unserem Fall haben wir daher:

$$(5) \quad B = \frac{v}{m g}.$$

Nun ist nach Gleichung (1) des § 6

$$n e \frac{V}{300 d} = m g.$$

Man erhält daher durch Einsetzen von (5) und (3):

$$(6) \quad e = \frac{m g \cdot 300 d}{n V} = \frac{v 300 d}{B n V} = \frac{v 300 d 2 R T}{n V N \overline{\lambda^2}}.$$

Hierin ist n , um es der Deutlichkeit halber zu betonen, die Anzahl der Elektronen, welche bei dem Haltepotential V sich auf dem Teilchen befinden.

Dieses n läßt sich einfach berechnen. Es war nach Gleichung (1)

$$n_1 e \frac{V_1}{300 d} = n_2 e \frac{V_2}{300 d}$$

oder, falls mit n_0 die ursprüngliche Anzahl, mit p die Anzahl der bei dem photoelektrischen Effekt fortgehenden Elektronen bezeichnet wird,

$$n_0 e \frac{V_1}{300 d} = (n_0 + p) e \frac{V_2}{300 d},$$

also:

$$n_0 = \frac{p V_2}{V_1 - V_2}.$$

1) R. A. Millikan, Phys. Zeitschr. 14. p. 796. 1913. Ein neuerer Wert von Ivar Nordlund, gemessen durch die Brownsche Bewegung von Quecksilberkügelchen in Wasser, $N = 59,1 \cdot 10^{22}$ stimmt hiermit sehr gut überein; Zeitschr. f. Phys. Chem. 87. p. 40. 1914.

Tab. 6 enthält unter n_0 diese Anfangszahl der Elektronen für das Haltepotential $V = 1167$ Volt berechnet aus jedem Haltepotential. Der Mittelwert $\bar{n}_0 = 225$ dürfte auf 2—3 Proz. genau sein.

Nun läßt sich also nach Formel (6) angeben, welche Brownsche Bewegung, d. h. welches $\bar{\lambda}^2$ das Teilchen besitzen müßte, damit $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh. wird. Die angegebenen Daten von Partikel 579 eingesetzt ergeben

$$\bar{\lambda}_{\text{ber.}}^2 = 8,47 \cdot 10^{-8}$$

oder: $\lambda_{\text{ber.}} = \sqrt{\bar{\lambda}_{\text{ber.}}^2} = 2,91 \cdot 10^{-4} \text{ cm.}$

Wollte man nun die Schwankungen in den Fallzeiten t der Tab. 7 auf die Brownsche Bewegung des Teilchens zurückführen, so könnte man andererseits dasselbe $\bar{\lambda}^2$ (bezeichnet als $\bar{\lambda}_{\text{beob.}}^2$) aus den Beobachtungen berechnen. Es ist¹⁾

$$\bar{\lambda}_{\text{beob.}}^2 = v^2 \frac{1}{n} \sum \frac{(\Delta t)^2}{t}$$

oder die Werte aus Tab. 7 eingesetzt

$$\bar{\lambda}_{\text{beob.}}^2 = \frac{0,16}{1,96} \cdot 49 \cdot 10^{-6} = 40 \cdot 10^{-6}$$

oder: $\lambda_{\text{beob.}} = 6,32 \cdot 10^{-3} \text{ cm.}$

Es ergibt sich also, daß $\lambda_{\text{beob.}}$ etwa 20 mal größer ist als $\lambda_{\text{ber.}}$. Nun sind aber sicherlich die Schwankungen in t nicht auf die Brownsche Bewegung zurückzuführen, sondern auf die Ungenauigkeit der Zeitmessung, d. h. auf die persönlichen zufälligen Fehler bei der Betätigung des Tasters T_2 (Fig. 1 und § 2). Das ist dadurch zu beweisen, daß bei Partikel Nr. 579 keine Brownsche Bewegung zu beobachten war, wenn dasselbe schwebend gehalten wurde. Daraus geht hervor, daß ein Wert der Brownschen Bewegung von $\lambda = 2,91 \cdot 10^{-4} \text{ cm.}$, der nach Gleichung (6) $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ elst. Einh. ergeben würde, innerhalb unserer Beobachtungsfehler fällt, so daß der Millikansche Wert des Elementarquantums wohl mit unseren Beobachtungen vereinbar ist.

Wir glauben daher, daß die in § 6 besprochenen Unterschreitungen des Elementarquantums in der Hauptsache auf

1) Vgl. E. Weiß, l. c. p. 1029.

die Nichtigkeit des Stokesschen Gesetzes und dessen Korrekturen für die beobachteten Teilchen zurückzuführen sind.

Einen weiteren Hinweis für die Nichtigkeit der Stokes-Cunninghamschen Korrekturen kann man auch in folgendem finden. Berechnet man (als Beispiel ist wieder Partikel Nr. 579 genommen) einen solchen korrigierten Teilchenradius $a_{\text{kor.}}$, daß der Mittelwert von $(n_2 - n_1)/p = 1,0$ wird¹⁾, so erhält man

$$a_{\text{kor.}} = 14,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm},$$

wobei die Stokessche Formel *nicht* vorausgesetzt ist. Die Berechnung nach der Formel von Stokes liefert $a = 10,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$. Berechnet man nun aus $a_{\text{kor.}}$ die Brownsche Bewegung λ' des Teilchens, indem man in die Einsteinsche Formel:

$$\bar{\lambda}^2 = \frac{2 R T}{N} \cdot B$$

die Beweglichkeit $B = \frac{1}{6 \pi \mu a_{\text{kor.}}}$ einführt, also jetzt die Gültigkeit der Stokesschen Formel voraussetzt, so erhält man

$$\lambda' = 4,03 \cdot 10^{-4} \text{ cm},$$

oder hiermit aus Gleichung (6) nun den kleineren Wert

$$e = 2,51 \cdot 10^{-10} \text{ elst. Einh.}$$

Bei Einsetzung von $B = v/mg$ ergibt sich aber selbstverständlich $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ elst. Einh.}$

Dieses Ergebnis $\lambda' > \lambda_{\text{ber.}}$ stimmt mit den Resultaten von Weiß (l. c. p. 1030) überein²⁾, aus denen er auf die Ungültigkeit des Stokes-Cunninghamschen Gesetzes schloß.

1) Dies geschieht nach der Formel

$$a_{\text{kor.}}^{\text{St.}} = \frac{1,0 a^{\text{St.}}}{\left(\frac{n_2 - n_1}{p} \right)_{\text{St.}}},$$

wobei der Index St. die Größen bezeichnet, wie sie sich bei Anwendung des Stokesschen Gesetzes ergeben. Man kann ebenso die Formel verwenden:

$$a_{\text{kor.}} = \sqrt[3]{\frac{n e V \cdot 3}{300 d 4 \pi \sigma g}},$$

wobei ohne weiteres ersichtlich ist, daß die Stokessche Formel nicht eingeht.

2) Denn bei Weiß ist $\lambda_{\text{beob.}}$ analog unserem $\lambda_{\text{ber.}}$

Ganz ebenso findet man auch $\lambda' > \lambda_{\text{ber.}}$ für die anderen Partikel. Noch größer wird der Unterschied, wenn man die Cunningham-Ehrenhaftsche Korrektur einführt¹⁾, also setzt (vgl. § 6):

$$B = \frac{1}{6\pi\mu ak}, \text{ wobei } k = \left[1 + \frac{1,63}{f+2} \frac{l}{a(1-f)} \right]^{-1}.$$

§ 8. Da es sich weiterhin im wesentlichen um die Eigenschaften und die Deutung der Verzögerungszeit handelt, kommt die in § 6 und § 7 behandelte Frage nach der absoluten Größe der kleinsten Ladungsänderung der Teilchen beim Photoeffekt im allgemeinen nicht mehr in Betracht. Es ist aber wohl nach dem Gesagten mit einiger Sicherheit anzunehmen, daß durch den photoelektrischen Effekt an den ultramikroskopischen Teilchen zu Ende der Verzögerungszeit *Elektronen* abgespaltet werden.

Wie die angeführten Versuche zeigen, ist bei der verwandten ultravioletten Belichtungsintensität die Anzahl dieser Elektronen p immer klein, etwa 1—5. Es besteht, wie man sich aus den angegebenen Versuchen überzeugen kann, keine eindeutige Beziehung zwischen der Anzahl p und der Verzögerungszeit T . Daß am Ende der Verzögerungszeit *mehr wie ein* Elektron fortgegangen ist, könnte vielleicht darauf zurückzuführen sein, daß man das ultraviolette Licht nicht schnell genug wieder durch die elektromagnetische Klappe K_2 abblendet, denn es vergeht natürlich zwischen der Auffassung der Bewegung des Teilchens durch den Beobachter und der Betätigung des Tasters T_1 eine endliche Zeit, die je nach der Feldstärke und dem Radius des Teilchens etwa bis zu 0,5 Sekunden betragen kann. Es bleibt aber immerhin merkwürdig, wie bei einer mittleren Verzögerungszeit von $T = 6,1$ Sekunden (Tabelle 6), die doch verhältnismäßig groß gegen den Meßfehler von 0,5 Sekunden ist, mehr wie etwa *ein* Elektron austreten kann. Es hat daher ganz den Anschein, als ob durch den Austritt des ersten Elektrons der Austritt der folgenden erleichtert würde. Ein ähnliches Verhalten scheint auch aus den von Joffé (l. c.) angegebenen Versuchen hervorzugehen. Weiteres hierüber wird unten in § 14 bei der

1) Vgl. E. Weiß, l. c. p. 1030.

Diskussion der Verteilungskurve der Verzögerungszeiten gesagt werden.

§ 9. *Die Verzögerungszeit in Abhängigkeit von der Ladung des Teilchens.* Es ist wichtig zu wissen, ob die Verzögerungszeit ein- und desselben Teilchens abhängt von der Höhe seiner Ladung. Um dieses zu untersuchen, wurden die Verzögerungszeiten zuerst gemessen bei kleiner Aufladung eines Teilchens. Dann wurde dasselbe Teilchen durch intensive ultraviolette Bestrahlung mit Hilfe einer Kohlenbogenlampe stark aufgeladen und wieder an ihm die Verzögerungszeiten gemessen. Durch starke Ionisierung der Luft im Kondensator vermittels eines Radiumpräparates (5 mg RaBr_2) und kurzes Abschalten des Feldes wurde darauf das Teilchen soweit entladen, bis es ungefähr die Anfangsladung wieder erreicht hatte. In diesem Zustande wurde wieder T gemessen. Es war möglich diesen Prozeß öfters zu wiederholen. In Tab. 8 ist ein Beispiel einer derartigen Messung angeführt.

Tabelle 8.

$$\text{Nr. 576 Pt. } v = \frac{0,4}{2,19} = 0,183 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Nach Stokes berechnet: $a = 8,42 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$

I Anfangs- ladung		II Aufgeladen durch Bogen- lampe		III Entlad. durch Radium		IV Aufgeladen durch Bogen- lampe		V Entlad. durch Radium	
HP	T	HP	T	HP	T	HP	T	HP	T
1140	1,77"	132 > 97,5"		1046	1,77"	342	7,26"	1088	2,24"
1082	1,00			1011	2,57	339	7,56	1049	1,77
1042	4,42			971	3,60	332	5,31	991	5,37
1019	3,19			948	4,84	327	16,4	958	5,19
1000	6,20			920	2,07	320	10,2	930	1,56
960	2,71			880	2,59			891	2,89
				871	2,01				
Mittel $\bar{T} = 3,22$		$\bar{T} > 97,5$		$\bar{T} = 2,78$		$\bar{T} = 9,35$		$\bar{T} = 3,17$	

Da die Haltepotentiale bei demselben Teilchen umgekehrt proportional der Ladung des Teilchens sind, so ist aus der Tab. 8 zu ersehen, daß die Verzögerungszeit \bar{T} mit der Höhe der Ladung stark ansteigt, oder was dasselbe ist, mit der Höhe des Potentials des Teilchens. Wie aber ebenfalls aus diesen

Versuchen hervorgeht, ist das Wachsen von T nicht etwa auf eine photoelektrische Ermüdung zurückzuführen; denn obgleich die Versuchsdauer über eine halbe Stunde betrug, ist bei derselben Ladung der Mittelwert \bar{T} zu Anfang und zu Ende des Versuchs derselbe. Auch bei einer Versuchsdauer von $1\frac{1}{2}$ Stunden wurden bei Platinpartikeln keine Ermüdungserscheinungen beobachtet.

Einige weitere Beispiele für diesen Effekt sind in Tab. 9 angegeben, wo der Kürze halber unter V nur das ungefähre (mittlere) Haltepotential (gemittelt immer über weniger als 100 Volt Differenz) angeführt ist.

Tabelle 9.

Nr.	V	T
572 Pt	{ 700	7,04
	{ 255	> 37,2
	{ 850	2,43
574 Pt	{ 550	3,79
	{ 1090	2,96
575 Pt	{ 360	11,1
	{ 140	61,5

§ 10. *Die Verzögerungszeit in Abhängigkeit von der Teilchengröße.* Bei konstant gehaltener ultravioletter Beleuchtungsintensität wurden an einer größeren Anzahl von Cu-Teilchen die Verzögerungszeiten gemessen. Die Teilchen wurden vor dem Versuch nicht bestrahlt, trugen also nur die Ladung, die sie bei ihrer Erzeugung ursprünglich erhalten hatten. Indem man die Zeit zwischen der Herstellung der Partikel und ihrem Auffangen im Kondensator durch Anlegen des Haltepotentials variierte, war es leicht, Partikel von möglichst verschiedener Fallgeschwindigkeit, d. h. also von möglichst verschiedener Größe auszuwählen. Tab. 10 enthält die Ergebnisse. V_1 bedeutet das Haltepotential in Volt vor, V_2 dasselbe nach der Bestrahlung; t ist die Fallzeit in Sekunden, l die Fallstrecke in Zentimeter im Erdfeld, T die Verzögerungszeit in Sekunden. Die Radien a in Zentimeter der kugelförmig angenommenen Partikeln wurden nach der einfachen Stokesschen Formel berechnet. Die schon in Tab. 3 angeführten Messungen gehören ebenfalls hierher.

Tabelle 10.

Nr.	V_1	V_2	T	l	t	$\alpha \cdot 10^5$
149 Cu	976	934	2,80''	0,3	1,94	12,1
152 „	941	821	2,42	0,2	5,05	6,1
154 „	828	785	7,28	0,3	5,08	7,4
155 „	648	610	6,12	0,3	7,32	6,2
156 „	798	653	1,72	0,2	3,73	7,1
157 „	478	408	3,36	0,3	4,85	7,6
159 „	1200	1065	11,2	0,2	3,21	7,6
161 „	1142	1032	0,98	0,3	7,69	6,0
162 „	1147	1078	1,80	0,3	5,18	7,4
164 „	1177	992	2,95	0,3	6,34	6,7
165 „	1199	980	1,82	0,2	8,30	4,8
167 „	810	690	2,06	0,3	5,26	7,3
168 „	430	353	5,82	0,3	7,05	6,3
169 „	400	343	5,66	0,3	4,95	7,5
170 „	68	19	3,68	0,1	26,5	1,9
172 „	373	340	6,05	0,2	7,12	5,1
173 „	192	135	7,33	0,2	32,1	2,4
174 „	228	128	5,45	0,2	29,0	2,5
176 „	170	110	5,82	0,1	22,6	2,0
177 „	110	68	5,16	0,1	33,6	1,7
179 „	1199	1152	1,59	0,2	1,31	11,9
182 „	710	610	3,51	0,2	7,25	5,1
183 „	500	408	4,52	0,2	8,60	4,7
184 „	1025	850	2,34	0,2	11,4	4,1
185 „	850	461	4,34	0,1	7,17	3,6
187 „	1199	1142	1,61	0,2	0,85	14,8
188 „	1022	878	1,53	0,2	2,12	9,4
189 „	345	290	9,41	0,2	5,64	5,8
190 „	610	538	3,79	0,3	3,78	8,6
191 „	338	282	4,10	0,2	6,59	5,3
193 „	268	202	8,29	0,1	11,8	3,0
194 „	371	138	6,09	0,1	8,59	3,3
195 „	138	70	13,4	0,1	15,5	2,5
196 „	1118	981	2,05	0,2	2,02	9,6
197 „	1198	1079	1,27	0,3	3,08	9,6
198 „	988	752	1,33	0,4	6,20	7,8
199 „	709	409	1,81	0,3	12,6	4,7
200 „	240	203	3,94	0,2	9,40	4,5
201 „	1202	1059	2,89	0,3	3,08	9,6
202 „	1130	610	3,43	0,2	8,68	4,6

In Fig. 3 ist das Resultat der Tab. 3 u. 10, die Verzögerungszeit T als Funktion von a eingetragen. Man bemerkt trotz der sehr großen Streuung der T -Werte, daß die Verzögerungszeit zunimmt mit abnehmendem a . Dieses wird

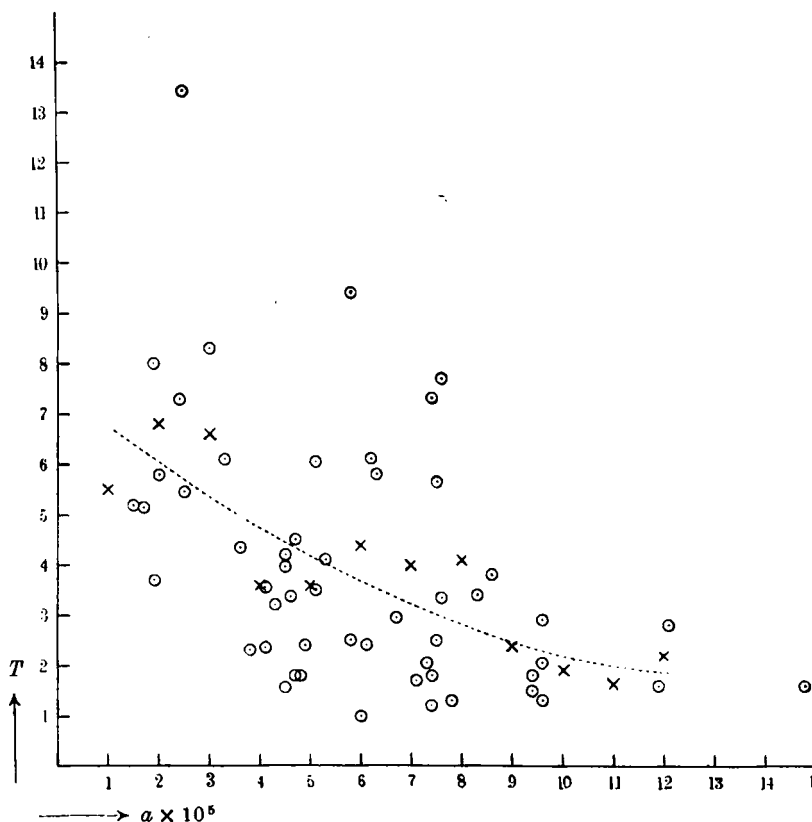


Fig. 3.

noch deutlicher, wenn man Mittelwerte bildet. In Tab. 11 sind für die Radienintervalle $0-2 \cdot 10^{-5}$, $1-3 \cdot 10^{-5}$ usw. solche Mittelwerte T berechnet und in Fig. 3 als Kreuze eingetragen. Die durch die Kreuze gelegte mittlere Linie (punktiert gezeichnet) zeigt dann gut die Abnahme von T mit a .

Tabelle 11.

Intervall: $\Delta a \cdot 10^5 \text{ cm}$	0-2	1-3	2-4	3-5	4-6	5-7	6-8	7-9	8-10	9-11	10-12	11-13	12-∞
\bar{T}	5,5	6,8	6,6	3,6	3,6	4,4	4,0	4,1	2,4	1,9	1,6	2,2	2,2

Es ist aber zu beachten, daß der quantitative Zusammenhang zwischen der Verzögerungszeit und dem Radius der Teilchen, wie er in Fig. 3 durch die punktierten Linien dargestellt ist, noch durch folgendes gefälscht wird.

Das Stokessche Gesetz liefert nämlich, wie in § 7 gezeigt wurde, sicherlich nicht die richtigen Radien der Teilchen. Aus der Tab. III der Arbeit von Weiß¹⁾ geht aber durch graphische Darstellung hervor, daß in dem Gebiete von etwa $1-3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ die nach Stokes berechneten Radien der Silberteilchen im großen und ganzen mit den aus der Brownischen Bewegung gefundenen Radien ansteigen. Überträgt man dieses Ergebnis auch auf die Kupferteilchen von dem vorliegenden Radienintervall, was wohl mit einiger Annäherung sicherlich erlaubt ist, so geht zwar daraus hervor, daß einem größeren a auch wirklich ein größerer Radius entspricht, daß aber die absoluten Werte der Radien nicht richtig sind.

Ob die Zunahme von T mit abnehmendem a lediglich eine Wirkung des kleineren Radius ist, mag dahingestellt bleiben. Wie nämlich in § 9 beschrieben wurde, wächst T mit der Ladung oder dem Potential des Teilchens, und es könnte möglich sein, daß dieser Effekt hier hineinspielt.

Als weiteres Beispiel für die Abhängigkeit des T von a , bei dem der Einfluß der Ladung nicht wesentlich sein dürfte, sei noch eine zweite Meßreihe an Platinteilchen angegeben, bei der die statistischen Mittelwerte auf eine andere Weise erhalten sind. Hier wurden nämlich je n Verzögerungszeiten an demselben Teilchen gemessen. Tab. 12 enthält die Resultate.

Unter V_1 ist wieder das Haltepotential vor der Belichtung, unter V_2 dasjenige nach n Bestrahlungen verstanden. \bar{T}_n ist der Mittelwert der Verzögerungszeiten aus n Einzelmessungen,

1) E. Weiß, l. c. p. 1057, 1058.

Tabelle 12.

Nr.	V_1	V_2	n	\bar{T}_n	$a \cdot 10^5$	w
613 Pt	1080	968	10	10,7	10,7	149
620 „	1005	950	10	13,1	10,8	147
621 „	940	871	10	12,0	11,2	149
622 „	855	760	10	8,0	10,0	146
				Mittel: 11,0	10,7	
623 „	914	889	11	25,0	6,8	146
624 „	1168	1021 ¹⁾	10	23,0	7,3	147
625 „	569	450	10	24,3	5,7	146
				Mittel: 24,1	6,6	

a der Radius nach Stokes, w die Belastung der Quarzquecksilberlampe in Watt. Es ergibt sich:

bei einem mittleren Radius von $10,7 \cdot 10^{-5}$ cm die mittlere Verzögerungszeit $\bar{T} = 11,0''$,

bei einem mittleren Radius von $6,6 \cdot 10^{-5}$ cm die mittlere Verzögerungszeit $\bar{T} = 24,1''$.

Also auch hier nimmt \bar{T} mit abnehmendem Radius zu; für den quantitativen Zusammenhang gilt ebenfalls in bezug auf a das bei Tab. 11 Gesagte.

§ 11. *Verzögerungszeit als Funktion der Beleuchtungsintensität.* Um die Verzögerungszeit in Abhängigkeit von der Intensität des auffallenden ultravioletten Lichtes zu messen, wurden zwei Methoden angewandt; entweder erfolgte die Variation der Intensität durch einen rotierenden Sektor oder durch Abstandsänderung der Quecksilberlampe. Es wurden in drei Meßreihen 274 Kupferteile beobachtet, und dabei stets so verfahren, daß abwechselnd mit starker und schwacher Intensität etwa je 10 Messungen ausgeführt wurden. Dabei wurde ein Teilchen immer nur einmal bestrahlt und möglichst gleich große Teilchen mit niederer Anfangsladung ausgewählt, um die Effekte von §§ 9 und 10 zu vermeiden. Tab. 13 gibt als Beispiel eine Meßreihe; es bedeutet T_i resp. T_j das die Mittel der Verzögerungszeiten bei kleiner (i) resp. großer (j) Intensität. In der letzten Kolumne sind die Verhältnisse je zweier auf-

1) Während der n Versuche wurde das Teilchen zweimal mit R_a teilweise wieder entladen.

einander folgender Mittelwerte gebildet, um eine etwaige systematische Änderung der Beleuchtungsintensität zu eliminieren.

Tabelle 13.

Variation der Beleuchtungsintensität durch Abstandsänderung.

Nr. 301—398 Cu. $\frac{J}{i} = 6,1$.

T_i	T_J	$\frac{T_i}{T_J}$
17,0		
	1,86	8,01
12,7		7,47
	1,53	7,01
8,75		5,72
	1,52	6,10
9,79		6,57
	1,46	
Mittel: 6,8		

Tab. 14 gibt die Zusammenstellung aller Versuche:

Tabelle 14.

Nr.	$\frac{J}{i}$	$\frac{T_i}{T_J}$	$\frac{T_i}{T_J} \cdot \frac{i}{J}$	Variation der Intensität durch
229—300 Cu	4,5	3,8	0,84	Rotierender Sektor
301—398 „	6,1	6,8	1,11	Abstandsänderung
399—501 „	9,0	6,1	0,68	„
Mittel: 0,88				

Das Resultat zeigt, daß die Verzögerungszeit mit abnehmender Intensität zunimmt. Falls T umgekehrt proportional J wäre, sollte der Mittelwert $T_i/T_J \cdot i/J = 1,0$ sein, er wurde gefunden zu 0,88. Trotz dieser Differenz von 12 Proz. darf wohl geschlossen werden, daß umgekehrte Proportionalität vorhanden ist. Man muß nämlich bedenken, daß die kleineren Verzögerungszeiten T_J durch den in § 8 erwähnten persönlichen Fehler des Beobachters bei der Betätigung des Tasters mehr verfälscht, und zwar vergrößert werden als die T_i ; eine Abweichung von 10 Proz. könnte leicht hierdurch erklärt sein.

§ 12. *Einfluß vorhergehender Belichtung auf die Verzögerungszeit.* Man könnte daran denken, daß die beobachtete

Verzögerungszeit als diejenige Zeit zu deuten ist, welche ein Resonator nach der Theorie von Planck¹⁾, Einstein²⁾ und Debye-Sommerfeld³⁾ gebraucht, um die zur Emission eines Elektrons notwendige Energie $h \cdot \nu$ zu absorbieren, wo h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des photoelektrisch wirksamen Lichtes bedeutet. Diese Auffassung, die sich aber nach dem Folgenden nicht als stichhaltig erweist, legt die Frage nahe, ob die Gebilde, welche die Elektronen emittieren, Energie akkumulieren können. Ist das der Fall, so wäre es möglich, daß z. B. aufeinanderfolgende Verzögerungszeiten, die an demselben Teilchen gemessen sind, in gewisser Abhängigkeit von den dazwischen liegenden Dunkelpausen ständen, etwa so, daß nach einer kurzen Dunkelpause auch eine kleinere Verzögerungszeit zu beobachten wäre. Tab. 15 gibt hierüber einige Messungen. ΔT ist die Größe der Dunkelpause in Sekunden.

Tabelle 15.

Nr.	T	ΔT	T	ΔT	T	ΔT	T	ΔT	T	ΔT	T	ΔT	T	ΔT	T	ΔT
208 Cu	3,81	5,88	5,36	11,2	2,50	22,1	4,76	4,16	2,62							
209 „	3,33	5,60	3,33	3,81	1,55	8,68	3,45	36,9	2,62	4,10	1,90					
210 „	1,66	1,43	1,55	2,38	1,78	22,0	2,14	6,55	0,60	0,60	1,78					
216 „	1,67	4,05	3,93	2,56	2,02	23,5	1,90	3,28	1,13	1,70	2,32	2,50	1,07	31,8	2,70	

Aus den in Tab. 15 angeführten Beispielen, die willkürlich aus einer großen Zahl von Versuchen ausgewählt sind, geht hervor, daß die Länge der Dunkelpause ΔT *keinen* ersichtlichen Einfluß auf die Verzögerungszeit ausübt.

Scheinbar im Widerspruch hiermit stehen folgende Versuche. Bestrahlt man ein Teilchen nicht kontinuierlich wie bisher, sondern intermittierend beliebig kurze Zeiten mit beliebigen Zwischenpausen, so erfolgt bei nur genügend oft wiederholter Belichtung auch ein Austritt von Elektronen in einer Zeit, die klein ist gegenüber der mittleren Verzögerungszeit, wie man sie nach der gewöhnlichen Methode erhält.

1) M. Planck, Ann. d. Phys. 37. p. 642. 1912.

2) A. Einstein, Ann. d. Phys. 17. p. 132. 1905.

3) P. Debye und A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 41. p. 873. 1913.

Tab. 16 gibt zwei Beispiele derartiger Messungen. T bedeutet die Verzögerungszeit wie früher bestimmt, t die willkürliche Bestrahlungszeit, Δt die Dunkelpausen, alles in Sekunden. Der Pfeil zeigt die erfolgte Elektronenemission an.

Tabelle 16.

Nr.	T	Δt	t	Δt	t	Δt	t	Δt	t	Δt	T
221 Cu	1,17 ↑	12,0	0,35	2,46	0,35 ↑	9,36	0,23	1,64	0,29 ↑	10,5	2,80 ↑
			0,12	2,69	0,06	2,10	0,06 ↑	23,3			
223 Cu	2,28 ↑	44,5	0,35	2,34	0,02	1,99	0,41 ↑	24,3	0,23	1,87	2,69 ↑
			0,35 ↑	9,37	0,23	2,34	0,23 ↑	11,7	0,23	2,22	
			0,26	1,87	0,33	2,34	0,23	2,70	0,01 ↑	89,0	
			0,12	3,86	0,14 ↑	63,2					

Diese Versuche scheinen zu ergeben, daß bei intermittierender Bestrahlung durch die vorhergehende Belichtung t die Verzögerungszeit kleiner wird als diejenige bei dauernder Bestrahlung. Es sieht daher so aus, als ob man es hier mit einem Effekte der Energieakkumulation zu tun hätte. Diese Auffassung der Versuche, die wir auch in unserer ersten Mitteilung¹⁾ gegeben hatten, halten wir aber jetzt für verfehlt. Wir glauben vielmehr, daß die Erklärung in folgendem zu suchen ist.

Bestimmt man nämlich die Verzögerungszeit bei „dauernder“²⁾ Bestrahlung an demselben Teilchen *nur häufig genug*, so kommen auch hier ebenso oft kleinste Verzögerungszeiten vor wie bei intermittierender Bestrahlung. Das Resultat der Versuche von Tab. 16 erscheint deswegen nur merkwürdig, weil die Versuche mit intermittierender Bestrahlung sehr viel häufiger angestellt sind als bei dauernder Belichtung. Allerdings ist folgendes zu beachten. Bei dauernder Bestrahlung wird durch den in § 8 erwähnten persönlichen Fehler des Beobachters die gemessene Verzögerungszeit, wie ohne weiteres verständlich, vergrößert, während das bei intermittierender Bestrahlung nicht eintritt. Denn in letzterem Falle hat der

1) E. Meyer u. W. Gerlach, Arch. de Genève (4) 35. p. 398. 1913.

2) Im Gegensatz zu „intermittierender“ Bestrahlung.

Beobachter während der Dunkelpause genügend Zeit, zu erkennen, ob eine Bewegung des Partikels eingesetzt hat. Ist z. B. die beobachtete Verzögerungszeit bei intermittierender Belichtung 0,5 Sekunden und rechnet man für den erwähnten Fehler 0,5—0,6 Sekunden, was der Größenordnung nach für die im folgenden angegebenen Fälle zutreffen dürfte, so hätte man bei einer Serienmessung von Verzögerungszeiten bei dauernder Bestrahlung als kleinste Verzögerungszeiten solche von (0,5—0,6 Sekunden) + 0,5 Sekunden = 1,0—1,1 Sekunden zu rechnen. In Tab. 17 ist ein ausführliches Beispiel einer solchen Messung an einem Platinteilchen angegeben.

Tabelle 17.

Nr. 586 Pt. A. „Dauernde“ Bestrahlung.

$T = 7,1$	2,7	3,8	2,5	9,2	1,5	1,3	3,8	1,7	5,7	1,7	1,9	3,6
4,5	2,0	11,4	1,8	2,0	4,4	2,8	1,8	1,7	3,0	2,1	4,9	1,7
7,0	4,7	2,7	6,3									

B. „Intermittierende“ Bestrahlung.

Dauer der einzelnen Belichtung etwa 0,6—0,7 Sekunden.

Die Elektronenemission erfolgte nach 4 Bestrahlungen				$\Sigma t = 2,6$ Sek.
„	„	„	6	$\Sigma t = 3,9$ „
„	„	„	26	$\Sigma t = 16,9$ „
„	„	„	3	$\Sigma t = 2,0$ „
„	„	„	22	$\Sigma t = 15,6$ „

Das angeführte Beispiel der Tab. 17 lehrt folgendes. Bei intermittierender Bestrahlung ist die beobachtete Verzögerungszeit etwa 0,6—0,7 Sekunden, welche in

61 Versuchen fünfmal vorkommt.

Bei dauernder Bestrahlung ist zum Vergleich als kleinste Verzögerungszeit zu wählen etwa 0,6—0,7 Sekunden + 0,5—0,6 Sekunden oder ungefähr $T \approx 1,3$ Sekunden. Verzögerungszeiten von dieser *ungefähren* Größe kommen unter A bei den angegebenen

30 Versuchen zweimal vor (1,3 und 1,5 Sekunden).

Man sieht also, daß der *Größenordnung nach* die kleinen Zeiten ebenso oft bei dauernder wie bei intermittierender Bestrahlung vorkommen. Die Auffassung, als ob sich in derartigen Ver-

suchen eine Energieakkumulation der, die Elektronen emittierenden, Gebilde (Resonatoren) dokumentierte, ist also zu verwerfen.

In Tab. 18 ist eine Zusammenstellung mehrerer derartiger Versuche gegeben. Unter n_a ist die Anzahl angestellter Messungen bei dauernder, unter n_i bei intermittierender Belichtung angegeben. Unter p_a resp. p_i ist die Anzahl der überhaupt, unter N_a resp. N_i ist die Anzahl der *pro zehn Versuche* vorkommenden kleinsten Verzögerungszeiten bei dauernder resp. intermittierender Belichtung verstanden, berechnet, wie bei Partikel Nr. 586 (Tab. 17) ausführlich auseinandergesetzt.

Tabelle 18.

Nr.	n_a	n_i	p_a	p_i	N_a	N_i	$\frac{N_a}{N_i}$
580 Pt	31	34	2	4	0,6	1,2	0,50
581 „	26	37	5	9	1,9	2,4	0,79
583 „	21	13	1	2	0,5	1,5	0,33
584 „	28	46	1	5	0,4	1,1	0,36
585 „	21	31	3	7	1,4	2,3	0,61
586 „	30	61	2	5	0,7	0,8	0,88

Mittel: 0,6

Wenn bei beiden Methoden exakt dieselbe Anzahl kleinster Verzögerungszeiten vorkäme, sollte der Mittelwert $N_a/N_i = 1,0$ sein, während er zu 0,6 gefunden wurde. Auf diese Differenz dürfte wohl kein Gewicht zu legen sein, denn einmal hat man es hier mit statistischen Zählungen zu tun, andererseits ist die Größe des erwähnten Fehlers von 0,5 bis 0,6 Sek. nur eine Schätzung. Wird dieser Fehler zu 0,8 Sek. angenommen, so ergibt sich für den obigen Mittelwert schon 0,8.

Es ist vielleicht noch von Interesse, zu erwähnen, daß im allgemeinen die Summe der einzelnen Belichtungsdauern bis zu einer Elektronenemission (Σt) bei intermittierender Bestrahlung gut übereinstimmt mit den Verzögerungszeiten bei dauernder Bestrahlung. Tab. 19 enthält ein Beispiel aufeinanderfolgender Messungen bei einem Platinteilchen.

Tabelle 19.

Nr. 577 Pt.

T		Σt	T		Σt	T
2,43	4,49	8,21	9,15	3,84	6,65	3,55
3,91	7,33	7,16	13,5		7,78	9,22
2,89	6,75	1,94	6,92		6,80	6,26
6,39	22,9	21,1	11,2		12,2	3,14
9,46	3,91		9,11		7,24	6,21
Mittel: 7,05		9,60	8,95		8,13	5,68

Man sieht aus Tab. 19 erstens, daß die aufeinanderfolgenden Mittel von T und Σt gut übereinstimmen, und daß zweitens die Werte für Σt vollkommen innerhalb des Streubereiches der T -Werte fallen.¹⁾

Daß auch die Werte Σt unabhängig von der Größe der Dunkelpausen Δt sind, kann an dem Platinteilchen Nr. 579 der Tab. 6 (§ 7) gezeigt werden. Dort, wo in der Kolumne von T keine Zahlen angegeben sind, war intermittierende Bestrahlung zur Messung der Verzögerungszeiten angewandt worden. Tab. 20 enthält diese Verzögerungszeiten. Unter n ist die Anzahl der Belichtungen bis zum jeweiligen Elektronenaustritt, unter t ihre Dauer, unter Δt die Größe der Zwischenpausen angegeben. Die Haltepotentiale sind beigefügt damit man erkennen kann, an welche Stellen der Tab. 6 die vor-

Tabelle 20.

Nr. 579 Pt.

n	t	Δt	Σt	HP
2	0,18	~1,0	0,36	1089
3	0,27	0,8	0,81	1072
10	0,14	2,9	1,40	1067
48	0,12	1,1	5,76	1063
29	0,12	2,5	3,48	1060
45	0,12	3,6	5,40	1050
20	0,12	1,1	2,40	1022
35	0,12	3,8	4,20	1010
18	0,12	1,0	2,16	1002

1) Größere Abweichungen zeigen die Teilchen Nr. 221 und 223 der Tab. 16, sowie die beiden ersten Zahlen der Tab. 20.

liegenden Werte einzufügen sind. Um die Δt in einer Meßreihe ungefähr konstant zu halten, wurde die elektromagnetische Klappe K_2 (Fig. 1) nach den Schlägen eines Metronoms bedient.

Aus den angeführten Zahlen ist kein systematischer Einfluß von Δt auf Σt zu ersehen, ein Ergebnis, das mit den Resultaten der Tab. 15 in Einklang steht.

§ 13. *Die Endaufladung der Teilchen.* Die Bestimmung, wie hoch die maximale Ladung eines Teilchens oder sein Endpotential durch den photoelektrischen Effekt ansteigen kann, geschah folgendermaßen: zur Messung der Radien nach Stokes wurde zuerst die Fallgeschwindigkeit der Teilchen im Erdfeld gemessen. Darauf wurden die Partikel mit wenig intensivem ultravioletten Licht bestrahlt, um eine Reihe von Haltepotentialen zu bestimmen, aus denen sich nach der angegebenen Methode der korrigierte Radius zum Vergleich berechnen läßt. Nun wurden die Teilchen stark mit Bogenlicht, das noch durch eine Quarzlinse konzentriert war, belichtet¹⁾, während gleichzeitig das Potential am Kondensator zum Halten der Teilchen, entsprechend der wachsenden Ladung, verringert wurde. Bei einem derartigen Versuch ist schon auf den ersten Blick zu sehen, was in § 9 quantitativ angegeben war, wie mit wachsender Ladung des Teilchens die Verzögerungszeiten immer größer werden, bis sie schließlich bei der erreichten Endladung praktisch unendlich werden.

Es hat sich ergeben, daß in dem untersuchten Radienintervall das Endpotential fast immer ansteigt mit wachsendem Radius. Ein typisches Beispiel hierfür ist in der Tab. 21 angegeben. V ist das erreichte kleinste Haltepotential in Volt. Bedeutet ne die maximale Ladung der Partikel in elektrostatischen Einheiten, berechnet nach Gleichung (1) § 6, so ist ne/a in elektrostatischen Einheiten das Endpotential der kugelförmig vorausgesetzten Teilchen; der Index St. bzw. korr. deutet an, ob das maximale Potential aus dem Stokesschen oder dem korrigierten Radius berechnet ist. Der aus den Haltepotentialen sich ergebende Mittelwert $(n_2 - n_1)/p$, der zur Berechnung des korrigierten Radius dient, ist in Kolumne 5 angegeben. Die Bedeutung der r ergibt sich später.

1) Es wurde darauf geachtet, daß die Kondensatorplatten von möglichst wenig ultraviolettem Lichte getroffen wurden.

Tabelle 21.

Nr.	V	$a_{\text{St.}}$	$\left(\frac{ne}{a}\right)_{\text{St.}}$	$\frac{n_2 - n_1}{p}$	$a_{\text{kor.}}$	$\left(\frac{ne}{a}\right)_{\text{kor.}}$	r	$\frac{r}{\lambda}$
648 Pt	110	$7,98 \cdot 10^{-5}$	$237 \cdot 10^{-5}$	0,88	$8,32 \cdot 10^{-5}$	$258 \cdot 10^{-5}$	$87,0 \cdot 10^{-5}$	15,0
649 „	40	4,63	220	1,00	4,63	220	104,8	18,1
650 „	182	9,77	215	0,82	10,4	243	70,0	12,1
651 „	200	10,7	234	1,18	10,1	208	59,8	10,3
652 „	46	4,61	189	0,89	4,79	204	94,6	16,3
653 „	111	6,71	166	0,88	7,00	181	65,9	11,4
654 „	252	11,9	231	0,85	12,6	259	65,0	11,2
656 „	42	4,05	160	0,87	4,24	176	86,7	14,9
657 „	120	7,26	180	0,57	8,75	261	85,3	14,7
658 „	38	4,14	185	0,89	4,31	200	98,4	17,0
659 „	228	11,6	243	0,88	12,1	265	68,8	11,9
660 „	99	7,56	236	0,87	7,92	260	90,5	15,6

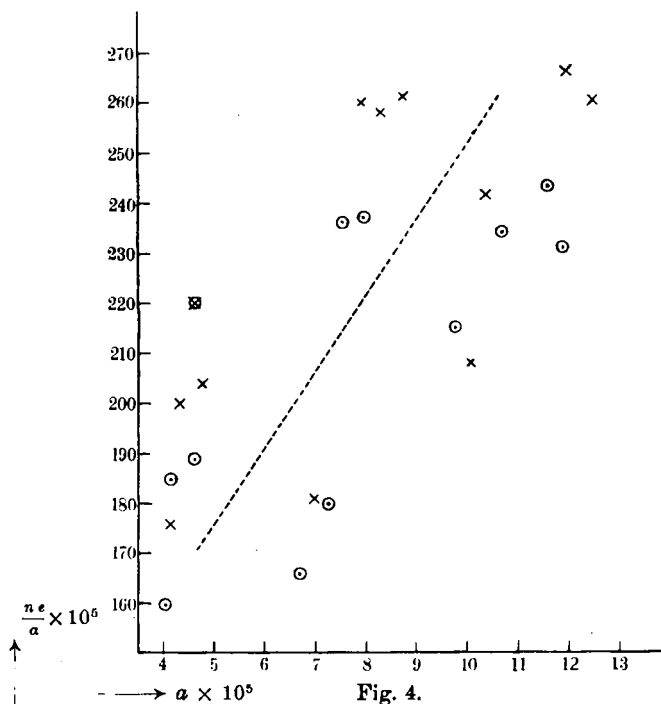


Fig. 4.

In Fig. 4 ist $\left(\frac{ne}{a}\right)_{\text{St.}}$ als Funktion von $a_{\text{St.}}$ durch \odot dargestellt. Man bemerkt das erwähnte Ansteigen des End-

potentials mit dem Radius. Diese Abhängigkeit ist aber nicht etwa auf die nach Stokes falsch berechneten Radien zurückzuführen, denn die Berechnung der Endpotentiale vermittle der korrigierten Radien ergibt denselben systematischen Gang von $\left(-\frac{ne}{a}\right)_{\text{kor.}}$ mit $a_{\text{kor.}}$ (in Fig. 4 dargestellt durch \times).

Es hat wenig Zweck aus den Endpotentialen der Teilchen nach dem Einsteinschen Gesetz das Plancksche Wirkungsquantum zu berechnen. Man erhält zwar Werte, welche bei Teilchen mit großem Radius nahe an den theoretischen Wert herankommen¹⁾, doch dürfte aus der weiter unten angegebenen Deutung der Erscheinung zu sehen sein, daß hier viel zu komplizierte Vorgänge vorliegen, als daß man für diese Berechnung ein eindeutiges Resultat erwarten dürfte.

§ 14. *Die Verteilungskurve der Verzögerungszeiten.* Wie schon in § 3 hervorgehoben wurde, ist nicht etwa die Verzögerungszeit bei demselben Teilchen unter sonst konstanten Bedingungen (Ladung der Partikel und Beleuchtungsintensität) eine konstante Größe, sondern sie unterliegt erheblichen Schwankungen. Dieses Verhalten deutet, wie erwähnt, darauf hin, daß man es hier mit einem statistischen Effekt zu tun hat. Es ist deshalb von Interesse zu wissen, wie die Häufigkeitsverteilungskurve für die Größe der Verzögerungszeiten verläuft.

Nach unserer Auffassung der Erscheinung, die in § 15 auseinander gesetzt wird, sollte die Größe der einzelnen Verzögerungszeiten, jetzt immer bezogen auf dasselbe Teilchen unter genügend konstanten Bedingungen, in der Hauptsache durch die Gesetze des Zufalls bedingt sein. Ist das wirklich der Fall, so kann man die hier beschriebene photoelektrische Emission der Elektronen in Parallele setzen mit Erscheinungen, für welche die in Betracht kommenden Wahrscheinlichkeitsformeln abgeleitet sind, z. B. mit der Emission von α -Partikeln durch ein einheitliches radioaktives Präparat, da bekanntlich der Zerfall der radioaktiven Substanzen durch das Gesetz des Zufalls reguliert wird. Es sind nun bisher zwei Methoden an-

1) Z. B. ergibt Platinteilchen Nr. 659 unter der Annahme, daß die langwellige Grenze des photoelektrischen Effektes für Platin bei etwa $325 \mu\mu$ liege, das Wirkungsquantum zu $6,1 \cdot 10^{-37}$ erg.sec.

gewendet worden, um zu zeigen, daß die Emission der α -Teilchen einem Zufallsgesetz gehorcht.¹⁾ Entweder man beobachtet die Anzahl der α -Teilchen, die während konstanter Zeiträume ausgesandt werden²⁾, oder aber man mißt die Zeitabstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Emissionen.³⁾ Da sich unsere Messungen bequemer nach der zweiten Methode prüfen lassen, soll allein diese verwandt werden.

Die Wahrscheinlichkeitsformel, welche die Größe der Zeitabstände aufeinander folgender α -Emissionen darstellt, ist von Marsden u. Barratt⁴⁾ abgeleitet. Nach ihr sind die erwartungsmäßigen Zahlen der Zeitabstände, die zwischen den Zeitgrenzen t_1 und t_2 liegen, gegeben durch:

$$\int_{t_1}^{t_2} N \mu e^{-\mu t} = N(e^{-\mu t_1} - e^{-\mu t_2}).$$

Dabei bedeutet N die Gesamtzahl der beobachteten Intervalle, μ den reziproken Wert des mittleren Intervalls während der Beobachtungszeit.

Denkt man sich nun, um den Vergleich mit dem vorliegenden Falle anschaulich zu machen, eine radioaktive, α -strahlende Substanz, deren Zerfall man willkürlich zu gewissen Zeiten beginnen lassen kann, und beobachtet man die Zeitdauer, welche verstreicht, bis die erste α -Emission erfolgt, so hat man eine Analogie mit der photoelektrischen Emission der Elektronen. Ebenso wie natürlich auf diese *ersten* Zeiträume bis zum erfolgenden ersten radioaktiven Zerfall die Marsden-Barrattsche Formel anwendbar ist, ist sie es auch auf die Verzögerungszeiten, falls diese durch den Zufall bedingt

1) L. von Bortkiewicz, Die radioaktive Strahlung als Gegenstand wahrscheinlichkeitstheoretischer Untersuchungen, p. 1. Berlin 1913 bei Springer.

2) Es ist die „Methode der Schweidlerschen Schwankungen“. Vgl. den zusammenfassenden Bericht darüber: Edgar Meyer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 5. p. 423. 1908; 6. p. 242. 1909.

3) Diese Methode wurde zuerst angewandt von E. Rutherford u. H. Geiger, Phil. Mag. (6) 20. p. 698. 1910.

4) E. Marsden u. T. Barratt, Proc. Phys. Soc. London 23. p. 367. 1911. Eine etwas andere Ableitung bei L. v. Bortkiewicz, l. c. § 2. Eine experimentelle Prüfung vgl. auch bei F. Friedmann, Sitzungsber. d. Wien. Akad. Abt. IIa. 122. p. 1269. 1913.

sind. In der Marsden-Barrattschen Formel bedeutet dann jetzt N die Gesamtzahl der ausgelösten Elektronen während der ganzen Beleuchtungszeit; μ ist der reziproke Wert der mittleren Verzögerungszeit. Die ganze Beobachtungszeit ist gleich der Summe aller einzelnen Verzögerungszeiten $= \sum T$, also $\mu = N / \sum T$.

Als typisches Beispiel mögen die Messungen an dem schon wiederholt verwandten Platinteilchen 579 (Tabb. 6 u. 20) dienen. Rechnet man als beobachtete Verzögerungszeiten auch die bei intermittierender Bestrahlung erhaltenen Werte $\sum t$ der Tabelle 20 mit, was man wohl nach den Bemerkungen in § 12 tun darf (vgl. auch weiter unten), so sind bei Nr. 579 im ganzen 23 Verzögerungszeiten beobachtet worden. Man könnte also annehmen, es wäre $N = 23$. Während der 23 Beobachtungen sind aber insgesamt nach Tab. 6 $\sum p = 59$ Elektronen ausgesandt worden, so daß man in Analogie zu dem Beispiel der radioaktiven Strahlung richtig $N = 59$ setzen muß. Es kommen daher in der Meßreihe $59 - 23 = 36$ Verzögerungszeiten vor, deren Größe sehr klein, nahe $= 0$ ist. Die Konstanten der Marsden-Barattschen Formel ergeben sich also zu

$$N = \sum p = 59; \quad \sum T = 110,8,$$

$$\mu = \frac{1}{\bar{T}} = \frac{59}{110,8} = 0,532.$$

Die hiermit berechneten Werte enthält Tab. 22.

Tabelle 22.

Nr. 579 Pt.

Intervalle in Sek.	Zahl der T	
	beob.	ber.
0—2	39	38,6
2—4	8	13,4
4—6	7	4,5
6—8	2	1,7
8—10	2	0,5
10— ∞	1	0,3

Die Zahlen der Tab. 22, die in Fig. 5 graphisch dargestellt sind, bedeuten also folgendes: Verzögerungszeiten, deren Größe zwischen 4 und 6 Sekunden beträgt, wurden in

der Meßreihe 7mal beobachtet, während nach dem reinen Gesetze des Zufalls solche Verzögerungszeiten 4,5mal vorkommen sollen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung der beobachteten und berechneten Werte eine ziemlich gute, besonders wenn man die verhältnismäßig geringe Anzahl der Beobachtungen berücksichtigt. Daß man wirklich berechtigt ist, die

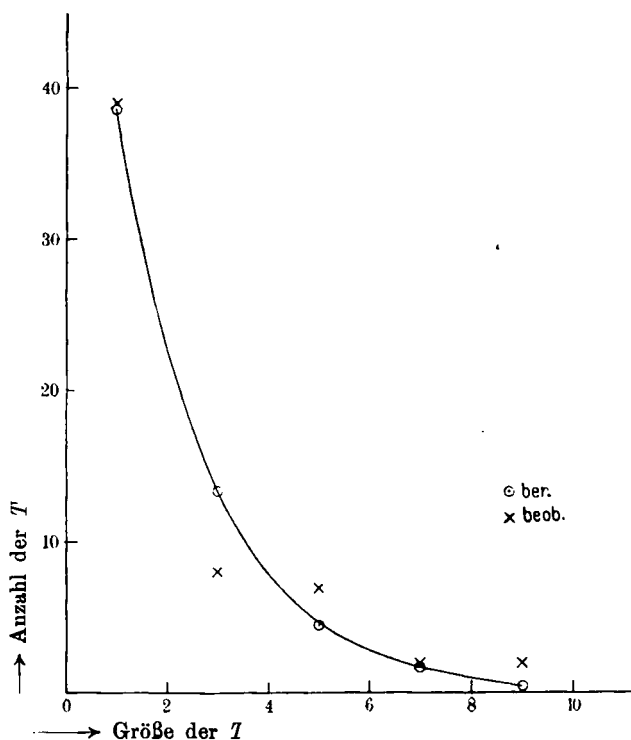


Fig. 5.

Beobachtungszeiten bei intermittierender Bestrahlung in der angegebenen Weise mit zu berücksichtigen, geht daraus hervor, daß man bei Fortlassung dieser Zahlen eine fast gleiche Übereinstimmung erhält. Für diesen Fall sind dann die Konstanten:

$$N = 41; \quad \Sigma T = 84,86.$$

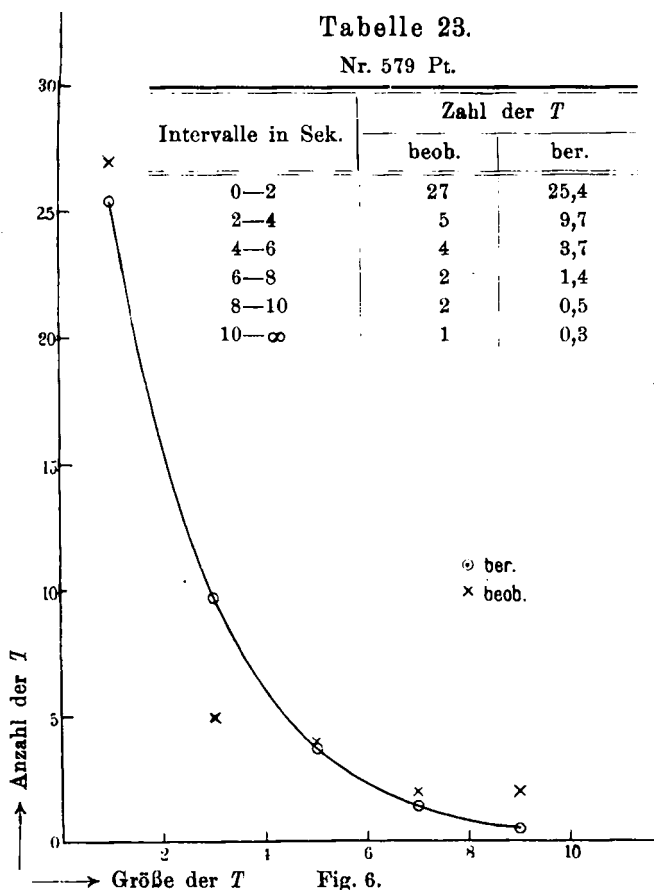
$$\mu = \frac{1}{T} = \frac{41}{84,86} = 0,483.$$

Hiermit ergeben sich die Werte der Tab. 23, die in Fig. 6 dargestellt sind.

Tabelle 23.

Nr. 579 Pt.

Intervalle in Sek.	Zahl der T	
	beob.	ber.
0—2	27	25,4
2—4	5	9,7
4—6	4	3,7
6—8	2	1,4
8—10	2	0,5
10— ∞	1	0,3



Faßt man N nicht auf als Gesamtzahl der ausgesandten Elektronen, sondern als die Anzahl der wirklich beobachteten Verzögerungszeiten, so kommt man zu wesentlich anderen Resultaten. Als Beispiel, andere Teilchen zeigen dasselbe Verhalten, diene wieder Nr 579. Zu den Verzögerungszeiten der Tab. 6 u. 20 sind noch die folgenden, bei kontinuierlicher Bestrahlung erhaltenen Werte hinzugenommen, bei denen das Haltepotential nicht bestimmt worden war:

3,08 3,91 13,7 4,02 3,96 10,6.

Die Konstanten sind jetzt:

$$N = 29; \quad \Sigma T = 150,1,$$

$$\mu = \frac{1}{T} = \frac{29}{150,1} = 0,193.$$

Hiermit berechnet sich dann Tab. 24, deren Ergebnis in Fig. 7 dargestellt ist.

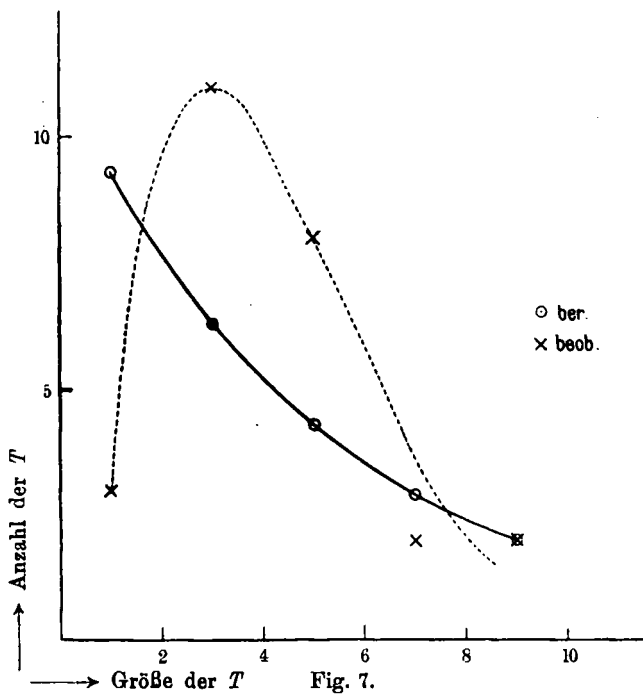


Tabelle 24.

Nr. 579 Pt.

Intervalle in Sek.	Zahl der T	
	beob.	ber.
0—2	3	9,3
2—4	11	6,3
4—6	8	4,3
6—8	2	2,9
8—10	2	2,0
10— ∞	3	4,2

Hier besteht also gar keine Übereinstimmung.

Als zweites Beispiel diene Teilchen Nr. 577 Pt, dessen Verzögerungszeiten in Tab. 19 angegeben wurden. Zu der folgenden Berechnung wurden nur diejenigen davon benutzt¹⁾, bei denen auch das Haltepotential bestimmt war, da sich ja nur dann die richtige Anzahl p der jedesmal ausgesandten Elektronen berechnen läßt, wie in § 6 gezeigt wurde. Als Konstanten der Marsden-Barattschen Formel ergeben sich:

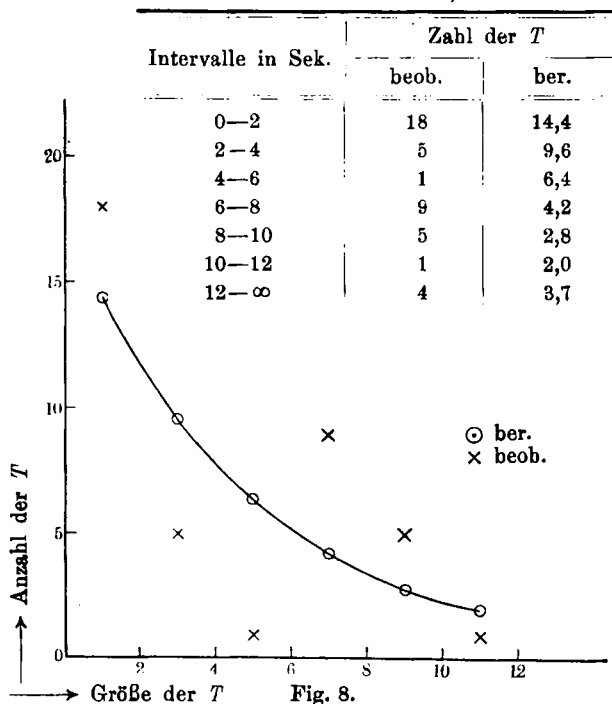
$$N = 43; \quad \Sigma T = 209,99,$$

$$\mu = \frac{1}{T} = \frac{43}{209,99} = 0,205.$$

Tab. 25 enthält das Resultat, Fig. 8 die graphische Darstellung.

Tabelle 25.

Nr. 577 Pt.

Radius nach Stokes $a = 7,48 \cdot 10^{-5}$ cm.

1) Ausgelassen mußten werden von den T : 2,43; 3,91; 6,21;
 „ „ Σt : 7,16; 1,94.

Hier ist die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten weniger gut, eine systematische Abweichung zeigt sich aber nicht.

Die Anwendungsmöglichkeit der Marsden-Barrattschen Formel sei schließlich noch an einer Messung von Joffé geprüft. Dazu ist seine lange Beobachtungsreihe der Tab. III¹⁾ gewählt, welche bis zu der Bemerkung „vergrößerte Intensität“ nach der auseinandergesetzten Methode berechnet ist. Die unseren p entsprechenden Werte ergeben sich aus Joffés n -Werten durch sukzessive Subtraktion. Man findet:

$$N = 73; \sum T = 3898,$$

$$\mu = \frac{1}{T} = \frac{73}{3898} = 0,0187.$$

Tab. 26 enthält die Resultate, Fig. 9 ihre graphische Darstellung.²⁾

Tabelle 26.

Intervalle in Sek.	Zahl der T	
	beob.	ber.
0—20	34	22,7
20—40	11	15,7
40—60	8	10,7
60—80	2	7,6
80—100	4	5,0
100— ∞	14	11,2

Da wohl die Auffassung N = gesamte Anzahl der ausgesandten Elektronen richtig ist, so kann man aus der im allgemeinen befriedigenden Übereinstimmung in den Tabb. 22, 23, 25 und 26 schließen, daß wahrscheinlich die Länge der Verzögerungszeiten bei sonst konstanten Bedingungen lediglich durch den Zufall bestimmt ist.

Noch auf einen Punkt soll aufmerksam gemacht werden, obgleich absolut sicheres sich darüber nicht sagen läßt. Sehr oft zeigt sich, wie das auch bei Figg. 8 und 9 der Fall ist,

1) A. Joffé, l. c. p. 30.

2) Bemerkte sei: Nimmt man in dem Beispiel von Joffé als N die Zahl der beobachteten Verzögerungszeiten, so erhält man hier etwas bessere Übereinstimmung zwischen „Zahl der T “ beobachtet und berechnet.

daß die beobachtete Verteilungskurve am Anfang höher liegt als die berechnete. Das würde heißen, daß kleine Verzögerungszeiten vielleicht etwas häufiger vorkommen, als es dem

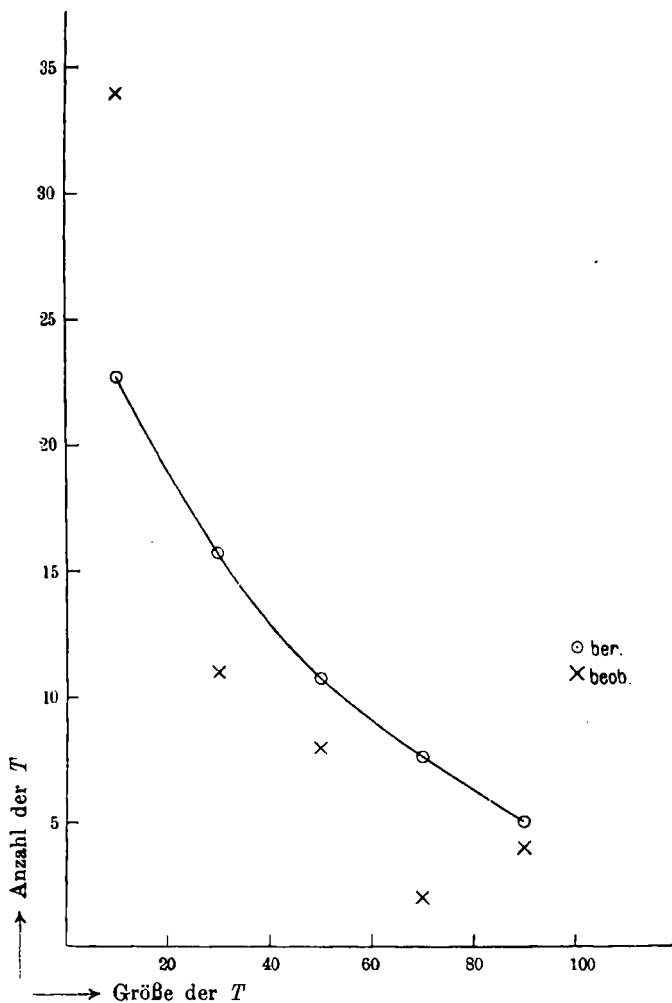


Fig. 9.

einfachen Wahrscheinlichkeitsgesetze entspricht. In § 8 wurde schon auf diesen bemerkenswerten Umstand hingewiesen, daß nämlich sehr oft am Ende einer langen Verzögerungszeit mehr wie ein Elektron fortgeht. Dieses Verhalten, welches die

große Anzahl der sehr kleinen Verzögerungszeiten zustande bringt, führt auf den ersten Blick zu der Ansicht, daß der Austritt eines neuen Elektrons durch den gleichzeitigen oder sehr kurz vorhergehenden Austritt eines anderen Elektrons erleichtert wird, oder mit anderen Worten, daß die Emission eines Elektrons *nicht* vollkommen *unabhängig* von der Emission der anderen Elektronen ist, wie es bei strenger Gültigkeit eines Zufallsgesetzes sein müßte. Wenn sich nun auch nach der Marsden-Barattschen Formel der bei weitem größte Teil der kurzen Verzögerungszeiten erklärt, so bleibt vielleicht doch eine Differenz bestehen. Unser Versuchsmaterial genügt aber nicht, um hier eine Entscheidung zu treffen.

Es mag noch daraufhingewiesen werden, daß eine Verzerrung der Kurven auch dadurch eintritt, daß die beobachteten kleinen Verzögerungszeiten durch den persönlichen Fehler des Beobachters vergrößert sind. Es ist schwer hierfür eine Korrektion anzugeben.

§ 15. *Versuch einer Deutung der Erscheinung.* Zur Deutung der Beobachtungsergebnisse bei dem photoelektrischen Effekt an ultramikroskopischen Metallteilen haben wir uns ein einfaches physikalisches Bild gemacht, das mindestens qualitativ alle Erscheinungen erklärt. Kurz zusammengefaßt handelt es sich um folgendes. Unter dem Einflusse des ultravioletten Lichtes werden schon nach einer Zeit, die sehr viel kürzer als unsere beobachtete Verzögerungszeit sein kann, Elektronen von dem Teilchen ausgelöst und durchfliegen ihre freie Weglänge in dem umgebenden Gas. Wir wollen nun zuerst annehmen, die Zusammenstöße der Elektronen mit den Gasmolekülen seien vollkommen unelastisch. Dann werden die Elektronen beim ersten Zusammenstoß mit einem Luftmolekül ihre Geschwindigkeit verloren haben und ein negatives Ion bilden. Auf diese Ionen wirken nun zwei verschiedene elektrische Kräfte. Einmal das Feld im Kondensator, das die Ionen zu der positiven Kondensatorplatte hinzutreiben sucht, zweitens ein Feld, das die Ionen zu dem Teilchen zurückzieht, da dieses durch den Verlust der Elektronen selbst positiv geladen ist. Nach unserer Anschauung wäre für den Fall unelastischer Zusammenstöße das Ende der Verzögerungszeit dann erreicht, wenn von den emittierten Elektronen eines zufällig eine so

große freie Weglänge durchlaufen hat, daß es an einer solchen Stelle seine Geschwindigkeit verliert und sich zum Ion umbildet, wo das Kondensatorfeld überwiegt; denn in diesem Fall gelangt das Elektron nicht mehr zum Teilchen zurück.

Als Komplikation kommt hinzu, daß die Ionen vermöge ihrer thermischen Bewegungsenergie eine ungerichtete Geschwindigkeit besitzen. Diese kann sowohl in dem Sinne wirken, die Ionen zum Teilchen zurück als von ihm fort zu transportieren. Weiterhin ist auch die Annahme von elastischen Zusammenstößen nach den Versuchen von Franck und Hertz¹⁾ notwendig. Hiernach sind nämlich die Zusammenstöße der Elektronen mit N_2 -Molekülen fast vollkommen elastisch, während bei O_2 -Molekülen eine Reflexion kaum eintritt. Durch die Reflexion an N_2 -Molekülen können daher ebenfalls die Elektronen wieder zum Teilchen zurückgeführt werden.

Diese Verhältnisse werden sehr übersichtlich, wenn wir ein Kraftlinienbild des Kondensators mit dem darin befindlichen geladenen Teilchen in einer vertikalen Schnittebene betrachten. Fig. 10, die aus Maxwells Elektrizität Bd. I (Taf. IV) entnommen ist²⁾, zeigt die Störung, welche ein geladener Punkt A in den Niveauflächen und Kraftlinien eines homogenen elektrischen Feldes hervorruft. Eine der Niveauflächen, in der Figur durch eine strichpunktierte Linie dargestellt, hat einen vielfachen Punkt P . Die durch P verlaufende einfach punktierte Linie teilt das ganze Feld in zwei Teile. Die innerhalb dieser Trennungslinie verlaufenden Kraftlinien gehen alle von dem Partikel A zu der negativen Kondensatorplatte, die außerhalb verlaufenden aber von der positiven Kondensatorplatte zur negativen. Ein negatives Ion ohne Eigengeschwindigkeit wird daher von jedem Punkte der Fläche innerhalb der Trennungslinie aus nach A gelangen, dagegen von jedem Punkte außerhalb dieser Linie zu der positiven Kondensatorplatte.

1) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 15. p. 373, 613, 929. 1913; 16. p. 12. 1914.

2) Für die Erlaubnis der Wiedergabe des Bildes aus J. C. Maxwell, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus, Berlin 1883 bei Springer, sind wir dem Verlage zu größtem Danke verpflichtet. Die Beschreibung des Bildes findet sich in § 120 von Band I.

Für unsere Versuche kommt es daher lediglich darauf an, ob die von den Metallteilchen emittierten Photoelektronen durch das zufällige Zusammenwirken von photoelektrischer Geschwindigkeitsrichtung, frei durchlaufender Weglänge, thermischer Bewegung, elastischer oder unelastischer Zusammenstöße die in Fig. 10 gezeichnete Trennungslinie überschreiten oder

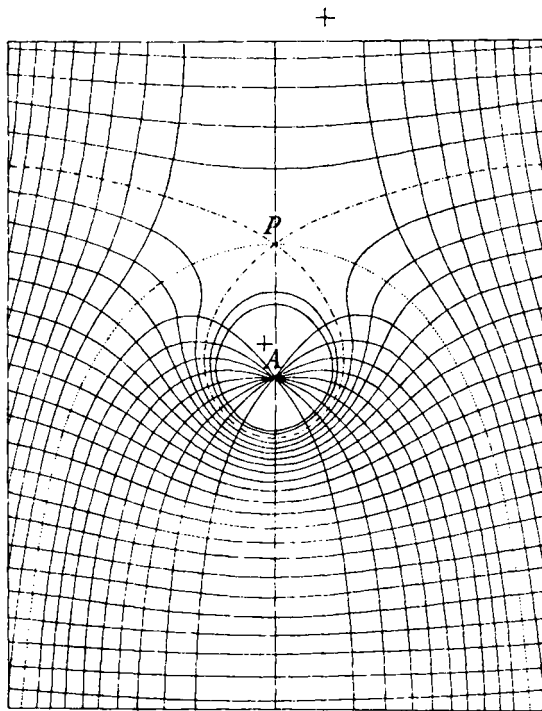


Fig. 10.

nicht. Im letzten Fall ändert das Teilchen seine Ladung nicht dauernd, und da der Vorgang des Emittierens und Wiederaufnehmens sehr schnell vor sich geht, bemerkt man keine Bewegung des trägen ultramikroskopischen Teilchens. Das Ende der Verzögerungszeit ist dann erreicht, wenn das erste Elektron die kritische Zone dauernd überschritten hat.

§ 16. Ehe wir zu der genaueren Erklärung der einzelnen Beobachtungstatsachen vermittels dieses Bildes übergehen, müssen einige Vorbemerkungen gemacht werden.

Die maximale Anfangsgeschwindigkeit v_0 der Photoelektronen, denn auf diese wird es bei unserer Erklärung in der Hauptsache ankommen¹⁾, berechnet sich nach dem Einsteinschen Gesetz²⁾:

$$(7) \quad \frac{1}{2} m v_0^2 = h \cdot \nu - P,$$

wo m die Masse der Elektronen (es kann die Ruhemasse eingesetzt werden), $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des wirksamen Lichtes und P diejenige Arbeit bedeutet, die das Elektron beim Verlassen des Teilchens zu leisten hat. P läßt sich aus der langwelligen Grenze des Photoeffekts berechnen nach der Gleichung

$$P = h \cdot \nu_0.$$

Für Platin findet man (Grenze des Photoeffektes etwa $325 \mu\mu$) $P = 6,05 \cdot 10^{-12}$. Nimmt man als Wellenlänge des wirksamen ultravioletten Lichtes $250 \mu\mu$, so ergibt sich die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen zu $v_0 = 6,27 \cdot 10^7$ cm sec⁻¹.

Diese Geschwindigkeit ist groß gegenüber der *mittleren* Geschwindigkeit der Luftmoleküle (bei 0°C. etwa $5 \cdot 10^4$ cm sec⁻¹). Als mittlere freie Weglänge λ der Elektronen kann daher die mittlere freie Weglänge eines gegen die Luftmoleküle kleinen Körpers von sehr großer Geschwindigkeit gesetzt werden. Diese ist aber nach Maxwell³⁾ $\lambda = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot l$, wo l die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle bedeutet. Für 20° C. und 760 mm Druck ist daher

$$\lambda = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot 1,03 \cdot 10^{-5} = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

Wie eine einfache Rechnung zeigt, bleibt auch die Geschwindigkeit der Elektronen dann groß gegenüber der mittleren Geschwindigkeit der Luftmoleküle, wenn das Elektron die mehrfache mittlere Weglänge frei durchlaufen hat und das Teilchen maximal positiv aufgeladen ist. Es darf daher, ehe Zusammen-

1) Es wird also im folgenden auf die Geschwindigkeitsverteilung der Photoelektronen keine Rücksicht genommen.

2) A. Einstein, Ann. d. Phys. 17. p. 132. 1905.

3) J. C. Maxwell, Phil. Mag. (4). 19. p. 29. 1860.

stöße mit Luftmolekülen erfolgt sind, immer $\lambda = 4\sqrt{2} \cdot l$ gesetzt werden.

Ferner sei noch darauf hingewiesen, daß die Geschwindigkeit der austretenden Elektronen zu klein ist, als daß sie die Luftmoleküle ionisieren können. Nach der Einsteinschen Formel (7) haben die Photoelektronen maximal (bei $P = 0$ und $\nu = 1,2 \cdot 10^{15}$) eine Geschwindigkeit, die etwa einer frei durchlaufenen Potentialdifferenz von 5 Volt entspricht. Nach den verhältnismäßig gut übereinstimmenden Beobachtungen von Lenard¹⁾, von Baeyer²⁾ und Dember³⁾ liegt aber die Ionisierungsspannung der Luft zwischen 8,5 und 11 Volt. Es kann daher keine Ionisation eintreten, und eine Komplikation hierdurch fällt fort.

Im allgemeinen wird für diejenigen Elektronen, welche senkrecht zur Oberfläche des Teilchens emittiert werden, die Wahrscheinlichkeit, das Teilchen dauernd verlassen zu können, am größten sein. Für eine erste Theorie der Erscheinung wird es daher genügen, nur die senkrecht zur Oberfläche des Teilchens emittierten Elektronen zu betrachten.

§ 17. *Erklärung des Einflusses der Beleuchtungsintensität.*
Wie in § 11 gezeigt wurde, ist die Verzögerungszeit unter sonst konstanten Bedingungen (Radius und Ladung) umgekehrt proportional der ultravioletten Beleuchtungsintensität. Dieses Ergebnis folgt ohne weiteres aus dem gegebenen Bilde. Denn bei dem photoelektrischen Effekt ist bekanntlich die Anzahl der ausgelösten Elektronen proportional der Lichtintensität. Werden aber pro Zeiteinheit mehr Elektronen von dem Teilchen ausgesandt, so ist die Wahrscheinlichkeit größer, daß unter ihnen ein Elektron in einer gegebenen Zeit die kritische Zone (die punktierte Linie in der Fig. 10) überschreitet, also genügend oft genügend große freie Weglängen durchläuft, ohne durch seine thermische Bewegungsenergie oder Reflexion usw. dem Teilchen wieder näher gebracht zu werden; die Wahrscheinlichkeit dafür, daß unter n ausgesandten Elektronen eines die kritische Zone überschreitet, ist aber, wie ohne weiteres er-

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. p. 149. 1903.

2) O. v. Baeyer, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10. p. 96. 1908.

3) H. Dember, Ann. d. Phys. 30. p. 137. 1909.

sichtlich, direkt proportional n , daher die Zeit, innerhalb der dieses Ereignis passiert, d. h. die Verzögerungszeit, umgekehrt proportional n , also umgekehrt proportional der Belichtungsintensität.

§ 18. *Die Verteilungskurve und der Einfluß vorhergehender Belichtungen nach dem Erklärungsbilde.* Die Größe sämtlicher Faktoren, die nach unserer Auffassung durch ihr zufälliges Zusammenspiel die Länge der Verzögerungszeit bedingen, werden durch das Gesetz des Zufalls beherrscht. Es sollte daher auch die Länge der Verzögerungszeit selbst durch den Zufall bestimmt sein. Wie in § 14 dargetan wurde, ist das auch tatsächlich der Fall. Durch diese Art der Verteilung in der Größe der Verzögerungszeiten wird dann das Resultat des § 12 ohne weiteres verständlich, daß bei intermittierender Belichtung sowohl die einzelnen $\sum t$ unabhängig von der Länge der Dunkelpausen Δt sind, als auch, daß die Mittel $\bar{\sum t}$ mit den Mitteln \bar{T} übereinstimmen, also kein prinzipiell verschiedenes Resultat bei dauernder und intermittierender Belichtung erhalten wird. Der analoge Fall beim Glücksspiel wäre der: die Chancen bleiben genau dieselben, gleichgültig ob der Spieler bei einer Serie von Einzelspielen jedesmal setzt, oder beliebig oft überschlägt.

Sollte die oben in § 14 erwähnte Abweichung zwischen der theoretischen und der beobachteten Verteilungskurve bei kleinen Verzögerungszeiten reell sein, so würde sich auch hierfür eine naheliegende Deutung ergeben. Bisher ist nämlich noch nicht berücksichtigt worden, daß die emittierten Elektronen, gleichgültig, ob sie es dauernd oder nur zeitweise sind, das Kraftlinienbild der Fig. 10 modifizieren. Es wäre z. B. daran zu denken, daß ein Elektron, welches gerade die kritische Zone überschritten hat, in seiner Umgebung derartige Feldverzerrungen hervorruft, daß dadurch ein anderes, zufällig in seiner Nähe befindliches Elektron nun auf Kraftlinien gedrängt wird, welche es endgültig zur positiven Kondensatorplatte führen, während ohne diese Verzerrungen das zweite Elektron wieder zu dem Teilchen zurückgekehrt sein würde. Durch einen derartigen Mechanismus könnte man es verstehen, daß in gewissen Fällen die Emission eines Elektrons nicht vollkommen unabhängig von der Emission der anderen

Elektronen ist. Da die Experimente hier noch keine sichere Entscheidung gebracht haben, so mag dieser Hinweis genügen.

§ 19. *Die Deutung des Einflusses der Höhe der Ladung auf die Verzögerungszeit bei konstanter Beleuchtungsintensität* ergibt sich ebenfalls sehr einfach. Je höher nämlich das Potential des Teilchens ist, in um so größere Entfernung von seiner Oberfläche rückt die kritische Zone. Daher wird die Wahrscheinlichkeit für das einzelne Elektron, die kritische Zone zu erreichen, um so kleiner, je höher die Ladung des Teilchens, die Verzögerungszeit also um so größer. Es sollte daher für ein Partikel, welches eine kleine Verzögerungszeit zeigt, der Abstand der kritischen Zone von der Oberfläche des Partikels von derselben Größenordnung sein, wie die mittlere freie Weglänge des Elektrons. Dieses ist der Fall, wie die folgende Rechnung zeigt.

Der Abstand r des mehrfachen Punktes P (Fig. 10) von der Oberfläche des Teilchens mit dem Radius a , der Ladung ne und dem Haltepotential V ergibt sich aus der Überlegung, daß in P das ungestörte Kondensatorfeld \mathfrak{E}_c entgegengesetzt gleich sein muß dem durch das Teilchen an dieser Stelle hervorgerufenen Felde \mathfrak{E}_T . Es gilt daher angenähert:

$$\mathfrak{E}_c - \mathfrak{E}_T = 0$$

oder

$$\frac{V}{300 d} = \frac{ne}{(a+r)^2} = 0,$$

woraus

$$(8) \quad r = \sqrt{\frac{ne 300 d}{V}} - a.$$

Die Daten des Teilchens Nr. 579, wo nach Tab. 6 $n = 225$ für $V = 1167$ (für a ist der korrigierte Radius $14,5 \cdot 10^{-6}$ (§ 7) gesetzt) ergeben:

$$r = \sqrt{\frac{225 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 300 \cdot 1,55}{1167}} - 14,5 \cdot 10^{-6},$$

oder

$$r = 6,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm},$$

während

$$\lambda = 5,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

ist, also dieselbe Größenordnung. Wenn auch das so be-

rechnete r den minimalen Abstand der kritischen Zone bedeutet, so wird doch nach Fig. 10 der *mittlere* in Betracht kommende Abstand von derselben Größenordnung wie r sein.

Wie sich das Verhältnis r/λ und damit die Verzögerungszeit mit der Höhe der Ladung ändert, kann an Partikel Nr. 576 in Tab. 8 gezeigt werden. Aus den angegebenen Haltepotentialen, die innerhalb eines Prozentes übereinstimmenden Werte sind gemittelt, berechnet sich nach der in § 6 beschriebenen Methode $(n_2 - n_1)/p = 0,58$. Hieraus und aus dem Stokesschen Radius $8,42 \cdot 10^{-5}$ cm ergibt sich der wahrscheinlich richtige korrigierte Radius (nach der Formel in Anm. 1 auf p. 196) $a = 10,1 \cdot 10^{-5}$ cm. Aus diesem Radius berechnet sich nach Gleichung (1) § 6 die Ladung des Teilchens:

bei 1000 Volt, welches etwa den Reihen I, III und V von Tab. 8 entspricht, zu $ne_{1000} = 4,24 \cdot 10^{-8}$ st. Einh.,
 bei 330 Volt, welches etwa der Reihe IV in Tab. 8 entspricht, zu $ne_{330} = 12,9 \cdot 10^{-8}$ st. Einh.

Aus diesen Ladungen folgt dann nach Gleichung (8):

$$r_{1000} = 3,9 \cdot 10^{-5} \text{ cm} \quad \text{resp.} \quad r_{330} = 32,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

oder

$$\frac{r_{1000}}{\lambda} = 0,67 \quad \text{resp.} \quad \frac{r_{330}}{\lambda} = 5,60,$$

während die entsprechenden Verzögerungszeiten etwa sind:

$$\bar{T}_{1000} = 3,4'' \quad \text{resp.} \quad \bar{T}_{330} = 9,4''.$$

Es könnte auffallend erscheinen, daß bei $r_{330}/\lambda = 5,60$ die Verzögerungszeit nur verhältnismäßig wenig größer ist als bei $r_{1000}/\lambda = 0,67$. Dieses Verhalten wäre aber nur in dem Falle merkwürdig, wenn man von der thermischen Agitation sowie der Reflexion absieht und lediglich unelastische Stöße annimmt, die Verzögerung also als diejenige Zeit deutet, in der zum erstenmal ein Elektron eine so große freie Weglänge zurücklegt, daß die kritische Zone überschritten wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Strecke r ohne Zusammenstöße von dem Elektron durchlaufen wird, ist

$$e^{-\frac{r}{\lambda}}.$$

Da die Verzögerungszeiten sich umgekehrt verhalten wie diese Wahrscheinlichkeiten, sollte für das Partikel Nr. 576 bei diesen vereinfachten Annahmen gelten:

$$\bar{T}_{1000} : \bar{T}_{330} = e^{\frac{\tau_{1000}}{\lambda}} : e^{\frac{\tau_{330}}{\lambda}}$$

oder berechnet

$$\bar{T}_{330} : \bar{T}_{1000} = 138,$$

während beobachtet wurde

$$\bar{T}_{330} : \bar{T}_{1000} = 2,8,$$

also eine ganz andere Größenordnung.

Man muß aber bedenken, daß man bei dem photoelektrischen Effekt an ultramikroskopischen Metallteilen das Resultat *weniger* Elementarprozesse beobachtet, es ist daher sehr wohl möglich, daß in der Hauptsache solche Elektronen die weiter entfernte kritische Zone erreichen, welche zum größten Teil nur mit N_2 -Molekülen zusammengestoßen sind, also ihre photoelektrische Geschwindigkeit erst nach Durchlaufen einer mehrfach größeren Strecke als λ verloren haben. Unter Annahme von elastischen Stößen ist daher das Verhalten bei Partikel Nr. 576 nicht auffallend.

Die Endaufladung und damit die Verzögerungszeit unendlich sollte dann erreicht sein, wenn durch Wachsen von r die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron, die kritische Zone zu erreichen, verschwindend klein geworden ist. Die nach Gleichung (8) berechneten Werte von r für die Platinteilchen Nr. 648—660 sind in Tab. 21, Kolumne 8, angegeben. Wie aus Kolumne 9 ersichtlich, ist die Endaufladung dann erreicht, wenn r etwa 10—18mal so groß ist als die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Bemerkenswert erscheint aber, daß die r/λ -Werte einen systematischen Gang mit a zeigen, indem r/λ abnimmt mit wachsendem a ; wodurch dieser Gang bewirkt wird, läßt sich nach der nur qualitativen Theorie nicht sicher angeben.

§ 20. *Über den Einfluß der Teilchengröße* nach unserem Bilde läßt sich folgendes sagen. Bei konstanter Belichtungsintensität ist die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen proportional der bestrahlten Fläche. Es sollte daher bei sonst konstanten Bedingungen (Ladung und Belichtungsintensität) die Verzögerungszeit umgekehrt proportional mit a^2 sein. Da aber in den Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit, daß die Elektronen durch Reflexion oder thermische Agitation wieder zum Teilchen zurückgelangen, ebenfalls a eingehen muß, so kann nicht

$T \sim 1/a^2$ sein. Dieses Verhalten wurde in § 10, Tab. 12, gefunden. Es ist dort

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{24,1}{11,0} = 2,2,$$

während

$$\frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{10,7^2}{6,6^2} = 2,6.$$

Immer wurde das Verhältnis der Verzögerungszeit kleiner beobachtet, als das umgekehrte Verhältnis der Quadrate der Radien; meistens war der Unterschied größer als der hier von Tab. 12 angegebene (vgl. z. B. die Werte in Tab. 11).

§ 21. *Der Einfluß der Wellenlänge des wirksamen Lichtes.* Von Joffé (l. c.) wurde der Einfluß der Wellenlänge λ des wirksamen Lichtes auf die Verzögerungszeit beobachtet. Für ein bestimmtes Teilchen (es geht aus der Arbeit nicht sicher hervor, ob es Kupfer oder Zink war), waren bei konstant 90 Volt an der Beleuchtungsquecksilberlampe und 4,4 Amp. Stromstärke die mittleren Verzögerungszeiten T

für $\lambda = 366 \mu\mu$	$T = 190''$
„ $\lambda = 334 \mu\mu$	$T = 48''$
„ $\lambda = 313 \mu\mu$	$T = 3''$
„ $\lambda = 280 \mu\mu$	$T = 0,8''$.

Auch dieses Verhalten findet leicht eine Erklärung. Berechnet man nämlich T für die einzelnen Wellenlängen, bezogen auf *gleiche absorbierte* Lichtmenge, was auf Grund des Resultats (§ 11) geschehen kann, daß T umgekehrt proportional der Belichtungsintensität gefunden wurde, so müssen die reziproken Werte dieser Größe T_i nach unserer Theorie proportional n , d. h. proportional den pro Zeiteinheit bei gleicher absorbierter Lichtmenge überhaupt von dem Teilchen emittierten Elektronen sein. Trägt man daher $1/T_i$ als Funktion von λ auf, so muß man eine ähnliche Kurve finden, wie sie aus den Untersuchungen für den normalen photoelektrischen Effekt für die Abhängigkeit der Anzahl ausgelöster Elektronen von der Wellenlänge bei gleicher absorbierter Lichtmenge bekannt ist. Die Tab. 28 enthält die Rechnung.

Tabelle 28.

λ in $\mu\mu$	365	384	313	275
J (Pflüger)	98	10	97	7
J (Ladenburg)	14	0,5	10	1
J (Ladenburg reduziert)	98	3,5	70	7
\bar{J}	98	6,8	84	7
R (Meier) in %	71	69	66	48
$A = (100 - R)$ in %	29	31	34	52
$A \cdot \bar{J}$	28	2,1	29	3,6
T_i	190	3,6	3,1	0,10
$\frac{1}{T_i}$	0,0053	0,28	0,32	10

Die Werte in der Reihe 2 sind Zahlen nach Pflüger¹⁾, die der Intensität des Lichtes der Quarzquecksilberlampe bei den Wellenlängen λ proportional sind. Die Zahlen J (Ladenburg) bedeuten dasselbe nach Messungen von Ladenburg²⁾ (entnommen aus seiner Figur). In der Reihe J (Ladenburg reduziert) sind diese Zahlen umgerechnet auf 98 bei $\lambda = 365 \mu\mu$. \bar{J} , welches das Mittel von den Pflügerschen und den reduzierten Ladenburgschen Messungen ist, dürfte die relative Intensität des Quecksilberlichtes angenähert richtig wiedergeben. Die Reihe R (Meier) gibt das von Meier³⁾ bestimmte Reflexionsvermögen bei senkrechter Inzidenz für Zink, interpoliert für die betreffenden Wellenlängen. Die Zahlen $A = 100 - R$ geben die Absorption des Zinks in Prozenten als Funktion der Wellenlänge. $A \cdot \bar{J}$ ist dann die durch das Zn absorbierte relative Lichtmenge in ihrer Abhängigkeit von λ . T_i bedeutet die hieraus berechnete Verzögerungszeit, bezogen auf die gleiche absorbierte Lichtmenge von 28. $1/T_i$ sollte dann proportional n sein. In Fig. 11 ist $1/T_i$ als Funktion von λ dargestellt. Man bemerkt einen ganz analogen Verlauf, wie man ihn auch sonst für die Zahl der Elektronen pro Einheit absorbierter Lichtenergie als Funktion von der Wellenlänge findet.

Hier ist angenommen, daß das von Joffé untersuchte Teilchen aus Zink besteht. Aber auch in dem Falle, daß es

1) A. Pflüger, Phys. Zeitschr. 5. p. 414. 1904.

2) E. Ladenburg, Phys. Zeitschr. 5. p. 525. 1904.

3) W. Meier, Ann. d. Phys. 31. p. 1017. 1910.

aus Kupfer bestand, ergibt sich ein analoger Verlauf der Kurven, wenn man jetzt mit dem von Minor¹⁾ bestimmten Reflexionsvermögen rechnet. Zu betonen ist, daß zur Vereinfachung nur senkrechte Inzidenz des Lichtes angenommen, die Beugung, sowie die Abhängigkeit der Elektronengeschwindigkeit von λ vernachlässigt wurde.

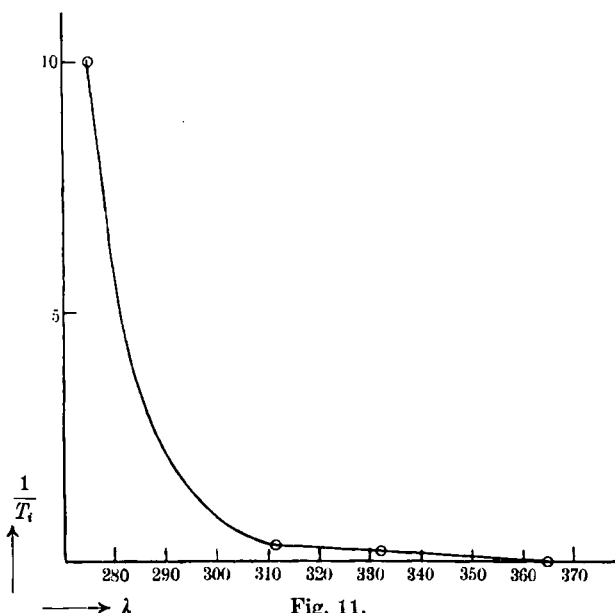


Fig. 11.

Aus dem Verlauf der Kurve Fig. 11 scheint uns hervorzugehen, daß wir das Joffésche Resultat richtig gedeutet haben, welches somit eine Stütze für unsere Theorie gibt.

§ 22. *Die Verzögerungszeit bei negativ geladenen Partikeln.* Bei den bisher angeführten Beispielen waren die Teilchen selbst durch die Elektronenemission immer positiv geladen. Wir haben aber nach entsprechenden Umschaltungen am Kondensator auch solche Teilchen untersucht, die bei ihrer Erzeugung eine negative Ladung angenommen hatten. Auch diese zeigen die photoelektrische Verzögerungszeit. Da die negativ geladenen Teilchen auf die Elektronen abstoßend wirken, so könnte man denken, daß in diesem Falle die Be-

1) R. Minor, Ann. d. Phys. 10. p. 602. 1903.

obachtung einer Verzögerungszeit unserer Theorie widersprechen würde. Das ist aber nicht der Fall, wie an zwei Beispielen gezeigt werden soll. Die Tab. 29 enthält die Meß- und Rechnungsergebnisse, die Bezeichnungen sind nach dem vorhergehenden verständlich.¹⁾

Tabelle 29.

Nr. 627 Pt. $v = 0,0766 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$. $a_{\text{St.}} = 5,45 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$.

HP	$(n_2 - n_1)$	p	$\frac{n_2 - n_1}{p}$
— 662			
— 691	0,877	1	0,877
— 721	0,833	1	0,833
— 753	0,815	1	0,815
— 787	0,793	1	0,793
— 822	0,748	1	0,748
— 865	0,836	1	0,836
— 918	0,923	1	0,923
— 978	0,924	1	0,924
— 1030	0,714	1	0,714
— 1177	1,68	2	0,840
— 1276	0,911	1	0,911

$N = 12$ $M = 0,838$

Nr. 628 Pt. $v = 0,124 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$. $a_{\text{St.}} = 6,94 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$.

HP	$(n_2 - n_1)$	p	$\frac{n_2 - n_1}{p}$
— 953			
— 981	0,852	1	0,852
— 1006	0,721	1	0,721
— 1034	0,766	1	0,766
— 1091	1,44	2	0,720
— 1131	0,922	1	0,922
— 1161	0,650	1	0,650
— 1249	1,73	2	0,865
— 1287	0,673	1	0,673

$N = 10$ $M = 0,775$

1) Wenn, wie hier, kein besonderer Wert auf die genaue Einstellung der Haltepotentiale gelegt wird, so zeigen die $(n_2 - n_1)/p$ größere Abweichungen, aber auf einen zu großen Wert folgt im allgemeinen ein zu kleiner.

Berechnet man für die beiden angegebenen Teilchen, nach der in § 7 angegebenen elektrischen Methode, den wahrscheinlich richtigen Radius $a_{\text{kor.}}$, so ergibt sich:

$$\text{aus } a_{\text{kor.}} = \sqrt[3]{\frac{a_{\text{St.}}^3}{\frac{n_2 - n_1}{p}}} \quad \begin{array}{l} \text{für Nr. 627 } a_{\text{kor.}} = 5,78 \cdot 10^{-5} \text{ cm,} \\ \text{für Nr. 628 } a_{\text{kor.}} = 7,56 \cdot 10^{-5} \text{ cm.} \end{array}$$

Vermittelst dieser Radien ergibt sich als höchstes negatives Potential nach Formel (1) § 6

$$\text{für Nr. 627} \quad \frac{ne}{a} = 20,7 \cdot 10^{-5} \text{ st. Einh. ,}$$

$$\text{für Nr. 628} \quad \frac{ne}{a} = 24,8 \cdot 10^{-5} \text{ st. Einh.}$$

Das Potential eines Punktes im Abstände der mittleren freien Weglänge l ($1,03 \cdot 10^{-5}$ cm bei 760 mm Druck) eines Gasmoleküls von der Oberfläche des Partikels ist angenähert und bei Vernachlässigung des Kondensatorfeldes:

$$\text{für Nr. 627} \quad \frac{ne}{a + 1,03 \cdot 10^{-5}} = 17,7 \cdot 10^{-5} \text{ st. Einh.,}$$

$$\text{für Nr. 628} \quad \frac{ne}{a + 1,03 \cdot 10^{-5}} = 21,8 \cdot 10^{-5} \text{ st. Einh.}$$

Also ist der Potentialabfall auf dem Abstände l von der Oberfläche aus:

$$\text{bei Nr. 627} \quad \Delta V = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ st. Einh.,}$$

$$\text{bei Nr. 628} \quad \Delta V = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ st. Einh.}$$

Nun ist aber die mittlere kinetische Bewegungsenergie E_0 eines Gasmoleküls bei 0°C. , also auch die eines Ions, nach Millikan¹⁾.

$$E_0 = 5,62 \cdot 10^{-14} \text{ erg.}$$

Dieser Wert entspricht bei einem einfach geladenen Ion einer frei durchlaufenen Potentialdifferenz von

$$V = \frac{5,62 \cdot 10^{-14}}{4,8 \cdot 10^{-10}} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ st. Einh.}$$

Man sieht hieraus, daß in beiden Fällen die Energie der thermischen Agitation der Ionen viermal größer ist als notwendig wäre, um die Ionen gegen das Teilchenfeld über ihre

1) R. A. Millikan, Phys. Zeitschr. 14. p. 796. 1913.

freie Weglänge $l^1)$ auf die Oberfläche der Teilchen zurückzubringen.

Daraus ergibt sich, daß für die untersuchten negativen Teilchen die thermische Agitation als zufällige Ursache für den Rücktransport der Elektronenladungen in Betracht kommt. Da die Reflexion natürlich ebenso eingeht wie bei den positiv geladenen Partikeln, so widerspricht das Verhalten der negativ geladenen Partikel der Theorie nicht. Aus der Theorie würde aber folgen, daß mit *höherer negativer* Ladung die Verzögerungszeit (bei konstanter Belichtungsintensität) abnimmt, während sie, wie in § 13 gezeigt, bei *hoher positiver* Ladung unendlich groß ist. Trotz vielen Suchens wurden Partikel mit erheblich höherem Anfangspotential als bei Nr. 627 und 628 nicht gefunden, auch gelang keine Methode die Partikel willkürlich hoch negativ aufzuladen; für diesen Punkt bedarf also die Theorie noch der Bestätigung.

§ 23. *Schlußbemerkung.* Unsere Messungen über den photoelektrischen Effekt an ultramikroskopischen Metallteilen haben dieselben Resultate wie die von Joffé ergeben, soweit sie damit vergleichbar sind. Wenn auch die zur Erklärung der Erscheinung gegebene Theorie nur eine rohe ist²⁾, so glauben wir doch, daß die Grundlagen der Theorie im allgemeinen richtig sind. Dieses schließen wir einmal aus der guten qualitativen Übereinstimmung der vorliegenden Versuche mit unserer Erklärung, dann aber noch aus den weiteren Versuchen, die wir bei vermindertem Drucke angestellt haben, und die in kurzem hier veröffentlicht werden sollen. Es scheint auch nicht allzu schwierig zu sein, die vorgeschlagene Theorie soweit mathematisch zu behandeln, daß quantitative Folgerungen aus ihr gezogen werden können.

Einige Bemerkungen sind noch von Wichtigkeit. Nach unserer Auffassung hat die Verzögerungszeit nichts Direktes mit dem photoelektrischen Effekt zu tun, sie kommt, sowohl

1) Nachdem sich die Elektronen zu Ionen umgebildet haben, ist natürlich für deren mittlere freie Weglänge nicht mehr $\lambda = 4\sqrt{2}l$ zu setzen, sondern l .

2) Es sei noch besonders betont, daß die ausgeführten Rechnungen nur *Überschlagsrechnungen* sind.

bei uns als auch bei Joffé, nur sekundär durch das umgebende Gas zustande. Hiermit ist auch im Einklang, daß sich nach der Theorie von Debye und Sommerfeld¹⁾ die mittlere Länge der Akkumulationszeit Θ der Energie ergibt zu:

$$\Theta = \frac{4\pi}{3} \frac{h}{u\lambda^3},$$

also wesentlich gleich dem Wirkungsquantum h , geteilt durch die im Wellenlängenkubus enthaltene Energie. Bei einigermaßen intensivem Licht ergeben sich für Θ Zeiten von der Größenordnung 10^{-4} Sek. Es würde daher in der Größenordnung ein unüberbrückbarer Unterschied bestehen, wollte man, wie es schon öfters geschehen, unsere Verzögerungszeit mit der Akkumulationszeit der Energie identifizieren.

Aus demselben Grunde scheint uns auch unsere frühere Ansicht²⁾ und die von Pohl und Pringsheim³⁾ verfehlt, die Erklärung der Schwankungen der Verzögerungszeit in der Existenz einer gewissen Disposition der emittierenden Atome suchen zu wollen. Wie die Versuche bei niedrigem Druck⁴⁾ ergeben haben, nimmt die Verzögerungszeit bei *demselben* Teilchen mit abnehmendem Druck bedeutend ab, ein Verhalten, das aus der „Disposition“ schwer, aus unserer Theorie leicht erklärlich ist.

Tübingen, Physikal. Institut der Universität, Mai 1914.

1) P. Debye u. A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **41**. p. 873. 1913.

2) Edgar Meyer und W. Gerlach, Arch. de Genève **35**. p. 398. 1913.

3) R. Pohl und P. Pringsheim, Die lichtelektrischen Erscheinungen, p. 50. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1914.

4) Vgl. die vorläufige Mitteilung: Edgar Meyer und W. Gerlach, Arch. de Genève **37**. p. 253. 1914.

(Eingegangen 27. Mai 1914.)