

Sitzungsberichte

der

mathematisch-physikalischen Klasse

der

K. B. Akademie der Wissenschaften

zu München

1913. Heft I

Januar- bis März-sitzung

München 1913

Verlag der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften

in Kommission des G. Franz'schen Verlags (J. Roth)

Beobachtungen über den photoelektrischen Elementareffekt.

Von A. Joffé.

Vorgelegt von W. v. Röntgen in der Sitzung am 1. Februar 1913.

R. A. Millikan und F. Ehrenhaft haben eine Methode angegeben, Ladungen von der Größenordnung der Elementarladung messend zu verfolgen. An den kleinsten durch Zerstäubung im Lichtbogen erzeugten Metallteilchen hat Ehrenhaft aus den Fallzeiten im elektrischen und Schwerfeld Ladungen ausgerechnet, die in keiner Beziehung zur Elektronenladung stehen. An größeren, durch mechanische Zerstäubung erzeugten Flüssigkeitstropfen hat Millikan gezeigt, daß ihre Ladungen, die sie in ionisierter Luft ändern, immer ganzzahlige Multipla einer Elementarladung sind, und mit einer bewunderungswerten Präzision die Elementarladung zu $4,772 \cdot 10^{-10}$ el. st. Einheiten bestimmt. In der Anordnung und der Rechnung von Ehrenhaft sind verschiedene Fehlerquellen vermutet worden; doch wurde sein experimenteller Befund immer wieder bestätigt. Es ist deshalb nicht uninteressant, daß gerade an den kleinen im Bogen erzeugten Metallteilchen die im folgenden beschriebenen Versuche einen anschaulichen und vollkommen bündigen Beweis für die atomistische Struktur der Elektrizität liefern. Dabei würde die Anwendung der Ehrenhaft'schen Rechnung auf jeden einzelnen Versuch nur unregelmäßige Werte ergeben. Bei den vorliegenden Versuchen ist aber jede Hypothese und jede kompliziertere Rechnung in noch höherem Maße vermieden, als in der klassischen Arbeit von Millikan. Auch in

einer anderen Beziehung unterscheiden sich diese Beobachtungen: sie beziehen sich nämlich auf die Abgabe negativer Elektrizität, also der eigentlichen Elektronen, mit dem neuerdings genau gemessenen Werte von $\frac{\varepsilon}{\mu}$.

Bekanntlich wird die einfachste Erklärung der Grundgesetze der Photoelektrizität durch die Einsteinsche Theorie der Lichtquanten gegeben. Es wurde jetzt der Elementarvorgang beobachtet, bei dem der fragliche Lichtquant ein Elektron abspaltet. Die weitere Verfolgung dieses Vorganges ist wohl am ehesten geeignet, über die eventuelle Existenz und physikalische Bedeutung der Lichtquanten zu entscheiden. In dieser Mitteilung ist diese Aufgabe fast noch nicht berührt; es werden nur einige Beobachtungen angeführt, welche die Elektronenabspaltung durch Licht als einen statistischen Effekt feststellen, und die Bedeutung der Intensität und Wellenlänge des Lichtes charakterisieren. Die quantitative Seite dieser Vorgänge ist einer späteren Mitteilung vorbehalten.

Methode und Fehlerquellen.

Nach den Arbeiten von Millikan war es nicht schwer, eine Methode auszuarbeiten, die die Abspaltung eines einzelnen Elektrons zur Beobachtung bringt. Ein Metallstäubchen wird in den Raum zwischen zwei horizontalen, planparallelen Kondensatorplatten gebracht, die an eine genau regulierbare Spannung gelegt sind. Ist das Stäubchen geladen, so läßt sich immer eine solche Spannung finden, bei welcher die elektrische Kraft der Schwere genau das Gleichgewicht hält. Dann bleibt das Teilchen in Ruhe so lange, bis seine Ladung auf irgend eine Weise geändert wird; durch eine entsprechend veränderte Spannung kann die Bewegung des Teilchens dann wieder abgestellt werden. Schließt man jede andere Kraft aus, so muß im Gleichgewicht das Produkt aus der elektrischen Feldstärke f und der Ladung des Teilchens e gleich dem Gewicht des Teilchens mg sein. Da jede, auch die kleinste Kraft in entsprechender Zeit eine endliche Verschiebung des Teilchens bewirken

muß, so ist der Empfindlichkeit der Methode prinzipiell keine Grenze gesetzt (ausgenommen die Fälle, wo die Brownsche Bewegung in Frage kommt); praktisch kommt es auf Ausschließung aller zufälligen Kräfte an, was aber keine besonders komplizierten Hilfsmittel erfordert.

Der Kondensator ist in ein luftdichtes Gehäuse aus Messing eingeschlossen, das mit vier Fenstern versehen ist. Durch das eine gelangt in den Zwischenraum des Kondensators ein schwach konvergentes Lichtbündel zur Beleuchtung des schwebenden Teilchens. Auf der entgegengesetzten Seite befindet sich ein Flußspatfenster zum Durchlaß des ebenso schwach konvergenten ultravioletten Lichtbündels einer *Hg*-Quarzlampe. Senkrecht zu den beiden Bündeln ist ein schwach vergrößerndes (ca. 15fach) Mikroskop mit Okularteilung aufgestellt, das zur Beobachtung des Teilchens dient. Durch die feinen (ca. 0,5 mm weiten) Bohrungen der oberen Kondensatorplatte werden aus dem vertikal darüber stehenden Zerstäubungsraum Metallteilchen durch Überdruck (Erwärmung des Lichtbogens) oder durch Schwere hineingetrieben. Im Gesichtsfeld des Mikroskopes erscheint zuerst eine kleine Wolke oder eine Gruppe aus mehreren Teilchen, die mit verschiedenen Geschwindigkeiten fallen. Durch Anlegen und Regulierung der Potentialdifferenz wird ein beliebig herausgegriffenes Teilchen zum Stehen gebracht. Da die Kompensation nur für ein ganz bestimmtes Verhältnis $\frac{e}{m}$ gilt, verschwinden allmählich alle anderen Teilchen, und nur das ins Auge gefaßte Teilchen schwebt unbeweglich eine unbegrenzte Zeit. Das ultraviolette Lichtbündel ist dabei abgeschirmt. Die Kompensation ist nur dann vollständig, wenn die Richtung der elektrischen Kraft mit der Schwerkraft exakt zusammenfällt. Der Kondensator ist zu diesem Zwecke mit drei Stellschrauben versehen; durch Neigung des Kondensatorfeldes kann auch jede horizontal wirkende Kraft kompensiert werden, die klein ist im Vergleich zur Schwerkraft (z. B. der Strahlungsdruck des Lichtbündels).

Die Hauptschwierigkeit lag in der Erzeugung von photo-

elektrisch wirksamen Teilchen. Es zeigte sich nämlich, daß Kupfer- und Zinkbögen in gut getrocknetem Stickstoff Teilchen erzeugten, die im ultraviolettem Lichtbündel der *Hg*-Quarzlampe ($\lambda > 200 \mu\mu$) bis zu 30 Minuten unbeweglich bleiben, ohne ihre Ladung auch im geringsten zu ändern. Wurde aber der Stickstoff auf das sorgfältigste vom Sauerstoff befreit oder durch reines Helium ersetzt, so änderten die Teilchen ihr Verhalten vollkommen. In einem geringen Bruchteil einer Sekunde bewirkte dasselbe Licht jetzt eine deutliche Ladungsänderung. Diese neue Eigenschaft sieht man auch schon ohne Bestrahlung; während nämlich vorher die Wolke aus ziemlich gleich viel negativen, wie positiven und auch ungeladenen Partikeln bestand, waren jetzt die sämtlichen Teilchen recht stark positiv geladen. Beim Einschalten des elektrischen Feldes ging im ungereinigten Stickstoff die Wolke nach verschiedenen Seiten auseinander; jetzt gehen alle Teilchen nach derselben Richtung, nur mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Dieses neue Verhalten ist augenscheinlich eine Folge ihrer photoelektrischen Empfindlichkeit: das ultraviolette Licht des Bogens, in dem sie entstanden sind, hat alle Teilchen schon im Zerstäubungsraum positiv aufgeladen. Der Grund für diesen auffälligen Unterschied ist wohl die verschiedene chemische Zusammensetzung der Teilchen oder ihrer Oberfläche. Die unempfindlichen Teilchen, die bei Anwesenheit von Sauerstoffspuren erzeugt wurden, sind keine Metallteilchen. Dagegen kann man vermuten, daß die photoelektrisch empfindlichen Teilchen eine Metalloberfläche besitzen, und die Lichtempfindlichkeit als Reagens auf ihren Metallcharakter ansehen ¹⁾.

¹⁾ Wenn also Herr Ehrenhaft die Wirkung des elektrischen Feldes auf seine Edelmetallteilchen folgendermaßen schildert (Wien. Ber. 1910, S. 836): „Es gibt erstens Teilchen, die in raschere Fallbewegung der verschiedensten Geschwindigkeitsstufen geraten; zweitens Teilchen, deren Fallbewegung unter Einfluß des elektrischen Feldes eine langsamere wird; drittens gibt es Teilchen, die von dem elektrischen Felde entgegen der Richtung des Schwerfeldes gehoben werden; viertens können hie und da Teilchen nahezu schwebend beobachtet werden.“ — So ist zu vermuten, daß es sich um Teilchen der ersten Art, also keine Metallteilchen handelt.

Zur Fernhaltung von Sauerstoffspuren, die aus den Elektroden herausdiffundieren könnten, ist der Zerstäubungsraum in dauernder Verbindung mit einem Gefäß, das mit blankem, metallischem Natrium oder Kalium gefüllt ist. Nach 14 Tagen ist an der Natriumoberfläche noch keine Trübung zu bemerken.

Was die störenden Einflüsse betrifft, so ist jede fremde elektrische Einwirkung durch die Größe der Kondensatorplatten ausgeschlossen (70×100 mm bei 3,85 mm Abstand). Eine Annäherung einer geriebenen Siegellackstange hat keinen Einfluß auf das schwebende Teilchen. Dagegen ist sehr zu achten auf Fernhalten jeder Temperaturänderung. Das schwebende Teilchen wirkt wie das beste Bolometer: berührt man eines der vier Fenster mit dem Finger, so beginnt das Teilchen in der entgegengesetzten Richtung zu wandern. Bei Versuchen, wo es darauf ankommt, das Teilchen stundenlang (bis zu 9 Stunden) an derselben Stelle unbeweglich zu halten trotz der schwankenden Intensität des Beleuchtungsbündels, genügte es das entsprechende Fenster mit dem Finger anzurühren, um jede angefangene Horizontalbewegung abzustellen resp. das Teilchen zurückzutreiben; statt dessen wurde oft der Kondensator entsprechend geneigt. Eine ähnliche Beeinflussung der Vertikalbewegung ist natürlich durch die Form der Kondensatorplatten ausgeschlossen.

Als eine weitere Fehlerquelle kämen die photoelektrische Einwirkung auf die Elektroden, die Ionisierung des Gases, die photoelektrische und erwärmende Wirkung des Beleuchtungsbündels in Betracht. Die erste Fehlerquelle wurde vermieden durch die Konvergenz des ultravioletten Bündels, die so getroffen wurde, daß nicht nur das direkte sondern auch das reflektierte Bündel vollkommen innerhalb des Kondensatorraumes verliefen. Die zweite Fehlerquelle kam nicht in Betracht, sofern Licht von der Wellenlänge $> 200 \mu\mu$ verwendet wurde. Die photoelektrisch wirksame Strahlung des Lichtbogens wurde durch genügende Glasschichten abgeschnitten, die Erwärmung durch einen 15 cm dicken Trog mit einer Lösung von schwefelsaurem Eisen-Ammonium. Die Form des

Lichtbündels wurde so gewählt, daß nur der Innenraum des Kondensators in einer Tiefe von ca. 1 cm beleuchtet wurde. Daß die ersten drei Fehlerquellen vermieden wurden, zeigt die Tatsache, daß unter einigen tausend Beobachtungen, die sehr viele Stunden erforderten, kein Fall beobachtet wurde, wo ohne Ultraviolettlicht eine Ladungsänderung entstand oder durch ultraviolettes Licht eine negative Ladung erfolgte. Brownsche Bewegung war bei den kleinsten Teilchen deutlich zu sehen, kam aber für die Messung kaum in Betracht. Endlich könnte man befürchten, das Teilchen mit einem anderen zu verwechseln. Nun beginnt aber die Messung erst dann, wenn kein anderes Teilchen mehr im Gesichtsfeld sichtbar ist; außerdem wird von Zeit zu Zeit die Fallgeschwindigkeit im Gravitationsfelde gemessen, die die Identität des Teilchens sichert.

Die Empfindlichkeit der beschriebenen Nullmethode, die eigentlich eine elektrische Wage darstellt, ist recht groß. Ohne besondere Hilfsmittel gelingt es ein Teilchen eine Stunde bis auf 1 mm der Okularteilung unbeweglich zu halten. Dasselbe Teilchen durchfällt im Schwerfelde 20 mm in 10 sec, also 1 mm in 0,5 sec. Da die Kraft der Geschwindigkeit proportional gesetzt werden kann, so heißt das, daß auf das schwebende Teilchen Kräfte wirken, deren Verhältnis zur Schwerkraft kleiner ist als das Verhältnis 0,5 sec : 1 St. = 10^{-4} . Jede Kraft, die größer als $\frac{1}{10000}$ der Schwerkraft ist, kann gemessen werden; letztere hat die Größenordnung 10^{-10} bis 10^{-8} Dyne. Die Empfindlichkeit hängt nur von der erreichbaren Störungsfreiheit ab, die in erster Linie durch guten Wärmeschutz bedingt ist. Aus diesem Grunde ist es ratsam, mit der Beobachtungsdauer nicht zu weit zu gehen. Man bekommt dieselbe Empfindlichkeit, wenn man statt dessen die Vergrößerung des Mikroskopes entsprechend erhöht. Nach einigen Versuchen schätze ich die erreichbare Genauigkeit auf 10^{-5} Teil der Schwerkraft.

Wie weiter gezeigt wird, kann man mit Sicherheit die Anzahl der Elektronen feststellen, die ein Teilchen bis zur Entladung abgibt, folglich auch sein Gewicht aus der Gleichung

$f \cdot e = mg$. Jede andere Kraft kann durch die erteilte Geschwindigkeit mit der Schwerkraft verglichen werden oder durch die Neigung des Kondensators bestimmt werden, die nötig ist, um das Teilchen zum Stehen zu bringen. (Letzteres nur dann, wenn die Richtung der Kraft genau bekannt ist.)

Das Anwendungsgebiet der Methode geht deshalb noch über die im folgenden beschriebenen Versuche: Einige orientierende Versuche zeigen, daß die Methode geeignet ist, den Strahlungsdruck auf Teilchen von der Größenordnung einer Wellenlänge zu messen. Ebenso lassen sich die magnetischen Kräfte in verschiedenen Feldstärken bestimmen. Einige diesbezügliche Messungen hoffe ich später mitteilen zu können.

Über die reale Existenz der Elektronen.

Der photoelektrische Effekt an den beschriebenen Teilchen bestätigt in der anschaulichsten Weise die atomistische Struktur der Elektrizität. Schwächt man das ultraviolette Bündel genügend ab, so stellt sich der Effekt folgendermaßen dar: eine Zeitlang (je nach der Intensität des Bündels bis zu 5 Minuten) bleibt das Teilchen vollkommen unbeweglich stehen. Plötzlich beginnt das Teilchen sich zu bewegen. Schließt man momentan die Öffnung im Schirm und ändert die Spannung, so kann das Teilchen wieder zum Stehen gebracht werden. Gehörte vorher zu einer Ladung e_1 eine elektrische Feldstärke f_1 , so kann die veränderte Ladung e_2 durch eine Kraft f_2 das Gewicht kompensieren, wobei

$$f_1 e_1 = f_2 e_2 = mg.$$

Die Wiederholung des Vorganges liefert eine Reihe der Potentialdifferenzen an den Kondensatorplatten, die den sukzessiven Ladungen entsprechen. Besteht der Effekt, wie zu vermuten ist, in der Abspaltung je eines Elektrons, so müssen die Ladungen eine Reihe ganzer Zahlen durchlaufen und folglich die Potentialdifferenzen eine Reihe der sukzessiven Zahlen:

$$1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \frac{1}{4} : \frac{1}{5} : \frac{1}{6} \dots$$

In der Tat erhielt ich beim ersten Versuch (bei dem

anfänglich die Kompensation nur ganz roh, dann aber etwas genauer ausgeführt wurde) für die Potentialdifferenzen folgende Reihe:

40; 30; 25; 21; 18; 15,3; 13,5; 12,0; 10,8; 10,0; 9,4; —;
8,0; —; 7,0 . . .

Die ersten beiden Zahlen sind $\frac{12,0}{3}$; $\frac{12,0}{4}$; setzen wir diese Reihe fort, so kommt

40 : 30 : 24 : 20 : 17,3 : 15 : 13,4 : 12,0 : 10,9 : 10,0 : 9,25 : 8,6 :
8,0 : 7,5 : 7,06.

Die beiden Striche bedeuten eine beobachtete Ladungsänderung, die aber nicht kompensiert wurde, bis die langsame Bewegung nochmals beschleunigt wurde. Die Übereinstimmung beider Reihen entspricht ganz der Genauigkeit der Messung. In allen Messungen, die bis jetzt vorliegen, ist keine vorhanden, deren Abweichung von dem ganzzahligen Verhältnis größer als die möglichen Fehler wäre.

Ich habe Messungsreihen ausgeführt, in denen hintereinander 800 oder sogar 1144 Elektronen abgegeben wurden. Es hat aber dabei keinen Zweck alle einzelnen Potentialdifferenzen wirklich auszumessen; schließlich werden die Unterschiede der einzelnen Zahlen kleiner als die Genauigkeit der Ablesung. Bei einer Genauigkeit der Einstellung von 0,5% sind nur die ersten 50 Zahlen für die Elektronenfrage brauchbar.

Viel wesentlicher war die Ausarbeitung einer Methode, das durch Bestrahlung schließlich stark positiv geladene Teilchen wieder zu entladen. Es genügte zu diesem Zwecke das ultraviolette Bündel durch Verstellung einer Linse schwach divergent zu machen, dann gaben die beleuchteten Kondensatorplatten Elektronen ab, die vom positiven Teilchen aufgefangen wurden. Meistens wurde eine andere von Millikan angegebene Methode benutzt. Das Gas im Kondensatorraum wurde durch Radium ionisiert; stellt man dabei das Teilchen in die Nähe der positiven Elektrode, so kann man mit Sicherheit darauf rechnen, daß es genügend viele negative Ladungen aufnimmt.

Auf diese Weise konnte das photoelektrisch geladene Teilchen beliebig oft entladen oder sogar umgeladen werden. Die Potentialdifferenzen gehen dann dieselbe Reihe der Werte in umgekehrter Folge durch; nur kann man dabei nicht mit absoluter Sicherheit auf den Gewinn gerade eines Elektrons rechnen.

Bei diesen Versuchen besteht eine Gefahr beim Durchgang durch den ungeladenen Zustand, da ich dabei jede Gewalt über das Teilchen verliere. Dafür bietet dieser Vorgang den anschaulichsten Beweis der Endlichkeit der Elementarladung. Ich beobachte z. B. ein Teilchen, das durch $+404$ Volt schwebend erhalten wird; jede Änderung um 1 Volt bedingt eine Aufwärts- oder Abwärtsbewegung. Beleuchtet man das Teilchen ultraviolett, so beginnt das Teilchen plötzlich zu fallen; ein elektrisches Feld von $+$ oder -1200 Volt hat nicht den geringsten Einfluß auf die Fallgeschwindigkeit. Durch fortgesetzte Beleuchtung wird das Teilchen wieder elektrisch und zwar steht es bei -404 Volt still. Man sieht unmittelbar, daß es keinen mittleren Zustand gibt zwischen dem ungeladenen und mit einem Elektron geladenen Teilchen.

Meistens ist die Kompensation auf 1 bis 2% genau; in diesen Grenzen stimmen auch alle Auflade- und Entlade-reihen überein, deren Zahl ging bis zu 150. Einige dieser Reihen habe ich genauer ausgeführt, doch ging ich mit der Genauigkeit nicht über 0,5%, da jede einzelne Einstellung um so mehr Zeit erfordert, je genauer sie ist. Das Teilchen wird auf einen Okularstrich eingestellt und die Potentialdifferenz so lange reguliert, bis das Teilchen im Laufe von 1—2 Minuten seine Stellung behält. Wegen der Inkonstanz des Beleuchtungs-bündels ist es wohl kaum lohnend, noch weiter zu gehen. Nötigenfalls kann man natürlich die störenden Einflüsse noch viel weiter herabsetzen, für den vorliegenden Zweck ist es aber überflüssig.

Im folgenden sind zwei genauer gemessene Reihen angegeben. Die Zeichen *Ra* sollen die Regenerierung durch Radium, *L. 313* die Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte der Wellenlänge $313\ \mu\mu$ bezeichnen. In der zweiten Kolonne ist

die Dauer der Bestrahlung t angegeben; in der dritten die gemessene Kompensationsspannung V ; in der vierten die Elektronenzahl n ; in der fünften das Produkt Vn , das konstant sein sollte und in der sechsten die Abweichung vom Mittel in $\% - \Delta\%$.

Tabelle I.

1	2	3	4	5	6
Einwirkung	Zeitdauer t''	Potentialdifferenz V	Elektronenzahl n	Vn	$\Delta\%$
<i>Ra</i>	—	236,1	3	708,3	— 0,1
<i>Ra</i>	—	353,6	2	707,2	— 0,2
<i>Ra</i>	—	708,6	1	708,6	— 0,06
<i>L. 313</i>	16	353,9	2	707,8	— 0,17
"	9,5	235,1	3	705,3	— 0,6
"	8 + 18	177,8	4	711,2	+ 0,3
"	26	141,3	5	706,5	— 0,35
"	4	101,2	7	708,4	— 0,1
"	3 + 11	89	8	712,0	+ 0,4
"	7	71,1	10	711	+ 0,3
"	4	59,5	12	714	+ 0,7
"	92	51,3	14	707,5	— 0,2
"	10	47,3	15	709	± 0
"	13	44,3	16	708,8	— 0,03
"	12,5	41,8	17	711	+ 0,3
"	4	39,5	18	711	+ 0,3
"	28	35,3	20	706	— 0,4

Tabelle II.

1	2	3	4	5	6
	t	V	n	Vn	$\Delta\%$
		- 125,6	+ 6	753,6	- 0,18
<i>L.</i> 265	3"	- 151,0	+ 5	755,0	± 0
"	5 + 3"5	- 247,6	+ 3	742,8	- 1,6
"	4"	- 755,7	+ 1	755,7	+ 0,1
"	10"	$\pm \infty$	0	$\infty \cdot 0$	-
"	37"	+ 758,4	- 1	758,4	+ 0,5
"	2"	+ 377,6	- 2	755,2	+ 0,03
"	7"	+ 254,6	- 3	763,8	+ 1,2
"	4"	+ 189,8	- 4	759,2	+ 0,55
"	9"	+ 152,5	- 5	762,5	+ 1,0
"	7"	+ 125,5	- 6	753,0	- 0,27
"	?	+ 108,5	- 7	759,5	+ 0,6
"	2"5	+ 95	- 8	760,0	+ 0,66
"	4"	+ 84,3	- 9	758,7	+ 0,5
"	5"	+ 68,5	- 11	753,5	- 0,2
"	7"	+ 62,5	- 12	750,0	- 0,66
"	?	+ 58,5	- 13	752,5	- 0,3
"	7"	+ 54,5	- 14	753,0	- 0,27
"	3"5	+ 50,0	- 15	750,0	- 0,66
<i>R a</i>	—	68,6	- 11	754,6	- 0,05
"	—	84,5	- 9	760,5	+ 0,7

Tabelle III.

	<i>t</i>	<i>V</i>	<i>n</i>	$\frac{2375}{n}$		<i>t</i>	<i>V</i>	<i>n</i>	$\frac{2375}{n}$
<i>Ra</i>		1178	2	1187	<i>L. 313</i>	81"	103,5	23	103,2
<i>L. 313</i>	3"	790	3	792	"	45"	95,7	25	95,0
"	3 ⁷⁵	596	4	594	"	245"	88,0	27	88,0
"	18 ⁷⁵	473	5	475	"	40"	85,2	28	84,9
"	15"	394	6	395	"	205"	82,0	29	82,0
"	13"	295,6	8	295,6	"	41"	79,0	30	79,2
"	1"	261,6	9	263,5	"	16"	76,7	31	76,7
"	12"	236,6	10	237,5	"	370	74,7	32	74,3
"	11"	215	11	215,8	"	210	72,6	33	72,0
"	4"	199	12	198	"	40"	70,5	34	70,0
"	21"	170,0	14	169,6	"	30"	68,5	35	67,9
"	9"	158,0	15	158,4	"	110"	66,3	36	66,0
"	4 ⁷⁵	148,5	16	148,4	"	50"	62,8	38	62,6
"	22"	139	17	139,5	"	25"	59,5	40	59,4
"	6"	131,5	18	132,0	"	22"	56,9	42	56,6
"	21"	125,0	19	125,0	"	9"	55,4	43	55,3
"	43"	119,0	20	118,7	"	85"	54,2	44	54,0
"	12"	108,5	22	108,0	"	131	51,9	46	51,6
"	375"	99,6	24	99,0	<i>Ra</i>	—	788,7	3	792
"	115"	96	25	95,0	<i>L. 313</i>	5"	594	4	594
<i>Ra</i>	—	595	4	594	"	147"	474	5	475
<i>L. 313</i>	27	475	5	475	"	139"	393	6	395
"	124	394	6	395	"	68"	341	7	339
"	26	335,5	7	339	"	27"	298	8	295,6
"	94"	296,6	8	295,6	"	170"	262	9	263,5
"	20"	261,6	9	263,5	"	108"	237	10	237,5
"	130"	237,6	10	237,5	"	78"	215	11	215,8
"	9"	215,6	11	215,8	<i>L. 313</i>	22"	198	12	198
"	8"	198,0	12	198,0	Ver- größ. Intens.	8 ⁷⁵	183	13	182,5
"	14"	182	13	182,5	"	7 ⁷⁵	169,5	14	169,6
"	28"	169	14	169,6	"	55"	158,7	15	158,4
"	8 ⁷⁵	148	16	148,4	"	100"	149	16	148,4
"	7"	139,0	17	139,5	"	40"	132	18	132,0
"	41"	125,0	19	125,0	"	7"	125	19	125,0
"	54"	118,0	20	118,7	"	40"	119	20	118,7
"	17"	111	21	113	"	62"	112	21	113
"	84"	107,5	22	108,0	"	41"	108,2	22	108

	t	V	n	$\frac{2375}{n}$		t	V	n	$\frac{2375}{n}$
L. 313	6"	103,5	23	103,2	L. 313	Ra	787	3	792
"	2"	99,0	24	99,0	"	39"	592	4	594
"	44"	91,5	26	91,3	"	72"	473	5	475
"	20"	88,3	27	88,0	"	41"	392	6	395
"	52"	85,5	28	84,9	"	15"	341	7	339
"	42	82,3	29	82,0	"	6"	296	8	295,6
"	16"	79,0	30	79,2	"	8"	236	10	237,5
"	63"	77,0	31	76,7	"	26"	215	11	215
"	85"	70,0	34	70,0	"	5"	198	12	198
"	130"	68,2	35	67,9	"	32	182	13	182,5
"	25"	66,3	36	66,0					

u. s. w.

Der photoelektrische Elementarvorgang.

Der Hauptzweck dieser Untersuchung ist es, durch Studium des photoelektrischen Elementarvorganges Aufschluß über die Struktur des Lichtes zu gewinnen. Es besteht einige Hoffnung, durch gesonderte Variation der Intensität und Wellenlänge des Lichtes einerseits und der Teilchengröße und -Struktur andererseits, die beiden Seiten des photoelektrischen Vorganges zu trennen und so der Frage nach den Lichtquanten näher zu kommen; wenigstens einige der vielen Möglichkeiten auszuschließen. Ebenso, wie es bei der Elektrizität durch die beschriebenen Versuche, sowie durch die Versuche von R. A. Millikan gelungen ist, die Atomisierung nachzuweisen, kann man vielleicht mit der Lichtintensität besonders für ganz kurze Wellenlängen so weit kommen, daß die Diskontinuität sich bemerkbar machen müßte, falls sie vorhanden ist. Dieser Zweck ist aber noch nicht annähernd erreicht; diesbezügliche Beobachtungen befinden sich erst im Stadium der Vorversuche. Einige Fragen des photoelektrischen Elementareffektes sind aber schon genügend geklärt, um über sie berichten zu können. Im folgenden sollen einige Beobachtungen mitgeteilt werden, die zunächst

wenig zusammenhängen, sich aber sämtlich auf die Frage der Lichtquanten beziehen.

I. Wie sich schon aus den angeführten Tabellen ergibt, ist der photoelektrische Elementarvorgang ein statistischer Effekt. Die Abspaltung eines Elektrons erfolgt nicht sofort nach der Belichtung, auch nicht nach einem bestimmten Zeitintervall, sondern mit einer Verspätung, die für genau gleiche mittlere Lichtintensität und gleiche Stellung desselben Teilchens in weitesten Grenzen variiert. Man kann danach nur von einer mittleren Auslösezeit sprechen. Diese mittlere Auslösezeit ist um so kleiner:

1. Je größer der Durchmesser des Teilchens ist —, deshalb beobachtet man keine Verspätung, die noch im Jahre 1889 J. Borgmann vermutete, an großen Metallplatten.

2. Je größer die Intensität des Lichts ist. So war z. B. für ein Teilchen bei Belichtung mit der Linie $313\mu\mu$ einer Hg-Quarzlampe, die unter einer Spannung von 36 Volt brannte, die mittlere Auslösezeit 67 sec (Mittel aus 57 Versuchen), bei 57 Volt an der Lampe dagegen 33 sec (Mittel aus 46 Versuchen).

3. Je kleiner die Wellenlänge des Lichts. So sank für dasselbe Teilchen die Auslösezeit auf 7 sec für die Linie 280, deren Intensität bei 57 Volt viel schwächer als für 313 ist.

Für ein anderes Teilchen waren bei 90 Volt an der Lampe und 4,4 A Stromstärke die mittleren Auslösezeiten

für $\lambda = 366\mu\mu$	190	sec
„ $\lambda = 334\mu\mu$	48	„
„ $\lambda = 313\mu\mu$	3	„
„ $\lambda = 280\mu\mu$	0,8	„

II. Das intensive Beleuchtungslicht, in dem noch die Wellenlängen bis $400\mu\mu$ vertreten waren, hatte in einigen Stunden kein einziges Elektron ausgelöst. Daraus ergibt sich, daß es im Spektrum eine Stelle gibt, wo der Photoeffekt so stark verlangsamt wird, daß er praktisch aufhört zu existieren. (Bei der Diskussion der vorstehenden Zahlen ist wohl zu beachten,

daß die Linie $366 \mu\mu$ ungemein intensiver ist als $334 \mu\mu$.) Für Zink liegt die Grenze etwa bei $380 \mu\mu$.

III. Die einfachste physikalische Deutung der Auslösungszeit eines Elektrons wäre die folgende: in dieser Zeit wird aus dem Strahlungsfeld die für das Herausfliegen eines Elektrons notwendige Energie angesammelt — die Auslösungszeit ist die Akkumulationszeit. Diese Deutung wird schon durch die beobachtete Zeitdauer (einige Minuten) und die außerordentlich großen Schwankungen der Auslösungszeiten wenig wahrscheinlich¹⁾. Folgendes zu ihrer Prüfung angestelltes Experiment schränkt diese Deutung wesentlich ein.

Wir fragen: ist es für die Auslösungszeit gleichgültig, ob das ultraviolette Licht die ganze Zeit ununterbrochen wirkt oder aber in kleinen Zeitintervallen mit längeren Pausen dazwischen? Nur eine Akkumulation der Energie, für die solche Pausen ohne Einfluß wären, würde dadurch nicht berührt²⁾. In der Tabelle IV sind die Ergebnisse eines solchen Versuches dargestellt. An demselben Teilchen wurden die Auslösungszeiten eine Zeitlang beobachtet. Da die Verhältnisse für ein stark geladenes Teilchen anders liegen, als für ein schwach geladenes, wurde nur das Herausfliegen der ersten 10—11 Elektronen beobachtet und dazwischen jedesmal das Teilchen in der beschriebenen Weise durch Radium regeneriert. Nachdem einige solche Reihen (I, II, III, V) beobachtet wurden, wiederholte ich unter denselben Verhältnissen die Beobachtung, indem jedesmal nur 10 sec lang belichtet wurde mit Pausen von 50 sec. In der letzten Kolonne ist die gesamte Beleuchtungsdauer für jedes Elektron angegeben.

¹⁾ Dem Folgenden wird die Annahme zu Grunde gelegt, daß die beobachtete Schwankung nicht wesentlich durch die Brownsche Rotation der unregelmäßigen Teichen beeinflusst wird*).

²⁾ Dies würde vielleicht die neue Strahlungshypothese von M. Planck zulassen.

*) Anm. bei der Corr. Versuche mit flüssigen durch mechanische Verstäubung im Stickstoff hergestellten Zinkamalgamekugeln zeigen dieselben Schwankungen, wodurch diese Annahme bestätigt wird.

Tabelle IV.
 $\lambda = 313 \mu\mu.$

Anzahl der Elektronen auf dem Zinkteilchen	Auslösezeiten in sec					Belich- tungszeit bei 10 sec Bel. mit 50 sec Pausen
	Reihe I	Reihe II	Reihe III	Reihe IV	Reihe V	
4				20		
3				55		
2				73		
1				34		
— 1	30	33	63		24	108
— 2	10	70	15		19	171
— 3	25	15	152		103	189
— 4	8	24)	85		29	125
— 5	27	2)	110		5	37
— 6	15+15+48	80	20		130	12
— 7	60+72	8,5			25	146
— 8	33	3,5			75+102	95
— 9	14	270)			337	96
— 10		5)			280	410
— 11					11	78
Mittel	40	54	74	(45)	104	133

Bilden wir das Mittel der Auslösungszeiten für die einzelnen Reihen, so sieht man jedenfalls, daß die letzte Reihe keine Ausnahmestellung einnimmt. Das Elektron kann also ebensogut in den ersten 10 sec nach einer längeren Pause, wie in den 10 sec nach einer längeren Belichtung das Teilchen verlassen.

Inwiefern diese Behauptung auch quantitativ richtig ist, hoffe ich an einem für statistische Zwecke besser geeigneten Material untersuchen zu können.

Dagegen läßt sich aus dieser Versuchsreihe, wie auch aus dem gesamten Beobachtungsmaterial, einsehen, daß die Teilchen durch längere Belichtung bei Atmosphärendruck weniger empfindlich werden (die Auslösungszeiten wachsen), nach einer langen Pause von 10 bis 20 Minuten sich aber teilweise erholen.

So waren z. B. die Auslösungszeiten bei einer anderen Beobachtungsreihe:

Gleich nach einer Pause von 10—20 Minuten.	Nach längerer Bestrahlung mit kurzen Pausen entsprechend
22; 8,5	13; 40
7; 12	62; 41
6; 2	140; 25
39; 72	30; 135
3; 2	33; 45.

Diese auch für große Metallplatten längst bekannten Erscheinungen komplizieren die untersuchte Erscheinung. Es wird aber vielleicht gelingen, die Versuche im Vakuum und mit anderem Material auszuführen, dann fallen diese Erscheinungen weg. Die zu großen Fallgeschwindigkeiten in diesem Falle bilden die wesentlichsten experimentellen Schwierigkeiten.

V. Weniger durchsichtig sind die Resultate der Messung des Grenzpotentials, bis zu welchem das Licht imstande ist, ein Teilchen aufzuladen. Man beobachtet bei fortdauernder Beleuchtung, daß die Emission der Elektronen, die anfangs mit ziemlich gleichmäßiger Geschwindigkeit erfolgt, dann immer langsamer wird. Eine längere Pause hat keinen wesentlichen Einfluß; der Verlust der Ladung bringt sofort die große Empfindlichkeit. Dieselbe Beleuchtung, die anfangs ein Teilchen in 0,8 sec erzeugte, bringt dann nur noch 1 Teilchen in 10 sec heraus; bei einer noch etwas höherer Elektronenzahl (800 statt 700) gingen schon in 10 Minuten weniger als 8 Elektronen heraus. Trotzdem läßt sich ein einfacher Schluß auf das Grenzpotential aus diesen Versuchen nicht ziehen.

1. Bei dem statistischen und absolut unipolaren Charakter der Erscheinung ist die Existenz und besonders die Bestimmung einer solchen Grenze überhaupt fraglich.

2. Das Grenzpotential soll dann erreicht werden, wenn die Arbeit der abfliegenden Elektronen im Felde des Teilchens gleich der anfänglichen kinetischen Energie wird. Nun ist zwar die freie Weglänge von derselben Größenordnung wie die

Radien der Teilchen, die mittlere freie Weglänge der Elektronen also so groß, daß sie meistens das Feld frei durchlaufen. Die Elektronen stoßen aber immerhin oft mit Gasmolekülen zusammen, wobei noch die kinetische Energie der Gasmoleküle ins Spiel kommt. Auch diese Verhältnisse vereinfachen sich im luftverdünnten Raume.

3. Die beschriebene Methode gibt ohne weiteres das Gewicht des Teilchens und die Elektronenzahl. Zur Bestimmung der Kapazität bedarf man aber noch Hypothesen über die Form und die Dichte der Teilchen. Setzt man die Form als kugelförmig und die Dichte gleich der des reinen Metalls voraus, so begeht man sicher einen Fehler, was aus den Versuchen sofort ersichtlich ist. Es gibt nämlich zwei Wege zur Bestimmung des Durchmessers bei diesen Voraussetzungen: Aus der elektrischen Wägung hat man:

$$f \cdot e = g \cdot \sigma \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 \dots \quad (1)$$

Andererseits gibt das Stokessche Gesetz mit der Korrektion von Cunnigham:

$$v = \frac{2}{9} g \frac{r^2}{\mu} \cdot \sigma \left(1 + A \frac{l}{r} \right) \dots \quad (2)$$

wo v die Geschwindigkeit der Fallbewegung bedeutet. Alle Werte mit Ausnahme von r sind für jedes Teilchen bekannt. Berechnet man aber r aus beiden Formeln, so erhält man immer aus der zweiten nur etwa halb so große Zahlen, wie aus der ersten. Dies kann noch verschiedene Gründe haben: 1. Eine andere Dichte der Teilchen; 2. Abweichung von der Kugelgestalt; 3. Unrichtigkeit der Cunnighamschen Korrektion für so kleine Teilchen. Läßt man nur zu, daß der Korrektionsfaktor irgend eine Funktion von r ist, was ja für eine ideale Metallkugel anzunehmen ist, so muß jedenfalls $f \cdot e$ irgend eine gesetzmäßige und eindeutige Funktion der Fallgeschwindigkeit sein. Trägt man aber für die sämtlichen Teilchen die entsprechenden Werte von $f \cdot e$ und v in ein Koordinatensystem

ein, so bekommt man eine Punktgruppe, die eine recht bedeutende Streuung um eine mittlere Richtung zeigt. Schieben wir die Abweichungen allein auf die Dichte, so müßten die untersuchten Zinkteilchen eine Dichte von 2 bis 3 besitzen. Sicher ist aber auch die Kristallform nicht ohne Einfluß. Die Unsicherheit verschwindet bei einem Quecksilbertropfen, deren Untersuchung ich noch vorhabe.

Unter diesen Umständen ist die Mitteilung des Zahlenmaterials für die Abhängigkeit der Grenzladung von der Wellenlänge noch verfrüht. Es handelt sich jedenfalls für die Wellenlänge $254 \mu\mu$ um Zahlen zwischen 1 und 3 Volt beim Zink.

Dieselben Umstände machen die beschriebenen Teilchen ungeeignet zur Präzisionsmessung der Elementarladung. Es wurde immer umgekehrt verfahren, aus dem experimentell und theoretisch bestimmten Wert von e wurde das Gewicht des Teilchens bestimmt.

St. Petersburg, Physikalisches Laboratorium des Polytechnikums, 7. Januar 1913.