

## Untersuchungen über die den äußeren Photoeffekt bestimmende Lichtverteilung.

Von Franz Hlučka in Brünn.

Mit 6 Abbildungen. (Eingegangen am 6. Mai 1935.)

Vorliegende Arbeit soll in kurzer kritischer Übersicht dartun, welche Schlüsse sich aus den bisherigen Meßergebnissen auf den Zusammenhang zwischen den lichtelektrischen Stromkurven und den entsprechenden Kurven der an der Kathode auftretenden Lichtverteilungen ziehen lassen. Es läßt sich bereits eine vorläufige Entscheidung darüber treffen, in welchen Fällen eine *rein optische* Deutung möglich ist und auf welche Lichtverteilung sich dieselbe gründet. Im besonderen werden auch das *selektive* lichtelektrische Verhalten der Stoffe und die verschiedenen Deutungsversuche einer kritischen Prüfung unterzogen.

Den Berechnungen wurden eigene Meßergebnisse zugrunde gelegt.

Die Beziehung des Photostromes auf Lichtenergie geschieht im allgemeinen unter der Voraussetzung, daß der in Lichtelektrizität umgesetzte Bruchteil der absorbierten Lichtenergie bei Veränderung des Einfallswinkels, der Frequenz, der Schichtdicke usw. unverändert bleibt, oder eine Funktion des betreffenden Parameters bildet, die den theoretischen Vorstellungen über den Auslösevorgang der lichtelektrischen Kathodenstrahlen entspricht. Ersteres bedeutet, daß die berechnete Lichtenergiekurve auch den Verlauf der entsprechenden Photostromkurve richtig wiedergibt. In letzterer Hinsicht ist bisher der charakteristische, praktisch geradlinige Verlauf der Strom-Frequenzkurven in bestimmten Frequenzbereichen festgestellt worden. Eine theoretische Deutung dieses „normalen“ Photoeffektes ist bisher noch nicht in befriedigender Weise gelungen. Ferner ist die Entscheidung darüber noch nicht getroffen, ob die Kurven, welche die Abhängigkeit des Photostromes von Einfallswinkel und Polarisationsrichtung zum Ausdruck bringen, restlos auf die entsprechenden Lichtenergiekurven zurückführbar sind. Hier sowie auch bei jenen Kurven, welche die periodische Änderung des Photostromes mit der Schichtdicke (bei sehr dünnen Schichten) angeben, hat es sich gezeigt, daß diese Zurückführung auf die Lichtenergiekurven, welche die *gesamtabsorbierte* Energie angeben, *nicht* gelingt, wenn die Deutung „rein optisch“, ohne weitere Zusatzhypothesen erfolgen soll.

Diese Nichtübereinstimmung wird schon durch die Vorstellung verständlich, die man sich von Anfang an über den Auslösevorgang der lichtelektrischen Kathodenstrahlen gemacht hat. Infolge ihrer starken Absorbierbarkeit werden die im Innern der Kathode angeregten Kathodenstrahlen sehr geschwächt oder praktisch gar nicht austreten, so daß für die

lichtelektrische Wirkung nach außen nur eine sehr geringe Schichtdicke praktisch in Frage kommt. Berücksichtigt man noch, daß auch der Abfall der Lichtintensität nach dem Innern der Kathode zumeist stark ist, so wird es schon durch diese Überlegungen nahegelegt, idealisierend so zu rechnen, als ob für den lichtelektrischen Energieumsatz nur die Intensitätsverhältnisse in der Oberfläche der Kathode maßgebend wären. Tatsächlich betragen die so ermittelten Werte dieser lichtelektrisch wirksamen Tiefe nur Bruchteile einer Lichtwellenlänge<sup>1)</sup>. Experimentell wird dies gut veranschaulicht durch die Gegenüberstellung der Kurven, welche den Photostrom als Funktion der Schichtdicke einerseits bei Beleuchtung von der Anodenseite her, andererseits von der Rückseite der Kathode her wiedergeben<sup>2)</sup>. In letzterem Falle zeigt der Photostrom bei zunehmender Dicke, also *wachsender* Absorption, einen *fallenden* Verlauf.

Trotz dieser Resultate, die bereits vor etwa 15 Jahren gewonnen wurden, hat man bis in die jüngste Zeit daran festgehalten, den Photostrom auf die Einheit der *gesamtabsorbierten* Lichtenergie zu beziehen. Von zwei Seiten her hat sich dann die Notwendigkeit ergeben, mit der vorerwähnten Auffassung ernst zu machen. Im Jahre 1931 hat der Amerikaner Ives Messungen an dünnen Alkalisichten auf metallischer Unterlage durchgeführt, deren Ergebnisse ihm die Auffassung nahelegten, die Lichtintensität an der Kathodenoberfläche als maßgebend für den lichtelektrischen Effekt anzunehmen<sup>3)</sup>. Seine Idee ist: die Maxima der Strom-Frequenzkurve einerseits, der Strom-Winkelkurve (Strom als Funktion des Einfallswinkels) andererseits rein optisch zu deuten. Er arbeitet mit dünnen Alkalisichten auf Platin- oder Silberunterlage, und zwar mit Schichtdicken, die bedeutend kleiner als die benutzten Lichtwellenlängen sind. Bei so dünnen Schichten kann die Berechnung der Lichtverteilung näherungsweise so geführt werden, als ob sie nur durch das Trägermetall bestimmt wäre. Ives rechnet aus den Grenzbedingungen der elektromagnetischen Theorie des Lichtes die stehenden Wellen, die sich an der Oberfläche des Trägermetalls ausbilden, und berücksichtigt die Anwesenheit der Alkalisicht bloß durch den aus der Grenzbedingung für die Normalkomponenten folgenden Umrechnungsfaktor für den Übergang von Luft ins Alkalimetall. Nun gibt es zwei Möglichkeiten: Entweder wird der lichtelektrische Strom auf die

---

<sup>1)</sup> A. Partzsch u. W. Hallwachs, Ann. d. Phys. **41**, 247, 1913; K. T. Compton u. L. W. Ross, Phys. Rev. **13**, 374, 1919; J. Goldschmidt u. H. Dember, ZS. f. techn. Phys. **7**, 137, 1926; N. Uspenski, ZS. f. Phys. **40**, 466, 1927; R. Schulze, Dissertation Dresden 1933. — <sup>2)</sup> O. Stuhlman, Phys. Rev. **13**, 109, 1919; **20**, 65, 1922. — <sup>3)</sup> H. Ives, ebenda **38**, 1209, 1477, 1931.

dem Trägermetall allein entsprechende Lichtverteilung an seiner Oberfläche bezogen, oder auf den dieser Lichtverteilung entsprechenden, in der dünnen Schicht absorbierten Betrag. Für die drei von Ives gemessenen Stromkurven ( $K$  auf Pt, für  $\lambda = 436$  und  $545 \text{ m}\mu$ , Rb auf Glas, für  $\lambda = 489 \text{ m}\mu$ ) ergibt sich eine Übereinstimmung der ersten Kurve mit der nach der ersten Berechnungsart, der zweiten und dritten mit der nach der zweiten Art gerechneten Lichtverteilungskurve<sup>1)</sup>. Eine Entscheidung würde daher noch umfangreichere Messungen erfordern.

Ein zweiter Anstoß zu der erwähnten Auffassung ergab sich mir selbst bei der Durchrechnung von Stromkurven, die ich, noch in Unkenntnis der Arbeiten von Ives, 1932 vorgenommen hatte. Und zwar handelte es sich um die Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten, die zwar immer auftreten, aber nur in gewissen günstigen Fällen experimentell festgestellt werden können<sup>2)</sup>. Ich verwendete Schichten von Nichtleitern (und zwar Anilinfarbstoffen) auf metallischer Unterlage. Gemessen wurde der lichtelektrische Strom als Funktion der Schichtdicke bei monochromatischer Belichtung. Die in den Stromkurven auftretenden Wellenzüge zeigen relativ große Schwankungsamplituden, die sich durch die entsprechenden des in der Schicht absorbierten Lichtes nicht entfernt darstellen lassen. Hingegen gelang mit der Berechnung der Lichtverteilung in der Oberfläche eine vollkommene Anpassung. Da diese Versuche mit nichtpolarisiertem Licht bei senkrechter Inzidenz ausgeführt wurden, waren die zugrunde gelegten Werte der Lichtintensität an der Kathodenoberfläche für die Außen- und Innenseite identisch und es konnte sich daher die erwähnte Übereinstimmung der lichtelektrischen und optischen Kurven auf drei Lichtverteilungen beziehen, zwischen denen eine Entscheidung in diesem Falle nicht möglich war: 1. die Lichtverteilung an der Kathodengrenze nach *außen* hin, 2. die entsprechende Lichtverteilung nach *innen* hin, 3. die in einer sehr dünnen Oberflächenschicht absorbierte Lichtenergie (welche im Grenzfalle gleich ist der unter 2. genannten Lichtintensität, multipliziert mit einem für monochromatisches Licht konstant bleibenden Faktor<sup>3)</sup>).

Um eine Entscheidung zwischen diesen drei Möglichkeiten zu treffen, habe ich jetzt lichtelektrische Stromkurven durchgerechnet, die ich im

<sup>1)</sup> H. Ives, l. c. S. 1209, Fig. 3, 4, 7; ferner Th. C. Fry, Journ. Opt. Soc. Amer. **22**, 1932, Fig. 29, 31. — <sup>2)</sup> Fr. Hlučka, ZS. f. Phys. **81**, 516, 1933. —

<sup>3)</sup> Die Ableitung der hier verwendeten Formeln findet sich bei Th. C. Fry, Journ. Opt. Soc. Amer. **15**, 137, 1927; **16**, 1, 1928; **22**, 307, 1932.

Vorjahre mit *polarisiertem* Licht an *kompaktem* Metall aufgenommen hatte<sup>1)</sup>. Ich hatte damals bloß das *gesamtabsorbierte* Licht gerechnet und damit die *lichtelektrischen* Stromkurven zu deuten versucht, um zunächst die von den anderen Autoren allgemein gewählten *Richtlinien* festzuhalten. Inzwischen ist im Vorjahr eine Arbeit von Suhrmann erschienen<sup>2)</sup>, der die *Ivesschen* Berechnungen hervorhebt und sich seiner Auffassung anschließt. Damit ist die Aufmerksamkeit auf die in jenen offenbar wenig bekannten *amerikanischen* Arbeiten vertretene theoretische Einstellung

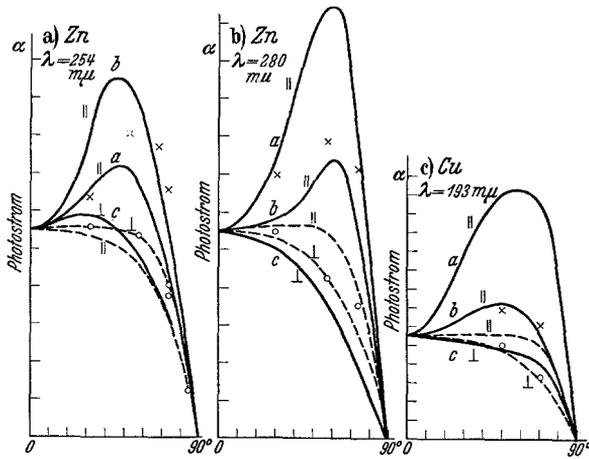


Fig. 1.

× gemessen für *in* der Einfallsebene schwingendes Licht ( $J_{||}$ ). o gemessen für *senkrecht* zur Einfallsebene schwingendes Licht ( $J_{\perp}$ ). a) Photostrom ( $\alpha$ ) berechnet für gleiche Lichtintensität an der *Kathodenaußenseite*. b) Dasselbe für die *Kathodeninnenseite*. c) Für *Kathodenaußen- und -innenseite*, für  $J_{\perp}$ . - - - für *gesamtabsorbierte* Energie.

gelenkt worden. Da ich, wie schon vorher erwähnt, durch eigene Meßergebnisse auf denselben Weg geführt worden war, schien es mir nunmehr geboten, auch meine zuletzt durchgeführten Messungen, die sich besonders zu einer derartigen Untersuchung eignen, im Sinne der drei genannten Möglichkeiten durchzurechnen. Danach läßt sich unter den Lichtverteilungskurven für Gesamtabsorption und für die Lichtintensität an der Außenseite bzw. der Innenseite der Kathodenoberfläche insofern eine Entscheidung treffen, als die versuchte rein optische Deutung der *Strom-Winkelkurven* nur im letztgenannten Falle mit guter Annäherung gelingt (was hier auch in gleicher

<sup>1)</sup> Fr. Hlučka, ZS. f. Phys. **92**, 359, 1934. — <sup>2)</sup> R. Suhrmann, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, 1934.

Weise für die in der Oberflächengrenze absorbierte Energie gilt). Diese Übereinstimmung konnte hier sowohl für die Spektralbereiche des *normalen* als auch des *selektiven* Photoeffektes erzielt werden (Fig. 1). Es bleibt allerdings noch die Frage offen, ob dies in *allen* Fällen für selektive Bereiche so zutrifft, da bei den Messungen von Elster-Geitel an Alkalilegerungen ebenfalls derart große Werte für  $J_{\parallel}/J_{\perp}$  erhalten wurden, wie sie die Rechnung für *kompaktes* Metall bei weitem nicht ergibt<sup>1)</sup>. Trotzdem kann wohl als vorläufiges Resultat festgehalten werden, daß eine *reine optische* Deutung der lichtelektrischen *Strom-Winkelkurven* im allgemeinen möglich erscheint, wenn die in der äußersten Grenzschicht der Kathode absorbierte Lichtenergie zugrunde gelegt wird.

Was nun weiterhin die lichtelektrischen *Strom-Frequenzkurven* betrifft, so liegt hier die Möglichkeit einer weiteren Entscheidung vor, nämlich durch Vergleich der Kurven, welche einerseits die Lichtintensität an der Innenseite der Kathode, andererseits die in der Oberflächengrenze absorbierte Lichtenergie darstellen. Allerdings ist eine exakte Durchrechnung über einen größeren, zusammenhängenden Spektralbezirk für den „normalen“ Photoeffekt (den wir zunächst in Betracht ziehen wollen) in Ermangelung genauer optischer Daten im kurzwelligen Ultraviolett derzeit praktisch nicht möglich. Doch ist bisher soviel ersichtlich, daß der für die Einheit der *gesamt*absorbierten Energie ermittelte praktisch *lineare* Verlauf der Strom-Frequenzkurven auch für die Umrechnung auf *Oberflächenabsorption* ungeändert bleiben dürfte, da in den Frequenzbereichen des normalen Photoeffektes der Betrag ( $n\pi/\lambda$ ) sich ebenfalls ungefähr linear ändert. Eine rein optische Deutung dieser Kurven des „normalen“ Photoeffektes ist also keinesfalls möglich.

Wir wenden uns schließlich einem dritten charakteristischen Verlauf der lichtelektrischen Stromkurven zu, nämlich dem *selektiven* Photoeffekt. Schon frühere Erfahrungen und insbesondere meine eigenen Messungen<sup>2)</sup> haben erkennen lassen, daß der selektive Photoeffekt in Spektralgebieten auftritt, wo der betreffende Körper ein optisch anomales Verhalten zeigt. Man könnte daher hier eher erwarten, daß eine rein optische Deutung möglich wäre (die bei der Beziehung auf die Einheit der *gesamt*absorbierten Energie jedenfalls *nicht* zutrifft). Ives glaubt, mit seinen Versuchen diesen Nachweis geführt zu haben. In den von ihm aufgenommenen Stromfrequenzkurven an dünnen Alkalischichten erscheinen im Falle  $J_{\parallel}$  *Minima*, welchen bei  $J_{\perp}$  *Maxima* entsprechen, und der gleiche anomale Verlauf

<sup>1)</sup> J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **61**, 445, 1897. — <sup>2)</sup> Fr. Hlučka, ZS. f. Phys. **81**, 66, 76, 521, 1933.

findet sich in den entsprechenden Lichtverteilungskurven für die Alkali-  
seite der Trägermetalloberfläche wieder<sup>1)</sup> (Fig. 2). Rechnet man aber,  
was Ives nicht getan hat, auf diese Lichtverteilung um, so ergeben sich  
in *beiden* Kurven an der betreffenden Stelle *Minima*, so daß also der gleiche  
anomale Verlauf für beide Polarisationsrichtungen resultiert. Die optische  
Reduktion der lichtelektrischen Maxima ist also weder bei Ives gelungen,  
noch lassen die ansonsten vorliegenden  
Messungen anderer Autoren diesen  
Schluß zu.

Dieses Ergebnis wird insbesondere  
auch durch Messungen bestätigt, die  
ich selbst an Nichtleitern und Metallen  
im Sichtbaren und Ultraviolett, zu-

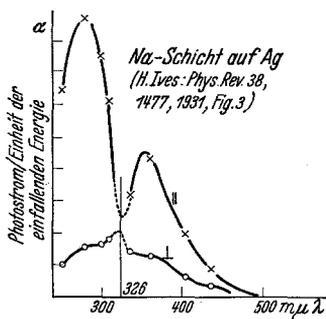


Fig. 2.

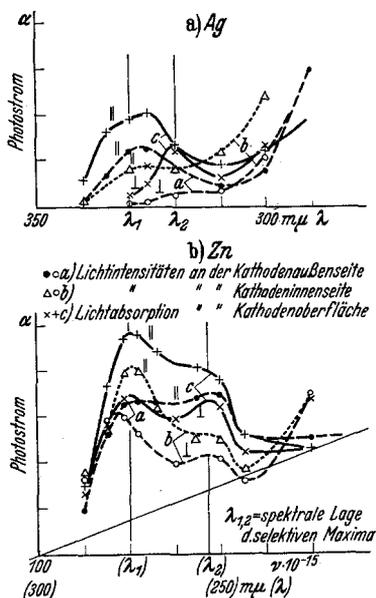


Fig. 3.

letzt auch mit polarisiertem Licht durchgeführt habe<sup>2)</sup>. Die *Maxima*  
bleiben für jede der möglichen Umrechnungen erhalten, bloß das Intensitäts-  
verhältnis ändert sich, worauf es aber in diesem Zusammenhange nicht  
ankommt. Aus Fig. 3 sind diese Unterschiede für die Beispiele Zn und Ag  
zu entnehmen. Als weiteres Resultat der hier durchgeführten Überlegungen  
kann also der Nachweis der *Existenz selektiver lichtelektrischer Maxima*  
angesehen werden. Da nun das Auftreten dieser Maxima sich von ver-  
schiedenen Umständen abhängig erwiesen hat, indem die selektive Über-  
höhung und die spektrale Lage Schwankungen erfahren können, und auch  
in der Deutung dieser Erscheinung bei verschiedenen Stoffen bis jetzt

<sup>1)</sup> H. Ives, Phys. Rev. **40**, 802, 1932. — <sup>2)</sup> Fr. Hlučka, ZS. f. Phys. **81**,  
66, 76, 521, 1933; **92**, 359, 1934.

erhebliche Differenzen bestehen, erscheint es in diesem Zusammenhange angezeigt, die in dieser Hinsicht gewonnenen Resultate einer kritischen Überprüfung zu unterziehen.

Abgesehen von den Alkalien, hat man dem anomalen lichtelektrischen Stromverlauf erst anlässlich der Messungen mit adsorbierten Schichten nähere Beachtung geschenkt. Und zwar geht die von Suhrmann vertretene Auffassung dahin, daß eine optische Anomalie des Trägermetalls, im betrachteten Falle also das Reflexionsminimum des Silbers bei  $316\text{ m}\mu$ , den Gang der lichtelektrischen Stromkurve derart beeinflußt, daß dieselbe dort eine Einsenkung aufweist<sup>1)</sup>. Der Zusammenhang wird derart gedeutet, daß das Licht an dieser Stelle geringer Reflexion bis zu einer Tiefe eindringt, aus welcher die ausgelösten Elektronen nicht bis an die Oberfläche gelangen können. Diese an sich plausible Erklärung wird nun von Ives, der auch derartige Messungen gemacht hat, bestritten. Er weist nach, daß genau genommen die Reflexionsminima für beide Polarisationsrichtungen an der Stelle von  $316\text{ m}\mu$  liegen, die mit verschiedenen Alkalisichten erhaltenen lichtelektrischen Maxima (für  $J_{\parallel}$ ) bzw. Minima (für  $J_{\perp}$ ) dagegen übereinstimmend bei  $326\text{ m}\mu$  (siehe Fig. 2). An derselben Stelle liegt aber auch das entsprechende Minimum bzw. Maximum in der berechneten Lichtverteilung an der Oberfläche des Trägermetalls. Wie schon vorher erwähnt, vermögen diese Resultate diese theoretische Auffassung wohl nahezu legen, bieten aber keinen genügenden Beweis hierfür. Andererseits ist es wahrscheinlich, daß die Deutung von Suhrmann nicht den ganzen Sachverhalt erfaßt. Denn gerade die von ihm wiedergegebenen experimentellen Kurven deuten darauf hin, daß es sich hier eher um die Ausbildung eines Maximums als die eines Minimums handelt. Wenn auch die aufgenommene lichtelektrische Kurve nicht weit genug reicht, um daraus allein einen sicheren Schluß zu ziehen, wird doch in Analogie zu anderen Messungen, die ich an Metallen und Isolatoren durchgeführt habe, von dem Auftreten eines *Maximums* gesprochen werden können. (Bei den von Ives reproduzierten Kurven kommt dies nicht zum Ausdruck, weil hier, wie schon vorher erwähnt, die von den *Alkalien* herrührenden Maxima ausgeprägt erscheinen.) Meine Versuche, bei denen ich speziell das Augenmerk auf den Zusammenhang der lichtelektrischen mit den optischen Selektivitäten bei verschiedenen Leitern und Nichtleitern gerichtet habe, führten zu einem Ergebnis, das wohl geeignet erscheint, in dieser Hinsicht Klarheit zu schaffen. Meine Untersuchungen erstreckten sich über das ganze Spektralgebiet vom Rot

<sup>1)</sup> R. Suhrmann, ZS. f. Phys. 79, 153, 1932.

bis zur Grenze der Ultraviolett durchlässigkeit der Luft. Erst die so erhaltenen Kurven lassen das Verhältnis des „normalen“ zum „selektiven“ Photoeffekt so gut überblicken, daß man hieraus neue Schlüsse ziehen kann<sup>1)</sup> (Fig. 4). Ich konnte vor allem nachweisen, daß ein *lichtelektrisches Maximum stets in unmittelbarer Nähe*

*einer optischen Eigenschwingung auftritt.* Auch für die Alkalien lassen die vorliegenden optischen Daten diese Tatsache erkennen. Danach wird man den *selektiven* lichtelektrischen Effekt als einen durch die optischen Anomalien bedingten auffassen können, der sich

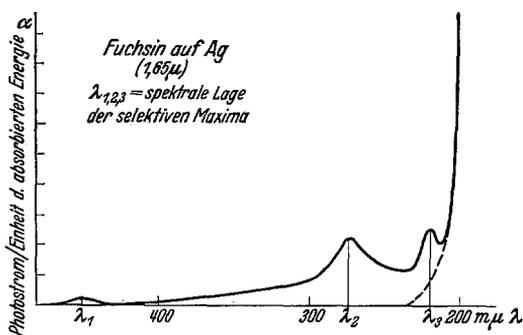


Fig. 4.

dem *normalen* Photoeffekt überlagert, ohne von Veränderungen desselben beeinflusst zu werden. Auch diesen letzteren Schluß konnte ich aus gewissen Experimenten ziehen, wie dies die Beispiele des Cu und Al deutlich zeigen<sup>2)</sup> (Fig. 5). Während die langwellige Grenze, auf die wir gleich noch zu sprechen kommen, infolge des durch die trockene Luft bedingten Einflusses auf die Kathodenoberfläche eine merkliche Verschiebung erfährt (und zwar nach kurzen Wellen zu), bleibt die spektrale Lage der lichtelektrischen Maxima (trotz der eventuell bedeutenden Veränderung der Stromkurven) völlig ungeändert. Zugleich sehen wir, daß von einem bei längeren Wellen auftretenden Maximum ein allmählicher Übergang zum linearen Anstieg des normalen Photoeffektes stattfindet. Dieser Kurvenverlauf läßt es fraglich erscheinen, ob nach der üblichen Auffassung das langwellige Ausbiegen der normalen lichtelektrischen Strom-Frequenzgeraden an ihrem Beginn bloß aus theoretischen Vorstellungen über den *normalen* Photoeffekt gedeutet werden kann. Wenn auch elektronentheoretische Untersuchungen zeigen (worauf wir später noch zu sprechen kommen), daß die ausgelösten Elektronen in selektiven und normalen Spektralbereichen offenbar gleiche Eigenschaften besitzen, wird man doch die Auffassung vertreten können, daß es sich in beiden Fällen um verschiedene Auslösungsprozesse handelt und daß jenes Ausbiegen der Strom-Frequenzgeraden im wesentlichen aus dem Übergang zu den längerwelligen Selektivitäten zu deuten ist.

<sup>1)</sup> Fr. Hlučka, siehe Anmerkung 2, S. 491 — <sup>2)</sup> Fr. Hlučka, ZS. f. Phys. 84, 364, 1933.

Der in letzter Zeit näher untersuchte und auch theoretisch (von Fowler) gedeutete *Temperatureinfluß*, der eine Unschärfe der lichtelektrischen Grenze bedingen soll, dürfte danach als alleiniger Erklärungsgrund nicht

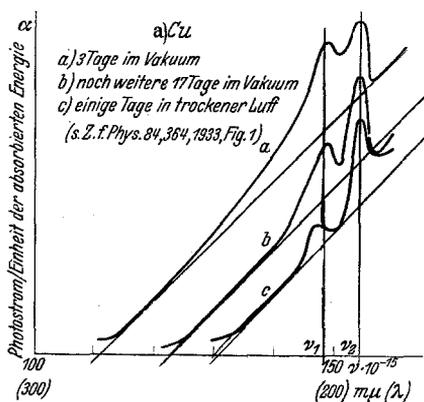


Fig. 5 a.

Bemerkung von Gudden („Lichtelektrische Erscheinungen“, 1928) hervor: „Es ist eine offene Frage, ob  $F_{(\lambda)}$  mit endlicher Tangente, mit der Tangente

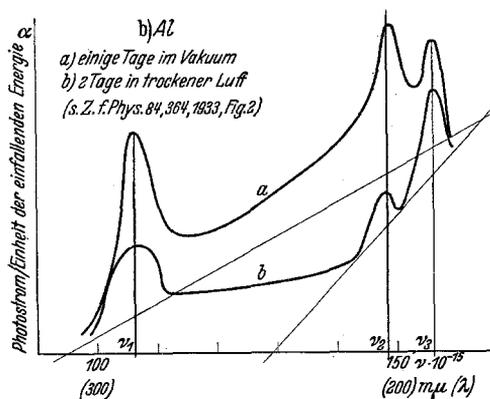


Fig. 5 b.

ausreichen, vielmehr nur von sekundärer Bedeutung sein. Man hat dieser Erscheinung deshalb besondere Aufmerksamkeit gewidmet, weil ja die daraus ermittelte Grenzfrequenz  $\nu_0$  in der quantenmäßigen Deutung des äußeren Photoeffektes eine Rolle spielt, im Sinne des Einsteinschen Gesetzes:  $h(\nu - \nu_0) = eV_m = h\nu - e\varphi_K = \frac{1}{2}mv_{\max}^2$ . Wie wenig sicheren Aufschluß aber das gesamte Versuchsmaterial hierüber liefert, geht aus einer

Bemerkung von Gudden („Lichtelektrische Erscheinungen“, 1928) hervor: „Es ist eine offene Frage, ob  $F_{(\lambda)}$  mit endlicher Tangente, mit der Tangente Null, oder gar asymptotisch die Wellenlängensachse erreicht.“ Nimmt man nun noch das vorher angeführte Gesamtkurvenbild hinzu, so muß man schließen, daß offenbar nur dem *ideellen Schnittpunkte* der Stromgeraden mit der Frequenzachse ein physikalischer Sinn zukommt und dieser Wert als „*langwellige Grenze*“ zu bezeichnen ist. Das wäre auch im Einklang

mit einem Resultat Suhrmanns, der angibt, daß die an verschiedenen Metalloberflächen aus der Neigung der lichtelektrischen Geraden berechnete langwellige Grenze  $\nu_0$  stets etwas kleiner als die direkt beobachtete sich ergab<sup>1)</sup>. Dieses Einlaufen der Strom-Frequenzkurve in die Frequenzachse

<sup>1)</sup> R. Suhrmann, ZS. f. Phys. 33, 63, 1925.

dürfte wohl die Empfindlichkeitsgrenze der verwendeten Apparatur darstellen. Andererseits wird gerade durch die *Entgasung* der Kathode, worauf wir jetzt zu sprechen kommen, die Grenzwellenlänge nach kurzen Wellen hin verschoben und damit die lichtelektrische Empfindlichkeit schon im Gebiet des Ultraviolett stark herabgesetzt.

Bei den bisherigen Betrachtungen ist schon auf die Auswirkungen (in Hinsicht auf den normalen und selektiven Photoeffekt) einer *Oberflächenbeeinflussung* der Kathode hingewiesen worden. Jetzt wollen wir uns den sich hier bietenden Verifikationsmöglichkeiten näher zuwenden. Man kann hier drei Gruppen unterscheiden: 1. Oberflächliche und innere Gasbeladung, 2. vom Trägermetall adsorbierte Metallschichten, 3. von einer „Zwischenschicht“ adsorbierte Metallschichten. Die lichtelektrische Auswirkung der Gasbewegung an der Kathodenoberfläche ist nach den Erklärungsversuchen von Sende und Simon sowie Suhrmann<sup>1)</sup> folgende: Das adsorbierte Gas soll eine Verminderung, die innere Gasbeladung eine Erhöhung der Empfindlichkeit bewirken. Ferner heißt es bei Suhrmann: „Diese sogenannten „Adatome“ werden polarisiert, indem ihr Valenzelektron in die Metalloberfläche gezogen wird. Die polarisierten Atome bilden dann eine Doppelschicht mit der *positiven* Beladung nach außen und setzen hierdurch das Austrittspotential herab; der Polarisationsgrad hängt von der Größe der Elektronenaffinität, d. h. der Austrittsarbeit des Trägermetalls, und von der Höhe des Ionisierungspotentials bzw. der Elektronenaffinität des Adatoms ab.“ Aber nicht alle Gase wirken in gleichem Sinne, so ist z. B. Wasserstoff *elektropositiv*, Sauerstoff dagegen *elektronegativ*; letzterer setzt also das Austrittspotential herauf. Die Stromkurve des geglühten Platins ist danach so zu deuten, daß zunächst die oberflächlich adsorbierten Sauerstoffmolekel entfernt werden, sodann ein Nachrücken von atomarem H aus dem Innern erfolgt, der aber nach und nach versiegt. Ferner gelangt man noch zu dem Begriff einer günstigsten (*optimalen*) Bedeckung der Oberfläche mit Adatomen, bei welcher die langwellige Grenze am weitesten hinausgerückt erscheint<sup>2)</sup>. (Die Veränderung des Austrittspotentials bedeutet ja eine Verschiebung der langwelligen Grenze.) Man stellt sich vor, daß mit zunehmender Bedeckung sich die Dipole gegenseitig beeinflussen, wodurch das (bei elektropositivem Charakter) zunächst abnehmende Austrittspotential  $\psi$  wieder zunimmt. Für die optimale Bedeckung  $\Theta_0$  wurde eine Schichtdicke von etwa 0,67 bis 3 Atomlagen festgestellt. Für den Höchstwert der selektiven Maxima der adsorbierten

<sup>1)</sup> R. Suhrmann, Phys. ZS. **30**, 939, 1929; M. Sende u. H. Simon, Ann. d. Phys. **65**, 697, 1921. — <sup>2)</sup> R. Suhrmann, ZS. f. Phys. **55**, 701, 1929.

Alkaliatome (Gruppe 2) ergeben sich aber merklich größere Schichtdicken etwa von  $\Theta_{\max} = 5$  bis 12 Atomschichten. Auch dies deutet wieder auf eine gegenseitige Unabhängigkeit des selektiven und des normalen Photoeffektes voneinander. Dieselben Verhältnisse gelten auch für die Kathoden mit „Zwischenschicht“ (Gruppe 3), wobei überdies ein additives Zusammenstreuen von Selektivitäten der „Adsicht“ und des Trägermetalls bzw. der „Zwischenschicht“ zu beobachten ist<sup>1)</sup>. Dieses additive Verhalten habe ich auch durch Versuche an *Legierungen* festgestellt<sup>2)</sup>.

Von Wichtigkeit wäre nun noch die Untersuchung, ob die spektrale Lage der *selektiven* Maxima durch die *Gasverhältnisse* an der Kathodenoberfläche beeinflusst wird. Ich habe schon vorher Versuche angeführt, mit denen ich eine *völlige Konstanz* in dieser Hinsicht nachweisen konnte. Ich habe diese Versuche noch umfassender gestaltet und für verschiedene

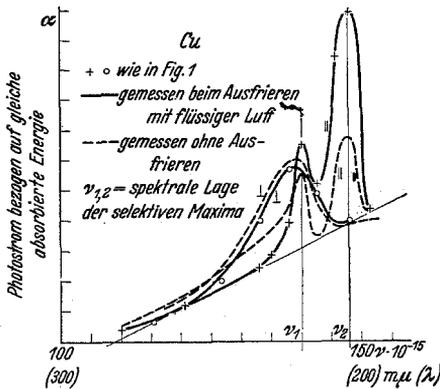


Fig. 6.

Grade des Vakuums sowie für die beiden Polarisationsrichtungen einen etwaigen Einfluß an Kupfer festzustellen versucht. Das Resultat war abermals negativ; die Lage der beiden selektiven Maxima schwankt für alle elf unter verschiedenen Bedingungen ausgeführten Meßreihen bloß um  $3 \text{ m}\mu$ ! Die Messungen mit polarisiertem Licht ergaben überdies bei allen untersuchten Metallen das bemerkenswerte Resultat, daß *beiden* Richtungen lichtelektrische Maxima entsprechen<sup>3)</sup>, die *gegeneinander etwas verschoben* erscheinen, und von denen das der *Normalkomponente* des Lichtvektors entsprechende bedeutend überwiegt. (Der Unterschied wird um so größer, je besser das Vakuum.) (Fig. 6.) Damit wäre also die Auffassung über den sogenannten „Vektoreffekt“, die man bisher aus den Beobachtungen an den Alkalien gebildet hat, zu modifizieren. Und zwar dürfte auch für die Alkalien dieselbe Auffassung zutreffen wie für die anderen Metalle, denn

<sup>1)</sup> Siehe Anm. 1, S. 491; ferner R. Suhrmann, ZS. f. Phys. **30**, 161, 1932. — <sup>2)</sup> Fr. Hlučka, ZS. f. Phys. **84**, 367, 1933. — <sup>3)</sup> Bisher war eine selektive Wirksamkeit der Komponente  $J_{\perp}$  mit Sicherheit bloß bei Ca nachgewiesen, aber auch hier wurde nicht mit polarisiertem Licht gearbeitet (Pringsheim u. Pohl, 1913).

schon die bisher vorliegenden Messungen der optischen Konstanten<sup>1)</sup> lassen darauf schließen, daß bei den Alkalien die Parallelkomponente des Lichtvektors die Eigenschwingung nicht anregt, womit auch der Ausfall des selektiven Effektes für diese Komponente erklärt wäre.

Aus den von mir aufgenommenen Kurven an *Kupfer* kann auch entnommen werden, daß der oberflächliche Gaseinfluß selbst auf ein so empfindliches Metall wie Cu hinsichtlich der lichtelektrischen Daten nur gering ist. Außer der Konstanz der selektiven Maxima weisen alle Kurven *dieselbe* langwellige Grenze von  $\lambda = 260 \text{ m}\mu$  auf, in dem Bereich vom *Hochvakuum* bis zu *einigen mm Luftdruck* in der Zelle. Erst wenn trockene atmosphärische Luft längere Zeit einwirkte, wurde die langwellige Grenze bis 230 m $\mu$  verschoben. Auch in diesem Falle blieb die Lage der lichtelektrischen Maxima erhalten, während die *Empfindlichkeit* im Verhältnis 60 : 1 abnahm! — Bei Versuchen *unterhalb Sättigung* wurde bloß eine geringe Verschiebung der Maxima konstatiert, die wegen der Nähe der Undurchlässigkeitsgrenze der Luft nicht völlig klargestellt werden konnte.

Es sei schließlich noch auf den Einfluß *verschiedener Gase* auf die Kathode hingewiesen. Bisher vorliegende Messungen an Alkalien<sup>2)</sup> zeigen eine beträchtliche Verschiebung der selektiven Maxima. Da aber in diesen Fällen die optischen Kurven nicht aufgenommen wurden, lassen sich hieraus noch keine Schlüsse ziehen. Immerhin ist bereits aus Versuchen von Fleischer und Dember<sup>3)</sup> zu entnehmen, daß eine entsprechend große Verschiebung der Absorptionskurve bei K auftreten kann.

#### *Zusammenfassung.*

Mit dem hier Dargestellten sollten, um es kurz zusammenzufassen, jene experimentellen Ergebnisse hervorgehoben werden, welche für die Erkenntnis des lichtelektrischen Energieumsatzes sichere Anhaltspunkte bieten. Hier liegen bisher folgende Feststellungen vor:

1. Aus elektronentheoretischen Betrachtungen über den Auslösevorgang folgt, daß die lichtelektrischen Elektronen praktisch nur aus einer dünnen Oberflächenschicht stammen, deren Tiefe bedeutend kleiner ist als die benutzten Lichtwellenlängen.

2. Der periodische lichtelektrische Effekt an dünnen Schichten zwingt zur Annahme, daß die Lichtverteilung an der Kathodenoberfläche den lichtelektrischen Energieumsatz bestimmt.

<sup>1)</sup> M. K. Frehafer, Phys. Rev. **15**, 110, 1920. — <sup>2)</sup> R. Fleischer, Ann. d. Phys. **82**, 243, 1927; R. Fleischer u. H. Teichmann, ZS. f. Phys. **67**, 181, 1931. — <sup>3)</sup> R. Fleischer u. H. Dember, ZS. f. techn. Phys. **7**, 133, 1926.

3. Der Zusammenhang zwischen Photostrom und Einfallswinkel des Lichtes wird für beide Polarisationsrichtungen am besten gedeutet durch die Lichtabsorption an der Kathodenoberfläche.

4. Die Maxima in den lichtelektrischen Strom-Frequenzkurven bleiben für jede der möglichen Umrechnungen (auf gesamtabsorbierte Energie, Lichtverteilung an der Kathodenoberfläche nach außen bzw. innen, Absorption in einer dünnen Oberflächenschicht) erhalten, bloß das Intensitätsverhältnis ändert sich. Danach war bisher eine Entscheidung über die zwei letztgenannten Umrechnungen nicht möglich, man kann aber annehmen, daß die Umrechnung auf die in der Oberflächengrenze absorbierte Lichtenergie dem lichtelektrischen Energieumsatz am besten entspricht.

Bezüglich des *selektiven* Effektes wurde auf das in früheren Arbeiten (siehe Anmerkung 2, S. 490) gewonnene bemerkenswerte Resultat erneut hingewiesen, wonach die lichtelektrischen mit den optischen Singularitäten eng zusammenhängen. Damit ergaben sich auch für die Frage nach der sogenannten „langwelligen Grenze“ neue Gesichtspunkte. Unklar hingegen sind noch die Bedingungen der lichtelektrischen Empfindlichkeit, quantitativ genommen. Hier ist mit den bisherigen Experimenten (Entgasung, Sensibilisierung durch Adsorption)<sup>1)</sup> zwar viel empirisches Material gesammelt worden, aber die theoretische Auswertung steckt noch in den Anfängen.

Wie schon zu wiederholten Malen danke ich auch hier Herrn Prof. Dr. E. Lohr für die Förderung meiner Arbeiten, welche die Grundlage für die hier mitgeteilten kritischen Folgerungen geboten haben, desgleichen Herrn Prof. Dr. Cl. Schaefer für den zur Verfügung gestellten Monochromator.

Brünn, Physik. Institut der Deutschen Techn. Hochschule, April 1935.

---

<sup>1)</sup> R. Suhrmann (l. c. S. 181) bringt offenbar in diesem Sinne zum Ausdruck, daß „das spektrale Maximum hoher Ausbeute in erster Linie auf die selektive Lichtabsorption des fein verteilten, dem Trägermetall *nicht* unmittelbar aufliegenden Alkalimetalls zurückzuführen ist, und daß nur die Lage und Gestalt dieses Maximums durch die Lichtintensität an der Oberfläche des Trägermetalls beeinflußt wird“.