

#### § 4. Einfluß der Temperatureffekte auf die Form der Neutronendichte

Um den Einfluß der Temperatureffekte auf die (im vorigen Paragraphen angenommene) cos-Form der Neutronendichte bzw. Leistung zu erkennen, wollen wir die Gl. (20) noch durch eine Art Störungsrechnung näherungsweise lösen. Für hinreichend kleine Amplituden  $A$  ist der Einfluß der in  $Q$  quadratischen Terme in (20) gering gegen die in  $Q$  linearen Terme. Wir setzen deshalb in diesen Termen die „ungestörte Lösung“

$$Q = A' \cos(\pi x) \quad (32)$$

ein, wodurch wir eine Gleichung der Form

$$Q'' + \pi^2 Q + f(x) = 0 \quad (33)$$

erhalten. (Wir haben hier den ersten Term der eckigen Klammer von (20) mit zu den „Störgliedern“ genommen.) Gl. (33) läßt sich integrieren mit dem Ansatz

$$Q = A' \cos \pi x + C + B \cos 2\pi x + D \sin 2\pi x + E x \sin \pi x + F \sin \pi x, \quad (34)$$

wobei sich ergibt

$$C = \left( \frac{A'}{\pi} \right)^2 \frac{1}{2} \frac{l'^2}{L^2} (1 + B^2 L^2) \frac{I l}{F_\alpha}, \\ B = - \left( \frac{A'}{\pi} \right)^2 \frac{1}{6} \frac{l'^2}{L^2} (1 + B^2 L^2) \frac{I l}{F_\alpha}, \quad (35)$$

$$D = - \left( \frac{A'}{\pi} \right)^2 \left( \frac{1}{6\pi} \frac{l'^2}{L^2} (1 + B^2 L^2) \frac{I l'}{j c_p} + \frac{1}{12} \frac{l'}{2 \vartheta_{\text{abs}} j c_p} \right), \\ E = \frac{A'}{2\pi} \frac{l'^2}{L^2} (1 + B^2 L^2) I (T^* - \vartheta_0) + \left( \frac{A'}{\pi} \right)^2 \frac{l'^2}{L^2} (1 + B^2 L^2) \frac{I l'}{j c_p} \frac{\sin(\frac{\pi}{2} \frac{l}{l'})}{2}. \quad (35)$$

Die noch unbestimmten Koeffizienten  $A'$  und  $I$  folgen aus den beiden Randbedingungen (Verschwinden der Neutronendichte an den Stellen  $x = \pm \frac{1}{2}$ ):

$$F = 0, \quad A' = \frac{\pi}{l'} \frac{j c_p (T^* - \vartheta_0)}{\frac{8}{3} a + \sin \frac{\pi l}{2l'}}. \quad (36)$$

Diese Lösung ist jedenfalls so lange brauchbar, wie die Koeffizienten (35) klein gegen  $A'$  sind. Das ist bei Graphit-Reaktoren einiger Megawatt Leistung der Fall, wenn die Erwärmung des Kühlgases nicht zu groß ist. Bei  $D_2O$ -Reaktoren ist der Anwendungsbereich von (35) noch günstiger, da für diese  $l'/L$  etwa fünfmal kleiner als für Graphitreaktoren ist. Allerdings muß bei  $D_2O$ -Reaktoren der Einfluß des Reflektors genauer als in unserer Rechnung [z. B. Gl. (3)] berücksichtigt werden.

Herrn Prof. Wirtz möchten wir für verschiedene Unterhaltungen vielmals danken.

## Experimenteller Beitrag zur Theorie des äußeren lichtelektrischen Effektes kompakter Alkalimetalle

Von R. SUHRMANN

Aus dem Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie  
der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforschg. 9a, 968—973 [1954]; eingegangen am 27. September 1954)

Die spektrale Empfindlichkeitskurve sehr reiner Oberflächen kompakten Kaliums besitzt bei  $400 \mu$  ein Maximum, wenn die Empfindlichkeit auf die von der Kathode absorbierte („einfallende“) Strahlung bezogen wird. Von der langwelligen Grenze bis zum Maximum läßt sich die Kurve mittels der Fowlerschen Theorie des „Oberflächeneffektes“ darstellen. — Wegen der starken Abnahme des optischen Absorptionskoeffizienten dringt die Strahlung nach kurzen Wellen hin in zunehmendem Maße tiefer in das Metall ein, als der „Austrittstiefe“ der Photoelektronen entspricht. Dies ist der Grund für den Abfall der Empfindlichkeitskurve nach dem Überschreiten des Maximums. Berechnet man die spektrale Photoelektronenausbeute innerhalb der Austrittstiefe („wahre“ Empfindlichkeit), so verschwindet das Maximum. Die Ausbeute steigt nunmehr im Anschluß an die langwellige Grenze bis etwa  $400 \mu$  steil an, um unterhalb dieser Wellenlänge nur noch schwach zuzunehmen. Das spektrale Maximum der üblichen Empfindlichkeitskurve ist also auf die Wellenlängen-Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten und die geringe Austrittstiefe der Photoelektronen zurückzuführen.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Die auf der Theorie von Fermi-Dirac-Sommerfeld beruhende Theorie der spektralen Empfindlichkeit und der Energieverteilung des äußeren Photoeffektes von Fowler und Du Bridge<sup>1</sup> führt zu verhältnismäßig einfachen Beziehungen, mit deren Hilfe die an reinen Metalloberflächen erhaltenen experimentellen Ergebnisse in der Nähe der langwelligen Grenze im allgemeinen gut wiedergegeben werden können. Auch beim Vorhandensein adsorbiert er Fremdmoleküle, wie H- und O-Atomen, N<sub>2</sub>O- und Phthalocyanin-Molekülen an Platinoberflächen, lassen sich die Fowlerschen Formeln

$$E_e = M T^2 \left[ e^\delta - \frac{e^{2\delta}}{2^2} + \frac{e^{3\delta}}{3^2} \mp \dots \right] \text{ für } \delta \leq 0,$$

$$E_e = M T^2 \left[ \frac{\pi^2}{6} + \frac{\delta^2}{2} - \left( e^{-\delta} - \frac{e^{-2\delta}}{2^2} + \frac{e^{-3\delta}}{3^2} \mp \dots \right) \right] \text{ für } \delta \geq 0,$$

wobei  $\delta \equiv (hv - e_0\Phi)/kT$ ,

zur Darstellung der spektralen Empfindlichkeit  $E_e$  (in Elektronen pro Lichtquant) und zur Berechnung des Austrittspotentials  $\Phi$  sowie der Mengenkonstante  $M$  der emittierenden Oberfläche verwenden<sup>2,3</sup>. Da die Theorie von Fowler und Du Bridge annimmt, daß die Elektronen vor der Aufnahme der Lichtquanten lediglich durch die Potentialschwelle an der Metalloberfläche gebunden sind, handelt es sich in den genannten Fällen um den „Oberflächeneffekt“ im Sinne von Tamm und Schubin<sup>4</sup>.

In größerer Entfernung von der langwelligen Grenze beobachtet man jedoch Abweichungen von der Fowlerschen Theorie, indem sich die bei tiefer und höherer Temperatur erhaltenen Empfindlichkeitskurven schneiden<sup>5</sup>, so daß eine exakte Darstellung mit Hilfe der Fowlerschen Formeln nur im Anschluß an die langwellige Grenze möglich ist. In solchen Fällen macht sich anscheinend der „Volumeneffekt“ bemerkbar, bei dem die in größerem Abstand von der langwelligen Grenze ausgelösten Elektronen nicht mehr allein durch die Potentialschwelle an der Metalloberfläche gebunden sind, sondern durch zusätzliche Gitterkräfte beeinflußt werden. Bei höherer Temperatur bewirken die Git-

terschwingungen eine stärkere Streuung und somit Absorption der durch das Potentialfeld des Gitters beeinflußten und daher durch größere Lichtquanten ausgelösten Photoelektronen. Die bei Bestrahlung mit einer bestimmten größeren Lichtfrequenz  $v$  erhaltene Elektronenausbeute nimmt deshalb mit zunehmender Temperatur nicht zu, wie die der Elektronen des Oberflächeneffektes, sondern im Gegen teil ab, so daß sich die bei tiefer und hoher Temperatur gemessenen spektralen Empfindlichkeitskurven schneiden. Die im Volumeneffekt ausgelösten Photoelektronen werden durch die Gitterschwingungen in ähnlicher Weise behindert wie die den elektrischen Strom leitenden Elektronen.

Besonders abweichend von der Fowlerschen Theorie erscheint das Verhalten der Alkalimetalle, deren Empfindlichkeitskurve, soweit man aus den Eigenschaften des Kaliums schließen kann, auch in sehr reinem Zustand nicht, wie bei den meisten bisher untersuchten übrigen Metallen, monoton mit der Lichtwellenzahl ansteigt, sondern ein spektrales Maximum bei 400 m $\mu$  aufweist (Abb. 1), das zwar mit der sehr geringen Elektronenausbeute von  $2 \cdot 10^{-4}$  bis  $5 \cdot 10^{-4}$  Coul/cal verknüpft ist, aber

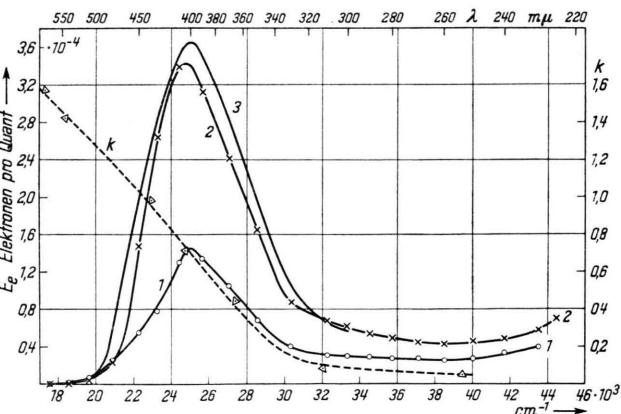


Abb. 1. Spektrale lichtelektrische Empfindlichkeit  $E_e$  reiner kompakter Kalium-Kathoden, hergestellt durch Innenvergütung der Zelle mit Kalium. Kurve 3 aus Z. Elektrochem. **37**, 678 [1931]. Kurve 1 und 2 aus B. Zöfert, Dissertation Braunschweig 1952.  $T = 295^\circ\text{K}$ .  $E_e$  in Elektronen pro Energieschall des einfallenden Lichtes. — Gestrichelt: Optischer Absorptionskoeffizient  $k$  reinen Kaliums nach H. E. Ives u. H. B. Briggs, I. c.<sup>15</sup>.

<sup>1</sup> R. H. Fowler, Phys. Rev. **38**, 45 [1931]; L. A. Du Bridge, New Theories of the Photoelectric Effect, Paris 1935.

<sup>2</sup> R. Suhrmann u. W. Sachtler, Z. Naturforschg. **9a**, 14 [1954].

<sup>3</sup> W. Sachtler, Dissertation Braunschweig 1952;

G. Goldmann, Diplomarbeit Braunschweig 1953; R. Suhrmann, Festkörpertagung Dresden 1954.

<sup>4</sup> I. Tamm u. S. Schubin, Z. Physik **68**, 97 [1931]; Phys. Rev. **39**, 170 [1927].

<sup>5</sup> Vgl. Müller-Pouillet, Lehrbuch d. Physik, 11. Aufl., IV. Band 4. Teil S. 197 ff.

auch bei bester Vakuumtechnik immer wieder beobachtet wird\*.

Ives und Briggs<sup>6</sup> versuchten, die von ihnen entwickelte Theorie des Photoeffektes dünner Alkalifilme auf Metallspiegeln zur Darstellung der spektralen Empfindlichkeitskurve kompakten Kaliums zu verwenden, jedoch ohne Erfolg. Sie vermuten daher (ebenso wie der Verfasser in früheren Arbeiten<sup>7</sup>), daß die bei kompakten Alkalimetallen fast stets beobachteten spektralen Maxima auf Spuren von Verunreinigungen der Alkalioberfläche zurückzuführen seien.

Experimentelle Arbeiten mit kompakten Kaliumschichten, die wir in den letzten Jahren unter Benutzung moderner Vakuummethoden durchführten<sup>8</sup>, ergaben nun — wie Abb. 1 erkennen läßt — die gleiche Wellenlängen-Abhängigkeit des Photoeffektes wie Versuche, die unter Vermeidung von Kittungen und Schleifen und bei sorgfältigem Ausheizen 1931 ausgeführt wurden. Es ist daher anzunehmen, daß die in Abb. 1 dargestellten Kurven 1, 2 und 3 die spektrale Empfindlichkeit reiner Kaliumoberflächen wiedergeben, und zwar bezogen auf absorbierte Strahlung, da die Zelle bei den jetzigen und den früheren Versuchen<sup>7</sup> innen mit Kalium verspiegelt war, so daß der Kaliumbelag den größten Teil des einfallenden Lichtes aufnahm.

Die verschiedene Höhe der Kurven 1 und 2 kann man auf die *kristalline Beschaffenheit* der Kaliumoberflächen zurückführen, deren Verschiedenheit bei den beiden Kathoden auch aus dem Verlauf der Kurven hervorgeht, die man erhält, wenn man die Fowlersche Theorie des Oberflächeneffektes auf die Meßpunkte von der langwelligen Grenze an bis zum spektralen Maximum anwendet.

Aus Abb. 2, Kurve 1, erkennt man, daß die in Tab. 1 zusammengestellten Meßpunkte der Kurve 1 in Abb. 1 von  $1/\lambda = 18,53 \text{ cm}^{-1}$  ( $\lambda = 540 \text{ m}\mu$ ) an bis fast zum spektralen Maximum auf der Fowler-Kurve liegen, entsprechend einem Austrittspotential von  $\Phi = 2,22 \text{ Volt}$  in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert für reines Kalium von 2,25 Volt<sup>9</sup>.

\* Eine bis  $220 \text{ m}\mu$  monoton ansteigende spektrale Empfindlichkeitskurve (bezogen auf absorbierte Lichtenergie) wurde bei kompaktem Kalium von R. Fleischer u. H. Dember (Z. techn. Phys. 7, 133 [1926]) gefunden. Da das Quarzfenster bei der verwendeten Zelle jedoch mit weißem Siegellack aufgekittet war (Dampfdruck  $10^{-3}$  Torr bei  $20^\circ\text{C}$  nach G. Mönch,

Die Mengenkonstante ergibt sich aus  $\log M = -11,56$  zu  $M = 2,75 \cdot 10^{-12}$  Elektronen pro Lichtquant/Grad<sup>2</sup>. Nur die in der Empfindlichkeitskurve (Abb. 1) sehr niedrigen Meßpunkte bei  $1/\lambda = 16,68 \cdot 10^3$  und  $17,55 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$  liegen oberhalb der Fowler-Kurve, entsprechend einem Austrittspotential von  $\Phi' = 1,96 \text{ Volt}$  und einer Mengenkonstante  $M' = 1,15 \cdot 10^{-13}$ . Da  $M/M' \approx 20$  ist, besitzt nur etwa  $1/20$  der emittierenden Zentren dieses kleinen Austrittspotential. Die Emission wird daher im wesentlichen von den Zentren des Austrittspotentials  $\Phi = 2,22 \text{ Volt}$  geliefert.

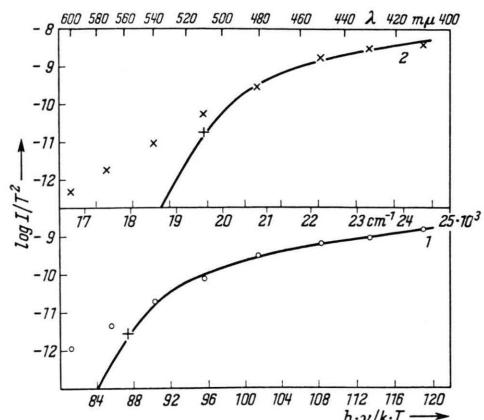


Abb. 2. Fowler-Kurven der Kathoden 1 und 2 in Abb. 1.

$\lambda$ [m $\mu$ ]	$1/\lambda$ [ $10^3 \text{ cm}^{-1}$ ]	$E_e$	$\lambda$ [m $\mu$ ]	$1/\lambda$ [ $10^3 \text{ cm}^{-1}$ ]	$E_e$
600	16,68	0,00983	330	30,32	3,987
570	17,55	0,0377	310	32,26	3,028
540	18,53	0,1602	300	33,33	2,892
510	19,62	0,648	290	34,50	2,880
480	20,86	2,540	280	35,72	2,710
450	22,24	5,47	270	37,08	2,666
430	23,26	7,78	260	38,48	2,542
410	24,42	12,95	250	40,00	2,692
390	25,66	13,38	240	41,67	3,272
370	27,07	10,48	230	43,48	3,926
350	28,57	6,77			

Tab. 1. Spektrale lichtelektrische Empfindlichkeit  $E_e$  in  $10^{-5}$  Elektronen pro Quant einer reinen Kaliumoberfläche, bezogen auf das im kompakten Kalium insgesamt absorbierte („einfallende“) Licht.

Kurve 2 in Abb. 2 zeigt, daß die Kaliumoberfläche 2 weniger einheitlich emittiert als die Kathode 1; auf der Fowler-Kurve liegen die Meßpunkte von  $1/\lambda = 20,86 \cdot 10^3$  bis fast zum spektralen

Hochvakuumtechnik, Pößneck 1950), handelte es sich hierbei nicht um eine *reine* Kaliumoberfläche.

<sup>6</sup> H. E. Ives u. H. B. Briggs, J. opt. Soc. America 26, 247 [1936].

<sup>7</sup> Z. B. R. Suhrmann, Z. Elektrochem. 37, 678 [1931], insbesondere S. 679, Fußnote.

<sup>8</sup> B. Zöfelt, Dissertation Braunschweig 1952.

<sup>9</sup> Vgl. Landolt-Börnstein, 6. Aufl. Bd. I/4, S. 241.

Maximum. Das zu diesem Teil der Empfindlichkeitskurve 2 in Abb. 1 gehörende Austrittspotential von 2,43 Volt ist höher als das der Kurve 1 im gleichen Spektralbereich; dafür ist die Mengenkonstante ( $\log M = -1,76$ )  $M = 1,74 \cdot 10^{-11}$  sechsmal so groß wie die der zu Kurve 1 gehörenden Kathode, so daß die Emission der Kathode 2 trotz des höheren Austrittspotentials insgesamt höher liegt als die der Kathode 1. Da die Austrittspotentiale z. B. der {111}- und der {011}-Flächen desselben Kaliumkristalls nach theoretischen Betrachtungen von Fan<sup>10</sup> um 0,22 Volt voneinander abweichen sollten und der Unterschied der (häufigsten) Austrittspotentiale der Kathoden 1 und 2 in der gleichen Größe liegt (0,21 Volt), kann die Verschiedenheit der Empfindlichkeitskurven dieser beiden Kaliumoberflächen in Abb. 1 also auf ihre kristalline Beschaffenheit zurückgeführt werden.

Wegen der Herabsetzung der Reflexionsverluste durch die Verspiegelung der Zellen geben die Empfindlichkeitskurven in Abb. 1 die Elektronenausbeute für *absorbierte* Strahlung wieder, wobei jedoch zu beachten ist, daß die von der Kathode absorbierte Strahlung nur soweit für die Elektronenemission in Betracht kommt, wie ihre Absorption innerhalb der *Austrittstiefe* der Elektronen vor sich geht. Will man die *wahre* Elektronenausbeute berechnen, so muß man die gemessene auf die innerhalb der Austrittstiefe absorbierte Lichtquantenzahl beziehen.

Über die *Austrittstiefe* der Photoelektronen liegen nur ältere Messungen an Gold-, Platin- und Silberfilmen vor<sup>11</sup>, deren wahrscheinlichste Ergebnisse in der Größenordnung von  $1 \text{ m}\mu$  liegen. Einige Anhaltspunkte über die Austrittstiefe kann man dem lichtelektrischen Verhalten dünner, auf Trägermetallen kondensierter Alkalimetallfilme entnehmen. So ist nach Versuchen von Mayer<sup>12</sup> die Photoelektronenausbeute bei einer ungefähr *einatomigen* K-Schicht 7-mal so groß, wenn als Trägermetall Platin dient gegenüber Wolfram als Trägermetall. Die Photoelektronen stammen bei monoatomarer Besetzung aus dem Trägermetall<sup>13</sup>. Wird die K-Schichtdicke vergrößert, so nimmt das Ausbeuteverhältnis zwischen Platin und Wolfram als Trägermetall ab bis etwa 2 bis 3, bei einer Bedeckung von 5 bis 6 Atomschichten. Die Elektro-

nen werden jetzt im K-Film ausgelöst, wie aus der Veränderung der spektralen Empfindlichkeitskurven hervorgeht<sup>13</sup>.

Die Verschiedenheit der Ausbeuten bei Verwendung von Platin und Wolfram als Unterlage kann bei der Bedeckung von 5 bis 6 Atomschichten durch das verschiedene Reflexionsvermögen der beiden Trägermetalle erklärt werden. Da sich das Ausbeuteverhältnis von dieser Schichtdicke ab mit wachsender K-Bedeckung nicht mehr ändert (solange die K-Schicht durchsichtig ist), kann man aus diesen Versuchen schließen, daß die Elektronen von etwa 5 Atomschichten ab nicht mehr (gänzlich oder teilweise) im Trägermetall ausgelöst werden, sondern lediglich im K-Film. Eine K-Schicht von  $5 \cdot 5,3 = 26 \text{ \AA}$  ( $5,3 \text{ \AA}$  = Gitterkonstante des Kaliums) sollte also der *Austrittstiefe* der Photoelektronen bei mehratomigen K-Schichten entsprechen. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie der oben genannte an Gold-, Platin- und Silberfilmen beobachtete.

Zu einer wesentlich größeren Austrittstiefe gelangt man, wenn man Versuche von Brady und Jacobsmeier<sup>14</sup> heranzieht. Diese Autoren bedampften eine Aluminium-Unterlage mit Na-Atomen und erhielten eine Emission auf der langwelligen Seite der langwelligen Grenze des Aluminiums erst bei 5 Na-Atomschichten, also erst, wenn der Na-Film selbst in ausreichendem Maße Lichtquanten zu absorbieren vermag. Von da ab blieb die Emission jedoch nicht konstant, sondern nahm mit wachsender Schichtdicke monoton zu bis zu 80 Atomdicken. Von dieser Schichtdicke ab blieb sie konstant. Nach diesen Versuchen sollte die Austrittstiefe  $80 \cdot 4,3 = 344 \text{ \AA}$  betragen, ein offenbar zu hoher Wert, der wahrscheinlich auf die Schichtdickenbestimmung zurückzuführen ist.

$1/\lambda$ [ $10^3 \text{ cm}^{-1}$ ]	$k$	$1/\lambda$ [ $10^3 \text{ cm}^{-1}$ ]	$k$	$1/\lambda$ [ $10^3 \text{ cm}^{-1}$ ]	$k$
17	1,577	26	0,580	33	0,090
18	1,478	28	0,347	34	0,080
19	1,376	29	0,241	36	0,066
20	1,273	30	0,166	38	0,055
22	1,060	31	0,123	40	0,050
24	0,824	32	0,103		

Tab. 2. Absorptionskoeffizient  $k$  eines Kaliumspiegels in Abhängigkeit von der Lichtwellenzahl  $1/\lambda$ , interpoliert aus Messungen von Ives und Briggs<sup>15</sup>.

Zur Berechnung der *wahren* Elektronenausbeute braucht man außer der Elektronen-Austrittstiefe den Verlauf des *optischen Absorptionskoeffizienten*  $k$

<sup>10</sup> H. Y. Fan, Phys. Rev. **68**, 43 [1945].  
<sup>11</sup> Vgl. hierzu Hughes u. Du Bridge, I. c.<sup>18</sup>.

<sup>12</sup> H. Mayer, Ann. Phys., Lpz. **33**, 419 [1938].

<sup>13</sup> R. Suhrmann, Erg. exakt. Naturwiss. **13**, 148 [1934].

<sup>14</sup> J. J. Brady u. V. P. Jacobsmeier, Phys. Rev. **49**, 670 [1936].

für Kalium, den Ives und Briggs<sup>15</sup> ermittelt haben (Abb. 1, gestrichelte Kurve). Mittels dieser Werte wurden die in Tab. 2 enthaltenen  $k$ -Werte interpoliert und mit ihnen die in Abb. 3a und 3b gestrichelt eingezeichnete Lichtabsorption  $A$  berechnet. Als Austrittstiefe der Photoelektronen wurden die Werte  $d_I = 3 \cdot 10^{-7}$  cm und  $d_{II} = 30 \cdot 10^{-7}$  cm verwendet. Nach den obigen Ausführungen entspricht  $d_I$  den wirklichen Verhältnissen wahrscheinlich besser als  $d_{II}$ .

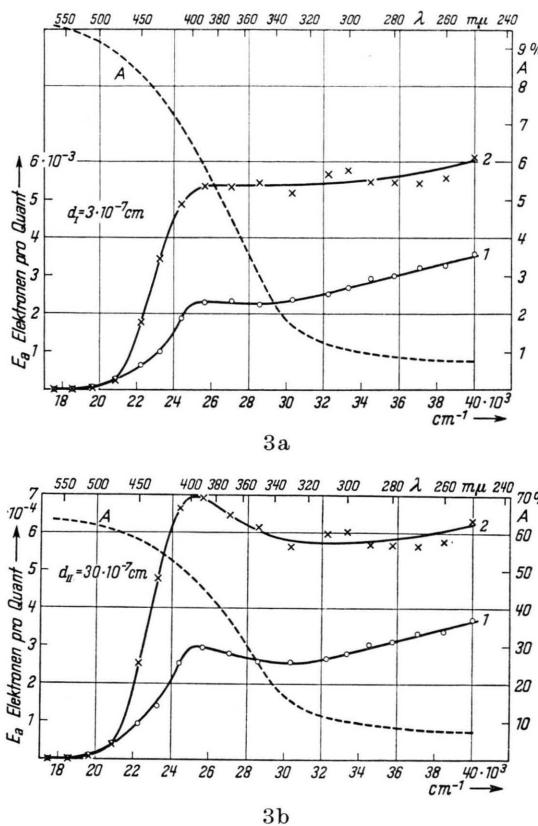


Abb. 3. Gestrichelt: Lichtabsorption  $A$  in % der einfallenden Strahlung in einer Kaliumschicht von a)  $d_I = 3 \cdot 10^{-7}$  cm, b)  $d_{II} = 30 \cdot 10^{-7}$  cm. Ausgezogen: Spektrale lichtelektrische Empfindlichkeit  $E_a$  der Kathoden 1 und 2 in Abb. 1, dargestellt in Elektronen pro Energiequant der in der Austrittstiefe  $d_I$  bzw.  $d_{II}$  der Photoelektronen absorbierten Strahlung.

Man erkennt aus Abb. 3a zunächst, daß das spektrale Maximum des kompakten reinen Kaliums verschwindet, wenn man die Elektronenausbeute auf die in der Austrittstiefe  $d_I$  absorbierte Strahlungsenergie bezieht, indem man  $E_e$  durch  $A$

<sup>15</sup> H. E. Ives u. H. B. Briggs, J. Opt. Soc. Amer. **26**, 238 [1936].

dividiert ( $E_a$ ). Nach einem anfänglichen Anstieg in dem Spektralgebiet, innerhalb dessen die spektrale Empfindlichkeit durch die Fowlersche Gleichung dargestellt wird, biegt  $E_a$  horizontal ab und steigt dann allmählich mit zunehmender Lichtwellenzahl an. Der Abfall der spektralen Empfindlichkeit  $E_e$  nach dem Maximum (Abb. 1) wird also offensichtlich durch die Wellenlängenabhängigkeit des Lichtabsorptionskoeffizienten  $k$  hervorgerufen. Der allmähliche Anstieg von  $E_a$  in Abb. 3a bei hohen Wellenzahlen ist wahrscheinlich auf die Zunahme der freien Weglänge der Photoelektronen im Metall mit zunehmender Lichtwellenzahl zurückzuführen. Verwendet man für die Austrittstiefe den zu hohen Wert  $d_{II} = 30 \cdot 10^{-7}$  cm, so verschwindet das spektrale Maximum nicht gänzlich, sondern macht sich noch als schwacher Buckel bemerkbar (Abb. 3b). Obgleich  $d_{II}$  das Zehnfache des wahrscheinlicheren Wertes  $d_I$  beträgt, ist sein Einfluß auf den Verlauf der wahren Ausbeutekurve relativ gering.

Das spektrale Maximum der gemessenen spektralen Empfindlichkeitskurve in Abb. 1 ist also auf den Verlauf des Absorptionskoeffizienten des Kaliums und die geringe Austrittstiefe der Photoelektronen zurückzuführen. Wegen der durch den Verlauf von  $k$  bedingten großen Lichteindringtiefe bei Kalium werden die Elektronen auf der kurzwelligen Seite des spektralen Maximums in größeren Tiefen freigemacht und gelangen daher nur noch zu einem kleinen Teil bis zur Oberfläche wegen ihrer geringen Austrittstiefe. Gleichzeitig folgt hieraus, daß diese Elektronen nicht allein durch das Austrittspotential (an der Oberfläche) gebunden sein können; bei ihnen liegt daher kein Oberflächeneffekt vor, sondern ein *Volumeneffekt*. Bemerkenswert ist die geringe (wahre) Quantenausbeute bei reinem Kalium von nur  $10^{-3}$  bis  $10^{-2}$  Elektronen pro Quant (bei  $d = 1 \cdot 10^{-7}$  cm). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein in der Elektronenaustrittstiefe absorbiertes Lichtquant ein Elektron zur Emission bringt, beträgt also bei kompaktem, reinem Kalium nur 0,1 bis 1%.

Auch bei Natrium, Rubidium und Cäsium ist der Absorptionskoeffizient  $k$  nach den Messungen von Ives und Briggs<sup>16</sup> klein und fällt vom Sichtbaren nach dem Ultravioletten stark ab. Diese Metalle werden also ebenfalls ein spektrales Maxi-

<sup>16</sup> H. E. Ives u. H. B. Briggs, J. Opt. Soc. Amer. **27**, 181, 395 [1937].

mum auch im *reinsten* Zustand aufweisen, das, entsprechend dem Verlauf der Kurven des Absorptionskoeffizienten, in der Reihenfolge Cs, Rb, K, Na anwächst und nach kurzen Wellen verschoben ist\*.

Bei den übrigen Metallen liegen die Werte des Absorptionskoeffizienten  $k$  wesentlich höher und seine größeren Änderungen im allgemeinen im schwerer zugänglichen kurzweligen Ultraviolet oder, wie bei Kupfer, Silber und Gold, in einem Spektralgebiet auf der *langwelligen* Seite der Grenzfrequenz. Daher steigen ihre Empfindlichkeitskurven normal an und lassen sich, anschließend an die langwellige Grenze, mittels der Fowlerschen Formeln darstellen, entsprechend dem Vorhandensein eines Oberflächeneffektes.

Wird das Austrittspotential einer Silberoberfläche durch die Adsorption von Alkaliatomen erniedrigt, so können Elektronen in einem Spektralgebiet emittiert werden, in dem der Absorptionskoeffizient des *Silbers* klein ist, das Licht also tief in das Metall eindringt. Man braucht die an dieser Stelle des Spektrums ( $\lambda = 322 \text{ m}\mu$ ) ausgelösten Photoelektronen jedoch nicht auf den Volumeneffekt zurückzuführen, denn die spektrale Empfindlichkeitskurve weist an der Stelle des Reflexionsminimums lediglich eine Einbuchtung auf und steigt in dem anschließenden kurzweligen Gebiet wieder steil an<sup>17</sup>. Wächst die adsorbierte Kaliumatomschicht über die monoatomare Besetzung, so werden bei wenigen (2 bis 3) Atomdicken Elektronen aus dem Silber und aus der Kaliumschicht emittiert und schließlich nur noch Kalumelektronen. Gleichzei-

tig entsteht ein spektrales Maximum, das sich mit zunehmender Kalium-Schichtdicke nach langen Wellen verlagert und schließlich an der gleichen Stelle liegt ( $\lambda = 400 \text{ m}\mu$ ) wie bei den Kurven des kompakten Kaliums<sup>17</sup>. Für den Verlauf der Empfindlichkeitskurve ist jetzt der Absorptionskoeffizient des *Kaliums* maßgebend.

Aus den obigen Ausführungen geht hervor, daß eine *allgemeine* Theorie des äußeren Photoeffektes reiner Metalle nicht nur den Oberflächen- und Volumeneffekt umfassen müßte, sondern auch die optischen Eigenschaften des Metalls in Abhängigkeit von der Lichtwellenzahl sowie die Austrittstiefe  $d$  der Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie. Die Theorie sollte ferner die Wahrscheinlichkeiten enthalten für die Absorption von Lichtquanten und den Durchtritt der energiereicheren Elektronen durch das Feld an der Grenzfläche Metall-Vakuum.

Überblickt man die Ergebnisse der vorliegenden theoretischen Arbeiten<sup>18</sup>, so gewinnt man den Eindruck, daß das Ziel, eine *allgemeine* Theorie aufzustellen, zu hoch gesteckt ist. Es erscheint zweckmäßiger, die Metalloptik aus der Theorie zu eliminieren, indem man nicht den Verlauf der spektralen Empfindlichkeit für *auffallendes* Licht darzustellen versucht, sondern den für *einfallendes*, und zwar bezogen auf die in der *Austrittstiefe*  $d$  der Elektronen *absorbierten* Lichtquanten. Um dies zu ermöglichen, sollten die optischen Eigenschaften von Metallen so weit wie die lichtelektrische Empfindlichkeit ins Ultraviolette verfolgt und die Größe  $d$  für verschiedene Metalle ermittelt werden.

\* A. G. Hill, Phys. Rev. **53**, 184 [1938], gibt eine Empfindlichkeitskurve für reines Natrium wieder mit einem spektralen Maximum bei  $361 \text{ m}\mu$  und einer Höhe von  $5 \cdot 10^{-3}$  Amp./Watt, also ca.  $1,7 \cdot 10^{-2}$  Elektronen pro Quant. Dieser Wert erscheint sehr hoch, verglichen mit dem Wert von  $1,3 \cdot 10^{-4}$  für reines Kalium. Es ist daher nicht wahrscheinlich, daß die von Hill untersuchte Na-Oberfläche ebenso rein war wie die K-Oberfläche in Abb. 1.

<sup>17</sup> R. Suhrmann u. A. Schallamach, Z. Physik **79**, 153 [1932]; R. Suhrmann, Erg. exakt. Naturw. **13**, 148 [1934].

<sup>18</sup> Eine übersichtliche Darstellung der älteren Theorien von Wentzel, Fröhlich, Tamm u. Schubin bei Hughes u. DuBridge, Photoelectric Phenomena, New York u. London 1932; vgl. ferner H. Fröhlich, Elektronentheorie der Metalle, Berlin 1936; K. Mitchell, Proc. Roy. Soc. **146**, 442 [1934], **153**, 513 [1936], Proc. Camb. Phil. Soc. **31**, 416 [1935]; L. I. Schiff u. L. H. Thomas, Phys. Rev. **47**, 860 [1935]; R. E. B. Makinson, Proc. Roy. Soc. A **162**, 367 [1937]; Phys. Rev. **75**, 1908 [1949]; H. Y. Fan, I. c.<sup>10</sup>.