# ZEITSCHRIFT FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND **CHEMISCHEN UNTERRICHT**

54. JAHRGANG

1941

### HEFT 6

# Über den lichtelektrischen Elementarprozeß I.

Von H. Steyskal in Berlin.

1. Das elementare Metallmodell.

Um die Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten des lichtelektrischen Effektes in Metallen verständlich zu machen, möge im Folgenden zuerst das Bild eines typischen Einzelvorganges, wie er beim Photoeffekt stattfindet, besprochen werden. Daraus können wichtige Schlüsse allgemeiner Art für die ganze Erscheinung abgeleitet werden.

Wie hat man sich die Auslösung eines Elektrons aus einer Metalloberfläche, wie sie beim Einstrahlen von Licht erfolgen kann, vorzustellen? - Es ist zweckmäßig, zur Beantwortung dieser Frage die modellmäßigen Vorstellungen heranzuziehen, die wir uns heute von den atomaren Vorgängen machen.

Die Metalle bestehen aus einem Raumgitter von positiven Ionen. Dies bedeutet, daß solche Ionen in regelmäßiger, periodischer Anordnung an bestimmten Stellen des Raumes Platz gefunden haben. Der gegenseitige Abstand ist größenordnungsmäßig durch den Bahndurchmesser der äußersten Schalenelektronen des Atoms bzw. Ions bedingt. Diese Anordnung ist stabil und führt nur Wärmeschwingungen aus. Wo befinden sich aber die Elektronen, die durch die Aufspaltung der ursprünglich neutralen Metallatome in positive Ionen und Elektronen entstanden sind? Jedes Metallatom hatte ja ein oder zwei (je nach Art des Metalls) Elektronen abgegeben. Diese befreiten Elektronen, die aus den äußersten Schalen des Atoms stammen, schwirren nunmehr ungehindert und regellos zwischen den unbeweglichen, periodisch angeordneten positiven Ionen umher. Sie sind imstande, wie leicht einzusehen ist, dem schwächsten elektrischen Felde zu folgen und so den Stromtransport zu vermitteln. Deshalb werden sie "Leitungselektronen" genannt. Sie verhalten sich in ihrer Gesamtheit innerhalb des Metalls wie die Moleküle eines neutralen Gases, und demzufolge spricht man auch häufig von "Elektronengas". Ebenso wie bei den wahren Gasen, läßt sich im Elektronengas eine bestimmte Geschwindigkeitsverteilung und eine bestimmte durchschnittliche "freie Weglänge" (bis zum nächsten Zusammenstoß) feststellen; kurzum, die Elektronen sind innerhalb des Metalls gewissen statistischen Gesetzen unterworfen, der sog. "FERMI-Statistik". Infolge der ungeheuren Konzentration der Leitungselektronen herrscht im Vergleich zu den Verhältnissen bei Gasmolekülen ein außerordentlich hoher Druck im Innern. Die Elektronen besitzen große Geschwindigkeiten und werden nur durch die starken, rückziehenden Kräfte der positiven Ionen in den Grenzflächen am Verlassen des Metalls gehindert. Eine eingehende Betrachtung der Kräfteverhältnisse lehrt nun folgendes: Wäre nur ein einziges Elektron im Raumgitterverbande vorhanden, so müßte eine Ablösungsarbeit  $W_a$  (sog. äußere Austrittsarbeit) geleistet werden, um das Elektron über die durch elektrostatische Kräfte bedingte Sperrwirkung der Oberfläche in den Außenraum zu befördern. Diese Energie wird in üblicher Weise statt in Erg in "Elektronenvolt" (eV; 1 eV =  $1.59 \cdot 10^{-12}$  erg) gerechnet und stellt jene Energie dar, die ein Elektron nach Durchlaufen der angegebenen Spannungsdifferenz besäße. Die Austrittsarbeiten  $W_a$  liegen bei den meisten Metallen im Gebiete zwischen 3 bis 15 V, d. h. es ist eine solche Energiemenge dem zu befreienden Elektron zuzuführen, wie sie irgend ein freies Elektron besitzt, das die Spannung 3 bis 15 V durchlaufen hat. Es ist nun üblich, diese Tatsache durch folgendes Bild zu U. 54.

11

charakterisieren: Das Elektron wird mit einer Kugel verglichen, die sich am Grunde eines Topfes befindet (Fig. 1). Es ist eine gewisse Arbeit erforderlich, um sie über den Rand des Topfes in die angrenzende Ebene zu heben. Die Tiefe des Topfes wird



Fig. 1. Der,, Potentialtopf" der Metalle.

bei dem Modell durch die "Elektronenvoltzahl" (d. i. im übertragenen Sinn eine Potentialangabe) gegeben. Da sich der Außenraum auf dem Potential Null befindet, geht daraus hervor, daß einem Elektron im Metallinnern ein negatives Potential zuzuordnen ist.

Bei der bisherigen Betrachtung war die Voraussetzung gemacht worden, daß nur ein einziges Elektron innerhalb des Raumgitters frei beweglich wäre. Dadurch entfiel die Berücksichtigung des Innendruckes des "Elektronengases". Dieser Innendruck wirkt, wie leicht verständlich, im Sinn einer Ver-

ringerung der Austrittsarbeit Wa oder, modellmäßig gesprochen, wie eine Erhöhung des Bodens unseres Potentialtopfes auf die Höhenlage AA' (Fig. 2).



Fig. 2. Der Einfluß des "Innendruckes" eines Elektronengases auf die Austrittsarbeit.

Es zeigt sich somit, daß der Innnendruck ebenfalls durch eine Energiegröße charakterisiert werden kann, durch die sog. "innnere Austrittsarbeit"  $W_i$  (sie entspricht etwa 2 bis 10 eV bei den Metallen), um die  $W_a$  verkleinert wird. Die eigentliche, in den meisten Fällen praktisch beobachtete Austrittsarbeit für ein Elektron ist also die Differenz der beiden:  $W = W_a - W_i$ ; W wird als "effektive" oder "RICHARDSON"-Arbeit bezeichnet. Es ist festzuhalten, daß alle diese Größen nach der obigen Erklärung durch Volt-

zahlen charakterisiert werden und daher immer nur im übertragenen Sinne von Poten-

Energie Energie Vakuum Vakuum Metall 0 Na Z

Fig. 3. Potentialverlauf an der Metalloberfläche.

ein Elektron im Abstande x vor einer unendlich ausgedehnten leitenden Ebene, d. i. vor der Oberfläche des Metalls, so ist die Kraft, die das Elektron von dieser Ebene erfährt, gleich jener, wie sie eine spiegelbildlich zur Ebene angebrachte Ladung entgegengesetzten Vorzeichens ausüben würde, also durch den Ausdruck  $\frac{e^2}{4x^2}$  gegeben. Dieser Kraft, der sog. "Bildkraft" (zufolge der Anordnung eines gedachten Spiegelbildes), entspricht das Potential  $V = -\frac{e}{4x}$ . Die Bild-

kraft nimmt mit wachsendem x sehr rasch ab; daher ist sie bei Abständen  $x = 10^{-4}$  cm schon zu vernachlässigen. Allerdings verliert der Ausdruck auch seine Berechtigung, sobald man in Abstände atomarer Größenordnung kommt, also bei  $x_0 \sim 10^{-8}$  cm. (An

tialgrößen gesprochen wird, obwohl es sich in Wahrheit um Energiegrößen handelt,

die durch die Beziehung  $eV = W = \frac{mv^2}{2}$ mit den Potentialen verknüpft sind.

Die modellmäßigen Vorstellungen über die Verhältnisse beim Austritt eines Elektrons aus dem Metall können noch verfeinert werden. Der Übergang von den Potentialwerten Wa bzw. W zu dem Potential Null des Außenraumes erfolgt nicht sprunghaft an der Grenzfläche, wie es bisher dargestellt wurde (Fig. 1 u. 2), sondern allmählich. Befindet sich nämlich dieser Stelle hat, so nimmt man an, das Potential den Wert — W erreicht.) Der Potentialverlauf stellt sich daher folgendermaßen dar (Fig. 3): der gesamte Potentialabfall vom Wert Null auf —  $W_a$  vollzieht sich bei Annäherung an die Metalloberfläche bis zum Abstande  $x_0 \sim 10^{-8}$  cm auf einer Strecke von rund  $10^{-4}$  cm nach dem Gesetz  $V = -\frac{e}{4x}$ . Uber den Verlauf des Potentials auf der Strecke zwischen x = 0 und  $x_0 = 10^{-8}$  cm sind die Ansichten noch geteilt. Die einfachste Annahme, die auch in Fig. 3 dargestellt wird, ist die, daß das Potential bis zum Wert —  $W_a$  linear mit der Entfernung abnimmt. Wird nun einem Elektron in irgendeiner Weise ein Energiebetrag E zugeführt, der größer als W ist, so kann das Elektron das Metall nicht nur verlassen, sondern den restlichen Energieüberschuß, der als kinetische Energie auftritt, in Form einer gewissen Austrittsgeschwindigkeit mitbekommen. Es ergibt sich somit die grundlegende Energiegleichung  $\frac{mv^2}{v} = E - W$ .

### 2. Der äußere Photoeffekt.

A) Grundgesetze; Wirkungsgrad; Einteilung. Bei der photoelektrischen Auslösung der Elektronen wird die genannte Energie E durch das einfallende Licht zugeführt. Licht ist ja nichts anderes als ein Energiestrom, der allerdings nicht kontinuierlich fließt, sondern ähnlich dem Elektronenstrom aus einer Aufeinanderfolge von kleinsten "Energieanteilen", den sog. "Lichtquanten", besteht. Das Quant ist aber im Gegensatze zum Elektron keine in allen Fällen konstante Größe, sondern bestimmt durch die Frequenz der Strahlung, der es angehört. Die Quantengröße ist zahlenmäßig durch die Beziehung gegeben:  $E = h\nu$  für  $h = 6.55 \cdot 10^{-27}$  ergsec.

Die einzelnen Quanten werden mit zunehmender Frequenz immer größer (mit zunehmender Wellenlänge  $\lambda$  daher kleiner), und so ist z. B. im Gebiete des sichtbaren Lichtes das Energiequant einer kurzwelligen (blauen) Strahlung wesentlich leistungsfähiger als das einer roten langwelligen. Eine zahlenmäßige Veranschaulichung: bei einer Strahlung der Frequenz  $\nu = 5 \cdot 10^{14} \sec^{-1} (\nu = 600 \text{ m}\mu)$  gibt es keine Energiebeträge, welche die Grenze  $E = h\nu = 3,27.10^{-12}$  erg unterschreiten, sondern die ankommende Strahlung wird immer wieder nur ein ganzzahliges Vielfaches dieser Mindestenergie sein.

Für jeden Einzelprozeß einer Elektronenauslösung kann also das Gesetz aufgestellt werden:

$$\frac{m\,v^2}{2} = h\,v - W.$$

Im Grenzfalle kann es nun vorkommen, daß die linke Seite der Gleichung Null wird, d. h. daß das Elektron nach der Ablösung aus dem Raumgitterverbande keine überschüssige Energie mehr besitzt, sondern mit der Geschwindigkeit Null austritt. In diesem Fall ist:

$$h v_G = W$$
,

und daraus errechnet sich mittels der Beziehung  $c = \lambda v$  (c = Lichtgeschwindigkeit) der Ausdruck

$$\lambda_G = \frac{1,2340}{W} 10^{-4} \,\mathrm{cm}$$
 (W in Volt).

 $\lambda_G$  ist jene Wellenlänge, bei der gerade noch ein Photoeffekt auftritt. Es ist die sog. "Grenzwellenlänge". Wellen mit größerem  $\lambda$  besitzen keine genügend großen Energiequanten mehr, um Elektronen ablösen zu können; denn es ist das Kennzeichnende eines "quantenhaften" Vorganges, daß sich nie mehrere Quanten an einem und demselben Elementarakte beteiligen können. Es ist unmöglich, mit zwei oder mehr Energiequanten von geringer Größe auch nur ein einziges Elektron abzutrennen.

Da der Einzelvorgang nunmehr klargestellt ist, fragen wir nach dem Wirkungsgrade der Umsetzung des Lichtes in Elektrizität, d. i. nach der Ausbeute an Elektronen. Wir wissen aus den soeben angestellten Überlegungen schon dies: die Elektronenausbeute wird von der Wellenlänge des auslösenden Lichtes wesentlich abhängig sein. Dabei müssen wir eine grundsätzliche Unterscheidung machen:

1. Wirkungsgrad in bezug auf absorbiertes Licht in Abhängigkeit von der Wellenlänge;

2. Wirkungsgrad in bezug auf einfallendes Licht in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Es ist klar, daß diese beiden Fälle sich unterscheiden müssen, denn der auf die Metalloberfläche auftreffende Lichtstrom spaltet sich dort in einen reflektierten und

einen in das Metall eindringenden und dort absorbierten Anteil.

Betrachten wir zuerst den Wirkungsgrad für absorbiertes Licht. Am einfachsten können wir ihn durch die Angabe Cb/cal definieren. Wir fragen uns: wieviel Cb liefert eine Energiemenge Licht, die der Energie 1 cal gleichwertig ist, einmal bei rotem ( $\lambda = 800 \text{ m}\mu$ ,  $\nu = 3.75 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ ) und dann bei blauem ( $\lambda = 400 \text{ m}\mu$ ,  $\nu = 7.5 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ ) Licht?

Das Licht besteht, wie wir wissen, aus Quanten der Größe E = hv.

Fig. 4. Theoretische Elektronenausbeute bei Annahme des vollen, "Quantenäquivalents".

Für  $\lambda = 800 \,\mathrm{m}\mu$  ist daher  $E = 2,45 \cdot 10^{-12} \,\mathrm{erg}$ ;

,  $\lambda = 400 \text{ m}\mu$  , ,  $E = 4,91 \cdot 10^{-12}$  , .

1 cal kann entsprechend dem mechanischen Wärmeäquivalent aber auch ausgedrückt werden durch: 1 cal =  $4,19 \cdot 10^7$  erg. Daher wird:

1 cal =  $17,04 \cdot 10^{18}$  Quanten bei  $\lambda = 800 \text{ m}\mu$ ;

1 cal =  $8,52 \cdot 10^{18}$  ,  $\lambda = 400 \text{ m}\mu$ .

Jedes Quant vermag, sobald es größer ist, als durch die langwellige Grenze gekennzeichnet wird, auch immer ein Elektron auszulösen. Daher ergibt sich, daß die Ausbeute sich mit wachsender Wellenlänge (steigender Anzahl geringer Energiequanten) proportional erhöht. Es wäre also die "Empfindlichkeit" einer photoelektrischen Schicht nach Fig. 4 darzustellen. Die Gerade g muß bei  $\lambda_{G}$  plötzlich abbrechen (Grenzwellenlänge!). Man sieht: langwelliges Licht liefert bei vollständiger Absorption höhere Elektronenausbeute als kurzwelliges, sofern beidemal auf die Kalorie bezogen wird. (Allerdings treten die Elektronen im ersten Falle mit geringerer Geschwindigkeit aus als im zweiten.) Die Gerade g in Fig. 4 wird aber nie in Wirklichkeit auftreten, da sie nicht die Berücksichtigung der Absorptionskurve des Metalls enthält. Die wirkliche Empfindlichkeitskurve wird sich vielmehr aus der Überlagerung der beiden ergeben, unter Umständen noch multipliziert mit einem Faktor kleiner als 1, der angibt, ob auch wirklich alle Quanten zur Photoemission und nicht teilweise zur Erwärmung der Schicht verwendet wurden.

Wesentlich anders verhält sich indessen die Empfindlichkeit einer Oberfläche, wenn sie in Beziehung zum einfallenden Lichte verschiedener Wellenlänge gesetzt wird. Gerade diese Abhängigkeit hat aber für die technische Anwendung Bedeutung. Um die später dargestellten Kurvenzüge verstehen zu können, welche die Elektronenausbeute in Abhängigkeit von der Wellenlänge des gesamten auffallenden Lichtes zeigen, ist es zunächst notwendig, eine gewisse Einteilung der hierbei beobachtbaren Effekte zu treffen.

Wir unterscheiden:

1. den normalen Photoeffekt; 2. den selektiven Photoeffekt.

Vorerst aber möge Klarheit über den Begriff "selektiver Effekt" geschaffen werden. Wir bezeichnen den Effekt als selektiv, bei dem die Kurve des Photostromes, bezogen auf absorbierte Lichtenergie, in einem bestimmten Wellenlängen-Gebiet ein Maximum zeigt. Diese Feststellung ist unabhängig von der Tatsache, ob der Effekt bei polarisiertem Licht auftritt oder nicht. Daraus zeigt sich nunmehr, daß nicht jede Erhebung eines Kurvenzuges als "selektives Maximum" angesprochen werden darf, solange sie



sich nicht auch bei Umrechnung auf absorbierte Energie als bleibendes Maximum erweist. Kurvenerhebungen, bei denen dies nicht der Fall ist, wollen wir im folgenden nur als "Maximum" zum Unterschied von "selektivem Maximum" bezeichnen.

Nebenbei mag erwähnt werden, daß vielfach noch andere Einteilungen anzutreffen sind. Da sie alle auf äußere Erscheinungen zurückgehen, und zwar die Form der Empfindlichkeitskurve für auffallendes Licht als Grundlage haben, soll der obigen Einteilung in "normalen" und "selektiven" Effekt, die auf physikalischen Unterschieden beruht, der Vorzug gegeben werden. An dieser Stelle seien schon die grundsätzlichen Verschiedenheiten aufgezeigt.

1. Der normale lichtelektrische Effekt tritt immer an reinen, kompakten Metallen auf. Er stellt die Auslösung von Leitungselektronen aus dem Raumgitter eines Metalls dar;

2. der selektive lichtelektrische Effekt ist an vereinzelten, nicht zusammenhängenden Metallatomen zu beobachten, die auf einer beliebigen Unterlage aufgebracht sind. Die Atome müssen so dünn gesät sein, daß der Metallcharakter der Atomschicht verlorengegangen ist. Dann wird durch die Einwirkung des Lichtquants eine "Photoionisation" der Atome hervorgerufen. Dabei wird ein Elektron abgetrennt, und ein positives Metallion bleibt zurück. Zuerst wollen wir jeden dieser beiden grundverschiedenen Emissionsvorgänge ausführlich behandeln und gleichzeitig mit Hilfe der gewonnenen Anschauungen die bekannten Empfindlichkeitskurven verschiedener Schichten besprechen.

B) Der normale Photoeffekt. Wir wenden nun die Vorstellungen, die wir von der Auslösung eines Leitungselektrons aus einem kompakten Metall besitzen, auf eine Vielzahl von Elektronen an. Einfallendes Licht wird an der Oberfläche der Metalle teilweise reflektiert. Je nach der Wellenlänge dringt das Licht in verschieden starkem Maße dann in das Metall ein und wird dort absorbiert. Die Wirkung des absorbierten Anteils ist zweifach: 1. der größte Teil dient dazu, die Wärmeschwingungen der Gitterbausteine zu vergrößern, d. h. die Schichten zu erwärmen; 2. der Rest löst Elektronen aus.

Daraus läßt sich bereits eine Schlußfolgerung ziehen. Um den für die Photoemission wirksamen absorbierten Energieanteil zu erhöhen, muß die Gesamtabsorption gesteigert werden. Dies kann man durch mehrmalige Reflexion des Lichtes an der Metallfläche erreichen, indem man die Photozelle als Hohlkugel ausbildet. Die Absorption des Lichtes erfolgt auf einer Strecke von  $10^{-4}$  cm. Es ist aber auch bekannt, daß die überwiegende Zahl der Photoelektronen aus einer Schicht stammt, die an der Oberfläche des Metalls beginnt und nur 10<sup>-7</sup> cm, d. h. etwa 10 Atomlagen dick ist. In dieser Schichtdicke wird also nur 1/1000 des eindringenden Lichtes absorbiert. Dennoch stammen fast sämtliche austretenden Photoelektronen aus dieser Schicht. Der geringe Wirkungsgrad der Photoemission ist daher leicht zu verstehen. Die meisten Elektronen, die durch das Licht in tieferen Lagen ausgelöst worden sind, gelangen überhaupt nicht an die Oberfläche. Sie verlieren den aus der Lichtenergie aufgenommenen Energieüberschuß durch Zusammenstöße, bevor sie die Oberfläche erreicht haben. Ihre freie Weglänge im Metall ist zu klein. Nur einem geringen Bruchteil gelingt es, die Energie bis zur Durchtrittsschwelle ins Vakuum zu bewahren. Wir können demnach wieder eine Scheidung der Vorgänge treffen.

1. Der Oberflächeneffekt (bis 10<sup>-7</sup> cm Schichtdicke) umfaßt Elektronen, die keinen weiten Weg bis zur Trennfläche Metall-Vakuum haben. Er liefert den überwiegenden Anteil aller Photoelektronen aus kompakten Metallen und erklärt somit das geringe Quantenäquivalent.

2. Der Volumeneffekt stammt von Elektronen, die aus relativ großen Tiefen des Metalls kommen. Sein Beitrag zur Gesamtemission ist gering.

Es werde nun der Oberflächeneffekt etwas eingehender behandelt. Das Experiment liefert für kompakte Schichten eines reinen Metalls Empfindlichkeitskurven, wie sie die Figuren 5 und 6 darstellen. Es zeigt sich, daß die Kurven für Alkalimetalle anscheinend von denen der Schwermetalle grundsätzlich verschieden sind. Im Verlaufe der weiteren Betrachtungen wird sich indes herausstellen, daß dieser Unterschied nur rein äußerlich besteht und die Kurve der Fig. 5 sich auf die der Fig. 6 zurückführen läßt. Letztere Kurvenform ist typisch für den normalen Oberflächenphotoeffekt. Wie läßt sie sich erklären?

Die Antwort darauf gibt uns die wellenmechanisch-mathematische Behandlung des Problems. Ohne auf die Rechnungen näher einzugehen, mögen hier die Grundgedanken skizziert werden.

Es gibt zwei Betrachtungsmöglichkeiten für alle Erscheinungen an bewegten Elektronen. Man kann einmal das Elektron als Korpuskel auffassen, das andere Mal als Wellenzug. Die Eigenschaften der freien Elektronen selbst haben zu diesem Dualismus der Anschauung geführt, dessen Bestehen heute noch als unbefriedigendes und



Fig. 5. Photoelektrische Empfindlichkeitskurve eines Schwermetalls. Fig. 6. Photoelektrische Empfindlichkeitskurve eines Alkalimetalls.

ungeklärtes Kapitel der Physik zu bezeichnen ist. Welche der beiden Vorstellungen als Grundlage einer Rechnung gewählt wird, ergibt sich aus der Art des zu behandelnden Problems. Es besteht eine formelmäßige Verknüpfung zwischen den beiden Anschauungen, deren wesentlicher Inhalt besagt: je größer die Geschwindigkeit des bewegten Elektrons, desto kleiner ist die Wellenlänge der zugeordneten Elektronenwelle.

Der Weg zur Berechnung der photoelektrischen Empfindlichkeitskurve eines Metalls ist gedanklich der folgende. Die ankommende Lichtwelle überträgt quantenhaft ihre Energie auf die Partikeln des Elektronengases im Metall. Die Geschwindigkeitskomponenten einzelner Elektronen werden vergrößert. Es gilt, die Wahrscheinlichkeit einer solchen Energieübertragung zu berechnen. Sodann ist unter Berücksichtigung der erwähnten Übertragungswahrscheinlichkeit über alle jene Elektronen zu summieren, deren Geschwindigkeitszuwachs genügend groß war, um sie gegen den Potentialsprung der Oberfläche anlaufen (s. S. 162) und ihn überwinden zu lassen. Diese Elektronen bilden den Photostrom. Die bei den Versuchen beobachtete und in Fig. 5 wiedergegebene Gestalt der Empfindlichkeitskurve ergibt sich aus dem Zusammenwirken zweier Einflüsse. Für jedes einzelne Elektron fällt die Austrittswahrscheinlichkeit mit wachsender Frequenz; dagegen steigt die Zahl der Elektronen, die energetisch die Möglichkeit zum Austritt haben. Das Maximum der Kurve des normalen Photoeffektes entsteht also nicht durch Resonanzerscheinug.

Es ist dieser Theorie auch möglich, an Alkalimetallen den gut beobachtbaren sog. Polarisationseffekt ohne jede Zusatzannahme, allein auf Grund der bisher geschilderten Betrachtungsweise zu erklären.

Bei Alkalimetallen tritt nämlich das Maximum des Effektes am deutlichsten im polarisierten Licht hervor, und zwar wenn der elektrische Vektor  $\mathfrak{E}$  der Lichtwelle parallel zur Einfallsebene liegt ( $\mathfrak{E}_{\parallel}$ ). Das Photostrommaximum für die dazu senkrechte Komponente ( $\mathfrak{E}_{\perp}$ ) fehlt (Fig. 7). Beim Photoeffekt der Schwermetalle ist dagegen kein Unterschied in der Wirksamkeit von  $\mathfrak{E}_{\parallel}$  und  $\mathfrak{E}_{\perp}$  zu bemerken (Fig. 8). Man kann sich diese Erscheinung an Hand der Fig. 9 erklären. Die Lichtwelle  $L_1$ ist parallel zur Einfallsebene (Zeichenebene) polarisiert. Ihr elektrischer Vektor  $\mathfrak{E}_{||}$ kann in zwei Komponenten  $\mathfrak{E}_{||}^{(1)}$  und  $\mathfrak{E}_{||}^{(2)}$  zerlegt werden. Das im Innern des Metalls befindliche und mit der Geschwindigkeit v bewegte Elektron E wird infolge der Wirksamkeit von  $\mathfrak{E}_{||}$  einen Geschwindigkeitszuwachs erfahren.

Die Komponente  $\mathfrak{G}_{||}^{(1)}$  wird die Geschwindigkeitskomponente  $v_1$  vergrößern,  $\mathfrak{G}_{||}^{(2)}$  die Komponente  $v_2$ . Für den Austritt aus dem Metall ist die Größe von  $v_1$  allein maßgebend, denn die Richtung von  $v_2$  führt ja aus dem Metall nicht heraus. Überschreitet die Geschwindigkeitskomponente  $v_1$  infolge des Zuwachses einen gewissen Wert, so kann das Elektron die Austrittsarbeit leisten und ins Vakuum gelangen.

Anders ist der Vorgang, wenn eine Lichtwelle senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist  $(L_2 \text{ in Fig. 9})$ . Der Vektor  $\mathfrak{E}_{\perp}$  steht senkrecht zur Zeichenebene und erhöht die Geschwindigkeitskomponente des Elektrons E in

einer Richtung, die für den Durchtritt durch die Oberfläche ohne Bedeutung ist. Es zeigt sich also, daß für den Photoeffekt an einer ideal glatten Oberfläche, wie sie in

Fig. 9 angenommen wurde, der Vektor  $\mathfrak{E}_{||}$  allein in Betracht kommt.

In Wirklichkeit gibt es nun zwar keine derartig glatten Oberflächen, vielmehr sind sie immer mit "atomaren Rauhigkeiten" versehen, sie bilden ein Atomgebirge mit Höhen und Tälern. Die Rechnung lehrt uns aber, daß es gar nicht so sehr auf die absolute geometrische Form der Oberfläche ankommt, sondern auf die Gestalt, in der sie sich den von innen kommenden Elektronen darbietet. Es werde jetzt zur Veranschaulichung des Vorganges die Vorstellung der Elektronenwellen angewendet. Wir ersetzen das aus dem Innern gegen die Oberfläche fliegende Elektron durch eine in der-

selben Richtung laufende Elektronenwelle. Ist ihre Wellenlänge groß gegen die atomaren Rauhigkeiten der Oberfläche, so werden sich diese gar nicht bemerkbar

machen — die Elektronenwelle dringt so durch die gebirgige Oberfläche, als ob sie ideal glatt wäre. Die Schlußfolgerungen bezüglich der Wirksamkeit von polarisierten Lichtwellen, wie sie der Fig. 9 entsprechen, haben für diesen Fall volle Gültigkeit. Die dazu erforderlichen großen Elektronenwellenlängen haben wir in der Praxis immer dann, wenn die Elektronengeschwindigkeit v im Innern des Metalls klein ist, d. h. die Auslösung durch langwelliges Licht erfolgte. Dies ist bei den Alkalimetallen der Fall, da hier die Ablösearbeit gering ist. Darum sind die Oberflächen der Alkalimetalle für die austretenden Elektronen als "glatt" anzusprechen, und dementsprechend ist der Polarisationseffekt sehr stark bemerkbar.

Wie ist es aber, wenn das Elektron beim Durchgange durch die Oberfläche alle Unebenheiten "emp-

findet", wenn seine Elektronenwellenlänge klein ist? Dann wird es bei einer gebirgigen Oberfläche nicht nur senkrecht zu den Hochebenen und Talsohlen die Möglichkeit zum Austritt finden, sondern auch parallel zur idealen Oberfläche, quer



Fig. 7. Der Einfluß der Polarisation des Lichts auf die Empfindlichkeitskurve der Alkalimetalle.



Fig. 8. Der Einfluß der Polarisation des Lichts auf die Empfindlichkeitskurve der Schwermetalle.



durch Flanken der Berge und die Wände der Täler. Es wird die Geschwindigkeitskomponente  $v_2$  sowie die dritte, zur Zeichenebene senkrechte Geschwindigkeitskomponente in Fig. 9 ebenfalls für den Austritt wirksam werden. Mit anderen Worten: der Einfluß von  $\mathfrak{E}_{\perp}$  wird zunehmen, bis er schließlich bei sehr kurzen Elektronenwellen gleich dem von  $\mathfrak{E}_{\parallel}$  ist. Beide sind nun gleich wertige Auslösungsfaktoren. Die Abhängigkeit des Photostromes von der Polarisationsrichtung verschwindet bei großen Austrittsgeschwindigkeiten der Elektronen, d. h. bei Einstrahlung von sehr kurzwelligem Licht.

Diese Erscheinung sehen wir beim normalen Photoeffekt der Schwermetalle. Hier ist die Lichtwellenlänge sehr klein, da wir bei Schwermetallen große Austrittsarbeiten vorfinden. Somit erscheint der normale Photoeffekt der Schwermetalle nur als Sonderfall der umfassenderen Erscheinung des Effektes an Alkalimetallen. Die Frage, wo denn das Maximum und der abfallende Ast der Kurve liege, ist leicht beantwortet: im kurzwelligen Ultraviolett, in jenen Wellenlängengebieten des Lichtes, die bisher noch nicht beobachtet worden sind. Der normale Photoeffekt der Schwermetalle (Fig. 5) ist nichts anderes als das Stück AB der Kurve, wie sie bei Alkalimetallen (Fig. 6) beobachtet werden kann, nur ins Gebiet der kurzen Wellen verschoben. Die Unterschiede zwischen Schwer- und Alkalimetallen haben keine grundlegende Natur; die verschiedene Polarisationsabhängigkeit ist durch das verschiedene Verhalten einer unebenen Austrittsfläche gegenüber langsamen und schnellen Elektronen erklärbar.

Um das Bild der gesamten Elektronenemission aus kompakten Metallen zu vervollständigen, müssen wir nun das bisher behandelte Gebiet des Oberflächeneffektes verlassen und uns dem Volumeneffekt zuwenden. Wir haben schon am Anfange der Betrachtungen festgestellt, daß weitaus der größte Teil aller Lichtquanten in die Tiefe des Metalls eindringt, dort aber nur zu etwa  $1/_{10}$  zur Photoemission verwendet wird, indes die restlichen  $9/_{10}$  sich in Wärmeenergie umsetzen. Beim Volumeneffekt werden nur dann merkbare Ausbeuten auftreten, wenn die Geschwindigkeit der Photoelektronen genügend groß ist, um sie trotz mehrfacher Zusammenstöße bis zur Oberfläche gelangen zu lassen. Daher werden wir nur bei ganz kurzen Wellen diese Erscheinung beobachten können, die den Verlauf des normalen Effektes zeigen muß (Fig. 8) (kurze Elektronenwellenlänge, daher großer Einfluß der Oberflächenrauhigkeiten, Gleichheit der Emission für  $\mathfrak{E}_1$  und  $\mathfrak{E}_{||}$ ). In diesem Sinne wird auch das bisher unerklärte kurzwellige Kurvenstück CD des Photoeffektes an Alkalimetallen gedeutet (Fig. 6): es ist das Durchbrechen des Volumeneffektes des Unterlagemetalls bei den kurzen Wellenlängen.

Nach allem bisher Gesagten wird die geringe Ökonomie des lichtelektrischen Effektes nun leicht verständlich sein; sind doch nur die obersten Schichten eines Metalls in der Dicke von rund  $10^{-7}$  cm beinahe ausschließlich für den Photoeffekt verantwortlich zu machen. In ihnen wird aber bloß etwa  $1/_{1000}$  der Lichtenergie absorbiert, die sich allerdings anscheinend 20- bis 100%ig umsetzt und Elektronen auslöst. Es ist zu beachten, daß bei der 20- bis 100%igen Umsetzung nur die Hälfte aller Elektronen ins Vakuum gelangt, da die ausgelösten Elektronen in sämtliche Richtungen des Raumes fliegen.

Nochmals sei betont, daß man sich durch die Unstimmigkeit der Fig. 5 und 6 mit der Fig. 4 nicht verwirren lassen darf. Zwar stellen sämtliche Kurvenzüge die Elektronenausbeuten in Abhängigkeit von der Frequenz des einfallenden Lichtes dar, doch ist in den ersten beiden Fällen als Bezugsgrundlage die Energieeinheit des einstrahlenden, im zweiten Falle die des absorbierten und restlos zur Photoemission verwandten Lichtes gewählt worden (s. S. 164):

#### Kleine Mitteilungen.

# Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen durch vereinfachte Berechnung.

# Von W. Spreen in Brake i. O.

Neben dem OHMSchen Widerstand und der Kapazität gehört der Koeffizient der Selbstinduktion zu den Größen, die für die Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung maßgebend sind. Während der OHMSche Widerstand und die Kapazität eines Leiters verhältnismäßig einfach aus den Dimensionen und Materialkonstanten ermittelt werden können, verzichtet man bei der Selbstinduktion meistens auf zahlenmäßige Angaben, weil die Berechnungen nur für praktisch unbrauchbare Idealfälle und auch dann nur für Spulen ohne Eisenkern einfach sind. Die Kenntnis der Selbstinduktionskoeffizienten gewinnt aber bei den in den Schulsammlungen vorhandenen Spulen an Bedeutung, je mehr die Behandlung des Wechselstroms mit Einschluß der Schwingungs- und Resonanzerscheinungen an Raum gewinnt.

Schickt man durch die Wickelung einer Spule einen veränderlichen elektrischen Strom i = f(t), so entsteht in ihr eine Selbstinduktionsspannung  $e_s$ , die der Änderungsgeschwindigkeit der Stromstärke, also  $\frac{di}{dt}$ , proportional ist, bei positivem  $\frac{di}{dt}$  dem Strom entgegenwirkt und bei negativem  $\frac{di}{dt}$  ihm gleich gerichtet ist. Den Koeffizienten der Selbstinduktion L definiert man dann bekanntlich durch die Gleichung

$$e_s = -L \frac{\mathrm{d}\,i}{\mathrm{d}\,t} \tag{1}$$

und mißt L in Henry, wenn  $e_s$  in Volt, i in Amp und t in Sekunden angegeben sind. Wählt man aber für  $e_s$  und i die absoluten elektromagnetischen Einheiten, so erscheint L in einer Einheit von der Dimension cm, und es ist 10<sup>9</sup> cm = 1 Henry. Im folgenden ist immer das Henry als Einheit des Koeffizienten der Selbstinduktion zugrunde gelegt.

Am einfachsten gelangt man zum Selbstinduktionkoeffizienten durch Berechnung; wir beschränken uns auf Spulen und beginnen mit solchen ohne Eisenkern<sup>1</sup>. Man begnügt sich im Unterricht mit der leicht herzuleitenden Formel für eine "unendlich lange" Spule, d. h. eine Spule, bei der das Verhältnis des Durchmessers zur Länge einen verschwindend kleinen Wert besitzt. Sie lautet

$$L_0 \!=\! \frac{4\,\pi\cdot w^2 \cdot q}{l} \cdot 10^{-9}, \qquad (2)$$

wo w die Anzahl der Windungen, q den Querschnitt (cm<sup>2</sup>) und l die Länge (cm) bedeutet. Setzt man  $q = \pi r^2$ , so erhält man eine zuweilen brauchbarere Form der Formel (2); es ist

$$L_0 = \frac{(2\pi r \cdot w)^2}{l} \cdot 10^{-9} = \frac{s^2}{l} \cdot 10^{-9}, \qquad (2a)$$

wo s die Länge des aufgewickelten Drahtes und l die Länge der Spule ist. Diese Formeln stellen aber praktisch nur eine sehr rohe Annäherung dar, wie das folgende Beispiel zeigen mag. Errechnet man den Koeffizienten der Selbstinduktion einer 12 cm langen Spule mit dem Durchmesser 6 cm, die 200 Windungen enthält, nach Formel (2), so erhält man 0,00118 Henry, während der wirkliche Wert 0,00097 Henry ist. Der nach der Formel (2) errechnete Wert ist also schon in diesem Fall um mehr als 20% zu groß; sie versagt um so mehr, je größer das Verhältnis des Durchmessers zur Länge der Spule wird, wie weiter unten gezeigt werden soll.

Da der durch den Strom i erzeugte Kraftfluß wie die Windungszahl w wächst und die durch die Kraftflußänderungen in jeder einzelnen Windung erzeugten gleichen Teilspannungen der Selbstinduktion sich zur Gesamtselbstinduktionsspannung addieren,

 $<sup>^{\</sup>rm 1}$  Im Text bedeutet  $L_0$  den Selbstinduktionskoeffizienten einer Spule ohne Eisenkern.

W. SPREEN: SELESTINDUKTIONSKOEFFIZIENT VON SPULEN. Zeitschrift für den physikalischen Vierundfünfzigster Jahrgang.

so ergibt sich, daß diese ganz allgemein dem Quadrat der Windungszahl w proportional sein muß. Somit kann man auch den Selbstinduktionskoeffizienten als proportional  $w^2$  annehmen, und der Proportionalitätsfaktor ist nur noch von den Dimensionen der Spule abhängig. Die strenge Durchführung der mathematischen Berechnung dieses Faktors erweist sich aber als sehr schwierig und umständlich, da sie auf elliptische Integrale führt. In diesen Berechnungen spielt das Verhältnis  $\frac{l}{2r}(l = \text{Länge}, 2r = \text{Durch-}$ messer der Spule in cm) eine große Rolle. Es ergibt sich

$$L_0 = k \cdot w^2 \cdot 2 \, r \cdot 10^{-9}, \tag{3}$$

für  $k = f\left(\frac{l}{2r}\right)$ . Kennt man die k-Werte als Funktionen von  $\frac{l}{2r}$ , so kann man nach (3) den Selbstinduktionskoeffizienten einer Spule berechnen. Die beigefügte Tabelle 1

			the second se		
$\frac{1}{l}$ $\frac{l}{2r}$	$\frac{2}{k = f\left(\frac{l}{2r}\right)}$	$\frac{3}{\frac{k}{\pi^2}}$	$\frac{4}{\sigma = \frac{k}{\pi^2} + \frac{l}{2r}}$	$\frac{5}{\frac{\pi^2}{k} = \frac{l'}{2r}}$	$\frac{l'-l}{2r}$
$0,2 \\ 0,3 \\ 0,5 \\ 1 \\ 2 \\ 5 \\ 10 \\ 20$	$15,78 \\ 13,4 \\ 10,4 \\ 6,8 \\ 4,038 \\ 1,815 \\ 0,946 \\ 0,483$	$1,598 \\ 1,356 \\ 1,052 \\ 0,688 \\ 0,409 \\ 0,814 \\ 0,096 \\ 0,049$	$\begin{array}{c} 0,315\\ 0,407\\ 0,526\\ 0,688\\ 0,82\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,96\\ 0,98\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,627\\ 0,737\\ 0,950\\ 1,451\\ 2,43\\ 5,43\\ 5,43\\ 10,43\\ 20,42\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,427\\ 0,437\\ 0,450\\ 0,451\\ 0,44\\ 0,43\\ 0,43\\ 0,43\\ 0,42\end{array}$

Tabelle I.

enthält in der Spalte 1 die Werte für  $\frac{l}{2r}$  und in der Spalte 2 die zugehörigen Werte für k. Die Zwischenwerte lassen sich durch Interpolation bestimmen. Es ist nur noch zu erwähnen, daß Formel (3) streng nur gilt, wenn die Stärke der Wickelung (R-r)gegenüber dem Durchmesser der Spule vernachlässigt werden darf.

Wird  $\frac{l}{2r}$  sehr groß, so geht der aus Formel (3) errechnete Wert mehr und mehr in den aus Formel (2) über. Wir wollen darum den Wert, der sich aus Formel (2) ergibt, als Grenzwert des Selbstinduktionskoeffizienten mit  $L_g$  bezeichnen und nun einmal den Fehler zu ermitteln suchen, den wir begehen, wenn wir statt mit der richtigen Formel (3) mit (2) rechnen. Es ist

$$\frac{L_0}{L_g} = \frac{k \cdot w^2 \cdot 2r}{4 \pi^2 \cdot r^2 \cdot w^2} = \frac{k}{\pi^2} \cdot \frac{l}{2r} = \sigma.$$
(4)

Wir haben daher in unserer Tabelle noch eine 3. und 4. Spalte eingerichtet, je eine für  $\frac{k}{\pi^2}$  und  $\sigma = \frac{k}{\pi^2} \cdot \frac{l}{2r}$ . Man sieht aus der 4. Spalte, daß der Wert  $\frac{L_0}{L_g}$  für  $\frac{l}{2r} = 20$  schon fast 1 ist; die Berechnung nach Formel (2) ergibt hier einen nur noch um etwa 2% zu großen Wert. Man kommt also auch zum Ziele, wenn man den Selbstinduktionskoeffizienten allgemein nach der Schulformel (2) ausrechnet und in den Fällen, wo $\frac{l}{2r} < 20$  ist, mit dem Werte  $\sigma$  aus der Spalte 4 der Tabelle multipliziert. Da die Werte der Spalte 4 der Tabelle sich graphisch besser interpolieren lassen als die der Spalte 2, empfiehlt es sich, sie in Millimeterpapier aufzuzeichnen, wie es in der Figur geschehen ist. Unter Berücksichtigung des Wertes  $\sigma$  ergeben sich aus (2) und (2a) für  $L_0$  die Formeln

$$L_0 = \frac{4\pi^2 \cdot w^2 \cdot q \cdot \sigma}{l} \cdot 10^{-9} \tag{5}$$

und

$$L_0 = \sigma \cdot \frac{s^2}{l} \cdot 10^{-9} \,. \tag{5a}$$

Die bisherigen Betrachtungen leiten uns nun auf empirischem Wege zu einer sehr brauchbaren Näherungsformel für die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten. Damit die Formel (2) auch im Falle kurzer Spulen zu einem richtigen Wert führe, ist offenbar nur notwendig, mit einem entsprechend größeren Divisor zu rechnen; wir führen daher statt der wirklichen Spulenlänge l eine "fiktive" Spulenlänge l' ein,

die wir so bemessen, daß für  $L_o$  der richtige Wert herauskommt, wenn wir l in (2) durch l'ersetzen. Es ist dann

$$L_0 = \frac{4 \, \pi^2 \cdot w^2 \cdot r^2}{l'} \cdot 10^{-9} \,. \tag{6}$$

Setzen wir nun zur Berechnung von l' die Werte für  $L_o$  aus (3) und (6) gleich, so erhalten wir

$$k \cdot w^2 \cdot 2r = \frac{4\pi^2 \cdot w^2 \cdot r^2}{l'}$$

oder

$$\frac{\pi^2}{k} = \frac{l'}{2r}.\tag{7}$$

 $\frac{l'}{2r}$  ist also der Kehrwert von  $\frac{k}{\pi^2}$ , d. h. von dem Werte, der in Spalte 3 der Tabelle berechnet ist. Wir tragen die Werte  $\frac{l'}{2r}$  als 5. Spalte in unsere Tabelle ein. Subtrahieren wir nun die



Werte der 1. Spalte von den entsprechenden der 5., was in der angefügten 6. Spalte geschehen ist, so erhalten wir merkwürdigerweise in allen Fällen fast gleiche Ergebnisse. Die Abweichungen der Werte der Spalte 6 von dem Mittelwert 0,435 beträgt weniger als 3%. Wenn wir daher  $\frac{l'-l}{2r}$  in allen Fällen gleich 0,435 setzen, begehen wir zwar einen Fehler, der aber in keinem Falle größer als 3% ist und innerhalb der für uns zulässigen Grenzen bleibt. Wir setzen daher in (6)

$$l' = 0,435 \cdot 2r + l$$

und erhalten als brauchbare Näherungsformel zur Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten

$$L_{0} = \frac{4 \pi^{2} \cdot w^{2} \cdot r^{2}}{0.435 \cdot 2 r + l} \cdot 10^{-9} = \frac{\pi^{2} \cdot w^{2} \cdot 2 r}{0.435 + \frac{l}{2 \pi}} \cdot 10^{-9}.$$
(8)

Die Faktoren k und  $\sigma$  in den Formeln (3) und (5) lassen sich daher näherungsweise durch die Ausdrücke

$$k' = \frac{\pi^2}{0,435 + \frac{l}{2r}}$$
(9)

und

$$\sigma' = \frac{\frac{l}{2r}}{0,435 + \frac{l}{2r}}$$
(10)

darstellen.

Ist die Wickelungsstärke (R - r) beträchtlich, so liefern die vorhergehenden Formeln für den Selbstinduktionskoeffizienten zu große Werte, wenn man den mittleren Halbmesser  $\frac{R+r}{2}$  einsetzt; zu kleine Werte, wenn man mit r rechnet. Der wahre Wert wird dann am besten nach der Formel von BROOKS<sup>1</sup> ermittelt; sie lautet

$$L_0 = \frac{4 \pi^2 \cdot a^2 \cdot w^2}{l+2 R-r} \cdot F_1 \cdot F_2 \cdot 10^{-9} \,. \tag{11}$$

<sup>1</sup> M. BROOKS and H. M. TURNER: Bulletin Nr 53. University of Illinois.

Hier ist

a = Durchschnittshalbmesser der Windungen  $= \frac{R+r}{2};$ 

l = Länge der Spule;

R =äußerer Halbmesser der Windungen;

r = innerer Halbmesser der Windungen.

 $F_1$  und  $F_2$  sind Formfaktoren, und zwar ist

$$F_1 \!=\! \frac{10\,l+14\,R-12\,r}{10\,l+11,4\,R-10\,r}$$

und

$$F_2 = 0.5 \cdot \log \left( 100 + \frac{14 R}{2 l + 3 R - 3 r} \right).$$

Ein Beispiel mag die Benutzung dieser Formel erläutern: Es soll der Selbstinduktionskoeffizient errechnet werden, wenn R = 5 cm, r = 2,5 cm, l = 3 cm und w = 1800 ist. Die Formel ergibt dann

$$\begin{split} F_1 &= \frac{30+70-30}{30+57-25} = \frac{70}{62} = 1,13\,; \\ F_2 &= 0,5 \cdot \log \left(100+\frac{70}{13,5}\right) = 0,5 \cdot \log 105,2 = 1,011\,; \\ L_0 &= \frac{4\,\pi^2 \cdot 3,75^2 \cdot 1800^2}{10,5} \cdot 1,13 \cdot 1,011 \cdot 10^{-9} = 0,195 \text{ Henry.} \end{split}$$

Die bisherigen Ausführungen können dahin zusammengefaßt werden, daß man bei der Berechnung von Selbstinduktionskoeffizienten im allgemeinen mit den Formeln (3) bis (10) zum Ziele kommen wird und nur bei beträchtlicher Wickelungsstärke zu der Formel (11) überzugehen braucht. Es empfiehlt sich, auf den größeren Spulen der Schulsammlung den Selbstinduktionskoeffizienten ebenso anzugeben wie den OHMschen Widerstand.

Für viele Versuche, z. B. für Resonanz- und Schwingungsversuche, ist eine veränderliche Induktivität erwünscht. Während man eine solche bei hohen Frequenzen leicht durch zwei gegeneinander bewegliche Spulen herstellen kann, muß man, um einen so hohen Selbstinduktionskoeffizienten zu erhalten, wie er etwa bei Resonanzversuchen mit Wechselstrom unter 1000 Perioden gebraucht wird, zu einer Spule mit veränderlichem Eisenkern greifen. Man wählt entweder einen geschlossenen Eisenkern mit verschiebbarem Joch oder einen Stabkern. Bei der Spule mit geschlossenem Eisenkern ergibt sich aber für die exakte Berechnung eine Schwierigkeit, die darin begründet liegt, daß der in der Spule erzeugte Kraftfluß  $\Phi$  nicht allein von der Stromstärke *i*, sondern auch noch von der Permeabilität  $\mu$  des Eisens abhängig ist. Man darf nun nicht, wie das in einigen Lehrbüchern geschieht, den Selbstinduktionskoeffizienten einer Spule mit geschlossenem Eisenkern gleich dem  $\mu$ -fachen Selbstinduktionskoeffizienten derselben Spule ohne Eisenkern setzen. Es ist zwar auch jetzt die in den Windungen der Spule erzeugte Selbstinduktionsspannung

$$e_s = -\frac{\mathrm{d}\,\Phi}{\mathrm{d}\,t} \cdot w;$$

während aber bei der Spule ohne Ferromagnetikum der Kraftfluß  $\Phi$  der Stromstärke *i* genau proportional ist (es ist  $\Phi = \frac{L_0}{w} \cdot i$ ), erhält man jetzt für  $\Phi$  den  $\mu$ -fachen Betrag, wobei  $\mu$  eine von *i* abhängige Veränderliche ist. Wir erhalten daher jetzt

$$e_s = -L_0 \cdot \mu \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} - L_0 i \frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}i} \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t},$$

wo $L_0$ der Selbstinduktionskoeffizient der eisenlosen Spule ist. Für die Spule mit geschlossenem Fe-Kern wäre daher

$$L = L_0 \cdot \mu + L_0 i \cdot \frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}i}.$$
 (12)

Nur bei kleinen Feldstärken (etwa  $\mathfrak{H} \leq 0,025$  Gauss) kann man bei den meisten Eisensorten  $\mu$  als Konstante ansehen und daher  $L = L_0 \cdot \mu$  setzen. Da im übrigen  $\mu$  als Funktion von *i* oder auch von *t* nicht bekannt ist, bringt uns die Darstellung (12) nicht weiter, und wir behelfen uns daher mit empirischen Formeln.

Der geschlossene Eisenkern hat gewisse Nachteile im Gefolge; er verändert die Form des Wechselstroms stark, was zur Bildung zahlreicher Oberschwingungen führt. Daher beschränken wir uns bei den folgenden Ausführungen auf eine Spule mit verschiebbarem Stabkern. Der Durchmesser des Kerns sei annähernd gleich dem Durchmesser der Spule, so daß ihr Inneres von dem ferromagnetischen Stoff ganz ausgefüllt wird. Seine Länge bezeichnen wir mit  $l_1$ , und es sei  $l_1 \ge l$ . Da der Selbstinduktionskoeffizient wieder dem Quadrate der Windungszahl w proportional ist, setzen wir wie in Formel (3):

$$L = K \cdot w^2 \cdot 2 r \cdot 10^{-9}, \tag{13}$$

wo K ein Zahlenfaktor ist, der nun alle Korrektionen mit einschließen soll, die durch die Anwesenheit des Eisens in der Spule bedingt sind. Wir entnehmen diesen Wert der folgenden Tabelle 2, die nach einer Arbeit von R. Küchlen im Jahrbuch der AEG-Forschung (Band 6, S. 118) zusammengestellt ist. Die Werte beruhen auf Messungen an Spulen, die im magnetischen Laboratorium der AEG vorgenommen wurden, und sind Durchschnittswerte. In der Spalte 1 stehen, wie in Tabelle 1, die Werte  $\frac{l}{2r}$ , wobei wir uns praktisch auf den Bereich 1 bis 5 beschränken können. Die folgenden Spalten geben die K-Werte für verschiedene Längen des Fe-Kerns;

es sind die Größen berücksichtigt  $l_1 = l$ ;  $l_1 = 1, 2l$ ;  $l_1 = 1, 4l$ ;  $l_1 = 1, 6l$  (l =Spulenlänge). Da der Anstieg sowohl in der Waagerechten als auch in der Senkrechten vollkommen linear erfolgt, lassen sich alle Zwischenwerte leicht durch Interpolation finden. Die Tabelle gilt an-

nähernd auch für Spulen, deren Selbstinduktionskoeffizient nach Formel (11) berechnet wird.

Das Wesentliche ist nun, daß man durch axiale Verschiebung des Kerns eine Regelung der Induktivität erreicht. Der Höchstwert

des Selbstinduktionskoeffizienten ist durch die Formel (13) gegeben, der Minimalwert durch Formel (3) oder (7). Durch Verschieben des Eisenkerns kann man alle Werte zwischen L und  $L_0$  einstellen. Der Regelbereich ist also aus dem Ausdruck

$$\varDelta = \frac{L - L_0}{L} = 1 - \frac{L_0}{L} \tag{14}$$

zu erkennen. Je größer  $\Delta$ , desto weiter ist der Regelbereich. Durch Einsetzung der Werte für L und  $L_0$  ergibt sich aus (3) und (12)

Hiernach kann man  $\Delta$  berechnen. Versehen wir z. B. die auf S. 169 angeführte Spule, bei der  $L_0 = 0,00097$  Henry war, mit einem Fe-Kern der Länge  $l_1 = l$ , der die Spule ganz ausfüllt, so wird  $L = L_0 \frac{K}{k} = 0,00097 \cdot 6,77 = 0,00656$  Henry. Es ist demnach  $\Delta = \frac{L - L_0}{L} = 0,852$ , d. h. also, daß sich mit dieser Drosselspule durch Verschiebung des Eisenkerns alle Induktionswerte zwischen L und  $L_0$  oder zwischen L und 14,8% von L einstellen lassen. Nimmt man zur Regelung aber einen Fe-Kern, bei dem  $l_1 = 1,6 l$  ist, so ergibt die gleiche Rechnung  $\Delta = 0,91$ , d. h. jetzt lassen sich alle Werte zwischen L und 9% von L durch Einstellung des Kerns gewinnen.

Tabelle 2.

1	2	3	4	õ
$\frac{l}{2r}$	$egin{array}{c} K \ (l_1 = l) \end{array}$	$K \\ (l_1 = 1, 2 \ l)$	$egin{array}{c} K \ (l_1=1,4\ l) \end{array}$	$K (l_1 = 1, 6 \ l)$
1 2 3	25,0	27,7	30,4	33,2
	27,3	32,7	38,2	43,6
	29.6	37 8	45 9	54 1
$\frac{1}{5}$	31,9	42,8	53,7	64,5
	34,2	47,8	61,4	75,0

# Einfache Messungen am Tageslicht mit der Sperrschichtphotozelle.

### Von 0. Brandt in Berlin.

Die Sperrschichtphotozelle hat der Lichtmessung den Weg aus der Enge des technischen oder wissenschaftlichen Laboratoriums in die Praxis gebahnt und ihr damit große Gebiete eröffnet. Auch für Messungen am Tageslicht bietet die Photozelle eine unschätzbare Erleichterung. Die älteren subjektiven Verfahren, die durchweg mit erheblichen Unbequemlichkeiten und Schwierigkeiten verbunden waren, haben heute nur noch Wert als Präzisionsmethoden für besondere Zwecke, denn in der Praxis kommt es auf hohe Genauigkeit nicht an, da das Auge weitgehend anpassungsfähig ist und 10% oder auch 20% mehr oder weniger Licht kaum ins Gewicht fallen. Für die Praxis aber ist das Auge letzte Instanz. Bei den unten angeführten Messungen,



Fig. 1. Zur Ableitung der photometrischen Beziehungen f Fläche der Lichtquelle, F beleuchtete Fläche.

wie man sie im Rahmen einer Arbeitsgemeinschaft durchführen kann, darf man noch großzügiger sein, ohne sich den Vorwurf fahrlässiger Ungenauigkeit zuzuziehen; denn Feinmessungen am Tageslicht haben überhaupt nur dann Sinn, wenn man auch die vielerlei schwankenden Einflüsse (Dunst usw.) zu erfassen vermag, was selbst bei wissenschaftlichen Untersuchungen nur teilweise gelingt.

Eine ausreichende Genauigkeit gewährleistet das einfache Sperrschicht-Photometer bei einigermaßen richtiger Hand-

habung, die noch keine schwierig zu erreichende Sorgfalt erfordert, ohne weiteres. Seine spektrale Hellempfindlichkeit stimmt zwar nicht ganz, aber in einem für unsere Ansprüche ausreichenden Maße, mit derjenigen des Auges überein, so daß sich der Gebrauch eines besonders angepaßten Filters erübrigt.

1. Um die benutzten Beziehungen zwischen den photometrischen Größen im nachfolgenden gleich zur Hand zu haben, seien sie im voraus zusammengestellt (vgl. Fig. 1).

Benennung	Formelzeichen	Einheit	Einheitszeichen
(1) Lichtstärke	I	Hefnerkerze	НК
(2) Lichtstrom	$\varPhi_{\omega} = I \cdot \omega$	Lumen	lm
(3) Beleuchtungsstärke .	$E=rac{I}{r^2}\cosarphi=rac{arPhi_{arphi}}{F}$	Lux <sup>1</sup>	lx
(4) Leuchtdichte	$B = \frac{I}{f_0}$	Stilb <sup>1</sup>	sb
(5) Raumwinkel	$\omega = \frac{F\cos\varphi}{r^2}$	(genauer müßte für <i>l</i> der Kugelfläche	7 der Ausschnitt aus gesetzt werden)

Die Größe I ist eine Funktion des Betrachtungsortes, ebenso  $\Phi_{\omega}$ . Der Gesamtlichtstrom der Quelle ist  $\Phi = \Sigma \Phi_{\omega}$ .

Dagegen ist B vom Betrachtungsort unabhängig. Alle Beziehungen gelten in dieser Form nur, wenn r groß ist gegen die Ausmaße von f und F. Andernfalls muß man die Betrachtungen auf Elemente  $\Delta f$  und  $\Delta F$  beschränken.

In den Gleichungen ist f stets eine leuchtende, F eine beleuchtete Fläche. Die Lichtquelle wurde in den Figuren absichtlich nicht "punktförmig" gewählt, da sie in Wirklichkeit immer Ausdehnung hat. Sonst wäre auch die Angabe einer Leuchtdichte

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Bei der Messung der Beleuchtungsstärke ist laut Festlegung die Länge in Metern zu messen. Entsprechend wird F in m<sup>2</sup> gemessen. Dagegen muß f in cm<sup>2</sup> gemessen werden. Diese bedeutende Erschwerung ist leider durch die Normung nicht beseitigt worden.

sinnlos. Es ist auch gleichgültig, ob die Lichtquelle Selbstleuchter oder Fremdleuchter ist. Für die Beleuchtungsstärke im Punkt A (Fig. 2) macht es auch keinen Unterschied, ob sich die flächenförmige, kugelförmige oder irgendwie anders geformte Lichtquelle bei f befindet, oder ob sie durch eine Lichtquelle  $f_0$  oder gar durch  $f_1$  ersetzt wird, solange diese "Ersatzlichtquellen" die gleiche Leuchtdichte wie f haben und denselben Raumwinkel  $\omega_1$  ausspannen. Wir begnügen uns hier mit dem Beweis aus der unmittelbaren Anschauung.

Für die Auswertung der nachfolgenden Messungen ist noch die Beziehung zu vermerken zwischen der Beleuchtungsstärke E, die eine das auffallende Licht völlig zerstreuende Fläche empfängt, und

(6)

der Leuchtdichte B, die sie als fremdleuchtende Lichtquelle sodann aufweist. Es ist:

$$B = \frac{E}{10000 \cdot \pi}.$$

Die Lichtstärke, mit der die beleuchtete Fläche zurückstrahlt, ergibt sich damit sofort aus (4).



Fig. 2. Die Fläche f einer Lichtquelle kann durch beliebige

andere (z. B.  $f_0$  oder  $f_1$ ) ersetzt werden, die denselben Raum-

legungen. Der Beweis der Beziehung (6), der sich leicht führen läßt und dem in Abschnitt 7 ganz ähnlich ist, kann hier unterbleiben.)

J fo

2. Als Meßinstrument dient ein Luxmeter, das man durch Eichung eines billigen photographischen Belichtungsmessers<sup>1</sup>) erhalten kann, falls ein geeichtes Instrument (man erhält solche heute schon in der Preislage von etwa 25 RM) nicht zur Verfügung steht. Eine Kerzenflamme von ungefähr 50 mm Höhe hat eine waagerechte Lichtstärke von etwa 1,2 HK. Sie dient mit völlig ausreichender Genauigkeit als Normal für die Eichung. Von dieser Lichtquelle wird das in 15,5 cm aufgestellte Instrument mit 50 lx beleuchtet. Damit ist ein Bezugspunkt gegeben. Sodann wird die Kerze durch eine Glühlampe (etwa 25 Watt) ersetzt, und das Instrument rückt in eine solche Entfernung  $r_1$ , daß derselbe Ausschlag wie vorhin entsteht. Die Lichtstärke I ergibt sich zu  $I = 50 \cdot r_1^2$ . Mit bekanntem I wird nun das Instrument durch Veränderung von r in der üblichen Weise durchgeeicht. Man fertigt eine Eichkurve an. (Der Fehler, den man begeht, wenn man von einer Lichtquelle zu einer anderen mit abweichender spektraler Zusammensetzung übergeht, soll vernachlässigt werden.)

3. Es sei nun die Aufgabe gestellt, die Beleuchtungsstärke im Freien,  $E_F$ , zu messen und die Lichtstärke  $I_S$  der Sonne zu bestimmen. Dies wäre einfach, wenn die lichtempfindliche Schicht des Meßgerätes unmittelbar dem Sonnenlicht ausgesetzt werden könnte. Dann würde  $E_F$  vom Instrument direkt angezeigt. Leider ist das unmöglich, da die Helligkeit so groß ist, daß das Instrument weit über den Meßbereich ausschlägt und die Schicht leidet. Ausreichende, geeichte Graufilter sind nicht leicht zu beschaffen. Es wird daher ein Umweg eingeschlagen: Eine weiße Fläche (weißes Zeichenpapier<sup>2</sup>) wirft etwa 80 bis 85 % des auffallenden Lichtes zerstreut zurück. Sie wird damit zur fremdleuchtenden Lichtquelle, deren Leuchtdichte  $B_F$ nach (6) von der aufgestrahlten Beleuchtungsstärke  $E_F$  abhängt. Dem rückgestrahlten Lichte dieser weißen Fläche kann man das Instrument ohne Schaden aussetzen. Mißt man  $B_F$ , so findet man  $E_F$  und nach (3) auch  $I_S$ .

Man setzt auf das Luxmeter eine aus mattschwarzem Papier gefertigte Hülse Hauf, die eine kreisförmige Öffnung O mit  $\rho = 0.5$  cm Halbmesser hat (Fig. 3). Diese Offnung wird gegen das waagerecht (auf einem Zeichenbrett) ausgespannte Zeichen-



Wy

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Gebraucht wurde "Excelsior"; Preis RM. 18,50.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Das Zeichenpapier wird doppelt gelegt, weil sonst der Untergrund durchschimmert. Die Weiße der Fläche läßt sich noch verbessern, wenn reine weiße Magnesia trocken aufgetragen und mit dem Handballen eingerieben wird.

papier gehalten, das von der Sonne beschienen ist. Man liest am Instrument eine bestimmte Beleuchtungsstärke ab, mit der die lichtempfindliche Schicht durch die Öffnung O beleuchtet ist. Der Ausschlag ist vom Neigungswinkel  $\alpha$  ganz unabhängig, solange dafür gesorgt wird, daß keine von außerhalb des Zeichenpapiers stammenden Strahlen auf die lichtempfindliche Schicht fallen. Das ist verständlich, da die Leuchtdichte der weißen Fläche vom Betrachtungswinkel unabhängig ist. (Auch eine Milchglaskugelleuchte ist ja außen nicht dunkler als innen, obgleich der Betrachtungswinkel in der Mitte 0<sup>o</sup> und am Rande 90<sup>o</sup> ist.) Die Öffnung O stellt also eine Lichtquelle dar mit der Leuchtdichte  $B_F$  des weißen Papiers und der Fläche  $\pi \varrho^2$ . Ihre Lichtstärke  $I_0$  ist nach (4):

$$I_{\mathcal{O}} = B_F \cdot \pi \, \varrho^2. \tag{7}$$

Diese Lichtquelle bescheint also aus dem Abstand d = 0,10 m die lichtempfindliche Schicht und ruft auf ihr die am Instrument angezeigte Beleuchtungsstärke  $E_0$  hervor:

$$E_0 = \frac{I_0}{d^2}.\tag{8}$$

Aus (7) und (8) folgt die Leuchtdichte 
$$B_F$$
 zu  
 $B_T = \frac{E_0 d^2}{(9)}$ 

$$B_F = \frac{1}{\pi \varrho^2}.$$
 (3)

Aus dem nunmehr bekannten Werte für die Leuchtdichte der weißen, vom Sonnenlicht getroffenen Fläche finden wir weiterhin die Beleuchtungsstärke  $E_F$  dieser Fläche nach (6) zu: 10000  $\pi B_F$  (10)

$$E_F = \frac{10000 \, \pi \, D_F}{0.85}.$$
 (10)

Fig. 3. Messung der Leuchtdichte der Fläche F.
Luxmeter L; lichtempfindliche Schicht S;
H Hülse aus schwarzem Papier; kreisförmige Öffnung O vom Halbmesser e.

Der Faktor 0,85 ist hinzugefügt, weil nur etwa 85% zurückgeworfen werden.

Meßbeispiel: Sonnenhöhe  $h=50^{\circ}$ ;  $\varrho=0.5$  cm; d=0.10 m. Angabe des Luxmeters 220 lx. and nach (10) die Beleuchtungsstärke auf der

Nach (9) ergibt sich  $B_F$  zu 2,8 sb und nach (10) die Beleuchtungsstärke auf der waagerechten Fläche zu rund  $E_F = 100000$  lx.

4. Die Beleuchtungsstärke auf der Fläche wird nun nicht nur von der unmittelbaren Sonnenstrahlung, sondern auch von der mittelbaren Strahlung des gesamten Himmelsgewölbes hervorgebracht. Wenn die Lichtstärke der Sonne gemessen werden soll, so ist die vom Himmelsgewölbe stammende Beleuchtungsstärke  $E_H$  von der oben gemessenen gesamten Beleuchtungsstärke  $E_F$  abzuziehen. Um dies zu bewerkstelligen, schirmt man die Fläche gegen die Sonne ab, doch so, daß nur die Sonne selbst, nicht aber ein größerer Teil des Himmelsgewölbes, von der Fläche aus gesehen hinter dem Schirm verschwindet. Die weiße Fläche liegt also im Schatten. Die vom Himmelsgewölbe stammende Beleuchtungsstärke wird wie in Abschnitt 3 gemessen.

Meßbeispiel.  $h, \rho$  und d wie in Abschnitt 3. Die Beleuchtungsstärke auf der Fläche ist  $E_H = 22\,000$  lx. Die von der Sonne allein herrührende Beleuchtungsstärke  $E_S = E_F - E_H = 100\,000 - 22\,000 = 78\,000$  lx.

Nunmehr läßt sich die Lichtstärke der Sonne berechnen<sup>1</sup>. Nach (3) ist  $I_S = E_S \cdot r^2/\cos(90^0 - h)$ . Für die Entfernung Erde-Sonne wird  $15 \cdot 10^{10}$  m eingesetzt. Man findet damit  $I_S = 2,25$  HK. Die scheinbare Sonnengröße ist etwa  $\frac{1}{2}^0$ . Der Querschnitt der Sonnenscheibe ist  $1,53 \cdot 10^{22}$  cm<sup>2</sup>. Die Leuchtdichte der Sonne wird nach (4) gefunden zu  $B_S = I_S/f_S = 147000$  sb.

Übersicht über die Ergebnisse:

Beleuchtungsstärke im Freien bei Sonnenschein, Sonnenhöhe 50°.

Klares Wetter			$\sim$ 100 000 lx
Beleuchtungsstärke. Direktes Sonnenlicht abgeschattet			$\sim$ 22 000 lx
Lichtstärke der Sonne			$\sim 2,25 \cdot 10^{27}$ HK
Leuchtdichte der Sonne		•	$\sim$ 147 000 sb

<sup>1</sup> Vgl. auch diese Z. 38, 203 (1925).



Zur Vergleichung seien folgende Zahlen angegeben: Beleuchtungsstärke im Mondschein 0,2 lx; Tageslicht in Räumen bis zu mehreren 1000 lx; künstliches Licht am Arbeitsplatz mehrere Hundert lx; durchschnittliche Zimmerbeleuchtung 20 bis 100 lx; gutbeleuchtete Verkehrsstraße 10 bis 20 lx. — Leuchtdichte des Mondes 0,25 sb, einer Kerze 0,8 sb; der elektrischen Glühlampe 100 bis 1000 sb; Niedervoltglühlampe überlastet (vgl. Schullampen, z. B. Osram 8001 und 8100) bis etwa 3500 sb; Bogenlampe etwa 15000 sb; Quecksilberhöchstdrucklampe 30000 sb; bei kurzzeitiger Überlastung bis 200000 sb; Beckbogenlampe (in Heeresscheinwerfern) etwa 100000 sb.

5. Himmelshelligkeit. Die gesamte Himmelskuppel kann als indirekte Lichtquelle betrachtet werden. Ihre Leuchtdichte  $B_{\hbar}$  — sie wird Himmelshelligkeit genannt kann ganz ebenso gemessen werden, wie oben die Leuchtdichte des weißen Papier-

blattes. Man hält also die Öffnung Oso, daß die lichtempfindliche Schicht der Zelle von einem bestimmten Stück des Himmelsgewölbes beschienen wird. Es gilt wie oben

$$B_h = rac{E \, o \cdot d^2}{\pi \cdot o^2}.$$

Man findet dann leicht, daß die Helligkeit des Himmels nicht an allen Stellen gleich ist. Mißt man auf dem durch Sonne und Zenit bestimmten größten Kreise (Sonnenmeridian), so findet man eine hohe Helligkeit in Sonnennähe; mit der Entfernung von der Sonne nimmt sie ab, durchläuft



Fig. 4. Himmelshelligkeit, gemessen auf dem Sonnenmeridian. Radialer Abstand der Meßpunkte von O als relatives Maß der Himmelshelligkeit. Größte Helligkeit in Sonnennähe, Dunkelzentrum in etwa 75° Sonnenabstand. Helligkeitszunahme gegen den sonnenfernen Horizont.

jenseits des Zenits einen Tiefwert — beim sogenannten Dunkelzentrum, gleichzeitig Gegend des tiefsten Himmelsblau — und nimmt gegen den Horizont hin wieder zu. Fig. 4 zeigt das Ergebnis einer Messung.

6. Polarisation des Himmelslichtes. Die heute auf dem Markt befindlichen dichroitischen Polarisationsfilter, die auch für photographische Zwecke in den Handel kommen (z. B. Herotar und Bernotar von Zeiß), erlauben einen einfachen Nachweis der Polarisation des Himmelslichtes. Dreht man sie vor dem Auge, während man gegen das Himmelsgewölbe blickt, so läßt sich das Heller- und Dunklerwerden des Himmels deutlich beobachten. Werden sie vor die oben gebrauchte Photozelle geschaltet, so läßt sich der Polarisationsgrad auch einfach messen. Das Verfahren braucht nicht näher beschrieben zu werden. Um den Polarisationsgrad  $\varepsilon$  zu finden, teilt man die Differenz der abgelesenen Beleuchtungsstärken in der Minimumstellung  $E_{min}$  und Maximumstellung  $E_{max}$  durch die Summe beider Werte:

$$arepsilon = rac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}}$$

Mißt man wieder auf dem Sonnenmeridian, so findet man eine Stelle geringster Polarisation etwa oberhalb vom Gegenpunkt der Sonne, den sogenannten ARAGoschen neutralen Punkt. Der BABINETSche neutrale Punkt ist wegen der Sonnennähe schlechter zu finden.

7. Bei gleichmäßig wolkenbedecktem Himmel läßt sich leicht feststellen (wie in Abschnitt 5), daß die Leuchtdichte  $B_H$  über das ganze Himmelsgewölbe gleichmäßig ist. Mißt man gleichzeitig wie in Abschnitt 3 die Leuchtdichte einer im Freien liegenden, von diesem Himmelsgewölbe beschienenen weißen Fläche, so findet man, daß ihre Leuchtdichte fast ebenso groß ist, wie diejenige des "grauen" Himmels. Sie ist nur deshalb ein wenig geringer als diese, weil sie nicht das ganze Licht zurückwirft. Das Ergebnis überrascht nicht, wenn man sich an die an Wintertagen

U. 54.

oft beobachtete Tatsache erinnert, daß Schneedecke und wolkiger oder dunstiger Himmel am Horizont ohne Grenze ineinander laufen.

Es ist eine lehrreiche Aufgabe, dies auch rechnerisch zu beweisen. Die horizontale Fläche F (Fig. 5) erhält von dem Himmelsstück, das durch die Fläche  $\Delta f$ gesehen wird, die Beleuchtungsstärke  $\Delta E_F$ ; denn "das Fenster"  $\Delta f$  ist eine scheinhare Lichtquelle mit der Leuchtdichte des dahinter



Fig. 5. Zur Ableitung der Beziehung zwischen der Helligkeit  $B_H$  einer weißen hortzontalen Fläche und derjenigen  $B_F$  des bedeckten Himmels ( $B_F \approx B_H$ ).  $\Delta f$  ist übertrieben groß gezeichnet.

liegenden Himmelsstücks. Es ist also  

$$4 E_{-} = B_{+} \cos \omega \cdot A t/r^{2}$$

und

$$E_F = \Sigma \ B_H \cos \varphi \cdot \varDelta \ f/r^2.$$

Die Summe  $\Sigma \cos \varphi \Delta f$  ist aber gleich der Grundfläche der Halbkugel. Damit wird, wenn man nun noch berücksichtigt, daß  $\Delta f$  in cm<sup>2</sup>, r in m gemessen werden muß:

$$E_{\mathbf{F}} = 10\,000\,\pi\,B_{\mathbf{H}},\tag{11}$$

und unter Berücksichtigung von (10) ergibt sich  $B_F = 0.85 \cdot B_H$ . Meßbeispiel: Gemessen wurde Die horizontale Beleuchtungsstärke an diesem Tage

 $B_h = 0.95$  sb und  $B_F = 0.75$  sb. Die horizontale Beleuchtungsstärke an diesem Tage betrug also nach (10) und (11) etwa 300001x.

Zusammenfassung. Wie an künstlichen Lichtquellen, so lassen sich auch am Tageslicht Messungen unter Benutzung eines einfachen Sperrschicht-Luxmeters durchführen. Eine für schulgemäße Ansprüche ausreichende Genauigkeit läßt sich schon ohne gesteigerte Sorgfalt erzielen. Benutzt wurde ein photographischer Belichtungsmesser, der auf Lux geeicht wurde. Die horizontale Beleuchtungsstärke im Sonnenlicht, die Helligkeit des blauen und bedeckten Himmels und die Polarisation des Himmelslichtes konnten damit bestimmt werden.

# Über einen Schulversuch zur Ermittelung der Loschmidtschen Zahl. Von Dr. Hellmut Reuther in Dresden.

Die Loschmidtsche Zahl, d. h. die Anzahl der Gasmoleküle in einem Kubikzentimetr oder auch die Anzahl der Moleküle in einem Gramm-Mol (bisweilen auch Avogadbrosche Zahl genannt) ist zweifellos eine der wichtigsten Größen für Physik und Chemie. Ihre Bestimmung ergab nach verschiedenen Methoden in guter Übereinstimmung stets denselben Wert, den wir heute durch  $N = 6,022 \cdot 10^{23}$  Moleküle im Gramm-Mol angeben können. Hierbei ist die Genauigkeit größer als 1%. Gleichzeitig wurde die Atomtheorie dadurch so stark gestützt, daß wir heute von einer Atomlehre sprechen können.

Von den verschiedenen, teils sehr eleganten Bestimmungsmethoden eignet sich keine zur Demonstration im Physik- oder Chemieunterricht der höheren Schule. Es soll nun eine Möglichkeit beschrieben werden, nach der die LoscHMIDTsche Zahl N unter gewissen Voraussetzungen auf Grund eines Experimentes berechnet werden kann. Daß dieses Problem gerade für die Schule der Mühe wert ist, dürfte ohne weiteres klar sein, denn wenn im Unterricht das erste Mal die Atomtheorie gestreift oder behandelt wird, dann ist der Sprung vom Makrokosmos zum Mikrokosmos derart groß, daß das Verständnis des Schülers meist nicht ausreicht, ihn zu überbrücken. Da eine experimentelle Bestätigung fehlt, empfindet der Schüler erfahrungsgemäß die Atomlehre als etwas Unbewiesenes, Labiles und Abstraktes. Freilich dürfte der Versuch in die oberen Klassen gehören, wo er aber vollkommen verstanden werden kann.

Nun zum Versuch selbst. Es handelt sich also darum festzustellen, wie groß die Anzahl der Moleküle in einem Gramm-Mol ist. Hierzu wäre eine Substanz geeignet, von der es gelingt, eine möglichst geringe Menge in einem kleinen Raume zu erfassen und die Teilchenzahl zu ermitteln. Sodann könnte mit Hilfe des Molekulargewichtes auf die Zahl im Mol geschlossen werden. Die organische Chemie gibt uns nun Stoffe in die Hand, die auf einer Wasseroberfläche einen monomolekularen "Film" bilden, d. h. eine Schicht, bei der die Moleküle nicht übereinander gelagert sind. Eine Verbindung dieser Art von relativ einfachem Bau ist das Triolein, der Triglycerinester der Öl-

säure mit der Bruttoformel  $C_3H_5(OC_{18}H_{33}O)_3$ . (Siehe nebenstehend.) Die einzelnen Trioleinmoleküle richten sich nun, auf die Wasseroberfläche gebracht, derart, daß die langen Ketten nach oben stehen, weil sie sich mit dem Wasser nicht vertragen, das Glycerinradikal jedoch das Wasser aufsucht (Fig. 1). Wird eine sehr kleine Menge angewendet, so daß sich keine Öllinse bilden kann, dann reihen sich tatsächlich die Moleküle aneinander und ergeben die monomolekulare Schicht. Um möglichst wenig Triolein zu dosieren, wird es in einem niedrigsiedenden Benzin gelöst. Stellt

man sich zu diesem Zweck eine 0,4%ige Lösung her, und verwendet man einen Tropfen davon, so erhält man beim Auftropfen auf eine Wasserfläche etwa in einer großen Fixierbadschale, einen Kreis von rund 30 cm Durchmesser, der nur aus einer dünnen

Schicht Triolein besteht, während das als Lösungsmittel verwendete Benzin sofort verdampft. Für die Errechnung der gesuchten Größe N muß nun die Kreisfläche, so gut es geht, gemessen werden. Da aber das Triolein farblos ist, hebt es sich vom Wasser nicht besonders gut ab, und man muß, wenn man den Kreis gleichzeitig einem ganzen Auditorium zeigen will, noch einen Indikator verwenden. Als

solcher eignet sich ein leichtes Pulver, das nicht oder nur sehr wenig vom Wasser benetzt wird, wie etwa Talkum oder besser, insbesondere auf heller Unterlage, feingepulverte Tier- oder Holzkohle. Bringt man nämlich eine kleine Menge



Fig. 2. Triolein auf einer leicht mit Kohlepulver bestäubten Wasseroberfläche.



Fig. 3. Triolein auf einer übermäßig mit Kohlepulver bestäubten Wasseroberfläche.

davon mit Hilfe eines feinen Siebes auf die Wasseroberfläche, so werden die kleinen Teilchen durch das sich ausbreitende Triolein nach außen getrieben und ineinander geschoben, so daß die Begrenzung der Kreisfläche sehr deutlich zu sehen ist (Fig. 2). Wichtig ist, daß man von der Kohle nicht zu viel nimmt, wodurch die einzelnen Teilchen schon ohnehin aufeinander einwirken und eine zusammenhängende Kohleschicht bilden. In diesem Falle muß das sich ausbreitende Triolein die vorhandene Schicht zerreißen, wobei eine zackige Begrenzung entsteht (Fig. 3).

Es kann nun die Frage auftauchen, ob nicht das reine Benzin kurz nach dem Auftropfen auf die Wasseroberfläche eine ähnliche Wirkung hervorruft und zu Täuschungen Anlaß geben kann. Man kann sich jedoch leicht davon überzeugen, daß dies nicht der Fall ist, wenn man einmal einen Blindversuch mit reinem Benzin durchführt. Es entsteht zwar auch hier im ersten Augenblick ein Kreis, der aber sehr bald wieder verschwindet, so daß die Kohleteilchen wieder an ihre ursprünglichen Plätze zurückeilen. Allerdings ist das nur dann vollkommen der Fall, wenn man nicht zu viel Indikatorpulver anwendete.

Soll der Versuch wiederholt werden, so ist selbstverständlich die benutzte Wanne neu zu säubern und frisches Wasser zu verwenden. Kleine Reste von Triolein stören nämlich die Symmetrie der neu entstehenden Kreisfläche.

$$\begin{array}{c} H & O \\ H & U \\ H - C - O - C - C_{17}H_{38} \\ U \\ H - C - O - C - C_{17}H_{33} \\ H - C - O - C - C_{17}H_{33} \\ H - C - O - C - C_{17}H_{38} \\ U \\ H \\ H \\ O \end{array}$$

Fig. 1. Anordnung der Trioleinmoleküle auf einer Wasseroberfläche (schematisch). o Glycerinradikal; — lange Ketten.

Die Berechnung setzt nur elementarste Mathematik voraus und dürfte keine Schwierigkeiten in sich bergen. Sie soll jedoch an Hand eines Beispiels, wie es leicht zu erhalten ist, durchgeführt werden.

Das Gewicht eines Tropfens<sup>1</sup> einer 0,44%igen Trioleinlösung betrug 0,02 g und die dabei erreichte Kreisfläche hatte einen Durchmesser von 35 cm. Hieraus läßt sich die Dicke der monomolekularen Schicht folgendermaßen ermitteln:

$$l \cdot \pi \cdot r^2 \cdot h = G$$

(d = Dichte des Trioleins: 0,92; r = Radius des Kreises: 17,5 cm; h = Dicke der mono-molekularen Schicht; G = Menge des Trioleins im Tropfen).

 $0,92 \cdot 17,5^2 \cdot \pi \cdot h = 0,02 \cdot 0,0044$ , also  $h = 1,0 \cdot 10^{-7}$  cm.

Man denkt sich nun die Moleküle als Kugeln, eine Annahme, die nach dem am Anfange Gesagten nicht ganz richtig ist, jedoch zur Ermittelung der Größenordnung



Fig. 4. Anordnung der Trioleinmoleküle in der monomolekularen Schicht (schematisch).

von N ausreicht. Es läßt sich leicht ausrechnen, wieviele solcher Kugeln in dem Zylindervolumen mit der Höhe h vorhanden sein müssen, ohne die sogenannte "Kugelpackung" zu berücksichtigen. Daß nämlich zwischen den einzelnen Molekülen Hohlräume vorhanden sind, wurde unbewußt durch die verwendete Dichte des Trioleins in Rechnung gesetzt (Fig. 4). Ist x die Anzahl der kugeligen Moleküle, r' = h/2 ihr

Radius und *d* wiederum die Dichte des Trioleins, so ergibt sich für das Volumen *V*:  $V = x \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot r'^3 = G/d; \ x = 2,3 \cdot 10^{16}.$ 

Wenn 2,3 · 10<sup>16</sup> Moleküle in 0,000088 g vorhanden sind, dann enthält ein Gramm-Mol (= 885 g)  $N = 2,3 \cdot 10^{23}$  Moleküle.

Die Größenordnung ergibt sich also vollkommen richtig. Die vorhandene Abweichung vom richtigen Wert 6,022 · 10<sup>23</sup> ist in der Näherungsannahme der Kugelpackung begründet.

Zusammenfassung: Die Möglichkeit, von bestimmten Substanzen auf einer Wasseroberfläche einen monomolekularen Film herstellen zu können, läßt sich für Schulunterrichtszwecke zu einer Methode für die Bestimmung der Loschmidtschen Zahl ausbauen. Da es sich hierbei nur um die Erfassung der Größenordnung handelt, ist die Durchführung nicht an besondere Kniffe gebunden.

Schrifttum. BECHHOLD, H.: Einführung in die Lehre von den Kolloiden, S. 54. Dresden und Leipzig 1934. — EUCKEN, A.: Lehrbuch der chemischen Physik, S. 486 ff. Leipzig 1930. — HEY-MANN, L. L.: Kolloid-Z. 57, 81 (1931).

# Für die Praxis.

Einfache Bestimmung des spezifischen Gewichtes der Luft. Von Dr. Martha Niemöller in Perleberg. — Der zur Bestimmung des spezifischen Gewichtes der Luft gewöhnlich angegebene Versuch: Absaugen eines Teiles der in einer Flasche enthaltenen Luft und Bestimmung des Gewichtes der abgesaugten Luftmenge und ihres Volumens aus der Wassermenge, die beim Öffnen eines Hahnes unter Wasser in die Flasche einströmt, führt zu recht ungenauen Ergebnissen. Behandelt man das spezifische Gewicht zunächst nur bis zur Bestimmung dieser Größe für Flüssigkeiten und verschiebt die Bestimmung des spezifischen Gewichts der Luft so lange, bis das BOYLE-MARIOTTEsche Gesetz besprochen worden ist, so läßt sich die Volumenbestimmung durch eine einfache Ablesung des Druckes und eine Berechnung ersetzen.

<sup>1</sup> Die Größe der Tropfen hängt ganz von der verwendeten Tropfeinrichtung (Pipette) ab; deshalb sollte ihr Gewicht auf der analytischen Waage festgestellt werden. Es empfiehlt sich, mehrere Tropfen zu wägen und auf einen zu extrapolieren.

Das dazu erforderliche Gerät kann man aus einfachen Mitteln zusammenstellen (siehe die Figur). Es besteht aus einem ERLENMEYERschen Kolben, der durch einen Gummistopfen mit doppelter Durchbohrung verschlossen ist. Durch die eine Bohrung geht ein Hahnrohr R, durch die andere der längere Schenkel eines Quecksilbermanometers M, dessen kürzerer Schenkel in der Flasche liegt. Als Skala dient ein Stück Millimeterpapier. Die Flasche wird auf die eine Waagschale einer genau gehenden Waage gestellt und Gleichgewicht hergestellt. Man saugt einen Teil der in der Flasche befindlichen Luft ab, schließt den Hahn und stellt wieder Gleichgewicht her,

indem man in ein Schälchen, das mit der Flasche zugleich ins Gleichgewicht gebracht wird, aus einer Glasröhre Sand laufen läßt. Das Gewicht des Sandes wird am Schluß des Versuches bestimmt. Wenn Gleichgewicht besteht, wird die Druckdifferenz am Manometer abgelesen.

Das in der Flasche eingeschlossene Luftvolumen, vermehrt um die in dem Teil des Hahnrohres, der aus der Flasche herausragt, und vermindert um die Luftmenge, die vom Manometer verdrängt wird, sei v, der herrschende Barometerstand p, die Differenz der Quecksilberstände h und die Gewichtsabnahme  $\delta$ . Im Innern der Flasche herrscht der Druck p' = p - h. Das abgesaugte Luftvolumen wird mit Hilfe des BOYLE-MARIOTTEschen Gesetzes berechnet. Es sei v' das Volumen, zu dem sich vausdehnen würde, wenn der Druck von p auf p' sinkt. Dann ist nach dem Gesetze von BOYLE-MARIOTTE  $v' \cdot p' = v \cdot p$ . Daraus folgt

$$v' = \frac{v \cdot p}{p'} \,. \tag{1}$$

In der Flasche ist nach dem Absaugen eines Teiles der Luft noch das Volumen v vom Druck p' vorhanden. Das abgesaugte Luftvolumen beträgt

$$v_0 = v' - v. \tag{2}$$

Durch Einsetzen des für v' gefundenen Wertes erhält man

$$v_0 = rac{v \cdot p}{p'} - v = rac{v(p-p')}{p'}$$
 .

Für das spezifische Gewicht s ergibt sich der Ausdruck:

$$s = rac{\delta}{v_0} \equiv rac{\delta \cdot p'}{v(p-p')} = rac{\delta \cdot p'}{v \cdot h} \, .$$

Eine Reihe von Versuchen ergab folgende Werte:

v cm <sup>3</sup>	p mm	h mm	p' mm	δ mg	8
575 575 575 575 575 575	750 • 750 750 750 750 750	$12 \\ 8 \\ 22 \\ 9 \\ 11$	738 742 728 741 739	11 9 24 10 11	1,17 1,43 1,38 1,43 1,285
				Mittelwer	$6,695 \ t: 1,339 \ pprox 1,3$

Die erhaltene Zahl bezeichnet das spezifische Gewicht der Luft für den Barometerstand p'. Auf eine Zurückführung auf den Normaldruck kann auf dieser Stufe noch nicht eingegangen werden.

Der Versuch eignet sich auch für Schülerübungen.







(4)

### Berichte.

# 2. Forschungen und Ergebnisse.

Bericht über die Höhenstrahlforschung in den Jahren 1939 und 1940. Teil IV (Temperatureffekt und periodische Änderungen der Höhenstrahlung). Von R. PYRKOSCH in Breslau.

Die periodischen Änderungen der Höhenstrahlung sind in letzter Zeit ziemlich eingehend untersucht worden. Die Jahreswelle, die FORBUSH aus den Aufzeichnungen der gleichartigen stark gepanzerten Ionisationskammern in USA, Mexiko, Peru und Neuseeland erhalten hatte (vgl. Teil III, S. 154), erreichte ihren Höchstwert auf der nördlichen Halbkugel in der Mitte des Januar, und ihre Amplitude nahm von 0 am Äquator bis etwa 1% der Gesamtstrahlungsstärke in Mexiko und 1,6% bei Washington zu, während der Höchstwert von 0,8% auf der südlichen Halbkugel in Neuseeland nahe dem Juliende stattfand. Dieselben Aufzeichnungen sind von GILL (1) mit einem anderen statistischen Verfahren bearbeitet worden. Er findet den Höchstwert der Strahlungsstärke für Cheltenham bei Washington und Neuseeland um die Mitte der kalten Jahreszeit, für Mexiko zur Frühlings- und für Peru zur Herbsttagundnachtgleiche (21.3. und 23.9.). Aus den Messungen in Cheltenham wurde von ihm der Temperaturkoeffizient (-0,15 + 0,02% je Grad C) ermittelt, der mit  $\alpha = -0.18\%$  aus den Messungen von COMPTON und TURNER auf dem stillen Ozean und dem aus dem Mesonenzerfall theoretisch gewonnenen ( $\alpha = -0,16\%$  je Grad C) von BLACKETT [diese Z. 54, 22 (1941)] befriedigend übereinstimmt.

Die Untersuchung von GILL bestätigte mit größerer Genauigkeit die schon von COMPTON und TURNER festgestellte Abwesenheit einer Jahreswelle mit dem Höchstwert der Strahlungsstärke im Anfang Januar zur Zeit des Perihels, der zu erwarten wäre, wenn ein merklicher Teil der Höhenstrahlung direkt von der Sonne käme. Auch findet er keinen Anhalt für eine Abschirmung der Strahlung durch ein Magnetfeld der Sonne, die eine Verminderung der mittleren Stärke zur Folge haben sollte, wenn die Erde der Sonne am nächsten ist. Die Jahreswelle erscheint also im wesentlichen durch die Änderung der atmosphärischen Temperatur bedingt.

Obgleich schon vor 1933 eine Anzahl Forscher eine leichte Abhängigkeit der Höhenstrahlung von der Temperatur beobachtet hatten, war diese mit positivem Vorzeichen versehen, so daß einer höheren Temperatur auch eine größere Intensität entsprach; sie konnte auf Fehlerquellen zurückgeführt werden. Erst 1933 gelang es HESS und Mitarbeitern (2) nach deren Ausschaltung, eine kleine, reelle negative Abhängigkeit der Strahlungsstärke von der Temperatur der äußeren Luft sicher zu stellen. Sie benutzten dabei die Aufzeichnungen einer mit 10 cm Pb gepanzerten Ionisationskammer in 2300 m Höhe bei Innsbruck, die sich über mehrere Jahre erstreckten, und fanden eine um 1,2% größere Intensität im Winter

als im Sommer bei derselben Temperatur des Meßgeräts und demselben Luftdruck. Als Temperaturkoeffizient ergab sich daraus -0,091% je Grad C, der mit dem von DEMMELMAYR (3) aus den Messungen von 1936/37 erhaltenen  $\alpha$  = -0,08% gut übereinstimmte. In Kapstadt fanden SCHONLAND und Mitarbeiter (4) aus Ionisationskammermessungen in den Jahren 1933 bis 1935  $\alpha = -0.12\%$  und in Amsterdam CLAY und BRUINS (5) aus den Aufzeichnungen von 3 Ionisationskammern, deren eine mit 12 cm Fe, die beiden anderen mit 110 cm Fe gepanzert waren, denselben Wert  $\alpha = -0.21\%$  je Grad C. BAR-NOTHY und FORRO (6) hatten in Budapest durch Zählrohrmessungen  $lpha = (-0.38 \pm 0.05)\,\%$  je Grad C erhalten.

Die Ionisationskammermessungen von Comp-TON und TURNER auf der Schiffslinie zwischen Vancouver und Sydney sind von GILL (7) auf 15 neuen Reisen der Kammer fortgesetzt und ihre Ergebnisse bestätigt worden. Dabei wurde a als abhängig von der Breite erkannt mit dem Höchstwert ---0,25% je Grad C für magnetische Breiten höher als 40° N oder S, während  $\alpha$  von 42,5° bis 25° schnell abnimmt, um dann wieder konstant zu werden. Dies war nach der BLACKETTschen Erklärung des Temperatureffekts durch den Mesonenzerfall zu erwarten, da die nahe dem Äquator einfallenden Primärstrahlen und folglich auch die von ihnen erzeugten Mesonen im Durchschnitt mehr Energie und längere Lebensdauer haben als unter höheren Breiten.

Eine Zunahme des jährlichen Effekts mit der Breite, die der Zunahme des Temperaturunterschiedes im Winter und Sommer entspricht, wurde von G. MICZAIKA (8) auf Grund der vorliegenden Messungen gefunden. Er selbst hat die Jahresschwankung von 1933-1934 in Potsdam mit einer STEINKE-Kammer untersucht, die abwechselnd 20 Tage lang mit 10 cm Pb gepanzert und 10 Tage lang ungepanzert war. Nach Berichtigung in Bezug auf Luftdruckänderungen ergaben die Monatsmittel mit und ohne Panzer einen Höchstwert im Januar bis Februar 1933 und 1934 und einen Tiefstwert im August 1933. Die Amplitude betrug mit Panzer 2,9% des Mittelwerts, ohne Panzer 2,6%. COMPTON und TURNER hatten zwischen Vancouver und dem Äquator sowie zwischen diesem und Sydney eine Jahresschwankung von 2 bis 3% der mittleren Strahlungsstärke mit ihrer gepanzerten Kammer bekommen.

MILLIKAN, NEHEE und D. O. SMITH (9) brachten im März 1938 eine gepanzerte Kammer mit NEHERSchem Elektroskop auf einem Schiff unter, das langsam und mit Aufenthalten in zahlreichen Häfen von Vancouver nach Kalifornien, um Südamerika herum und wieder zurück nach Vancouver fuhr und wegen seiner Langsamkeit besonders geeignet war zur Erlangung guter Mittelwerte für die durchfahrenen Breiten. Wie bei früheren Reisen wurde als Breiteneffekt von der kalifornischen Küste bis zum Äquator im Herbst 1938 der Betrag 7% der Intensität in höheren Breiten erhalten [vgl. diese Z. 49, 260 (1936)]; dagegen wies die von 1. Mai bis 9. Juni 1939 zwischen Los Angeles und Vancouver aufgenommene Kurve eine Zunahme des Breiteneffekts um 3,5% auf, während er zwischen Los Angeles und dem Äquator hin und zurück derselbe war. Der Unterschied auf der Hin- und Rückreise in höheren Breiten konnte also nicht erdmagnetische Ursachen haben, sondern mußte durch die Temperatur der Atmosphäre bedingt sein, die von der Strahlung durchsetzt wird. Er ist im Einklang mit der Jahreswelle von For-BUSH, die am Äquator in Peru fehlte, aber in den gemäßigten Zonen der beiden Erdhälften vorhanden war.

Nach der BLACKETTschen Erklärung des Temperatureffekts dringen im Winter mehr Mesonen bis zur Seehöhe vor als im Sommer, weil die Atmosphäre bei niedriger Temperatur weniger hoch ist als bei höherer, wo sie sich ausdehnt. Im Winter ist daher stärkere Ionisation in Seehöhe durch die Höhenstrahlung zu erwarten als im Sommer. Dagegen sollte die Gesamtionisation, welche von ihr über einem Ort erzeugt und durch die Fläche unter der Höhenionisationskurve an diesem Ort gemessen wird [diese Z. 47, 116 (1934)], von der Jahreszeit unabhängig sein. Um diese Folgerungen zu prüfen, begaben sich MILLIKAN und NEHER (10) kurz vor Weihnachten 1938 nach Omaha in Nebraska, wo sie bereits 1937 bei warmem Sommerwetter Höhenmessungen ausgeführt hatten, und veranstalteten dort bei strenger Winterkälte 4 Aufstiege mit Registrierballonen. Die dabei benutzten Ionisationskammern und Elektroskope waren zumeist dieselben wie früher und die Ablesungen in jedem Falle mit den früheren streng vergleichbar. Die Aufzeichnungen ergaben nun in der Tat auf allen Höhenstufen deutlich höhere Strahlungswerte als im Sommer. Aber auch die Fläche unter der Winterkurve war wider Erwarten um 9,7 % größer als unter der Sommerkurve, so daß die gesamte einfallende Strahlung zeitlich verschieden und Änderungen unterworfen zu sein scheint, die jeden atmosphärischen Einfluß verdecken können. Eine Bestätigung dieser Ansicht ist nach MILLIKAN und NEHER aus der Arbeit von FORBUSH über die erdumfassenden Änderungen der Höhenstrahlung zu entnehmen (vgl. Teil III). Denn in ihr sind die Messungen in Cheltenham, Teleoyucan, Huancayo und Christchurch in einer Kurve dargestellt, welche die Änderung der Strahlungsstärke zwischen April 1936 und Juli 1938 veranschaulicht. Diese Kurve zeigt, daß die Strahlung in den gleichartigen Ionisationskammern vom September 1937 bis Juli 1938 auf der ganzen Erde um etwa 1,5% zunahm. Die Kurve ist bis zur Zeit der Messungen von MILLIKAN und NEHER nicht fortgesetzt worden, aber sie stieg rasch von Januar bis Juli 1938 und nach FORBUSH noch einige Monate nachher, so daß die beträchtliche von MILLIKAN und NEHER festgestellte Zunahme der einfallenden Strahlung im Winter 1938 gegen den Sommer 1937 mit dem Verhalten der Kurve übereinstimmt.

Bei der Vergleichung dieser Flugergebnisse mit früheren, die von MILLIKAN und Mitarbeitern unter höheren Breiten erlangt worden waren, wurde das Knie der Breiteneffektskurve in großen Höhen bei etwa 56° magn. Br. gefunden, während Cosyns bei einer Zusammenstellung der bis dahin vorliegenden Ergebnisse von Stratosphärenflügen das Knie in jeder Höhe zwischen 70 und 180 mm Hg Druck bei etwa 49° wie in Seehöhe festgestellt hatte [vgl. diese Z. 53, 25 (1940)].

Auf Veranlassung von COMPTON hat JESSE eine Reihe Flüge mit Pilotballonen als Träger der Apparate vom Oktober 1938 an ausgeführt (11), um zu ermitteln, ob der in Seehöhe vorhandene jahreszeitliche Gang der Höhenstrahlung auch bis zu großen Höhen besteht. Er benutzte dazu eine kugelförmige Ionisationskammer mit 15 cm Durchmesser, einer 0,05 cm dicken Stahlwand und einer Argonfüllung von 10 Atmosphären Druck. Der wichtigste Teil des Apparates war ein Elektrometer besonderer Konstruktion; das Gesamtgewicht betrug 3000 bis 3500 Gramm. Bei den 8 Flügen, über die vorläufig berichtet wird, kam der Apparat jedesmal hoch genug, um den Gipfel der Ionisationskurve deutlich anzuzeigen. Der geringste aufgezeichnete Druck war 1,6 cm Hg. Vor jedem Fluge wurde der Apparat mit demselben Radiumpräparat in derselben Entfernung und bei derselben geometrischen Anordnung geeicht, und alle Höhenstrahlungsmessungen wurden auf diese Eichung bezogen. Da es sich um Messungen rein relativer Art handelte, wurde so die Notwendigkeit vermieden, die Kapazität oder die Dichte des Füllgases genau zu bestimmen.

Vom 1. November bis 1. April wurde in dem Gipfelwert der Strahlungsstärke nur wenig Änderung gefunden. Dagegen ergaben Flüge am 30. 5. und 10. 6. 39 einen um 10% geringeren Wert als den höchsten im Februar und März erhaltenen, in Übereinstimmung mit den Messungen von MILLI-KAN und NEHER in Omaha. Die Frage nach einer jahreszeitlichen Schwankung konnte zur Zeit noch nicht beantwortet werden, da die Versuche noch kein volles Jahr lang gedauert hatten.

Von Kolhörster (12) ist der Jahresgang der Höhenstrahlung auf Grund der Aufzeichnungen Zweifachkoinzidenz-Doppelanordnungen seiner [vgl. diese Z. 53, 26 (1940)] untersucht worden, die sich von Mitte September 1938 bis Ende April 1940 erstreckten. Er findet, daß die Korrelation der Intensität von gefilterten und ungefilterten Höhenstrahlen mit der atmosphärischen Temperatur wie mit dem Luftdruck eindeutig negative Koeffizienten ergibt, die im Sinne des Mesonenzerfalls nach BLACKETT und RATHGEBER als Abstandseffekte gedeutet werden können. Die Temperaturänderungen zeigen durchweg geringere Korrelation als die Druckschwankungen. Aber selbst bei der starken Veränderlichkeit der Witterungsbedingungen im Jahresverlauf bleiben noch alle Temperatureffekte negativ. Dies deute daraufhin, daß für den jahreszeitlichen Temperatureffekt nicht die Witterungsverhältnisse in Bodennähe, sondern die in der Gleichgewichtshöhe der Mesonen maßgebend sind.

183

Nach einer kritischen Darstellung des Temperatureffekts von HESS (13) stimmen nicht alle Beobachtungen mit dem von BLACKETT aus dem Mesonenzerfall abgeleiteten Werte des Koeffizienten  $\alpha$  so befriedigend überein wie die oben angeführten. Z. B. sind auf dem Hafelekar bei den Aufzeichnungen einer mit 10 cm Pb gepanzerten Ionisationskammer von 1932—1937 deutliche und ziemlich regelmäßige jahreszeitliche Änderungen von  $\alpha$  gefunden worden, indem sein Wert im Winter mehr als zweimal so groß wie im Sommer war und die Schwankungen im Laufe des Jahres etwa  $\pm$  50° seines mittleren Wertes betrugen. Dies

würde nach der Formel von BLACKETT  $\alpha = -\frac{dz}{L \cdot \delta \Theta}$ 

[vgl. diese Z. 54, 22 (1941)] eine Schwankung der für gewöhnlich im Mittel gleich 16 km angenommenen Höhe z der Mesonenursprungsschicht zwischen 24 und 8 km bedeuten, die nicht zu erklären ist. Möglicherweise ist aber die zur Bestimmung von a benutzte Temperatur nahe dem Erdboden nicht maßgebend für die Temperaturverhältnisse der ganzen Luftsäule über dem Beobachtungsort. Dieser Zusammenhang könnte im Winter anders beschaffen sein wie im Sommer. so daß die Schwankung von  $\alpha$  nur scheinbar wäre. Die wirkliche Größe von α wäre dann nur an einem Orte zu erhalten, wo außer der stündlichen Beobachtung der atmosphärischen Temperatur und der Höhenstrahlstärke am Boden noch regelmäßige Temperaturbestimmungen bis zu großen Höhen ausgeführt würden. Denn der Temperatureffekt ist hauptsächlich bedingt durch die Massenverteilung in der Luftsäule über dem Beobachtungsort. (Wie in der Arbeit von Kol-HÖRSTER bemerkt und wiedergegeben wird, sind Temperaturmessungen dieser Art in den Jahren 1906-1935 über Lindenberg vorgenommen und die jahreszeitlichen Schwankungen der Temperaturmonatsmittel für die Höhen 0; 2; 5; 10; 15; 20; 24 km graphisch dargestellt worden, wobei sich ein überraschend gleichartiger Verlauf der Kurven für die verschiedenen Stufen ergab.)

Nach der vollständigen Bearbeitung der Aufzeichnungen der Ionisationskammer unter 10 cm Pb auf dem Hafelekar von 1932—1937 sind die Extremwerte der jahreszeitlichen Strahlungsstärke 2,770 I und 2,720 I, wo I der Durchschnittswert während dieser Zeit ist, und sie entsprechen der tiefsten und höchsten monatlichen mittleren Temperatur —9° und +8° C. Daraus

folgt als Temperaturkoeffizient  $\alpha$  =

$$=\frac{\partial I}{I\cdot\delta\Theta}=$$

-0,107% je Grad C als endgültiger Wert, also kleiner als der von anderen Forschern unter diesen Breiten gefundene. Diese Unstimmigkeit war nicht der Höhe des Beobachtungsorts zuzuschreiben, da sich in dem 1700 m tiefer gelegenen Innsbruck derselbe Wert ergab, aber vielleicht der verhältnismäßig schweren Panzerung, da auch CLAY und BRUINS (14) ihre schwächer gepanzerte Ionisationskammer gegen Temperaturänderungen empfindlicher gefunden hatten als die stark gepanzerten. Frühere Untersuchungen auf dem Hafelekar mit ungepanzerter Kammer hatten einen ganz anderen Temperatureffekt ergeben, der nur im Winter negativ, im Sommer dagegen positiv war. Daher und aus der Tatsache, daß auch mit gepanzerter Kammer im Winter die Korrelation zwischen Ionisation und Temperatur doppelt so groß war wie im Sommer und immer viel geringer als zwischen Ionisation und Luftdruck, schließt Hzss, daß ein Teil der jahreszeitlichen Schwankung der Strahlungsstärke nicht durch Temperaturänderungen bedingt ist und nicht durch den Mesonenzerfall erklärt werden kann.

Nach seiner Theorie des Temperatureffekts hatte BLACKETT eine Beziehung zwischen der Höhenstrahlungsstärke und dem atmosphärischen Aufbau von Depressionen vermutet [vgl. diese Z. 54, 22 (1941)]. Diese Vermutung ist von D. LOUGHRIDGE und P. GAST (15) bestätigt worden, indem die Aufzeichnungen einer von ihnen benutzten Ionisationskammer eine bemerkenswerte Intensitätsänderung an Fronten anzeigten, die Luftmassen verschiedener Temperatur voneinander trennten. Die Kammer war auf einem Schiff untergebracht, das an der Westküste von Nordamerika zwischen den USA und Alaska fuhr, um den Breiteneffekt zu messen. Von den 12 untersuchten Fronten waren 3 kalte, eine warme und 8 Okklusionen. Die kalten verursachten Änderungen der Strahlungsstärke von 2,9 bis 5%, die warme von 2% und die Akklusionen von 1,7 bis 2,5%. Die Änderungen fanden in 1 bis 3 Stunden statt. Nach der Beziehung  $\frac{dI}{I} =$ dz L (vgl. Teil III, S. 148) folgt daraus mit L  $\sim 9 \text{ km}$  und  $z \sim 20 \text{ km}$  die Verlagerung der Mesonenschicht  $dz \sim 200$  bis 400 m. Dieses Ergebnis wird geprüft an Beobachtungen von BJERKNES und PALMEN, nach denen die absoluten Temperaturen der Atmosphärenschicht in der Höhe 14 bis 16 km vor und nach dem Durchgang einer warmen Front des Verhältnis 1,05, nach dem einer kalten das Verhältnis 0,866 hatten und das Verhältnis der Drucke nach und vor dem Durchgang bei einer Warmfront 1,01, bei einer Kaltfront 0,970 war. Mit Hilfe der barometrischen Höhenformel folgt daraus für die Warmfront d $z \sim 400$  m, für die Kaltfront  $\sim$  -1 km, was als genügende Übereinstimmung angesehen wird, da die Verschiebung dz in 20 km Höhe kleiner sein dürfte als in 14 bis 16 km Höhe.

NISHINA und Mitarbeiter (16) haben ähnliche Untersuchungen mit einer gepanzerten Ionisationskammer an 2 warmen und 8 kalten Fronten von 1937—1939 in Japan angestellt, indem sie stündliche Mittelwerte der Strahlungsstärke auf einen Normaldruck von 755 mm Hg reduzierten. Sie fanden bei der Annäherung und dem Durchgang einer warmen Front eine allmähliche, aber deutliche Abnahme der Intensität, und die Ergebnisse hatten auch dieselbe Größenordnung wie die von LOUGHRIDGE und GAST. Diese japanischen Warmfronten bestehen aus warmer tropischer Luft, die über einen kalten Luftkeil hinweggleitet, und erstrecken sich von 10 bis 15 km Höhe, so daß naturgemäß eine Verminderung der harten Strahlung stattfindet. Dagegen wurde im Gegensatz zu den beiden amerikanischen Forschern keine Wirkung der kalten Fronten gefunden, die sich über die statistischen Schwankungen der Intensität erhoben hätte. Es wird vermutet, daß die Ursache der Unstimmigkeit eine verschiedene Zusammensetzung der oberen Atmosphäre ist.

Die Aufzeichnungen auf dem Hafelekar waren von GRADZIADEI (17) benutzt worden, um eine Beziehung der Sonnenaktivität, nämlich Zahl und Lage von Sonnenflecken und Flocken, zur Höhenstrahlung zu erhalten, doch ergab sich nur eine sehr kleine negative Korrelation. Wurden dagegen die Strahlungswerte in Gruppen nach der Umdrehungszeit der Sonne eingeteilt, die vom Äquator nach den Polen zunimmt und im Mittel 27 Tage beträgt, so wurde bei 45 aufeinander folgenden solchen Perioden eine ziemlich regelmäßige Schwankung von  $\pm 0.3\%$  der mittleren Strahlungsstärke ermittelt (13). Eine Schwankung von + 0.18% während einer Periode von 27.9 Tagen hat GILL (1) aus den Aufzeichnungen der 4 gleichartigen Ionisationskammern in den USA, Mexiko, Peru und Neuseeland mit einem neuen statistischen Verfahren berechnet.

KOLHÖRSTER (18) hat diese Periode mit seiner Doppelzweifachkoinzidenzanordnung untersucht. Dazu wurden die Tagesmittel der Strahlungsstärke während eines Jahres zu 27tägigen Perioden zusammengestellt und in 14 Kurven veranschaulicht, aus denen wieder durch Mittelung eine einzige sich über 27 Tage erstreckende Kurve gewonnen wurde. Sie hat einen annähernd sinusartigen Verlauf mit einer Amplitude von  $\pm$  0,5% der mittleren Tagesstärke von 104 000 Koinzidenzen, der allerdings teilweise durch erdmagnetische Störungen mitbedingt ist. Die Periode wird der Sonnenaktivität zugeschrieben, und zwar besonders den Flocken nach der hohen Korrelation ihrer Zahl mit der Strahlungsstärke, während die Sonnenflecken als Ursache zurückzutreten scheinen. Von MICZAIKA (19) sind diese Untersuchungen mit demselben Apparat fortgesetzt und die Ergebnisse bestätigt worden.

Zu dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnis von dem Tagesgang der Höhenstrahlung wird von WOLLAN (20) bemerkt, daß die betreffenden Schwankungen einige Zehntel vom Hundert der mittleren Stärke nicht übertreffen und deshalb schwer von anderen Änderungen zu unterscheiden sind. Zu diesen gehören die reinstatistischen Schwankungen, deren Einfluß um so mehr verringert wird, je länger man die Beobachtungen ausdehnt; ferner die zwar seltenen, aber beträchtlichen durch HOFFMANNsche Stöße hervorgerufenen und die durch Luftdruckschwankungen verursachten, die etwa 2% je cm Hg betragen und schwer zu berücksichtigen sind, da die Atmosphäre nicht im Gleichgewicht ist und die Ablesungen am Barometer folglich nicht immer ein richtiges Maß für die Luftmasse über ihm sind. Dazu kommt der Einfluß des Mesonenzerfalls, der unter anderem den Temperatureffekt bedingt.

Doch haben bei genügender Rücksicht auf diese erschwerenden Umstände eine Reihe Forscher einen sonnenzeitlichen Gang der Strahlungsstärke mit einer Amplitude von etwa +0,2% der mittleren Intensität und dem Höchstwert um Mittag herum gefunden [vgl. diese Z. 53, 25 (1940)], so z. B. HESS und GRAZIADEI (21) auf dem Hafelekar während der Jahre 1932, 1933 und 1934, SCHONLAND und Mitarbeiter (4) in Kapstadt 1933-1935, FORBUSH (22) auf Grund von Messungen während des Jahres 1936 in Cheltenham bei Washington und THOMPSON (23) nach den Aufzeichnungen, die COMPTON und TURNER auf der Schiffslinie zwischen Vancouver und Sydney erhalten hatten [vgl. diese Z. 53, 25 (1940)]. Letzterer stellte dabei fest, daß die Amplitude und Phase der täglichen Schwankung von der Breite unabhängig sind. Während diese Messungen sämtlich mit stark gepanzerten Ionisationskammern ausgeführt worden waren, hatten KOLHÖRSTER und JANOSSY von Januar 1935 bis März 1936 Koinzidenzversuche mit 2 Zählrohren angestellt, die einen fast sinusförmigen Verlauf der senkrechten Strahlungsstärke mit dem Mindestwert bei 8 und dem Höchstwert bei 19 Uhr MEZ ergaben (vgl. diese Z. 52, 75 (1939)]. Auch BARNOTHY und FORRO (24) haben den Tagesgang der Höhenstrahlung mit Koizidenzanordnungen untersucht und aus Dauermessungen über 20 Monate gefolgert, daß er im wesentlichen durch die Tagesschwankungen des Erdmagnetismus bedingt ist. Ein solcher Zusammenhang war bereits früher von GUNN (25) beobachtet worden. Er kann, wenn mit I die Strahlungsstärke, mit H die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus und mit  $\Delta I$  und  $\Delta H$ die täglichen Änderungen bezeichnet werden, durch den Quotienten  $\frac{\Delta I}{I}$  :  $\frac{\Delta H}{H}$  ausgedrückt werden, für den HESS und Mitarbeiter in Innsbruck den Wert --- 4 gefunden haben.

Auch eine jahreszeitliche Korrelation zwischen den monatlichen Mittelwerten von I und H, nach der eine Abnahme von I mit einer Zunahme von Hzusammenfällt, ist von HESS und Mitarbeitern (26), CLAY (27) und STEINKE (28) festgestellt worden. Auf dem Hafelekar war dabei der Korrelationswert r = -0.75 und  $\frac{\Delta I}{I} : \frac{\Delta H}{H} = -22$ . Dagegen war dieses Doppelverhältnis während des großen

magnetischen Sturms im April 1937 gleich +15. Die große Verschiedenheit dieser Zahlen steht nach JOHNSON (29) einem kausalen Zusammenhang der Änderungen von I und H im Wege, da sie mit der Ringstromhypothese, die hier vor allem in Betracht kommt (vgl. Teil III, S. 154), nicht erklärt werden kann [vgl. auch HESS (13)].

Neuerdings sind die Aufzeichnungen von Zweifachkoinzidenzanordnungen, die sich von Mai 1940 bis Januar 1941 erstreckten, durch KOLHÖRSTER(30) in Bezug auf einen Tagesgang der Höhenstrahlung bearbeitet worden. Wie schon 1936 war die Achsenebene der beiden Zählrohre von 4,8 cm Innendurchmesser und 90 cm wirksamer Drahtlänge nicht nur senkrecht, sondern auch unter 45° gegen die 4 Himmelsrichtungen aufstellbar. Im ersten Falle wurde wie mit den Ionisationskammern der Höchstwert der Strahlungsstärke zwischen 12 und 15 Uhr, der Mindestwert zwischen 21 und 24 Uhr gefunden, dagegen traten diese Extremwerte besonders bei den Strahlen aus Nord, Ost und Süd systematisch verschoben auf. Z. B. steigt die aus Nord einfallende Intensität von einem Minimum zwischen 0 und 3 Uhr rasch zum Maximum zwischen 6 und 9 Uhr, um dann wieder unter Schwankungen allmählich zum Minimum zwischen 0 und 3 Uhr abzusinken. Es wird daraus geschlossen, daß zu bestimmten Tageszeiten etwas stärkere Einstrahlung aus bevorzugten Richtungen erfolgt, ohne daß vorläufig eine nähere Erklärung gegeben werden kann.

Anstatt einer einfachen Tagesperiode mit der größten Stärke um Mittag haben REGENER und W. RAU (31) und RAU (32) durch Ionisationsmessungen mit der großen und kleinen Bodenseebombe [vgl. diese Z. 52, 31 (1939)] in 40 m Wassertiefe einen doppelten Tagesgang mit zwei fast gleichen Amplituden von etwa +0,3% und den Intensitätshöchstwerten um 10 Uhr und 22 Uhr MEZ für die harte senkrechte Strahlung gefunden, die bis zu dieser Tiefe vordringen kann. Da die beiden Ionisationskammern in einer Felsenspalte untergebracht waren, konnte nämlich seitliche Strahlung als abgeschirmt gelten. Derselbe Tagesgang ergibt sich nach RAU auch aus den oben erwähnten Zählrohrmessungen von BARNOTHY und FORRO mit 36 cm Pb zwischen den beiden Rohren, so daß er ohne Zweifel der harten Strahlung zuzuschreiben ist. Die Messungen von REGENER und RAU, die im Januar 1937 bis März 1938 dauernd stattfanden, hatten den Vorteil, daß die gewöhnlichen schwer zu berücksichtigenden Änderungen des Luftdrucks wegen der mächtigen Wasserschicht über dem Meßgerät keine Rolle spielten, ebenso wie die der Temperatur, welche in dieser Tiefe so gut wie konstant war. Die beiden Kammern ließen wegen ihrer verschiedenen Größe die statistischen Schwankungen gut erkennen. Trotz des großen Rauminhalts der Kammern waren diese noch so beträchtlich, daß die stündlichen Ionisationswerte bei ihnen an demselben Tage sowie auch für aufeinander folgende im allgemeinen keinen gleichartigen Verlauf zeigten. Dieser trat erst bei den über einen Monat gebildeten stündlichen Mittelwerten hervor und noch besser bei den viertel- und halbjährlichen Stundenmitteln. Aus den Mittelwerten über alle Aufzeichnungen war schließlich die Doppelperiode klar zu ersehen. Sie wurde aber noch durch besondere statistische Verfahren sicher gestellt.

Daß eine solche Schwankung der Strahlungsstärke eine Folge des erdmagnetischen Tagesganges ist, wird für unwahrscheinlich gehalten, da die bei diesen Messungen in Betracht kommende harte Strahlung kaum durch das Erdfeld merklich beeinflußt werden kann. Dagegen ist eine Periode dieser Art mit den Höchstwerten zwischen 8 bis 10 Uhr und 20 bis 22 Uhr beim Luftdruck bekannt, die als Erklärung der Höhenstrahlschwankung nahe legt, daß die Entstehungsschicht der Mesonen in der oberen Atmosphäre im Takte dieser Periode mitschwingt. Danach müssen die Mesonen im Laufe des Tages verschieden lange Wege bis zum Meßgerät zurücklegen, den längsten, wenn ihre Ursprungsschicht den höchsten Stand erreicht hat, und wegen ihres Zerfalls sollte dann die harte Strahlung am schwächsten sein. Daß sie im Gegenteil dann am stärksten ist, wird durch die Phasenumkehr der atmosphärischen Schwingung in großer Höhe erklärt, wie sie im besonderen von C. L. PEKERTS (33) berechnet worden ist.

Die Amplitude der Mesonenursprungsschicht ist von EHMERT (34) nach den Messungen von RAU zu  $\pm 276$  m berechnet worden, während die der Isobaren nahe dem Erdboden nur wenige Meter beträgt. Da die Knotenfläche der Schwingungen und ihre Phasenumkehr nach PEKERIS in etwa 30 km Höhe liegt, scheinen die Mesonen zum großen Teil in wesentlich höheren Atmosphärenschichten zu entstehen, als gewöhnlich angenommen wird.

Die sonnentägliche Doppelperiode der harten Strahlung ist von RAU (35) auch in den Messungsergebnissen entdeckt worden, die HÖRLIN in den Peruaner Anden erhalten hatte (vgl. diese Z. 52, 74 (1939)]. Die Amplitude beträgt hier in der Nähe des Äquators  $\pm 0.8\%$ ; die Phase stimmt mit der im Bodensee gefundenen überein. Da in der äquatorialen Zone die in höheren Breiten vorherrschenden großen nichtperiodischen Luftdruckschwankungen sehr zurücktreten, welche besonders die weiche Strahlung beeinflussen, sind die periodischen Änderungen der harten schon mit geringen Panzerdicken zu beobachten.

Nach einer tageszeitlichen Periode der Schauerhäufigkeit ist besonders von BAR-NOTHY und FORRO (36) geforscht worden. Sie haben dazu mit einer Dreikantanordnung von Zählrohren unter 1,5 cm Pb in Budapest von Dezember 1935 bis Mai 1936 und von Juni bis November 1937 Dauerregistrierungen ausgeführt und in rund 7000 Stunden an 3 Millionen Koinzidenzen erhalten. Die Ergebnisse wurden außer auf meteorologische und erdmagnetische Beeinflussung auf einen Tagesgang hin untersucht und eine Periode mit dem Höchstwert bei 15 Uhr MEZ und der Amplitude rund  $\pm$  0,4% gefolgert. Ein Einfluß erdmagnetischer Schwankungen war nicht festzustellen, und der Tagesgang schien von Temperaturänderungen in den untersten Luftschichten verursacht zu sein.

Nach WOLLAN (20) kommt solchen Koinzidenzmessungen wegen ihrer geringeren statistischen Genauigkeit auch geringere Bedeutung zu als den mit Ionisationskammern über lange Zeiten ausgeführten. Wie schon früher bemerkt [diese Z. 54, 59 (1941)], haben die von GILL angestellten Untersuchungen der Stöße, die in drei weit voneinander entfernten Stationen bei den Ionisationskammermessungen während mehrerer Monate auftraten, keinen Anhalt für einen Tagesgang ergeben. Aber auch mit dem Koinzidenzverfahren hatten FROMAN und STEARNS (37) keinen Tagesgang für Schauer gefunden und ebensowenig AUGER und Mitarbeiter für die großen Luftschauer (38). Dagegen stimmen die Messungen von BARNOTHY und FORRO mit denen von FROMAN und STEARNS und auch schon früheren von STEVENSON und JOHNSON (39) darin überein, daß der Einfluß von Luftdruckänderungen auf die Schauerhäufigkeit merklich größer als auf die senkrechte Stärke der Höhenstrahlung ist, was sich daraus erklärt, daß die Schauer hauptsächlich von der weichen Strahlung herstammen.

Eine sternzeitliche Tagesschwankung der Höhenstrahlung ist bald nach ihrer Entdeckung schon Gegenstand der Forschung gewesen [vgl. diese Z. 43, 170 (1930); 44, 81 (1931); 49, 264 (1936); 51, 77 (1938); 52, 70 und 76 (1939)]. Die wichtigste Grundlage für eine solche Periode war die Tatsache, daß die Erde sich infolge der Rotation des Milchstraßensystems mit 1/1000 Lichtgeschwindigkeit durch den Raum bewegt. Wenn die Höhenstrahlung von außerhalb unseres Sternsystems kommt und seine Bewegung nicht teilt, sollte nach COMPTON und GETTING [vgl. diese Z. 49, 264 (1936)] die Wirkung der galaktischen Rotation in einem kleinen Überschuß der Stärke auf der nördlichen Halbkugel gegen die auf der südlichen und einer Tagesschwankung mit dem Höchstwert um 20 Uhr 40 Min. Sternzeit bestehen, der statthat, wenn sich der Beobachter am weitesten auf der Vorderseite der Erde in Richtung ihrer Translation befindet [vgl. WOLLAN (20)]. Die Vergleichung dieser theoretischen Voraussage mit den Messungen von HESS und STEINMAURER auf dem Hafelekar 1932 war so befriedigend, daß ihre Ergebnisse als Bestätigung angesehen werden konnten. Auch seit dieser Zeit haben die Messungen mehrerer Jahre mit der Theorie gut übereingestimmt; doch hat es auch Jahre gegeben, in denen nach dem statistischen Verfahren mit Durchschnittswerten die beobachtete Amplitude gleich Null war oder eine Tagesschwankung gefunden wurde, deren Phase der theoretischen entgegengesetzt war. Auch RAU hat aus seinen Messungen im Bodensee eine sternzeitliche Tageswelle der harten Strahlung mit einer Amplitude von  $\pm 0,07$ % des Intensitätsmittelwerts und dem Höchstwert um 20 Uhr 10 Min. gefolgert, die im wesentlichen der Theorie entsprechen würde.

Nach THOMPSON (40) wird das Suchen nach einem sternzeitlichen Tagesgange der Höhenstrahlung durch den viel deutlicher hervortretenden nach Sonnenzeit sehr erschwert. Eine durch formale Analyse sich ergebende siderische Tagesschwankung sei noch kein Beweis für ihre Wirklichkeit, wie bereits von MESSERSCHMIDT (41) bemerkt wurde. Er hat daher mit einem anderen von For-BUSH empfohlenen statistischen Verfahren, dem des harmonischen Zifferblattes, die Messungen von COMPTON und TURNER bearbeitet, aber keine siderische Tageswelle gefunden, die über die Genauigkeitsgrenzen hinausgegangen wäre. Auch von WOLLAN wird in seiner Kritik angeführt, daß bei den Messungen, die mit der Theorie befriedigend übereinstimmten, der beobachtete Effekt dieselbe Größenordnung hat wie der wahrscheinliche Fehler bei den einzelnen Meßpunkten, und daß man infolgedessen heute nicht in der Lage ist, mit Bestimmtheit zu sagen, ob eine sternzeitliche Tagesschwankung der Höhenstrahlung vorhanden ist oder nicht.

#### Schrifttumsverzeichnis.

1. Physic. Rev. 55, 429 (1939). — 2. Berl. Ber. 22, 521 u. 672 (1933); — Wien. Ber. Ha 143, 313 (1934) und 144, 53 (1935). — 3. Wien. Ber. 146, 643 (1937). — 4. Terr, Magn. 42, 137 (1937). — 5. Rev. Mod. Physics 11, 158 (1939). — 6. Z. Physik 100, 732 (1936). — 7. Physic. Rev. 55, 1151 (1939) — 8. Z. Physik 113, 161 (1939) — 9. Physic. Rev. 56, 487 (1939). — 10. Physic. Rev. 56, 491 (1939). - 11. Rev. Mod. Physics 11, 167 12. Z. techn. Physik. 21, 284 (1940) (1939).13. Rev. Mod. Physics 11, 153 (1939) und Physic. Rev. 57, 781 (1940). - 14. Rev. Mod. Physics 11, 158 (1939). 15. Physic. Rev. 56, 1169 (1939). - 16. Physic. Rev. 57, 1050 (1940). — 16. Physic. Rev 57, 1050 (1940). 17. Wien. Ber. IIa 145, 495 (1936). — 18. Physik. - 18. Physik. Z. 40, 107 (1939). — 19. Z. Astrophysik 18, 146 (1939). — 20. Rev. Mod. Physics 11, 160 (1939). — 21. Terr. Magn. - 22. Physic. Rev. 51, 1005 (1937). März 1936. -23. Physic. Rev. 52, 149 (1937). -24, Z. Physik 104, 534 (1937). -25, Physic. Rev. 41, 683 (1932). -26, Terr. Magn. 43, 7 (1938). -27, K. Ac. Amst. 35, 3 (1932) and 33, 711 (1930). -28, Z. Physik 64, 48 (1930). -29 Perr. Mod. Hybrids 10, 104 (1930). (1930).29. Rev. Mod. Physics 10, 194 (1938). 30. Physik. Z. 42, 55 (1941). — 31. Naturwiss. 27, 803 (1939). — 32. Z. Physik. 114, 265 (1939). — 33, Proc. Roy. Soc. Lond. A 158, 859 (1937). - 34. Naturwiss. 28, 28 (1940). - 35. Z. Physik 106, 105 (1940). 36. Z. Physik. 112, 208 (1939) und Physic. Rev. 55, 868 (1939). — 37. Physic. Rev. 52, 255 (1937). — 38. C. r. Acad. Sci. Paris 209, 536 (1939). — 39. Physic. Rev. 47, 578 (1935). - 40. Physic. Rev. 55, 11 (1939). -41. Z. Physik 78, 682 (1932).

### 3. Geschichte und Erkenntnislehre.

Carl Friedrich von Siemens †. Von W. JAEKEL in Berlin.

Am 9. Juli 1941 starb CARL FRIEDRICH VON SIEMENS, der Chef des Hauses Siemens, im 69. Lebensjahr. Er war der jüngste Sohn von WERNER SIEMENS, der das Weltunternehmen gegründet hatte und dadurch ein für allemal die führende Stellung Deutschlands in der Elektrotechnik sicherstellte. Nicht nur Erbe, sondern Förderer und Mehrer des vom Vater überkommenen Unternehmens zu sein, hat dem Verstorbenen ein gütiges Schicksal beschieden. Seine offizielle Stellung im Betriebe: "Vorsitzender der Aufsichtsräte der Siemens & Halske AG. und Siemens-Schuckertwerke AG.", läßt den Einfluß, den er im eigenen Betriebe, darüber hinaus auf die Elektrotechnik überhaupt und dadurch auf die gesamte Wirtschaft des Landes hatte, nur ahnen. Tatsächlich war er nie fern von den Dingen, er schwebte nicht nur über dem Ganzen, sondern war mit jedem einzelnen der vielen Arbeitsgebiete seines Hauses eng verbunden. Bis in die letzten Lebenstage verging kaum ein Tag, an dem nicht einer seiner Werksleiter zum Vortrag bei ihm erschien und an dem er nicht mit irgendeinem Forschungsziel in Berührung kam. Überraschenderweise kümmerte er sich dabei sogar um Einzelheiten, die man seinem Gedächtnis schon längst entschwunden glaubte; jede seiner Äußerungen verriet, wie sicher er den gesamten Stoff beherrschte.

Sohn eines so großen Vaters zu sein, wie es WERNER V. SIEMENS war, ist eine schwere Verpflichtung, die der Verstorbene mit aller Energie und mit größtem Pflichtgefühl zu erfüllen suchte. Den Vater hatte die Natur mit reichsten Gaben ausgestattet, wie kaum einen Menschen zuvor. WERNER SIEMENS war ja nicht nur Wissenschaftler und Techniker, sondern auch Unternehmer, Kaufmann und Wirtschaftler. Von diesen Gaben hatte der jüngste Sohn in erster Linie die unternehmerische, organisatorische und wirtschaftliche Begabung geerbt. Beim Leiter eines so großen Unternehmens ist es für den Fernerstehenden oft schwierig, seine persönlichen Verdienste aufzuzählen, wenn es sich nicht gerade um Erfindungen handelt. Erfinder war CARL FRIEDRICH VON SIEMENS nicht, obschon er vom Vater auch die Liebe zum technischen Schaffen und das technische Gefühl geerbt hatte. Man muß dem Schicksal danken, daß dem Sohn ein Konflikt erspart blieb, der aus einer Doppelbegabung hätte hervorgehen müssen. Die Elektrotechnik war ja im Laufe der Jahrzehnte so umfangreich und vielseitig geworden, daß ein ausschließlich technisch Tätiger doch immer nur einen kleinen Ausschnitt hätte beherrschen können. C. F. von SIEMENS konnte demgegenüber immer das große Ganze im Auge behalten und an leitender Stelle dem Fortschritte dienen. Großes Geschick bewies er vor allem in der Auswahl der leitenden Männer in seinem Unternehmen. Mit welcher Vollendung ihm das gelungen ist, zeigt die Tatsache, daß er sein Unternehmen nicht nur durch alle schwierigen Zeiten hindurchgesteuert, sondern auch seine Bedeutung in der ganzen Welt ständig vermehrt hat. Er war wirklich kein "Gutwetterkapitän", denn schon unmittelbar, nachdem er im Jahre 1919 die oberste Leitung des Hauses Siemens übernommen hatte, setzten die Schwierigkeiten ein, die uns als Inflation, Scheinkonjunktur und Weltkrise noch gut in der Erinnerung sind. Beinahe jeder Tag brachte neue schwierige Aufgaben, die den Einsatz eines umfassenden Wissens und Könnens sowie einer ganzen Persönlichkeit verlangten. Pflichtgefühl und Tradition steuerten sein Leben und seine Tätigkeit. Immer wieder schaute er auf seinen großen Vater und stellte im Geiste die Frage, was dieser wohl gemacht hätte, wenn er in eine ähnliche Lage gekommen wäre. WERNER SIEMENS hatte ein Unternehmen hinterlassen, das kraft seiner technischen Leistung, kraft seiner nicht engherzigen, aber ökonomischen und sparsamen Führung, kraft einer weitsichtigen, von der Achtung vor dem Menschen getragenen sozialen Politik das Gesamtgebiet der Elektrotechnik an führender Stelle bearbeitete und als Familienunternehmen nach dem Führerprinzip geleitet war. Der jüngste Sohn ließ sich stets von dem Gedanken leiten, ein Unternehmen zu hinterlassen. in dem diese Grundsätze gewahrt blieben, wenn

auch die Dimensionen ins Ungeheure gewachsen waren. Dieses Wachstum hat dem Verstorbenen mehr Kopfzerbrechen als Freude bereitet, erkannte er doch genau, wie die inneren Reibungsverluste und Schwierigkeiten mit der Vergrößerung wachsen würden. Aus diesem Grunde galt sein unaufhörliches Sorgen der Errichtung einer Organisation, die diese Schwächen des Großbetriebes möglichst klein halten sollte. Dies ist ihm in hohem Maße gelungen, denn schon vor vielen Jahren nahm er die Auflösung in einzelne Gebilde mit selbständiger Führung teilweise auch in juristisch-selbständiger Form in Angriff. Im Laufe der letzten Jahrzehnte hatten sich vielfach Tätigkeitsgebiete im Hause Siemens vergrößert, die wenig mit Elektrotechnik zu tun hatten. C. F. VON SIEMENS hat alle diese Arbeitsgebiete abgestoßen, selbst wenn damit große Opfer verbunden waren. Dafür hat er alle wissenschaftlichen und technischen Kräfte ausschließlich auf die Elektrotechnik konzentriert und damit recht behalten. Insofern unterscheidet sich das Haus Siemens von der Mehrzahl anderer Konzerne, in denen oft sehr wesensfremde Dinge vereinigt sind. Trotz der starken Kapitalkraft des Hauses Siemens lehnte C. F. von SIEMENS es immer wieder ab, Konkurrenzunternehmen aufzukaufen oder sich etwa eine eigene Rohstoffgrundlage zu schaffen. Der Werkstofffrage, die in der Elektrotechnik eine so wichtige Rolle spielt, ging er vielmehr auf anderem Wege zu Leibe. Im allgemeinen ist es ja so, daß der Elektrotechniker meist nicht genug von der Herstellung seiner Baustoffe versteht, der Rohstofferzeuger aber nicht genug Physiker und Elektrotechniker ist, um den Forderungen des Elektrotechnikers nachkommen zu können. So entstehen unsichtbare Trennungswände zwischen den einzelnen Industriezweigen, die dem Fortschritt hinderlich sind. Nur unter diesem Gesichtspunkte sind die Interessegemeinschaften zu verstehen, die das Haus Siemens, z. B. mit den großen Unternehmungen der Stahlindustrie verbinden. So muß man auch den Umstand betrachten, daß die Siemens-Werke etwa eigene Porzellan- und Papierfabriken betreiben. Sie können nicht so groß sein, daß sie den Gesamtbedarf der Werke zu decken vermögen, sie können aber so leistungsfähig erhalten werden, daß sie den anderen Unternehmen als Ansporn dienen und sie damit in die Lage versetzen, die speziellen Anforderungen der Elektrotechnik zu befriedigen.

Die besondere Fürsorge des Verstorbenen galt der wissenschaftlichen Forschung. Auch in dieser Hinsicht stützte er sich auf die Tradition seines Vaters und seines älteren Bruders Wilhelm, der die Geschicke des Hauses Siemens bis zu seinem Tode 1919 geleitet hatte. In großzügigster Weise wurden für Forschungszwecke alle Mittel bereitgestellt, und zwar nicht nur für die Forschungstätigkeit im eigenen Hause, sondern auch für die Forschung allgemein. Äußeres Zeichen dafür ist seine langjährige Tätigkeit als Vorsitzender im Stifterverband der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft, der im Jahre 1920 gegründet wurde und sich das Ziel gesetzt hatte, in einer Zeit staatlichen Verfalls die einmaligen und laufenden Mittel für die Erhaltung und Förderung der deutschen Wissenschaft in ihrer Gesamtheit zur Verfügung zu stellen. Die Arbeiten der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft, deren Senator er 1926 wurde, förderte er ebenso rege wie die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, in deren Kuratorium er 1920 eintrat. Im eigenen Haus erfreuten sich die Forschungsstätten seiner ganz besonderen Fürsorge, und regelmäßig konnten sie mit seinem Besuche rechnen, wobei er oft genug das Wort sprach: "Wenn das mein Bruder Wilhelm noch erlebt hätte!"

Ganz besonders fesselte ihn ferner der Aufgabenkreis, der sich aus der sozialpolitischen Einstellung des Hauses Siemens ergibt. Auch hierin konnte er sich auf die Tradition stützen, die sein Vater begründet hatte. Es ist bekannt, daß WERNER SIEMENS schon lange vor dem Gesetzgeber die Bedeutung dieses Gebietes erkannt hatte und die entsprechenden Maßnahmen mit größtem Erfolg in Angriff nahm. Er ließ sich dabei von der Idee leiten, daß der Mensch beruflich nur dann sein Höchstes leistet, wenn er seine gesamten menschlichen Fähigkeiten in den Dienst seiner Berufsarbeit stellt, wenn er sein persönliches Interesse mit dem des Unternehmers identifiziert, und wenn er stolz darauf ist, Mitarbeiter in diesem Unternehmen zu sein. Und das kann er nur, wenn er weiß, daß den Mitarbeitern die Vorteile geboten werden, die der Geschäftsgang wirtschaftlich zuläßt, und wenn er das Vertrauen hat, daß individuell höhere Leistungen auch dauernd als solche bewertet werden. Es ist nicht zuletzt der persönlichen Initiative des Verstorbenen zu verdanken, daß dieses Zusammengehörigkeitsgefühl im Hause Siemens so ausgeprägt ist, wie kaum in einem anderen Unternehmen. Das hat auch durchaus praktische Folgen, denn der Wechsel der Mitarbeiter ist viel geringer, viel kleiner sind auch die Verluste durch Einarbeiten, die Sammlung von Erfahrungen ist wesentlich erleichtert. Es würde zu weit führen, alle einzelnen sozialpolitischen Maßnahmen aufzuzählen. Sie erstrecken sich aber vom Bau von Wohnungen, Kinderheimen, Ferienheimen, Ausbau der Altersversorgung, bis zur Gewinnbeteiligung aller Angestellten und Arbeiter, die ihre Treue zum Hause durch eine bestimmte Dauer der Betriebszugehörigkeit bewiesen haben. Tatsächlich gab es in der Sozialpolitik des Hauses Siemens keine Entscheidung von einiger Bedeutung, die er sich nicht selbst vorbehalten hätte.

Daß C. F. von SIEMENS auch in einem ganz anderen Wirkungskreise Großes leisten konnte, bewies seine Tätigkeit als Vorsitzender des Verwaltungsrates der Deutschen Reichsbahn, die er von 1924 bis 1935 ausübte. Außerordentlich schwierige Aufgaben erwarteten ihn hier beim Antritt seines Amtes, war doch die Reichsbahn damals praktisch dem Ausland ausgeliefert. Das Ausland hatte das Recht, 9 Personen in den 18köpfigen Verwaltungsrat zu schicken, dem die Geschicke des größten Unternehmens der Welt anvertraut worden waren. Man mußte damals einen

Vorsitzenden finden, der selbst tief in seinem Volke wurzelnd, auch bei den Ausländern genügendes Ansehen genoß, um die Interessen des Vaterlandes vertreten zu können. C. F. von Siemens nahm mit dieser Tätigkeit eine schwere Bürde auf sich; stand doch nicht mehr und nicht weniger auf dem Spiel als die Entscheidung, ob die Deutsche Reichsbahn, dem Reiche weggenommen, in ausländische Hände übergehen sollte. Gerüstet war er für diese Tätigkeit einmal durch seine kerndeutsche Gesinnung, das andere Mal durch seinen langjährigen Aufenthalt im Auslande, wo er unter anderem von 1901-1908 die englische Niederlassung des Hauses Siemens, die Firma Siemens Brothers, geleitet hatte. Er kannte daher die Mentalität der Ausländer und konnte ihre Sprache sprechen. Damals vermochte der Staat seine Stellung wenig zu stützen, aber die Autorität seiner eigenen Persönlichkeit und das Ansehen seines großen Vaters ersetzten diesen Mangel. In schwierigsten Situationen, wenn die Wogen der Debatte hin und her gingen, fand er oft genug den allein richtigen Ausweg. Sein größtes Verdienst bestand wohl darin, daß er die Finanzen der Reichsbahn sauber gehalten hat. Als er das Präsidium des Verwaltungsrates übernommen hatte, wurden, wie Reichsverkehrsminister Dr. DORPMÜLLER in seiner Gedenkrede ausführte, die Vorzimmer nicht leer von Engländern und Amerikanern, die ihr Geld zu guten Sätzen und guten Bedingungen anlegen wollten. C. F. von SIEMENS erkannte aber mit klarem Blick, daß solche Anleihen immer politischen Charakter tragen und den Übergang des Unternehmens in ausländische Hände einleiten würden. Als er im Jahre 1935 nach der Wiedererstarkung des Reiches aus dieser Tätigkeit schied, richtete der Führer ein Schreiben an ihn, in dem er ihm dafür dankte, daß er des Reiches wertvollstes Besitztum unversehrt und gestärkt wieder zurückgab.

Die äußeren Daten dieses reichen Lebens sind schnell aufgezählt. Nach dem Studium an der Universität Straßburg und den Technischen Hochschulen München und Berlin und der Dienstzeit bei den 15. Ulanen in Straßburg weiteten zunächst große Reisen seinen Blick. Im Jahre 1899 trat er in die Firma Siemens & Halske ein, deren Hauptsitz sich damals noch in Berlin in der Markgrafenstraße befand. Von 1901 bis 1908 arbeitete er in der Leitung der Firma Siemens Brothers in London, um darauf die Leitung der Exportabteilung der Siemens-Schuckertwerke zu übernehmen. 1912 wurde er Vorsitzender des Vorstandes der Siemens-Schuckertwerke, um im Jahre 1919 die Gesamtleitung des Hauses Siemens zu übernehmen. In zahllosen öffentlichen Ehrenämtern stellte er seine Erfahrungen bereitwilligst zur Verfügung, unter anderem war er 1923 Präsident des vorläufigen Reichwirtschaftsrates und 1933 im Generalrat der deutschen Wirtschaft. Zahlreiche Ehrungen bestätigten das wertvolle Wirken des Verstorbenen. 1921 verlieh ihm die Technische Hochschule München die Würde eines Ehrendoktors und 1927 die Universität Halle-Wittenberg die eines Dr. rer. nat. h. c. 1929 wurde er Ehrensenator der Technischen Hochschule Braunschweig und 1930 Ehrensenator der Technischen Hochschule München. 1932 erhielt er anläßlich der 10. Mitgliederversammlung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft die Goethe-Medaille für Kunst und Wissenschaft.

Die Trauerfeier am 14. Juli 1941 vereinte einen Kreis von Leidtragenden, wie ihn kaum einem anderen vor ihm beschieden gewesen war. Durch Lautsprecherübertragung konnte nämlich die gesamte Gefolgschaft nicht nur in den Siemensstädter und Berliner Werken, sondern auch in Nürnberg und Wien daran teilnehmen. Zahlreiche Ansprachen seiner engsten Mitarbeiter und Freunde riefen noch einmal das reiche Leben des Verstorbenen in die Erinnerung zurück. Beigesetzt wurde er am gleichen Tage in der Familiengruft auf dem Friedhof in Berlin-Stahnsdorf.

# Neu erschienene Bücher und Schriften.

Der feste Körper. Vorträge an der Tagung der Physikalischen Gesellschaft Zürich anläßlich der Feier ihres 50jährigen Bestehens. Mit einem Vorwort von R. Sänger. VII, 154 Seiten mit 30 Figuren. Leipzig: S. Hirzel. Preis kart. RM 7,--.

Birgt der "feste Körper" so viele Eigenschaften und so viele offene Fragen in sich, daß er der Festtagung einer physikalischen Gesellschaft zugrunde gelegt werden kann, noch dazu einer Tagung, auf der die prominentesten Vertreter der Wissenschaft zu Worte kommen? Ein Blick in das vorliegende, ziemlich umfangreiche Buch lehrt, daß diese Frage unbedingt zu bejahen ist. Hier wie auf so vielen anderen Gebieten der Physik ist in den letzten Jahrzehnten außerordentlich viel gearbeitet und erforscht worden, und im Zusammenhang damit sind, wie es natürlich ist, immer neue Fragen und Schwierigkeiten aufgetaucht. Zudem handelt es sich um ein Gebiet, an dem Physik, Chemie und Mineralogie in gleicher Weise beteiligt sind.

P. NIGGLI (Zürich) spricht über "Mineralogi-sche Fragen der Kristallstruktur." Die Raumgitterstruktur, die so einfach und anschaulich war, muß stark aufgelockert werden, um den Erscheinungen gerecht zu werden. Sie bildet zwar nach wie vor grundsätzlich das Charakteristikum der Kristallverbindungen, braucht aber nicht alle Teilchen zu umfassen. "Die Raumgitterstruktur kann ein Grundgerüst bilden, dem eine mehr dem Gas- oder Flüssigkeitszustand entsprechende Teilchenmasse zugeordnet ist." Dazu kommen Fragen nach dem Zusammenhange zwischen Struktur und äußerer Morphologie des frei wachsenden Kristalls u. v. a. --- W. L. BRAGG (Cambridge) berichtet über die "Struktur der Legierungen", und zwar besonders der binären Legierungen. Die große Mannigfaltigkeit der Legierungsphasen, Veränderungen der Atomverteilung innerhalb der Phasenstruktur, die verschiedenen "Ordnungsmöglichkeiten" und andere Tatsachen führen hier zu ähnlichen Vorstellungen wie im ersten Vortrag. - P. DEBYE (Berlin) bespricht in dem Vortrag,, Die quasikristalline Struktur von Flüssigkeiten", insbesondere die Streuung von monochromatischem Licht durch Flüssigkeiten und ihr dielektrisches Verhalten; hier und bei andern Erscheinungen zeigt sich, daß die Struktur der Flüssigkeit der des festen Körpers näher kommt als der des Gases. - Drei weitere Vorträge beschäftigen sich mit organischen Stoffen,

nämlich die Vorträge von A. Müller (London) über "Organische Kristalle mit Kettenmolekülen" (insbesondere über die Eigenschaften von Paraffinen), von H. MARK (Wien) "Über die Entstehung und Eigenschaften hochpolymerer Festkörper" (vor allem über den Zusammenhang zwischen Struktur und Eigenschaften kautschukähnlicher Stoffe) und von H. STAUDINGER (Freiburg i. B.) "Über die Entwicklung der makromolekularen Chemie." Der Vortragende, der an dieser Entwicklung selbst in hervorragender Weise beteiligt ist, zeigt, daß die besonderen Eigenschaften der hochmolekularen Verbindungen nicht durch ihren "mizellaren Aufbau", sondern durch die Größe ihrer Moleküle bedingt sind. (In den Makromolekülen des Kautschuks z. B. sind bis zu 15 000 C-Atome durch Hauptvalenzen gebunden.) Den Beschluß machen die Vorträge von A. SOMMER-FELD (München) "Über den metallischen Zustand, seine spezifische Wärme und Leitfähigkeit", in dem gezeigt wird, daß die neuen theoretischen Ergebnisse mit dem Experiment gut übereinstimmen, und von M. v. LAUE (Berlin) über "Kossel- und Kikuchi-Linien", in dem die vom Verfasser gefundene Erklärung der als "Kossel-Linien" bezeichneten Röntgeninterferenzen und der entsprechenden "Kikuchi-Linien" bei Elektroneninterferenzen vorgetragen wird.

Das Buch, das auch viele Literaturangaben enthält, ist für den Fachmann und den Nichtfachmann in gleicher Weise wertvoll, da es einen ausgezeichneten Überblick über ein interessantes, wichtiges und schwieriges Arbeitsgebiet der Physik vermittelt und das Erreichte wie das noch zu Erstrebende klar hervortreten läßt. *E. Lamla.* 

Die Entropie. Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen. Von Dipl.-Ing. W. BÜTTNER. V und 131 Seiten mit 86 Abb. und 21 Zahlentafeln. Berlin: VDI-Verlag. Preis brosch. RM 9,--; für VDI-Mitglieder RM 8,10.

Im ersten (kleineren) Hauptteil werden die physikalischen Grundlagen besprochen: Kreisprozesse, umkehrbare und nichtumkehrbare Vorgänge und im Anschluß daran Begriff und Berechnung der Entropie. Dieses Kapitel ist allerdings wohl für eine wirkliche Neueinführung des Lesers in das Gebiet etwas zu knapp (auch bleibt das Kapitel über die Wahrscheinlichkeit isoliert); das Ganze ist mehr für eine Wiederholung bekannter, wenn auch in Vergessenheit geratener Kenntnisse geeignet. Anders ist es mit dem folgenden eigentlichen Hauptteil. Dieser zeigt, wie die Entropie und insbesondere das "MOLLIER-Diagramm", bei dem die Entropie als Abszisse, der Wärmeinhalt (Enthalpie) als Ordinate aufgetragen wird, vom Maschineningenieur für praktische Berechnungen verwendet werden. In klarer und leicht verständlicher Weise behandelt der Verfasser an Hand von zahlenmäßigen, der Praxis entnommenen Beispielen die Berechnung von Wirkungsgraden und ihre Verwertung für den Maschinenbau bei Dampfmaschinen (Kolbenmaschinen, Turbinen, Zweistoffmaschinen), bei Verbrennungsmotoren (Diesel- und Gasmotoren), bei Verdichtern und bei Kältemaschinen. In einem Anhange wird das Entropiediagramm fester Körper besprochen.

Das Buch ist naturgemäß in erster Linie für den Studiernden des Maschinenbaus und vor allem für den in der Praxis stehenden Betriebsmann bestimmt, denen es in seiner klaren, anschaulichen und durch zahlreiche Diagramme unterstützten Darstellung eine treffliche Anleitung für die praktische Verwendung des MOLLIER-Diagrammes gibt. Ich möchte seine Lektüre aber auch den Lesern dieser Zeitschrift empfehlen, die ja erfahrungsgemäß gerade auf diesem Gebiete von der Universität her oft wenig Erfahrung mitbringen, und die gern an einfachen Beispielen eine Vorstellung von der großen Bedeutung gewinnen wollen, die der (häufig als nur theoretisch wichtig angesehene) Entropiebegriff für den praktischen Ingenieur be-E. Lamla. sitzt.

Ferromagnetismus. Von Prof. Dr. R. BECKER und Dr. Ing. habil. W. DÖRING. VII und 440 Seiten mit 319 Abbildungen. Berlin: Springer. Preis brosch. RM 39,—; geb. RM 42,60.

Das vorliegende Buch, dessen Entstehen durch eine Reihe von Vorträgen R. BECKERs über magnetische Fragen angeregt worden ist, behandelt in 6 Abschnitten die Grundlagen der magnetischen Erscheinungen, die allgemeine Theorie des Ferromagnetismus, die Vorgänge bei der Magnetisierung, die Begleiterscheinungen der Magnetisierung, den Einfluß verborgener magnetischer Vorgänge auf das mechanische Verhalten und die ferromagnetischen Werkstoffe und ihre Verwendung. Die ungeheure Fülle der Erscheinungen und Beobachtungen auf dem Gebiete des Magnetismus einheitlich darzustellen und sie quantitativ (oder doch mindestens qualitativ) sämtlich von einem einheitlichen, konsequent festgehaltenen theoretischen Standpunkt aus zu deuten, ist die Aufgabe, die das Buch sich stellt, und die es auch vortrefflich löst. Das Vorwort weist darauf hin, daß manche Erscheinungen unberücksichtigt geblieben sind, weil sie sich bisher nicht deuten und verstehen ließen. Aber gerade auf dem geschlossenen Aufbau und dem einheitlichen Blickpunkt beruht die Einzigartigkeit des Buches.

Der Stil ist überall klar, anschaulich und anregend, und die Darstellung wird durch die große Zahl guter Abbildungen auf das beste unterstützt. Das Buch ist nicht nur für den Lernenden wichtig und wertvoll, sondern es wird gerade auch dem

Spezialforscher eine Fülle von Erkenntnissen und von Anregungen vermitteln. E. Lamla.

Uratome und Elektriden als letzte Grundlage der Naturerkenntnis. Von CHRISTIAN MEZGER. 104 Seiten. München: Ernst Reinhardt. Preis RM 3,60.

Verfasser sieht als letzte Einheiten der schweren Materie die Uratome, als die des Äthers die Dynamiden, Thermiden und Elektriden an. Er versucht, auf Grund dieser Vorstellungen eine Reihe von Erscheinungen qualitativ zu deuten.

E. Lamla.

Die Methode der Physik. Von Prof. Dr. Hugo DINGLER. 422 Seiten. München: Ernst Reinhardt. Preis RM 11,—; geb. RM 13,—.

Das vorliegende umfangreiche Buch hat das Ziel, "die Methode der Physik in ihren Grundlagen aufzustellen", d. h. eine Methode, die die Sicherheit und die Allgemeingültigkeit physikalischer Aussagen gewährleistet. Die "Schulmeinung", so führt der Verfasser aus, sieht die Naturgesetze als allgemeine Eigenschaften der Natur an, die man durch Experimente und Messungen auf Grund des Prinzips der Induktion erschließen kann. Das ist aber falsch; diese Schulmeinung führt nicht zu einer begründeten Philosophie des Physikalischen. Man muß grundsätzlich unterscheiden, ob eine Hypothese oder eine Theorie nur eine Reihe von Erfahrungen zusammenfassen und zu neuen Experimenten anregen soll, wie es für die "Frontphysik" oder die "Frontarbeit" durchaus berechtigt und geboten ist, oder ob es sich um die "Systemarbeit" handelt. Für diese ist die Theorie "derjenige systematische Aufbau, der auf absolut sicherem Fundament in lückenloser Konsequenz und unter Beachtung aller Regeln der Architektonik des Systematischen und der strengsten Anforderungen an restlose Begründung aufgebaut wird." Der Verfasser verlangt hier einen axiomatischen Aufbau. Zugrunde gelegt werden die Prinzipien der absoluten und vollständigen Begründung, der Ordnung, der Eindeutigkeit oder Einfachstheit. Verfasser entwickelt hieraus die Grundlagen der Physik; die Einzelheiten können hier nicht dargestellt werden. Es ergibt sich dabei unter anderem, daß die Euklidische Geometrie die einzig anwendbare ist; auch folgt z. B. das NEW-TONSche Attraktionsgesetz zwangsläufig aus den Axiomen.

Es ist ein Verdienst des Verfassers, die Begriffe der Frontphysik und der Systemarbeit scharf herausgestellt zu haben, deren Vermengung zweifellos mancherlei Verwirrung angerichtet hat. Ob man freilich den axiomatischen Ausgangsforderungen des Verfassers (und damit auch seinen Folgerungen) zustimmen muß oder nicht, ist eine andere Frage. Aber unabhängig davon, ob man nun diese Frage bejaht oder verneint, wird jeder Physiker das vorliegende Werk mit großem Gewinn für seine eigene Arbeit studieren und ihm viele Anregungen entnehmen. Er sollte sich auch nicht dadurch abschrecken lassen, daß gelegentlich (aber selten) die Diskussion auf eine Plattform verschoben wird, von der aus die Rede ist von den "populären Phantasien der EINSTEIN, PLANCK, HEISENBERG, EDDINGTON" usw. oder von der "unglücklichen Liebe (PLANCKS) zu jener sonst so geschmähten Wissenschaft" (sc. der Philosophie). *E. Lamla.* 

Wörterbuch der Kraftfahrt. Von HEINZ GE-ORGES und Dr. KARL SCHNAUBERT, unter Mitarbeit von H. MORGENROTH, Oberleutnant in der Panzertruppenschule Wünsdorf. 398 Seiten mit 335 Abbildungen. Leipzig: Quelle & Meyer. Preis. RM 5,—.

Das Buch ist, wie sein Name sagt, tatsächlich kein Lehrbuch der Kraftfahrt, sondern ein Wörterbuch bzw. Nachschlagehandbuch, das einen kurz und anschaulich über alles Wissenswerte des Gebietes orientiert. Es scheint auch recht vollständig zu sein, denn es fällt schwer, ein Stichwort zu finden, worüber das Buch keine Auskunft gibt. Besonders zu begrüßen ist die reichhaltige Ausstattung mit Abbildungen, die auch dem Nichtfachmann eine klare Anschauung des behandelten Gegenstandes vermitteln. Zweckmäßig ist der Hinweis durch kleine Pfeile bei Begriffen und Wörtern, die selbst wieder in der Stichwortreihe zu finden sind. Man weiß auf diese Weise im Zweifelsfalle sofort, ob man über einen noch unbekannten Begriff durch das Buch nähere Auskunft bekommen kann oder nicht. Diese erstreckt sich übrigens nicht nur auf die Technik des Kraftwagens und des Kraftrades selbst, sondern es werden auch Grenzgebiete mit erfaßt, die mit der Kraftfahrt zusammenhängen. So werden verkehrstechnische und verkehrsrechtliche Fragen behandelt. Auch auf kraftfahrsportliche und organisatorische Fragen wird eingegangen.

### O. Holm.

Anorganische Chemie. Von Prof. Dr. WALTER HÜCKEL. 2. neubearbeitete Auflage. XIX, 673 Seiten mit 69 Abbildungen, 5 Tafeln und 1 farbigen Spektraltafel. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1940. Preis brosch. RM 20,---, in Leinen RM 21,--.

Nach 5 Jahren liegt die zweite, neubearbeitete Auflage dieses didaktisch hervorragenden Werks vor. Der Aufbau des Stoffes ist nicht verändert worden, nur einzelne Abschnitte sind überarbeitet worden, z. B. der von der Diffusion handelnde. Durch das bewußte Fortlassen aller Strukturformeln, die nach Ansicht des Verfassers den Bindungszustand der Atome doch unrichtig wiedergeben, und dadurch, daß keinerlei Chemievorkenntnisse zum Verständnis erforderlich sind, unterscheidet sich der "Hückel" durchaus von anderen einschlägigen Werken. Es wird sogar vom Verfasser empfohlen, später ein mehr systematisch aufgebautes Werk mit zu Rate zu ziehen. Bei dem rein induktiven Wege, der eingeschlagen wird, ist das wohl auch unvermeidlich. Wenn in der Besprechung der ersten Auflage gesagt wurde: "Die anorganische Chemie von HÜCKEL ist ein wirkliches Lernbuch, in das der Student sich vertiefen und aus dem auch der erfahrene Chemielehrer stofflich wie methodisch noch vieles für seinen Unterricht gewinnen kann", so gilt dies in unveränderter Weise für die zweite Auflage. G. Mangliers.

Lehrbuch der organischen Chemie. Von Prof. Dr. Wolfgang Langenbeck. Zweite, verbesserte und ergänzte Auflage. XVI, 537 Seiten mit 5 Abbildungen. Dresden und Leipzig: Theodor Steinkopff 1940. Preis geb. RM 15,--.

Schon nach 3 Jahren kann die zweite Auflage dieses hervorragenden Lehrbuches erscheinen. Die frühere Besprechung an gleicher Stelle [siehe diese Z. 52, 247 (1939)] konnte über den "Langenbeck" nur Gutes berichten. Der Wunsch des Berichters, dem Buche möge weiteste Verbreitung gesichert sein, scheint in Erfüllung gegangen zu sein. Hinsichtlich des Stoffes ist zu der damaligen Besprechung kaum etwas zu ergänzen. Die Seitenzahl sowie die Zahl der Abbildungen sind unverändert geblieben, kleine Fehler wurden verbessert und einige neuere Arbeiten, z. B. über Nylonseide, Prontosil, Krebsproblem, Virusproteine usw. sind auf Kosten entbehrlicher Abschnitte berücksichtigt worden. Die bewährte Zweiteilung in "Einfache organische Verbindungen" und "Spezielle Arbeitsgebiete" wurde beibehalten. Auch das hervorstechende Merkmal des ganzen Buches, die gründliche zusammenhängende Behandlung der katalytischen Vorgänge in der organischen Chemie, blieb unverändert. So begrüßt der Chemiker die Neuauflage mit Freude. Der "Langenbeck" bleibt in der Spitzengruppe der einschlägigen Werke, in die er beim ersten Erscheinen eingestuft werden konnte. G. Mangliers.

Praktikum der gewerblichen Chemie. Von Prof. Dr. MAX HESSENLAND. 2. verbesserte Aufl. 322 Seiten mit 51 Abbildungen. München und Berlin: J. F. Lehmann 1940. Preis in Leinen RM 14,--.

Nach vier Jahren schon erscheint die zweite Auflage des "Hessenland". Das ist ein Zeichen dafür, welchen Anklang dieses Werk in allen Fachkreisen gefunden hat. Die Änderungen gegenüber der ersten Auflage beziehen sich unter anderem auf die Abschnitte: Trinkwasser, Kraftstoffe, Waschmittel, Farben, Textiluntersuchungen. Der Abschnitt "Kunststoffe" wurde eingefügt. Während man im ersten, anorganischen Teil vielfach auch in anderen Unterrichtswerken beschriebene Versuche findet --- dazwischen aber auch weniger bekannte -, so muß der zweite, organische Teil als wahre Fundgrube für den Chemielehrer bezeichnet werden. In einer großen Zahl von Versuchen, die durchweg mit einfachen Mitteln ausführbar sind, werden alle wichtigen Gebiete der organischen Chemie, vor allem Nahrungsmittel, Farben, Arzneimittel, Textilien u. a. m. behandelt. Besonders an Mädchenschulen, wo doch die organische und gewerbliche Seite der Chemie besonders betont werden soll, ist dieses Buch ein sehr willkommener Helfer. Ohne Zweifel kann man aber auch einzelne Abschnitte zur Grundlage von Arbeitsgemeinschaften machen, wie ich es z. B. mit dem Abschnitt "Korrosion" vor etwa 3 Jahren tat. Eines ist sicher: Büchereien, die bei Erscheinen der Erstauflage die Anschaffung dieses Bandes versäumten, können bei dieser Gelegenheit die damalige Unterlassung nachholen. Für den Unterricht kann sich die Benutzung des "Praktikums der gewerblichen Chemie" nur vorteilhaft auswirken. G. Mangliers.