

Zeitschrift

für den

Physikalischen und Chemischen Unterricht.

XXXIX. Jahrgang.

1926.

Fünftes Heft.

Experimenteller Nachweis der Abhängigkeit der Schwingungszeit eines Pendels von der Erdbeschleunigung.

Von Dr. V. Gurski in Frankfurt a. M.

Zum Nachweis der Abhängigkeit der Schwingungszeit eines Pendels von der Erdbeschleunigung g dient das Neigungspendel von MACH (siehe MACH, die Mechanik in ihrer Entwicklung 1921, S. 163—165), bei dem durch Verstellen der Schwingungsebene gegen die Vertikalebene nur eine Komponente von g ($g \cos \varphi$ bei Drehung um den Winkel φ) wirksam ist. Auch mit dem Metronom von MÄLZEL läßt sich die Erscheinung leicht zeigen. Doch ist es aus methodischen Gründen wünschenswert, daß der Einfluß der Erdbeschleunigung auf die Schwingungsdauer bereits am Fadenpendel nachgewiesen wird. Ein Fadenpendel, dessen Kugel auf einer geneigten Glasplatte rollt, ist wegen der sehr starken Dämpfung der Schwingungen nur für qualitative Beobachtungen geeignet. Dagegen läßt sich ein unter Wasser schwingendes Fadenpendel, wenn der Pendelkörper linsenförmige Gestalt besitzt, gut, wie unten gezeigt werden soll, für quantitative Versuche gebrauchen.

Der Auftrieb, den die unter Wasser befindliche Pendellinse nach dem Archimedischen Prinzip erfährt, läßt sich für unseren Zweck so deuten, daß sich die Erdbeschleunigung scheinbar von g auf $g' = g \cdot (1 - \frac{m_w}{m_l})$ vermindert hat, wobei m_l und m_w die Massen der Linse und des verdrängten Wassers sind. Von der Dämpfung abgesehen, bestimmt sich der Näherungswert für die Schwingungszeit T in Luft oder Wasser aus der Gleichung der harmonischen Bewegung $\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\pi^2}{T^2} x$ für $\frac{d^2x}{dt^2} = -g \sin a$ (oder $-g' \sin a$) und $x = l \sin a$ zu $T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ oder $\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \sqrt{\frac{G_1}{G_2}}$. Hier sind G_1 und G_2 die Gewichte der Linse in Luft und Wasser. Die Schwingungszeiten desselben Pendels in zwei verschiedenen Mitteln verhalten sich danach umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Gewichten der Linse in den beiden Mitteln.

Dieser Satz besteht nur dann, wenn die Dämpfung auch wirklich vernachlässigt werden darf. Ihr Einfluß auf den Schwingungsvorgang ist daher zu untersuchen. Werden elastische Schwingungen mit der Beschleunigung $-k^2 \cdot x$ durch einen der Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt}$ proportionalen kleinen Widerstand (hier hauptsächlich Reibungswiderstand des Mittels) gedämpft, so beschreibt die Differentialgleichung

$$\frac{d^2x}{dt^2} + c \cdot \frac{dx}{dt} + k^2 x = 0$$

den Schwingungsvorgang. Wenn $k^2 - \frac{1}{4} c^2 > 0$ ist — und das ist hier offenbar der Fall, da $k^2 = \frac{\pi^2}{T^2}$ oder $\frac{g}{l}$ und c eine sehr kleine Zahl ist —, so hat die Gleichung das Integral:

$$x = \alpha e^{-\frac{1}{2} ct} \sin \sqrt{k^2 - \frac{1}{4} c^2} \cdot t,$$

wobei die zweite Integrationskonstante durch die Anfangsbedingung $t = 0, x = 0$ bestimmt worden ist. Dies ist das Weg-Zeitgesetz einer gedämpften Schwingung mit der Schwingungszeit

$$\tau = \frac{\pi}{\sqrt{k^2 - \frac{1}{4} c^2}} \dots \dots \dots (1)$$

und dem Dämpfungsverhältnis (Verhältnis aufeinander folgender Amplituden) $x_{n-1} : x_n = e^{\frac{1}{2} c \tau}$ oder dem logarithmischen Dekrement

$$\lambda = \log \text{nat.} \frac{x_{n-1}}{x_n} = \frac{1}{2} c \tau \dots \dots \dots (2)$$

Aus (1) und (2) folgt

$$\frac{\tau^2}{T^2} = \frac{\pi^2 + \lambda^2}{\pi^2} \dots \dots \dots (3)$$

Diese Gleichung gibt das Verhältnis der Schwingungszeiten desselben Pendels mit und ohne Dämpfung als Funktion des logarithmischen Dekrements. Von der Größe des letzteren hängt es ab, ob die Dämpfung bei dem obigen Versuch von merkbarem Einfluß ist oder nicht.

Als Vorversuch empfiehlt sich die Beobachtung der Pendelschwingungen in Luft. Die Dämpfung ist dort so gering, daß die Lage der Umkehrpunkte als Mittel mehrerer Beobachtungen mit guter Genauigkeit abgelesen werden kann. Dabei kann die durch die beiden Pendelfäden bestimmte Ebene zur Festlegung der Visierrichtung dienen.

Da die Gleichung $\frac{x_{n-1}}{x_n} = e^{\frac{1}{2} c \tau}$ für je zwei aufeinander folgende Ausschläge gilt, so

folgt durch Multiplikation der ersten n solcher Gleichungen $\frac{x_0}{x_n} = e^{\frac{1}{2} c \tau n} = e^{\lambda n}$. Aus

$\lambda = \frac{1}{n} \log \text{nat.} \frac{x_0}{x_n}$ kann somit das logarithmische Dekrement berechnet werden. Für

ein Pendel mit der Länge 122 cm und der Masse 244,7 g (Linse aus Messing) ergaben sich die Werte:

x_0	x_n	n	λ
5,40	0,65	5276	0,000 401
5,40	1,30	3259	0,000 436
2,90	0,85	3148	0,000 389

Mittel: 0,000 408

Einsetzen dieses Mittelwertes in die Gleichung (3) zeigt, daß die Dämpfung durch den Luftwiderstand die Schwingungszeit merkbar nicht beeinflußt. In der Tat unterscheidet sich die ohne Dämpfung geltende Schwingungszeit $T = 1,107$ von der wirklichen Schwingungszeit $\tau = 1,104$ nur um einen im Fehlerbereich der Messungen liegenden Betrag ($\tau > T!$).

Zur Untersuchung der Dämpfung im Wasser wird nun die Pendellinse unter Wasser gebracht, und zwar wird, um eine Änderung der Pendellänge zu verhindern, eine größere Wanne mit Wasser unter der ruhenden Linse angehoben, bis die Linse so tief eintaucht, daß die Schwingungen keine merkbare Wellenbewegung an der Wasseroberfläche verursachen. Daß die Dämpfung in Wasser erheblich größer als in Luft ist, ist sofort an der Geschwindigkeit erkennbar, mit der das Pendel nun zur Ruhe kommt, und es gehört bei einem kürzeren Pendel einige Übung dazu, um die

Umkehrpunkte mit brauchbarer Genauigkeit abzulesen. Einige Messungsergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

x_0	x_n	n	λ
3,1	1,4	26	0,0305
3,7	1,2	34	0,0331
5	0,2	104	0,0303
4,2	1,4	32	0,0341
6,2	0,8	58	0,0351

Mittel: 0,0326

Trotz viel stärkerer Dämpfung als in Luft ist auch hier das logarithmische Dekrement so klein, daß $\frac{\tau}{T}$ nicht meßbar von 1 verschieden ist.

Nachdem so gezeigt worden ist, daß der Einfluß der Dämpfung auf die Schwingungszeit nicht bemerkbar ist, werden die Schwingungszeiten des Pendels in Luft und Wasser bestimmt. Sie betragen $T_1 = 1,104$ und $T_2 = 1,188$ Sekunden. Die Gewichte der Linse in Wasser und Luft sind $G_2 = 215$ und $G_1 = 244,7$ g. Diese 4 Werte befriedigen die Gleichung $T_1 : T_2 = \sqrt{G_2} : \sqrt{G_1}$, womit bestätigt ist, daß die Schwingungszeit eines Pendels der Wurzel aus der Erdbeschleunigung umgekehrt proportional ist.

Zum Schluß sei die Bemerkung gestattet, daß es sich im Schulunterricht empfiehlt, das Weg-Zeitgesetz der gedämpften Schwingung anders als oben zu entwickeln. Nachdem das Gesetz für ein ungedämpftes Fadenpendel experimentell und theoretisch (mittels der harmonischen Bewegung) behandelt worden ist, wird, angeregt durch die dabei gemachte Beobachtung, daß die Amplitude mit der Zeit langsam abnimmt, untersucht, nach welchem Gesetz sich die Amplitude ändert. Messungen der Amplituden und die Überlegung, daß bei konstanter Dämpfung die Amplituden y in geometrischer Progression abnehmen müssen, während die Zeiten t in arithmetischer Folge wachsen, führen zur Exponentialkurve $y = e^{-\nu t}$ als dem geometrischen Ort der in einem t - y -Koordinatensystem dargestellten Umkehrpunkte. Weiter folgt, daß $s = a \sin qt$, der Abstand des ungedämpften Pendels von der Ruhelage, mit dem Faktor $e^{-\nu t}$ multipliziert werden muß, damit das Weg-Zeitgesetz $x = a e^{-\nu t} \sin qt$ der gedämpften Pendelbewegung entsteht. Die Diskussion dieser Funktion unter Zuhilfenahme des Differentialquotienten und des Pendelgesetzes für das ungedämpfte Pendel ergibt dann leicht die im Experiment gebrauchte Beziehung zwischen τ und T .

In dieser Form ist die mathematische Behandlung des Problems der gedämpften Schwingungen auch in der Schule (z. B. in den physikalischen Arbeitsgemeinschaften) durchführbar, eines Problems, an dem wegen seiner vielfachen physikalischen Bedeutung, z. B. für die elektrischen Schwingungen, auch der Unterricht nicht ganz vorübergehen kann.

Über die Genauigkeit der Messungen, die graphischen Darstellungen und die Methode der kleinsten Quadrate bei den physikalischen und chemischen Übungen.

Von Dr. H. Ruoss in Stuttgart.

Die Länge l eines Stabes werde mit einem Millimetermaßstab gemessen, dann bedeutet

1. $l = 763,5 \pm 0,5$ mm, daß der Stab länger als 763 und kürzer als 764 mm gefunden wurde. Die Länge liegt dann irgendwo zwischen 763 und 764, und $\pm 0,5$

ist der größte Fehler, welcher bei der Angabe 763,5 vorhanden sein kann. Bei der Verwendung eines Nonius, bei dem 1 Teil noch 0,1 mm angibt, bedeutet alsdann

2. $l = 763,80 \pm 0,05$ mm, daß mit dem Nonius 763,8 mm gefunden wurde. Wäre aber der Stab zwischen 763,75 und 763,85 mm lang, so würde der Nonius ebenfalls 763,8 ergeben; der Fehler bei der Angabe 763,80 ist also im Maximum $\pm 0,05$ mm und der Stab zwischen 763,75 und 763,85 mm lang.

Bei den Angaben 763,5 und 763,80 ist also die letzte Ziffer nicht sicher, wohl aber die vorletzte Ziffer, welche durch Ablesen direkt angegebener Teilstriche erhalten wurde, und der Fehler beträgt $\pm \frac{1}{2}$ des kleinsten Teils des verwendeten Meßinstruments.

Verwendet man statt des Nonius eine Abschätzung, nach der noch Zehntel-millimeter geschätzt werden können, so ist im allgemeinen der Fehler selbstverständlich größer als bei 2. und kleiner als bei 1.; bei ordentlicher Schätzung im allgemeinen $\pm 0,2$ mm, so daß die Angabe $l = 763,7 \pm 0,2$ mm anzeigt, daß die Länge zwischen 763,9 und 763,5 liegt, auch hier ist bei $l = 763,7$ die letzte Ziffer unsicher, die vorletzte sicher.

Bei $a = 7,40$ m will man — dem Gesagten gemäß — ausdrücken, daß 4 sicher, 0 unsicher, bei $a = 7,400$ m, daß 4 und die erste Null sicher, die letzte Null unsicher ist. Beträgt bei diesen beiden Angaben die Unsicherheit 5 Einheiten der letzten Ziffer (das Maximum der Unsicherheiten), so hätte man bei der ersten Angabe: a zwischen 7,35 und 7,45, bei der zweiten zwischen 7,395 und 7,405. Bei Maßangaben ist also 7,4, 7,40, 7,400 nicht dasselbe.

Ein Winkel α wurde mit einem in Grade geteilten Winkelmaß gemessen, dann bedeutet

1. $\alpha = 223,5^\circ \pm 0,5^\circ$, daß der Winkel zwischen 223° und 224° gefunden wurde.

Findet man bei der Verwendung eines Nonius, dessen Teile je $20''$ anzeigen,

2. $\alpha = 223^\circ 35' 40'' \pm 10''$, so hat man mit dem Nonius $223^\circ 35' 40''$ gefunden, dabei ist der größte denkbare Fehler wieder $\frac{1}{2}$ des kleinsten Teiles des Meßinstruments, also $\pm \frac{2}{2} 10'' = 10''$.

Bei den Angaben $\alpha = 223,5^\circ$ und $\alpha = 223^\circ 35' 40''$ sind also wieder die letzten Angaben $0,5^\circ$ und $40''$ unsicher, die vorletzten sicher.

Beim Schätzen bedeutet wieder $\alpha = 223,4^\circ \pm 0,2^\circ$, daß der Winkel zwischen $223,6^\circ$ und $223,2^\circ$ liegt. (Ist der Radius des Winkelmessers 57 mm, so ist der Gradbogen 1 mm lang, also die Schätzung auf $\pm 0,2^\circ$ leicht möglich.)

Die Masse m eines Körpers wurde mit einem Gewichtssatz bestimmt,

1. der nur bis 1 g herabgeht.

Die Angabe $m = 10,5 \pm 0,5$ g bedeutet alsdann, daß die Masse zwischen 10 und 11 g gefunden wurde und daß $m = 10,5$ noch mit einem maximalen Fehler von $\pm 0,5$ g behaftet sein kann;

2. der bis zu 1 mg herabgeht.

Die Angabe $m = 10,4965 \pm 0,0005$ g bedeutet jetzt, daß die Masse zwischen 10,496 und 10,497 g gefunden wurde, was voraussetzt, daß die Wage so empfindlich ist, daß sie bei einem Übergewicht von 1 mg noch einen deutlichen Zeigerausschlag anzeigt. Ist dieser Ausschlag etwa 1 mm, so kann man durch Ablesen von Ausschlägen noch Zehntelmilligramm mit einem Fehler von $\pm 0,2$ mg bestimmen, so daß man etwa findet:

$$m = 10,4967 \pm 0,0002 \text{ g.}$$

Auch hier sind bei den Angaben 10,5, 10,4965, 10,4967 die letzten Ziffern unsicher, die vorletzten sicher.

Eine Wägung mit einem Fehler von ± 1 mg bei 10 g — oder mit einem Fehler von 1 g bei 10 kg — gilt als scharf und setzt die gute Wage voraus; der Fehler beträgt dann 0,01 %.

Die Methode der kleinsten Quadrate.

Sie bildet die Grundlage aller exakten Messungen und ist in der Chemie ebenso gebräuchlich wie in der Physik.

Beispiel 1. Ein Metallstab hat bei 20° gemessen eine Länge $u_1 = 1000,22$ mm; bei 40° die Länge 1000,65 mm, bei 50° $u_3 = 1000,90$ mm, bei 60° $u_4 = 1001,05$ mm¹⁾; wie lang ist er bei t^0 ?

Ist x mm die Länge bei 0°, y mm die Zunahme für 1°, so ist nach physikalischem Gesetz die Länge bei t^0

$$x + y t,$$

also hat man die 4 Gleichungen

$$\begin{cases} (1) u_1 = x + 20 y \\ (2) u_2 = x + 40 y \\ (3) u_3 = x + 50 y \\ (4) u_4 = x + 60 y \end{cases} \begin{matrix} 1 & 20 \\ 1 & 40 \\ 1 & 50 \\ 1 & 60 \end{matrix}$$

für nur 2 Unbekannte x und y .

Wären die u nicht mit Meßfehlern behaftet, so könnte man aus 2 beliebigen der Gleichungen die x und y bestimmen, und damit müßten auch die anderen erfüllt sein. Wegen der Meßfehler sind aber die aus (1) und (2), aus (1) und (3), aus (1) und (4), aus (2) und (3), aus (2) und (4), aus (3) und (4) bestimmten x und y nicht genau gleich, und man könnte für x und y das Mittel aus den 6 so bestimmten Werten nehmen; eine im allgemeinen äußerst mühevoll, zeitraubende Berechnung. Die besten Werte für x und y erhält man aber nach der Methode der kleinsten Quadrate von GAUSS.

Man multipliziert die Gleichungen der Reihe nach mit den Vorzahlen 20, 40, 50, 60 der einen Unbekannten und addiert dann die 4 so erhaltenen Gleichungen; sodann multipliziert man der Reihe nach mit den Vorzahlen (hier 1, 1, 1, 1) der anderen Unbekannten x und addiert wieder; dies gibt höchst einfach:

$$\begin{cases} 170138,4 = 170 x + 8100 y \\ 4002,82 = 4 x + 170 y \end{cases}$$

aus beiden Gleichungen ergibt sich $x = 999,804$, $y = 0,0212$, also Länge bei t^0

$$u = 999,804 + 0,0212 t.$$

Hiernach berechnen sich die Längen bei 20, 40, 50, 60°:

t	u berechnet	u gemessen	Fehler	(Fehler) ²
20°	1000,228	1000,22	+ 0,008	0,000064
40°	1000,652	1000,65	+ 0,002	0004
50°	1000,864	1000,90	- 0,036	1296
60°	1001,076	1001,05	+ 0,026	0676

Die Einzelfehler sind $x + t_1 y - u_1$, $x + t_2 y - u_2$ usw.

Die Summe der Fehler ist hier (zufällig) 0. Dies gibt aber gar keinen Anhaltspunkt für die Einzelfehler, denn große negative Einzelfehler könnten sich gegen große positive Einzelfehler aufheben; anders steht es mit der Summe der Fehlerquadrate, diese ist 0,002040 und sagt aus, daß kein Einzelfehler absolut größer als $\sqrt{0,002040} = 0,04$ sein kann.

Die nach GAUSS berechneten x und y haben die Eigenschaft, daß jede Änderung in x und y die Summe der Fehlerquadrate vergrößert, wovon man sich überzeugen kann, indem man z. B. $x = 1000$, $y = 0,02$ setzt.

¹⁾ Die Zahlen sind der Praktischen Physik S. 13 von KOHLRAUSCH entnommen.

Anmerkung. Betrachtet man die Fläche 2. Grades: $z = (x + 20y - u_1)^2 + (x + 40y - u_2)^2 + (x + 50y - u_3)^2 + (x + 60y - u_4)^2 =$ Summe der Fehlerquadrate, so erhält man zu jedem Zahlenwert von x und y einen Punkt P (Fig. 1) in der xy -Ebene, das Lot z zu diesem Punkt bis zur Fläche gibt dann die Summe der Fehlerquadrate für die beiden Zahlenwerte. Dieses Lot und damit die Summe der Fehlerquadrate ist am kleinsten im tiefsten Punkt der Fläche und das zu diesem tiefsten Punkt gehörige x und y ist $x = 999,804$ und $y = 0,0212$ und wird, wie die höhere Analysis zeigt, durch das oben geschilderte Verfahren erhalten.

Allgemein. Für die 3 unbekanntenen Größen x, y, z aus mehr als 3 Gleichungen

$$\begin{pmatrix} a_1 x + b_1 y + t_1 z = d_1 \\ a_2 x + b_2 y + t_2 z = d_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}$$

erhält man nach der Methode der kleinsten Quadrate:

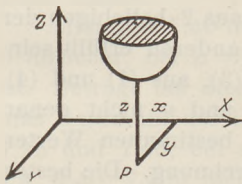


Fig. 1.

1. eine Gleichung, indem man die Gleichungen der Reihe nach mit den Vorzahlen $a_1 a_2 a_3 \dots$ der ersten Unbekannten multipliziert und dann addiert;
2. eine 2. Gleichung, indem man die Gleichungen der Reihe nach mit den Vorzahlen $b_1 b_2 b_3 \dots$ der zweiten Unbekannten multipliziert und addiert;
3. eine 3. Gleichung, indem man die Gleichungen der Reihe nach mit den Vorzahlen der dritten Unbekannten multipliziert und addiert.

Aus den 3 so gewonnenen Gleichungen bestimmt man dann x, y, z . Diese 3 Werte haben die Eigenschaft, daß für sie die Summe der Fehlerquadrate $(a_1 x + b_1 y + c_1 z - d_1)^2 + (a_2 x + b_2 y + c_2 z - d_2)^2 + \dots$ ein Minimum wird.

Ist eine der Messungen besonders scharf, so kann man ihr das Gewicht p beilegen, d. h. die entsprechende Gleichung p mal sich geschrieben denken oder kurz mit p multiplizieren.

Beispiel 2. Eine Vollpipette (angeblich für 10 ccm) gab 5 mal nacheinander mit Wasser gefüllt: $x = 10,123, x = 9,995, x = 9,996, x = 10,013, x = 10,001$ g Wasser ab. Wie groß ist ihr Inhalt?

Die 5 Gleichungen geben nach der Methode der kleinsten Quadrate $5 x = 10,123 + 9,95 + \dots 10,001, x = 10,026$, also arithmetisches Mittel. Ist 10,123 besonders scharf bestimmt worden, so kann man ihm das Gewicht 2, ist 10,001 noch schärfer bestimmt, so kann man ihm das Gewicht 3 beilegen und erhält dann:

$$x = \frac{2 \cdot 10,123 + 9,995 + 9,996 + \dots 3 \cdot 10,001}{8} = 10,032 \text{ g.}$$

Beispiel 3. In eine Batterie schaltet man der Reihe nach 2, 3, 4, 5 Ohm ein und erhält 4,0, 2,9, 2,7, 1,8 Ampere. Wie groß ist die elektromotorische Kraft derselben?

Aus $A = \frac{E}{W + w}$ folgt $Aw = E - A \cdot W$, also hat man für E und W die 4 Gleichungen:

$$\begin{pmatrix} 8 = E - 4 W \\ 8,7 = E - 2,9 W \\ 8,8 = E - 2,2 W \\ 9,0 = E - 1,8 W \end{pmatrix} \begin{matrix} 1 & 4 \\ 1 & 2,9 \\ 1 & 2,2 \\ 1 & 1,8 \end{matrix}$$

Hieraus nach der Methode der kleinsten Quadrate die 2 Gleichungen $34,5 = 4 E - 10,9 W$ und $92,79 = 10,9 E - 32,49 W$, woraus $E = 9,817$ und $W = 0,4375$, hiernach:

Ampere gemessen	4,0	2,9	2,2	1,8
Ampere berechnet	4,03	2,86	2,21	1,81

Aufsuchen von Gesetzen auf graphischem Weg und mit der Methode der kleinsten Quadrate; Interpolationen.

Für die graphische Darstellung habe man 50 × 50 Doppelmillimeterpapier.

Beispiel 4. Die Länge eines Metallstabes bei 20°, 40°, 50°, 60° gemessen sei folgende:

Temperatur x	20°	40°	59°	60°
Stablänge y	1000,22	1000,65	1000,90	1001,05 mm

Man sucht das zwischen x und y bestehende Gesetz.

Graphisch. Die niedersten Zahlen 20 und 1000,22 beider Reihen stark erniedrigt:

$x - 20$	0	20	30	40
$y - 1000$	0,22	0,65	0,90	1,05

Die höchsten Zahlen 40 und 1,05 beider Reihen auf 40 bis 50 Doppelmillimeter gebracht, entsprechend dem Papier:

$x' = (x - 20)$	0	20	30	40	Doppelmillimeter
$y' = 40 (y - 1000)$	8,8	26,0	36,0	42	Doppelmillimeter

In ein rechtwinkliges Koordinatensystem $x'y'$ des Doppelmillimeterpapiers werden jetzt die Punkte mit den Koordinaten (0, 8,8), (20, 26,0), (30, 36,0), (40, 42) eingetragen und durch einen Kurvenbogen K stetig verbunden.

Alle eingetragenen Punkte enthalten die Beobachtungsfehler und damit auch K . Ist der maximale Fehler der $y \pm 0,02$, so ist der Fehler der $y' \pm 0,8$ Doppelmillimeter. Man könnte dem Rechnung tragen, daß man z. B. statt des Punktes (20,26) die Punktreihe oder Strecke von (20, 26,8) bis (20, 25,2) markiert. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache ergibt die Figur, daß K eine Gerade ist. Diese Gerade wird die Gleichung haben $y' = A + Bx'$, wo A und B noch zahlenmäßig zu bestimmen sind.

Für A und B hat man nun die 4 Gleichungen:

$$\begin{cases} 8,8 = A & | & 1 & 0 \\ 26,0 = A + 20B & | & 1 & 20 \\ 36,0 = A + 30B & | & 1 & 30 \\ 42,0 = A + 40B & | & 1 & 40 \end{cases}$$

Die Methode der kleinsten Quadrate ergibt jetzt: $112,8 = 4A + 90B$, $328 = 9A + 290B$, hieraus $A = 9,0814$, $B = 0,8497$, somit $y' = 9,0814 + 0,8497x'$, setzt man wieder $x' = x - 20$, $y' = 40 (y - 1000)$ ein, so folgt:

$$\text{II. } y = 999,804 + 0,0212x,$$

d. h. Länge = 999,804 + 0,0212 mal Temperatur. Die gemessenen 3 berechneten Längen stimmen damit innerhalb der Beobachtungsfehler überein. Wäre dies nicht der Fall, so würde man $y' = A + Bx + Cx^2$ setzen und A , B , C wieder mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmen.

Wünscht man die Länge bei 30°, so entnimmt man aus der Figur für $x' = 10$ die betreffende Ordinate y' und erhält $y' = 17,5$ und damit $y = 1000,44$, oder man setzt in II $x = 30$ und erhält $y = 1000,44$.

Beispiel 5¹⁾.

100 ccm Fehlinglösung werden reduziert (entfärbt) durch 47,5 ccm einer 1 0/0-Zuckerlösung

100 ccm	„	„	„	„	68,0 ccm	„	0,7 0/0	„
100 ccm	„	„	„	„	95,7 ccm	„	0,5 0/0	„
100 ccm	„	„	„	„	161,0 ccm	„	0,3 0/0	„
100 ccm	„	„	„	„	495,2 ccm	„	0,1 0/0	„

Man sucht das Gesetz beider Reihen.

Man hat jetzt:

<i>x</i>	47,5	68,0	95,7	161,0	495,2
<i>y</i>	1	0,7	0,5	0,3	0,1

Die niedersten Zahlen 0,1 und 47,5 beider Reihen stark erniedrigt, bringt eine geringe Vereinfachung mit sich. Die höchsten Zahlen 1 und 495,2 beider Reihen auf 50 bis 40 Doppelmillimeter gebracht, gibt:

$x' = \frac{x}{10}$	4,75	6,8	9,57	16,1	49,52	Doppelmillimeter
$y' = 50y$	50	35	25	15	5	Doppelmillimeter

Trägt man *x'* als Abszisse, *y'* als zugehörige Ordinate in ein Koordinatensystem ein und verbindet die 5 so erhaltenen Punkte durch einen stetigen Kurvenbogen *K* (Fig. 2), so findet man, daß *K* ein Hyperbelbogen ist und daß die Gleichung dieser Hyperbel sein wird:

$$x'y' = A + Bx'$$

Für *A* und *B* hat man jetzt die 5 Gleichungen:

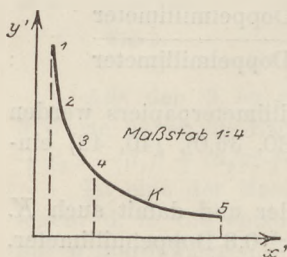


Fig. 2.

$$\left\{ \begin{array}{l} 237,5 = A + B \cdot 4,75 \\ 238,0 = A + B \cdot 6,8 \\ 239,25 = A + B \cdot 9,57 \\ 241,50 = A + B \cdot 16,1 \\ 247,60 = A + B \cdot 49,52 \end{array} \right.$$

und erhält nach der Methode der kleinsten Quadrate $A = 235,5$,

$B = 0,435$, also $x'y' = 235,5 + 0,435x'$; setzt man wieder $x' = \frac{x}{10}$, $y' = 50y$, so folgt

$$xy = 4,71 + 0,0087x, \quad y = 0,0087 + \frac{4,71}{x}$$

d. h.: brauchen 100 ccm Fehlinglösung zur Reduktion *a* ccm einer Zuckerlösung, so sind $0,0087 + \frac{4,71}{a}$ 0/0 Zucker vorhanden.

Hiernach

	<i>a</i>	47,5	68,0 ccm	
Prozente, berechnet		1,000	0,700 0/0	usw.
Prozente, beobachtet		1	0,7 0/0	

Übereinstimmung bis auf die Tausendstel der Prozente.

Die Beispiele 4 und 5 zeigen, daß es sich vor Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate immer empfiehlt, den Kurvenbogen *K* zu zeichnen, auf Pauspapier zu übertragen und ihn mit den Bögen bekannter Kurven zu vergleichen.

Eine auf besonderes Millimeterpapier gezeichnete Parabelschar $y = ax^2$, $a = \frac{1}{4}, \frac{1}{10}, \frac{1}{20} \dots$ Doppelmillimeter und eine Hyperbelschar $xy = a^2$, $a = 5, 10, 15, 20 \dots$ Doppelmillimeter leistet hierbei vorzügliche Dienste.

¹⁾ Vgl. Dr. Ruoss: Über die Reduktion organischer Verbindungen. Biochem. Zeitschr. 1926.

Einige Bemerkungen zu Vorstehendem.

Die Genauigkeit der Schätzung wird meist überschätzt; man überzeuge sich davon, indem man eine Strecke zwischen 100 und 101 mm Länge, das eine Mal als Ganzes, das andere Mal in Teilen mißt. Ich glaube hier mit $\pm 0,2$ mm den für einen nicht besonders geübten Beobachter größten Fehler richtig angegeben zu haben.

Bei der Analysenwaage mit der Empfindlichkeit 1 (1 mg Übergewicht = 1 mm Ausschlag) glaube ich nicht, daß größere Genauigkeit als $\pm 0,0002$ g zu erreichen ist, die Angabe der Zentimilligramme scheint mir in diesem Fall übertrieben. Bei der Methode der kleinsten Quadrate habe ich Wahrscheinlichkeitsrechnung ganz aus dem Spiel gelassen, denn sogar die Studierenden der Physik und Chemie pflegen mit Wahrscheinlichkeitsrechnung nicht vertraut zu sein und verwenden die Formeln über den durchschnittlichen, mittleren und wahrscheinlichen Fehler rein mechanisch. Ich bin auf die verschiedenen Arten dieser Fehler überhaupt nicht eingegangen.

Messung von Schallwellen.

Von Prof. Dr. L. Fomm in München. Z

Um die Interferenz von Schallwellen zu zeigen, bedient man sich im allgemeinen des Quinckeschen Apparates oder einer empfindlichen Flamme.

Eine andere Methode besteht in folgendem: Als Schallquelle nehme ich eine Glühkathodenröhre in Rückkoppelungsschaltung. Selbstinduktion und Kapazität werden so groß gewählt, daß die erzeugten Schwingungen im akustischen Gebiete liegen. Mit gutem Erfolg benutzte ich eine Röhre der Firma Niggel in München (V. R. 15). Die Selbstinduktionsspule sowie die Rückkoppelungsspule besitzen gegen 5000 Windungen eines Kupferdrahtes von ungefähr 0,2 mm Durchmesser. In dem Hohlraum der beiden übereinander liegenden Windungen von ungefähr 5 cm Länge befindet sich ein verschiebbarer Eisenkern von 12 mm Durchmesser und 15 cm Länge. Der Eisenkern besteht aus ganz dünnen, weichen, durch Schellack oder Paraffin voneinander isolierten Eisen-drähten. Das Verschieben des Eisenkerns in der Spule ändert die Selbstinduktion in weiten Grenzen, so daß man mit Hilfe des in den Anodenkreis eingeschalteten Lauttelephons (200 Ohm) alle Töne innerhalb der Hörgrenze sehr rein erhält. Als Kapazität genügen 10 000 cm.

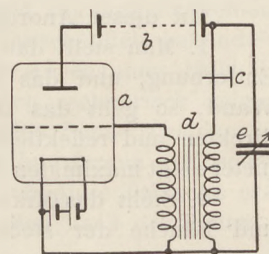


Fig. 1.

Das Schaltungsschema gibt Fig. 1. Hierin bedeutet *a* die Glühkathodenröhre, *b* die Anodenbatterie, *c* das Telephon, *d* die Rückkoppelungsspulen und *e* den Kondensator.

Bestimmte Tonhöhen kann man erhalten: 1. durch Änderung der Kapazität, 2. durch Verschieben des Eisenkernes, 3. durch Änderung des Heizstromes.

Versuche: 1. Schaltet man in den Anodenkreis zwei gleiche Telephone ein und stellt dieselben in ungefähr 1 m Entfernung voneinander auf, so lassen sich leicht die Interferenz-Maxima und -Minima auffinden, indem man das eine Ohr mit dem Finger verschließt und sich von der Schallquelle entfernt. In einem kleinen Hörsaal hört je nach dem Sitzplatz der eine Teil der Hörer den Ton, für einen anderen Teil sind die Telephone stumm. Verschiebt man das eine Telephon, so ändern sich die Orte der Maxima und Minima. Dasselbe erhält man durch Änderung der Tonhöhe.

2. Bedient man sich nur eines Telephons, stellt aber das Telephon nahe einer schallreflektierenden Wand auf, so lassen sich in der senkrechten Verbindungslinie von Telephon und Wand deutlich Maxima und Minima feststellen. Durch Messung der Abstände erhält man die Wellenlänge (Praktikumsaufgabe).

Eine andere Art, die Interferenz von Schallwellen einem größeren Hörerkreis vorzuführen, besteht in Nachstehendem:

Die von obengenannter Schallquelle erzeugten Töne werden von einem Mikrophon aufgenommen und die schwankenden Mikrophonströme durch ein Galvanometer zur Schau gebracht.

Hierbei ist folgendes zu beachten. Man könnte versucht sein, das Mikrophon in einem Zweige einer Wheatstoneschen Brücke zu verwenden und das Galvanometer in die Brücke zu schalten. Diese außerordentlich empfindliche Methode ist leider nicht zu verwenden, da das Mikrophon in jedem neuen Ruhezustand einen neuen Widerstand besitzt und deshalb das Galvanometer nicht auf den Nullpunkt zurückgeht.

Ich habe daher nachfolgende Schaltung gewählt. Das Mikrophon (Mix & Genest, 8 Ohm Widerstand) wird unter Einschaltung einer Stromquelle von 2 Volt Spannung mit der Primärwicklung eines Transformators verbunden. Es sind hierzu die sogenannten Mikrophon-Transformatoren von 1 Ohm Primär- und 200 Ohm Sekundärwicklung geeignet. Die Sekundärwicklung wird unter Zwischenschaltung eines Detektors mit einem Galvanometer verbunden. Als Galvanometer eignet sich ein Zeigerinstrument mit 200 Ohm Spulenwiderstand 10^{-4} bis 10^{-5} Ampere Empfindlichkeit.

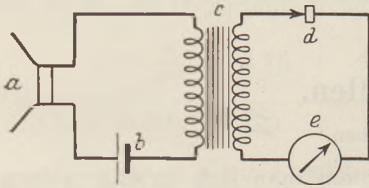


Fig. 2.

Das Schaltschema gibt Fig. 2: Hier bezeichnet *a* das Mikrophon, *b* das Element, *c* den Transformator, *d* den Detektor und *e* das Galvanometer. Diese Anordnung ist sehr empfindlich. Sprechen in mehreren Metern Entfernung zeigt das Galvanometer sofort an.

Mit dieser Anordnung lassen sich nachstehende Experimente ausführen:

1. Man stellt das Telephone vor eine schallreflektierende Wand, z. B. in 20 cm Entfernung, und das Mikrophon in 1 m Entfernung auf. Verschiebt man nun die Wand, so geht das Galvanometer in Nullstellung, wenn der Gangunterschied der direkten und reflektierten Welle eine halbe Wellenlänge des Tones ist. Das Galvanometer zeigt maximalen Ausschlag, wenn der Gangunterschied eine ganze Wellenlänge ist.

2. Steht das Mikrophon zwischen Tonquelle und Wand, so lassen sich die Knoten und Bäuche der stehenden Wellen nachweisen. Diese Versuche lassen sich auch anstellen bei Benutzung einer kleinen Pfeife, wenn dieselbe sehr gleichmäßig angeblasen wird. Bei allen Versuchen ist sehr darauf zu achten, daß zwischen Tonquelle und Mikrophon keine Wellenbrücke, z. B. durch die Tischplatte, besteht. Telephone und Mikrophon sind daher auf Schwammgummi zu stellen.

Die Firma Böhm & Wiedemann in München hat die Herstellung dieser Apparate übernommen.

Steht kein hochempfindliches Zeigergalvanometer zur Verfügung, so kann man sich zur Messung der Wellenlänge eines Tones im Praktikum als Indikator eines Kopf-Doppelhörers bedienen. Zu diesem Zwecke ersetzt man den Detektor durch

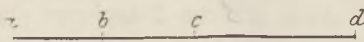


Fig. 3.

einen Kurzschlußstecker und schaltet an Stelle des Galvanometers den Doppelhörer ein. Dieser dämpft den direkten Ton. Um die Wellenlänge des vom Sender erzeugten Tones zu messen, verfährt man in nachstehender Weise (Fig. 3). Es bedeutet: *a* das Mikrophon, *b* die Tonquelle (Schalldose abgewandt vom Mikrophon), *c* die reflektierende Glaswand und *d* den Hörer.

Der Beobachter mit dem Kopfhörer befindet sich hinter der reflektierenden Wand. Hierdurch werden störende Reflexionen durch den Körper des Beobachtenden vermieden. Man hört zwar dauernd trotz des Kopfhörers den Tonsender, kann aber deutlich die Maxima und Minima, welche durch Verschieben der reflektierenden Glaswand entstehen, unterscheiden. Die Glaswand verschiebt man längs eines Maßstabes.

Ein Schulapparat zur Demonstration der Prinzipien der Wellenlehre.

Von Dr. Paul Werner in Iglau.

Ungefähr ein Jahrhundert ist vergangen, seitdem durch den genialen Arzt und Naturforscher THOMAS YOUNG, durch die Arbeiten FRESNELS und FOUCAULTS der HUYGENSschen Undulationstheorie des Lichtes ein entscheidender Sieg über die Emanationstheorie erfochten wurde. Wir können heute der Undulationstheorie bei der Konstruktion optischer Instrumente nicht mehr entraten, und doch konnte sie sich nicht so weit einbürgern, daß sie unser ganzes optisches Denken beherrschte. In den meisten Fällen kommen wir gewiß mit den einfacheren Konstruktionen der geometrischen Optik aus, aber wir dürfen nicht vergessen, daß die Strahlen des Lichtes nur die Grenzen in dem von Wellen durchfluteten Raum sind, die durch undurchsichtige Körper gesetzt werden. Sie werden nur dadurch für die Erscheinungen wesentlich, daß die Wellenflächen auf ihnen normal stehen und können für uns wahrnehmbar sein, weil sie in Ruhe bleiben, während die Welle als solche wegen ihrer ungeheuer schnellen Fluktuation für uns nicht in Erscheinung tritt.

Da wird es angebracht sein, daß man auf der Oberstufe, wo nicht nur Interferenz und Beugung, sondern auch Fortpflanzung, Reflexion und Brechung auf die Wellennatur des Lichtes zurückgeführt werden, den Lehrstoff anschaulich erläutert, etwa so wie es in der geometrischen Optik mit der HARTLSchen Scheibe geschieht. Man kann dadurch wichtige, aber rechnerisch nicht oder nur unzureichend zugängliche Gebiete, wie z. B. das HUYGENSSche Prinzip oder die Beugungsgitter, anschaulich behandeln. Rechnerische Beweise können uns zwar überzeugen, aber die Anschauung hellt die Zusammenhänge in übersichtlicher Weise auf. Gewiß läßt sich rechnerisch zeigen, daß die Lichtwege der parallel auf einen Hohlspiegel fallenden Sonnenstrahlen bis zum Brennpunkt gleich sind und sich daher dort nicht durch Interferenz auslöschen, sondern ein Bild erzeugen; aber geistig assimilieren können wir diese Tatsache erst, wenn wir sehen, wie die auf den Hohlspiegel fallenden Planwellen nach der Reflexion als Kreiswellen sich im Brennpunkt zusammenziehen.

Die Erscheinung der Wellenausbreitung und Interferenz wird vielfach mit Hilfe von Wasserwellen gezeigt, doch besitzt dieses Verfahren auch große Mängel. Das Operieren auf einer Teichfläche oder mit einem großen Wasserbassin ist für Schulzwecke schon deshalb umständlich, weil die Wasseroberfläche nie vollständig ruhig ist. Störende Reflexionen an den Rändern des Gefäßes sind nicht zu vermeiden, und die horizontale Wasserfläche ist für die Demonstration minder geeignet. Quantitative Behandlung ist kaum möglich. Bei dem im folgenden beschriebenen Apparat hingegen erfolgt die Darstellung für alle Zuschauer gut sichtbar auf einer vertikalen Projektionsfläche, ohne daß das Gesichtsfeld durch den Rand des Bassins oder durch irgendwelche Nebenapparate beschränkt wird. Die Bewegung der Wellen kann beliebig schnell oder langsam erfolgen oder zum Stehen gebracht werden, so daß einzelne Phasen im ruhenden Zustande studiert werden können. Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit sowie auch der Brechungsexponent können mit einem Griffe geändert werden. Fast durchweg lassen sich auch die zu den Wellenflächen gehörigen Strahlen gleichzeitig mit diesen zeigen, und in vielen Fällen ist quantitative Behandlung möglich. Kugelwellen und Planwellen werden durch ebene Schnitte dargestellt: Kugelwellen als konzentrische Kreisschar, ähnlich den Wellen, die ein hineingeworfener Stein in der ruhigen Fläche eines Teiches erregt, Planwellen als Schar paralleler Geraden. Zur Darstellung dieser Wellen dient paralleles Licht, das entweder mittels eines Heliostaten ins Zimmer geworfen oder von einem Projektionsapparat erzeugt wird.

Bevor ich auf die Beschreibung des Apparates eingehe, will ich an der Hand der Fig. 1 sein Konstruktionsprinzip erläutern. Darin bedeutet der Kreis Z den Grundriß eines spiegelnden kreiszylindrischen Stabes, der senkrecht auf die Projektionsfläche gestellt ist; die Projektionsebene ist zusammenfallend mit der Papierebene zu denken. Die teilweise durch Reflexion gebrochenen Geraden $aa^1, bb^1, cc^1 \dots ll^1$ bedeuten einzelne Strahlen eines Bündels von Parallelstrahlen, die bei $a, b, c \dots l$ eintreten und, da sie gegen die Papierebene geneigt sind, dieselbe in $a^1, b^1, c^1 \dots l^1$ treffen. Die Gerade a bis l wird als Kurve C abgebildet, die durch die Punkte $a^1, b^1, c^1 \dots l^1$ markiert ist. Dabei müssen die Linienzüge $aa^1, bb^1, cc^1 \dots ll^1$ gleiche Länge haben, da ja der einfallende und der am Stabe reflektierte Strahl gleiche Neigung gegen eine Horizontalebene haben, weshalb sie auch im Grundriß gleich lang erscheinen. Die Kurve C kann nun durch einen Kreis K ersetzt werden, dessen Mittelpunkt n in der Mitte zwischen dem Mittelpunkt m des Zylindergrundrisses Z und seiner Peripherie liegt. Die größte Abweichung bei a^1 bzw. l^1 beträgt ungefähr $\frac{1}{4}$ des

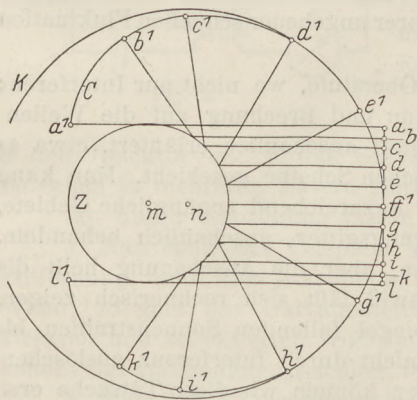


Fig. 1.

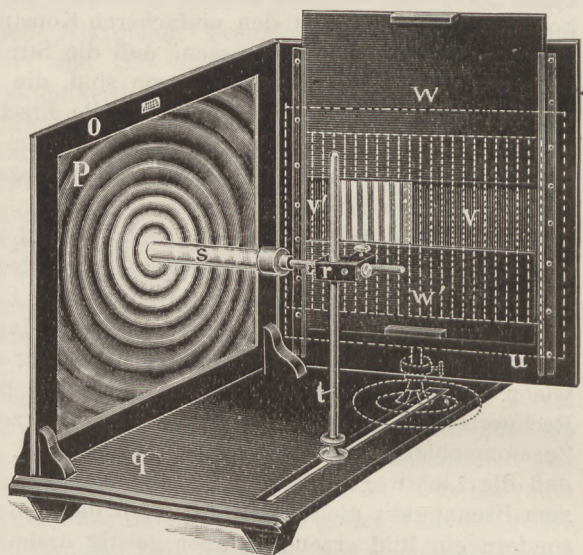


Fig. 2.

Stabdurchmessers, also bei den verwendeten Stäben von höchstens 2 cm Durchmesser ungefähr 5 mm. Hat der Stab kleineren Durchmesser, dann wird C kreisähnlicher, aber lichtschwächer. Übrigens bleibt die Abweichung vom Kreise konstant, wenn sich C weiter ausdehnt, und fällt dann um so weniger ins Gewicht. Praktisch ist sie unmerklich, auch wird ja nicht die ganze Kurve C , sondern nur ein kleiner Teil verwendet. Die Kurve C wird deshalb im folgenden mit dem Kreise K identifiziert.

Läßt man nun mehrere Bündel von Parallelstrahlen, die einander in regelmäßigen Abständen folgen, auf den Stab Z fallen, so erhält man auf der Bildebene eine ganze Schar von aufeinanderfolgenden konzentrischen Kreisen mit dem Mittelpunkt n . Die Parallelstrahlenbündel werden durch ein Gitter ausgeblendet, das ist ein Blech, in dem eine Anzahl paralleler Schlitze in gleichen Abständen ausgestanzt ist (Fig. 3, x). Bei der jetzigen Annahme des Versuches wäre natürlich das Gitter so zu halten, daß seine Schlitze horizontal liegen. Bewegt man nun das Gitter vertikal nach aufwärts, dann vergrößern sich die konzentrischen Kreise und quellen gewissermaßen aus dem Fußpunkt des Zylinderstabes hervor wie Wasserwellen. Die Erscheinung wird deutlicher, wenn das Nebenlicht seitlich vom Stabe und vor dem Stabe ausgeblendet wird. Wird der spiegelnde Stab durch einen durchsichtigen Glasstab ersetzt, dann werden durch Brechung im Glase auch konzentrische Kreise erzeugt, die sich jetzt aber nur in einem Sektor von fast 180° ausbilden, der in der Richtung des durch den Stab gehenden Lichtes liegt.

Der Apparat selbst ist in Fig. 2 dargestellt. Es bedeutet q das parallel zur Längsseite geschlitzte Grundbrett des Apparates. Der Schlitz dient zur Aufnahme zweier seitlich verschiebbarer Stativstäbe t , die an beliebiger Stelle im Schlitz fixiert werden können. Die Stativstäbe t tragen Kreuzklemmen r nach Art der bei Bunsenstativen gebräuchlichen Klemmen. Sie sollen die Stäbe s oder andere Zubehörteile in horizontaler Lage festhalten. Die transparente Projektionsebene P wird von einem vertikalen, am Grundbrett des Apparates befestigten Rahmen o getragen. Der Blendenkasten u kann mittels Haken an der linken oder rechten Schmalseite des Apparates eingehängt werden, je nachdem es bequemer ist, das Licht von links oder von rechts einfallen zu lassen. Vor einer rechteckigen Öffnung des Blendenkastens sind die Blenden v, v' und w, w' verschiebbar angebracht, so daß man mit ihrer Hilfe ein Rechteck von beliebiger Größe und beliebiger Lage innerhalb der Öffnung des Blendenkastens ausblenden kann.

Fig. 3 stellt den Gitterträger mit eingelegtem Gitter x dar. Er besteht aus einer schweren, kreisförmigen Grundplatte mit zentrisch eingesetztem, kurzem, vertikalem Eisenstabe. Auf diesem Stabe kann die Hülse z in verschiedener Höhe fixiert werden. Die Hülse z trägt ein horizontal gestelltes, dreimal gefaltetes Führungsblech y . In der Stellung der Fig. 3 gestattet das Führungsblech y zwei Gitter in den sich nach oben öffnenden Falzen in horizontaler Richtung mit der Hand zu führen. Die Hülse z kann aber auch, um 180° gedreht, am Stabe festgeklemmt werden, so daß das Führungsblech y in eine tiefe Stellung gelangt und ein Blech in dem nunmehr nach oben gekehrten mittleren Falz geführt werden kann.

Der Gitterträger wird vor den Blendenkasten gestellt und sondert durch das eingelegte Gitter aus dem einfallenden Parallelstrahlenbündel einzelne ebene Strahlenbündel aus, die durch die Blenden v, v', w, w' so weit abgeblendet werden, daß nur das jeweilig auf dem Träger t befestigte Gerät in dem gewünschten Ausmaße beleuchtet wird. Lichtquelle und Apparat werden so gegeneinander verschoben, daß die Strahlen unter einem Winkel von etwa 25° die Projektionsebene P treffen. Reicht die Breite des Parallelstrahlenbündels nicht hin, um die Öffnung des Blendenkastens ganz zu beleuchten, dann kann man das Licht etwas divergent machen. Das gegitterte und passend abgeblendete Lichtbündel trifft also die Projektionsebene P direkt oder das eingesetzte Gerät. Trifft das Licht direkt die Projektionsebene, dann erzeugt es dort vertikale, parallele Streifen, die sich in horizontaler Richtung fortbewegen, wenn man das Gitter in der horizontalen Führung des Gitterträgers verschiebt, und eine fortschreitende Planwelle vorstellen. Arbeitet man mit parallelem Licht, dann sind die Streifen verwaschener, besonders wenn man das Gitter entfernt vom Apparat aufstellt. Macht man das Licht schwach divergent, dann sind die Streifen schärfer begrenzt. Durch Verwendung von enger geteilten Gittern oder Drehen des Gitters um eine Vertikale kann man die Wellenlänge ändern.

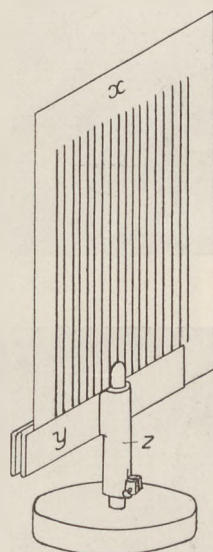


Fig. 3.

Stellt man aber in das gegitterte und passend ausgeblendete Parallelstrahlenbündel einzelne spiegelnde oder brechende Zylinderstäbe oder Kombinationen von solchen, dann werden Zentralwellen erzeugt, die von den Fußpunkten der einzelnen Stäbe ausgehen, miteinander interferieren und so die Prinzipien der Wellenlehre zu demonstrieren gestatten, wie nun näher ausgeführt werden soll.

1. Versuch: Ausbreitung einer Zentralwelle (Fig. 4).

Ein spiegelnder zylindrischer Stab wird in die Kreuzklemme r eingesetzt, so daß er senkrecht zur Projektionsebene P steht und diese berührt. In den Gitterträger wird ein Gitter mit vertikal gestellten Spalten eingelegt. Auf der Projektionsebene erscheint

das Bild einer Zentralwelle, die aus dem Fußpunkt des Stabes hervorquillt, wenn man das Gitter nach rückwärts zieht. Die Welle zeigt Abnahme der Intensität mit dem Quadrate der Entfernung. Legt man ein eng geteiltes Gitter in den zweiten

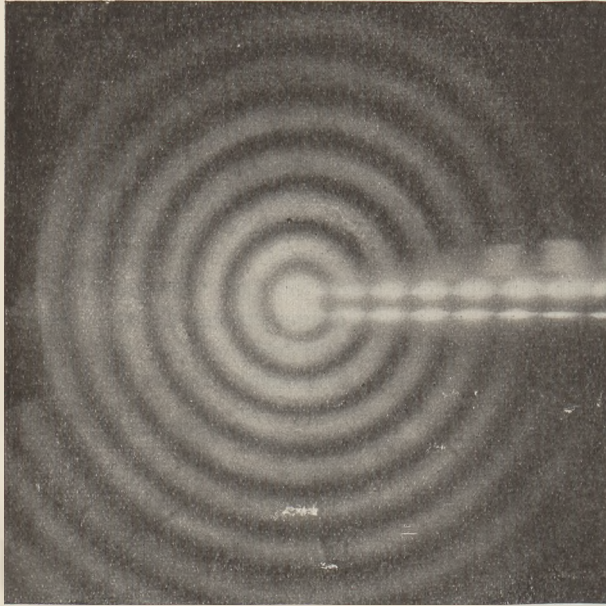


Fig. 4.

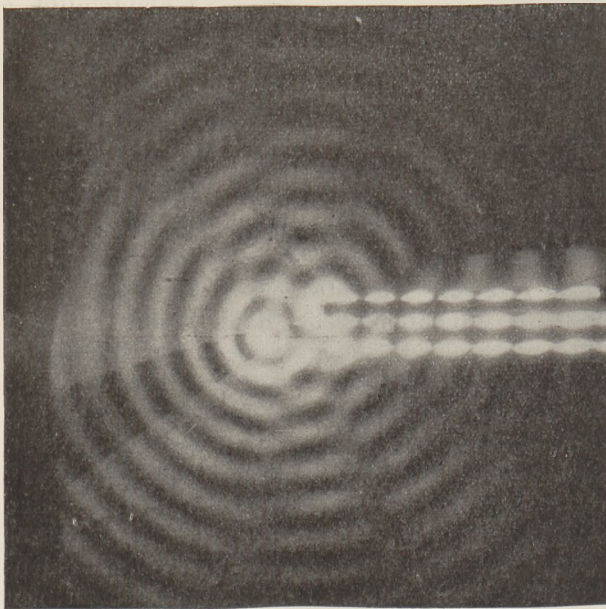


Fig. 5.

freien Falz des Gitterträgers mit horizontal gestellten Spalten ein, so werden die radialen Strahlen erkennbar, welche die Kreiswellen überall senkrecht durchschneiden. Neigt man den Stab gegen die Projektionsebene, dann werden aus den Kreisen Ellipsen, die die Fortpflanzung in einem inhomogenen Medium veranschaulichen.

2. Versuch: FRESNELS Interferenzversuch (Fig. 5).

Zwei spiegelnde Stäbe werden senkrecht zur Projektionsfläche P eingeklemmt. Es wird ein weit geteiltes Gitter vorbeigezogen. Aus jedem der beiden spiegelnden Stäbe quillt eine Zentralwelle hervor, diese interferieren miteinander und machen die Hyperbeln der Stille sichtbar. Vergrößert man den Abstand der spiegelnden Stäbe, dann werden die Hyperbeln zahlreicher. Das gleiche tritt ein, wenn man die Wellenlänge verkleinert. In der Fig. 5 ist die gemeinsame Achse der Hyperbeln etwas gegen die Horizontale geneigt, da man die beiden Stäbe mit einem Höhenunterschied einklemmen muß, damit der rückwärtige Stab gleichfalls beleuchtet wird. In der Figur sind die sich horizontal nach rechts erstreckenden Schatten der beiden Stäbe, sowie auch ihre Fußpunkte, gut sichtbar. Die Verbindungsgerade dieser Fußpunkte ist die gemeinsame Achse der Hyperbeln. Sie ist auch durch den scharf und geradlinig begrenzten Sektor markiert, der von der Mitte der Figur nach links abwärts verläuft. Dieser Sektor ist der Schatten des vorderen Stabes im Lichte des rückwärtigen.

3. Versuch: Beugung am Reflexionsgitter (Fig. 7).

Hierzu wird das in Fig. 6 dargestellte Gerät verwendet. In einem Rahmen (29) sind sieben spiegelnde zylindrische Stäbe 30 usw. befestigt, so daß ihre Achsen auf einem Kreiszyylinder liegen. Der gegenseitige Abstand der Stabachsen ist genau gleich.

Dieses Gerät wird senkrecht zur Projektionsebene P und senkrecht zu einer einfallenden Planwelle im Apparat befestigt. Den Stäben entsprechen die spiegelnden Streifen des Reflexionsgitters. Bei Verwendung des weiter geteilten Gitters ist nur ein axialer Strahl wahrnehmbar, weil die Wellenlänge noch größer ist als der Stababstand. Bei Verwendung eines enger geteilten Gitters treten zu beiden Seiten des zentralen Strahles je ein abgebeugter Strahl auf, die gegen die Mitte zu rücken, wenn man die Wellenlänge verkleinert. Dies kann durch Drehen des Gitters geschehen oder durch Neigen des Gerätes (Fig. 6) gegen das einfallende Licht. Durch teilweises Abblenden der Stäbe (30) mit einem Karton zeigt man, wie die Interferenzen, die zuerst dem Versuch 2 (FRESNELS Interferenzversuch) entsprechen, an Breite abnehmen und lichtstärker werden, je mehr Stäbe freigegeben werden. In der Fig. 7 markieren sich die sieben spiegelnden Stäbe durch dunkle Punkte, die von sechs scharfen, hellen Zwischenräumen getrennt, knapp rechts neben der Begrenzung von Hell und Dunkel liegen. Die Ausmessung an der Figur ergibt für das Verhältnis von Wellenlänge

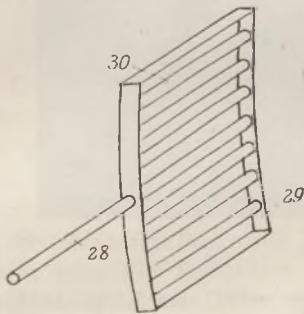


Fig. 6.

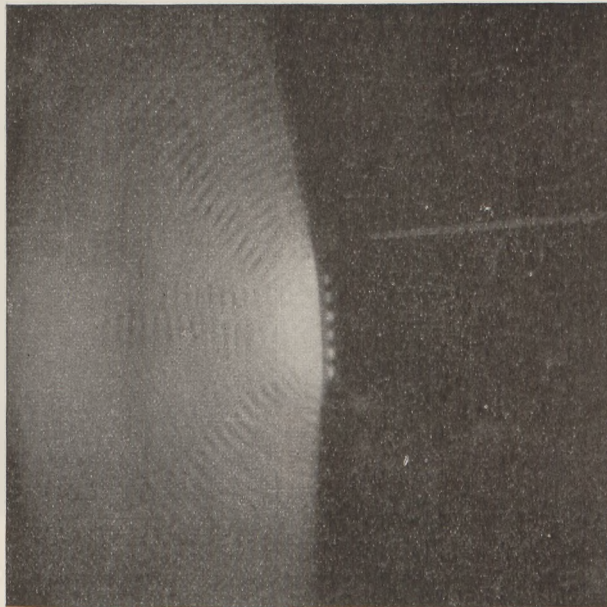


Fig. 7.

und Gitterkonstante $0,72 \dots$, für den Winkel zwischen den abgebeugten Strahlen 92° . Der Beugungswinkel ist also 46° . Da $\sin 46^\circ = 0,71934 \dots$ ist, besteht vollständige Übereinstimmung.

4. Versuch: Reflexion am ebenen Mittel (Fig. 9).

Das zunächst verwendete Gerät ist in Fig. 8 dargestellt. Auf einem rechteckigen Fuß sind zwei Tragsäulen 9, 10 befestigt, die am oberen Ende zur Aufnahme einer Achse durchbohrt sind. An der Achse ist eine Leiste 8 befestigt, die ein mattschwarzes Blendenblech 1 trägt, das auf eine gewisse Länge durchbrochen ist. An den Grenzen der so geschaffenen Öffnung trägt es Falze, in die sich ein mattschwarzes Blendenblech einschieben läßt, das 4 spiegelnde Stäbe 3, 4, 5 und 6 trägt. Diese 4 Stäbe fallen mit ihrer Achse in die Ebene des Blendenblechs. Anstatt des Bleches mit den Stäben kann auch ein ebenes, beiderseits spiegelndes Blech in die Öffnung von 1 eingeschoben werden. Das Blendenblech 1 trägt außerdem auf beiden Seiten je einen Vorreiber 2 und je ein rechtwinklig gebogenes Blechstück 7 zum Anlegen ebener Glasplatten an die spiegelnden Stäbe. Die Leiste 8 kann in den Lagern der Tragsäulen 9, 10 gedreht und mit beliebiger Neigung durch eine Klemmschraube fixiert werden.

Zunächst wird die Leiste 8 in senkrechter Stellung fixiert und das Blech mit den vier spiegelnden Stäben eingeschoben. Die Tragsäule 10 und die entsprechende Kante des Fußes legen sich an die Projektionsebene P resp. den Rahmen o an und

gewährleisten dadurch senkrechte Stellung der Stäbe 3, 4, 5, 6 gegen die Projektionsebene P . Vor dem Blendenfenster des Apparates wird ein Blech mit einzeltem senkrechten Spalt vorbeigezogen (dazu dient das in Fig. 15 dargestellte und später beschriebene Spaltblech). Wird das Spaltblech im Falz des Gitterträgers nach rückwärts bewegt, dann schreitet auf der Projektionsebene P ein senkrechter Lichtstreifen gegen die Fußpunkte der 4 Stäbe vor. Aus den einzelnen Stäben wächst je ein Kreis hervor, der eine Elementarwelle darstellt. Legt man eine Glasplatte mittels des

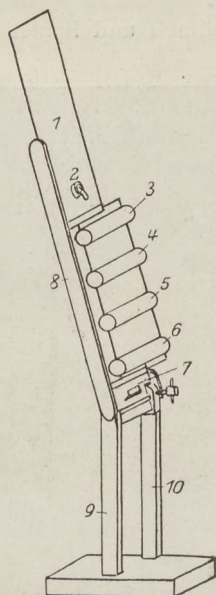


Fig. 8.

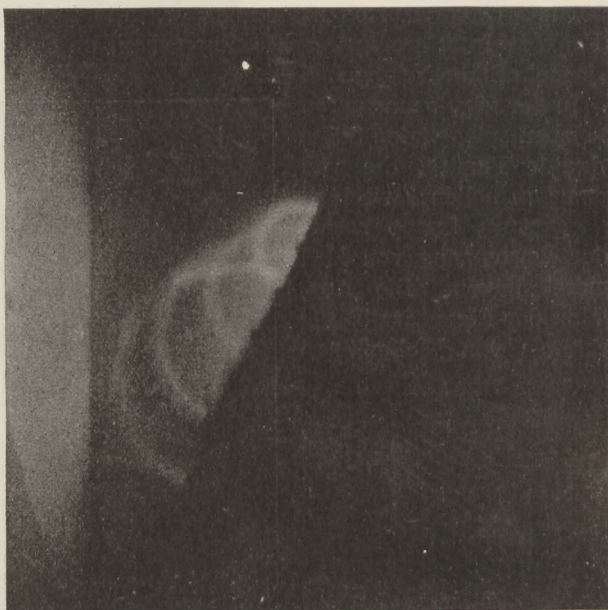


Fig. 9.

Blech 7 und des Vorreibers 2 an die Stäbe an, dann wird das Licht auch zum Teil an der ebenen Glasplatte reflektiert, und es erscheint als resultierende Welle die gemeinsame Tangente der 4 Kreise. Durch Neigen der Führungsleiste 8 kann die Reflexion bei schiefer Einfall parallelen Lichtes gezeigt werden.

Man kann ferner die Reflexion einer Zentralwelle zeigen, die mit einem Glasstabe erzeugt wird. Durch Anlegen einer Glasplatte zeigt man die kreisförmige Einhüllende der 4 Elementarwellen, die die resultierende Welle vorstellt.

Man geht nun zu engerem Abstände der spiegelnden Stäbe über. Diesem Zwecke dient ein Gerät, bei dem mehrere spiegelnde Stäbe parallel und dicht nebeneinander befestigt sind, so daß ihre Achsen in einer Ebene liegen. Dieses Gerät wird erst normal, dann schief gegen eine einfallende Planwelle gestellt, die mit dem weiter geteilten Gitter erzeugt wird. Die Erscheinung gibt ein Bild der diffusen Reflexion. Läßt man eine Zentralwelle auf das Gerät fallen, dann wird ihre Reflexion aus einem symmetrisch zum Wellenzentrum gelegenen Punkte sichtbar.

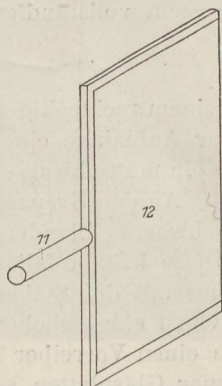


Fig. 10.

Nun wird zur Reflexion am ebenen Spiegel übergegangen. In einer Blechfassung mit Ansatzstück 11 (Fig. 10) ist ein guter ebener Planspiegel 12 befestigt. Der Spiegel wird senkrecht gegen eine einfallende Planwelle gestellt. Vor dem Spiegel bilden sich stehende Wellen aus. Ebenso kann man die Reflexion einer schief einfallenden Planwelle und einer Zentralwelle zeigen. Mit einem horizontal gehaltenen eng geteilten Gitter zeigt man die Strahlbildung.

5. Versuch: HUYGENS' Prinzip (Fig. 12).

Das erforderliche Gerät ist in Fig. 11 dargestellt. Mehrere Glasstäbe sind dicht nebeneinander in einem mattschwarzen Blechträger 14 befestigt, der außerdem mit einem Ansatzstück 13 zum Einsetzen in die Kreuzklemme *r* versehen ist. Das Gerät wird derart befestigt, daß seine Stäbe senkrecht zur Projektionsebene *P* stehen und vertikal übereinander

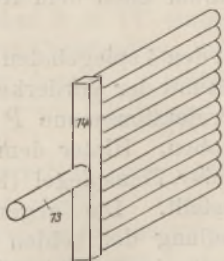


Fig. 11.

liegen, also in der Stellung der Fig. 11. Zunächst wird ein Blech mit einzelner vertikalen Spalt an der Öffnung des Blendenkastens vorbeigezogen. Von jedem Glasstab geht ein sich erweiternder Kreis aus. Als gemeinsame Tangente dieser Kreise erscheint die sich fortpflanzende Planwelle. Vertauscht man das Spaltblech mit einem weitgeteilten Gitter, dann erscheint eine Planwelle, die sich hinter dem Gerät fortsetzt und dort diffuse Streuung zeigt (Durchgang des Lichtes durch ein trübes Medium). Durch teilweises Abdecken der Glasstäbe mit einem Karton kann man zeigen, wie die resultierende Welle aus einzelnen interferierenden Elementarwellen entsteht. Je mehr Stäbe freigegeben werden, desto schärfer wird die resultierende Planwelle; die diffuse Streuung nimmt ab. In gleicher Weise kann die Zusammensetzung einer Zentralwelle nach dem HUYGENSschen Prinzip gezeigt werden. Die Zentralwelle wird durch einen Glasstab erzeugt.

6. Versuch: Reflexion am Hohlspiegel (Fig. 13).

Ein spiegelndes Blech ist zu einem Zylinder gebogen und mit einem Ansatzstück versehen. Dieses Gerät wird normal zu einer einfallenden Planwelle gestellt. Man sieht, wie sich die Wellenkreise konzentrisch im Brennpunkte zusammenziehen und

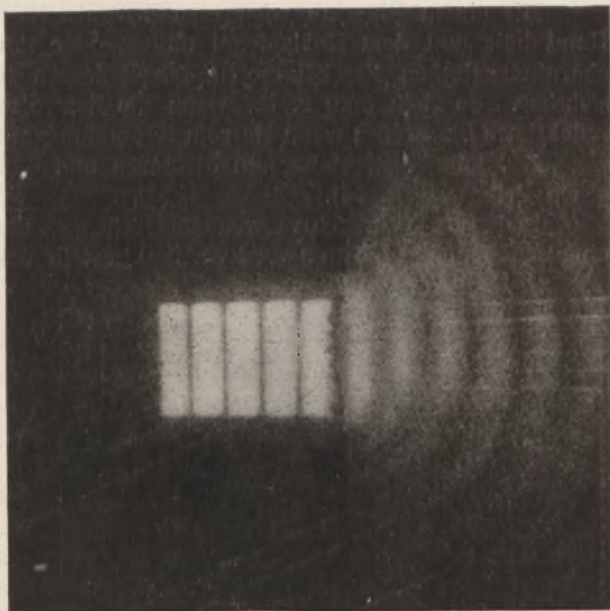


Fig. 12.

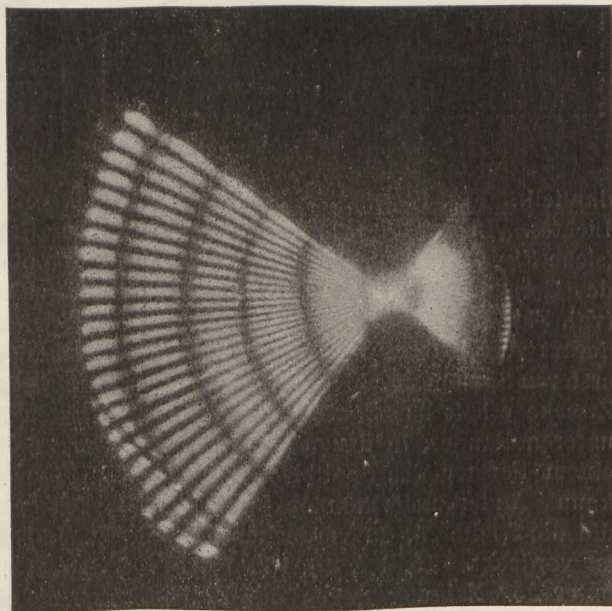


Fig. 13.

sich wieder als konzentrische Kreise aus dem Brennpunkte entfernen. Dadurch wird klar, daß sich die Wellen im Brennpunkte durch Interferenz nicht auslöschen können. Die Strahlbildung wird durch ein eng geteiltes Gitter mit horizontal gehaltenen Spalten dargestellt. Der Einfluß der Randstrahlen wird durch teilweises Abblenden erkennbar.

Mit einem Glasstab wird eine Zentralwelle entworfen. Wenn man ihn in der Hand hält und dem Hohlspiegel nähert oder ihn von ihm entfernt, so werden die charakteristischen Erscheinungen der Reflexion bei verschiedener Gegenstandsweite sichtbar. So sieht man z. B., wenn die Zentralwelle vom Brennpunkte ausgeht, die reflektierte Planwelle; wenn sie vom Krümmungsmittelpunkte ausgeht, stehende Wellen.

7. Versuch: Brechung am dichteren und dünneren Medium nach dem HUYGENSschen Prinzip (Fig. 16).

In das im 4. Versuch verwendete Gerät wird das Blech mit den 4 spiegelnden Stäben eingeschoben, die Leiste 8 wird vertikal gestellt und das Gerät mit der Vorderkante an

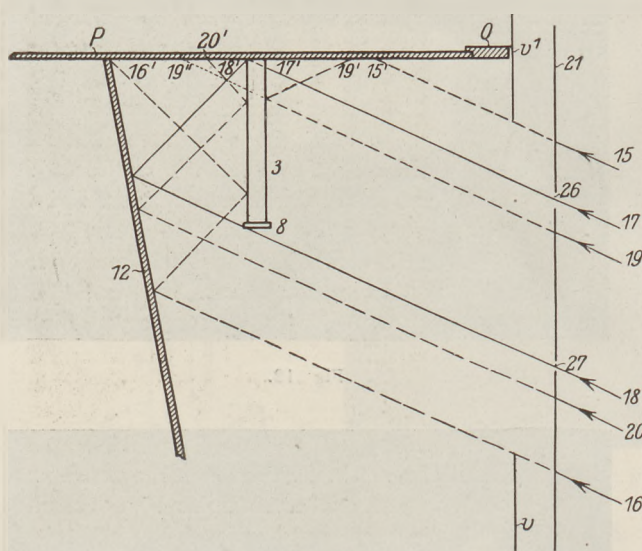


Fig. 14.

die Projektionsebene P herangeschoben. Hinter dem Gerät wird der Planspiegel (Fig. 10) aufgestellt. Die gegenseitige Einstellung der beiden Geräte wird durch Fig. 14 erläutert, die einen horizontalen Schnitt

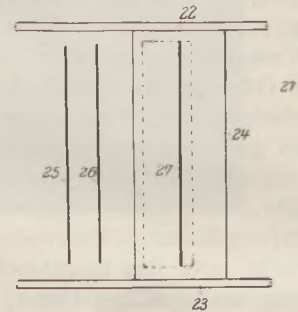


Fig. 15.

darstellt. Fig. 14 gilt für Brechung am dichteren Mittel bei senkrechtem Einfall des Lichtes. In der Fig. 14 bedeutet P die vom Rahmen o getragene Projektionsebene (siehe Fig. 2), 12 den Planspiegel (Fig. 10), 3 den obersten spiegelnden Stab, 8 die Leiste des Gerätes (Fig. 8), v , v^1 die horizontal verschiebbaren Blenden, 21 das Spaltblech (vgl. Fig. 15). Dieses Spaltblech ist mit drei Spalten 25, 26, 27 versehen, von denen 27 derart verschiebbar ist, daß sein Abstand von 26 geändert werden kann und die zwei ersteren Spalten 25, 26 einzeln oder gleichzeitig abgedeckt werden können. Zu diesem Zwecke erhält das Spaltblech 21 Führungsleisten 22, 23 in der Nähe des oberen und unteren Randes, in denen der Spalt 27, der in einem Blech 24 angeordnet ist, vor einem Fenster des Spaltbleches — in der Figur gestrichelt — verschoben werden kann. Andererseits können in die Führungsleisten 22, 23 Bleche eingeschoben werden, die die Spalte 25, 26 verdecken. In Fig. 14 sind die Spalte 26, 27 offen, der Spalt 25 ist verdeckt. 15, 15', 16, 16', 17, 17', 18, 18', 19, 19', 20, 20' sind Lichtstrahlen des unter 25° Neigung gegen die Projektionsebene einfallenden Parallelstrahlenbündels, 19'' ist der Durchstoßungspunkt des durch den Stab 3 hindurch verlängert gedachten Strahles 19.

Zur gegenseitigen Einstellung der Teile werden zunächst die Blenden v , v^1 weit zurückgezogen. Das Gerät Fig. 8 wird an die Projektionsebene angeschoben, so daß seine Stäbe senkrecht dagegen stehen und ein entsprechender Teil des Vorfeldes 15', 17' beleuchtet ist. Der Planspiegel wird nun hinter dem Gerät derart aufgestellt,

daß er mit der Projektionsebene P einen Winkel von ca. 80° bildet, seine Ebene aber zur vertikalen Leiste 8 parallel bleibt, und daß ferner ein Strahl 18, der die Kante der Leiste 8 berührt, durch den Spiegel in den Fußpunkt des Stabes 3 nach 18' reflektiert wird. Man legt nun das zum Gerät Fig. 8 gehörige ebene spiegelnde Blech an die Stäbe des Gerätes rückwärts an und begrenzt durch Verschieben der Blende v das Parallelstrahlenbündel so weit, daß ein Strahl 16 nach Reflexion am Gerät Fig. 8 und dem angehaltenen Blech gerade in den Fußpunkt 16' trifft. Dadurch wird erreicht, daß das Feld hinter dem Gerät voll ausgenutzt wird, ohne daß zweimalige Reflexion am Gerät Fig. 8 eintritt. Jetzt erst wird das Spaltblech 21 in den Gitterträger eingelegt, so daß ein durch den Spalt 26 fallender Strahl 17 im Fußpunkt des Stabes 3 in 17' einfällt. Der Spalt 27 wird nun durch Verschieben des Bleches 24 so eingestellt, daß ein durch ihn einfallender Strahl 18 nach Reflexion am Planspiegel ebenfalls in 18' ... 17' einfällt.

Verschiebt man nun das Spaltblech 21, so daß der Strahl 17 nach 19, 18 nach 20 rückt, dann werden 19 am spiegelnden Stabe 3, 20 am Planspiegel und am Stabe 3 reflektiert und ihre Auftreffpunkte legen Wege 17' .. 19' bzw. 18' .. 20' zurück. Da das Licht nach Reflexion am Spiegel eine Neigung von etwa 45° gegen die Projektionsebene P hat, ist 17' ... 19' größer als 18' ... 20'. Die Welle hat also im Felde vor dem Gerät Fig. 8 eine größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit als hinter demselben, und wir haben den Fall der Brechung am dichteren Medium vor uns.

Wir schieben nun das Spaltblech 21 so weit zurück, daß der Strahl 15 durch den Spalt 26 fällt, und ziehen es dann langsam vor. Wir sehen zunächst eine einzelne Planwelle, durch den Spalt 26 erzeugt, einfallen und sich von 15' bis 17' bewegen; dort verschwindet sie und statt ihrer treten

Kreise auf, die aus den Stäben (3, 4, 5, 6 in Fig. 8) hervorquellen, sich aber im Vorfelde schneller ausbreiten als im Felde hinter dem Gerät Fig. 8. Legen wir beiderseits die Glasplatten an, dann werden die gemeinsamen Tangenten an die beiden Kreisscharen gezogen, welche die reflektierte und gebrochene Welle darstellen. Gibt man auch den Spalt 25 des Spaltbleches frei, so sieht man, nachdem die erste Planwelle bereits in 17' verschwunden ist, noch eine zweite sich vorbewegen.

Um die Brechung am dichteren Medium bei schief einfallendem Licht zu zeigen, wird die Leiste 8 geneigt und zwar so, daß ihr oberes Ende sich gegen den Blendenkasten u zu neigt. Auch der Planspiegel wird neu eingestellt, so daß er der Leiste 8 parallel bleibt und mit der Projektionsebene P einen Winkel von etwa 80° einschließt. Er muß aber nun höher gestellt werden, da das horizontal einfallende Strahlenbündel durch ihn jetzt nach abwärts reflektiert wird.

Stellt man wieder die Entfernung der Spalte 26 und 27 passend ein und bewegt das Spaltblech 21, so sieht man neben der reflektierten jetzt auch die zum Lote gebrochene langsamer fortschreitende Welle. Die Ausmessung an der Fig. 16 ergibt folgendes Resultat: Die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in den beiden Medien, gemessen vom Fußpunkt des obersten Stabes bis zur Peripherie des größten Elementarwellenkreises, verhalten sich wie 4 : 3. Der Brechungsexponent ist also der des Wassers, 1,33. Einfallswinkel und Brechungswinkel betragen 27 bzw. 20° . Das Verhältnis beider Sinus ergibt gleichfalls 1,33.

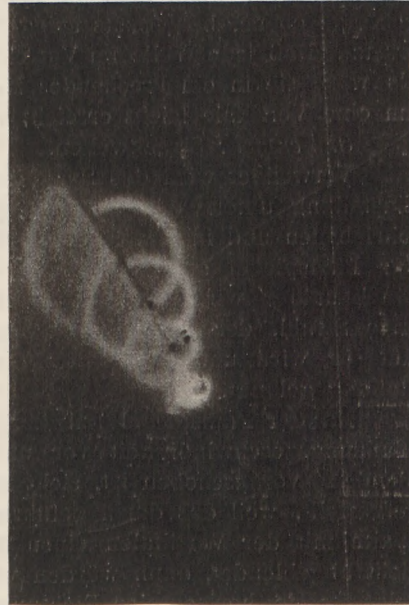


Fig. 16.

Für die Brechung am dünneren Mittel wird der Planspiegel vom Gerät Fig. 8 weg geneigt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist dann im Felde vor dem Gerät kleiner als hinter ihm. Wird der Einfallswinkel genügend groß, der Brechungsexponent genügend klein, dann sieht man die Erscheinung der Totalreflexion. Die gebrochene Welle verschwindet, da die von den Stäben 3, 4, 5, 6 im hinteren Felde erzeugten Kreise ineinander liegen und keine gemeinsame Tangente mehr besitzen. Bei angelegten Glasplatten sieht man zuerst beim Grenzwinkel den streifenden Verlauf der gebrochenen Welle. Wird der Brechungsexponent weiter verkleinert, so verschwindet sie.

Man kann nun die Brechung nicht nur einzelner, sondern kontinuierlicher Planwellen zeigen, wenn man die spiegelnden Stäbe des Gerätes (Fig. 8) durch das zugehörige ebene, beiderseits spiegelnde Blech und das Spaltblech 21 durch ein Gitter ersetzt. Daß jede Welle im Vorfelde sich im Felde hinter dem Gerät Fig. 8 fortsetzt, als wäre sie in ein brechendes Medium eingetreten, kann durch Drehen des Gitters um eine Vertikale leicht erreicht werden.

8. Versuch: Streckwellen.

Verwendet wird das Spaltblech 21, das Gerät Fig. 8 und der Planspiegel. Die Einstellung unterscheidet sich gegenüber der ausführlich im vorigen Versuche beschriebenen und in Fig. 14 im horizontalen Schnitt dargestellten in folgenden Punkten. Der Planspiegel schließt mit der Projektionsebene P einen Winkel von 90° ein. Die Blende v' wird soweit vorgeschoben, daß der Strahl 15 abgeblendet ist und der erste Strahl, der durch das Blendenfenster hindurchgeht, der Strahl 17 ist. Die Hülse z wird um 180° gedreht verwendet, so daß das Falzblech y in die tiefste Stellung gelangt.

Da der Planspiegel auf der Projektionsebene P senkrecht steht, ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit vor und hinter dem Gerät Fig. 8 die gleiche. Da die Blende v' vorgeschoben ist, sieht man keine einfallende Welle. Das Falzblech y wird tiefgestellt, weil das darin geführte Spaltblech 21 gekippt werden soll, so daß seine Spalte mit der Vertikalen einen Winkel einschließen. Wäre das Vorfeld durch v' nicht abgeblendet, dann würden wir einen Lichtstreifen, der gegen die Vertikale geneigt ist, in horizontaler Richtung fortschreiten sehen, wenn wir das Spaltblech 21 in horizontaler Richtung bewegen. Dieser geneigte Lichtstreifen trifft die Stäbe 3, 4, 5, 6 nicht gleichzeitig, sondern nacheinander. Wegen der Ablendung des Vorfeldes sehen wir diesen Lichtstreifen zwar nicht, da aber die Kante des Gerätes Fig. 8 niemals vollständig an die Projektionsebene P anschließt (evtl. das Gerät etwas zurückgezogen wird), sehen wir in der so gebildeten Lichtfuge einen Lichtfleck im Durchstoßungspunkt des schiefen abgeblendeten Lichtstreifens mit der vertikalen Lichtfuge. Dieser Lichtfleck bewegt sich in vertikaler Richtung durch die Lichtfuge und stellt den bewegten Wellenerreger vor.

Sind zunächst die Spalte des Spaltblechs 21 vertikal, dann bewegt sich der Lichtfleck gewissermaßen mit unendlicher Geschwindigkeit, weil der einfallende Lichtstreifen die Lichtfuge gleichzeitig erleuchtet. Neigen wir das Spaltblech immer mehr, dann trifft der (abgeblendete) Lichtstreifen die Fußpunkte der Stäbe 3, 4, 5, 6 in immer größeren Zeitintervallen nacheinander; der Lichtfleck wandert immer langsamer durch die Lichtfuge. Jedesmal, wenn der Lichtfleck durch den Fußpunkt eines Stabes 3, 4, 5, 6 hindurchgeht, breitet sich, durch den Strahl 17 und den entsprechenden Strahl 18 erzeugt, ein Kreis um den Fußpunkt des Stabes aus. Die später getroffenen der Stäbe 3, 4, 5, 6 erzeugen kleinere Kreise als die früher getroffenen. Bei schnellerem Fortschreiten des Lichtflecks schneiden einander die Kreise oder liegen auseinander und haben gemeinsame Tangenten, welche die Streckwelle darstellen. Die Erscheinung gleicht der durch ein fliegendes Geschoß (Lichtfleck) erzeugten Streckwelle (Tangenten). Nimmt die Neigung der Spalte des Spaltblechs weiter zu, dann wird die Geschwindigkeit des Lichtflecks geringer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der

Wellen. Der beispielsweise vom Stabe 3 erzeugte Kreis erreicht den Stab 4 früher als der Lichtfleck. Die von den Stäben 3, 4, 5, 6 erzeugten Kreise liegen ineinander und haben keine gemeinsame Tangente, die Streckwelle ist verschwunden.

Auch die Grunderscheinungen der Farben dünner Blättchen lassen sich mit dem Apparate demonstrieren. Man läßt zu diesem Zwecke eine mit dem weit geteilten Gitter entworfene Planwelle auf zwei Glasplatten senkrecht auffallen, die in geringem Abstände parallel zueinander und senkrecht zur Projektionsebene P aufgestellt sind. Sie sollen vordere und rückwärtige Fläche des dünnen Blättchens bedeuten. Je nach dem Abstände der beiden Glasplatten und der Wellenlänge der Planwelle, die man durch Drehen des Gitters ändern kann, sieht man im reflektierten Licht einmal Auslöschung, ein anderes Mal Verstärkung.

Noch andere Versuche werden sich wohl bei weiterer Anwendung des angegebenen Konstruktionsprinzips ausführen lassen. Ich möchte nur auf die selektive Reflexion bei Kristallen hinweisen, wobei man die Moleküle des Kristalls durch regelmäßig angeordnete Glasstäbe darstellen kann. Ferner werden sich wohl die Schwebungen durch Verwendung zweier verschieden geteilter Gitter darstellen lassen.

Der Apparat wird von der Firma W. J. Rohrbecks Nachfolger, Wien V, Wehr-gasse 18, geliefert. Er wird außer in der hier beschriebenen noch in einer einfacheren, aber im übrigen gleich wirkungsvollen Ausführung hergestellt.

Praktische Versuche mit dem Wellenmesser.

Von Dr. Friedrich Moeller in Berlin.

I. Theoretische Vorbemerkungen.

a) Kapazität und Selbstinduktion, Schwingungsdauer und Wellenlänge.

Freie elektromagnetische Schwingungen können entstehen in Gebilden, die zwei physikalische Eigenschaften besitzen müssen: Selbstinduktion und Kapazität. Die technische Ausführung des Begriffes Selbstinduktion heißt eine Spule, die praktische Darstellung des Begriffes Kapazität ein Kondensator. Ein Drehkondensator ist eine stetig veränderliche, ein Blockkondensator eine feste Kapazität; zwei ineinander oder gegeneinander drehbare, leitend verbundene Spulen, deren magnetische Felder sich gegenseitig beeinflussen, so daß die resultierende Selbstinduktion variabel ist, heißen ein Variometer. — Physikalisch streng genommen ist es nicht möglich, einen Kondensator ohne Selbstinduktion und eine Spule ohne Kapazität anzufertigen, so daß jede praktische Ausführung dieser Apparate eine elektromagnetische Eigenschwingung besitzen muß. Während aber die Selbstinduktion eines Kondensators in der Regel so klein ist, daß sie nur in seltenen Fällen (bei sehr hohen Frequenzen) berücksichtigt werden muß, ist die Kapazität einer Spule stets von einer Größe, die nicht vernachlässigt werden und bei praktischen Versuchen außerordentlich störend wirken kann, falls die Anordnung fehlerhaft aufgebaut wurde. Die freie Schwingung einer Spule ist in der Regel mit einfachen Mitteln meßbar.

Die technische Einheit der Kapazität ist das Farad, dessen millionter Teil das Mikrofarad, die technische Einheit der Selbstinduktion ist das Henry. Man gibt jedoch in der Hochfrequenztechnik die elektrische Größe eines Kondensators niemals in Farad oder Mikrofarad an, weil eine solche Angabe zahlenmäßig unbequem wäre¹⁾. Es ist deswegen Gebrauch geworden, nach der elektrostatischen Einheit der Kapazität, dem Zentimeter, zu rechnen. Die elektrische Größe von Spulen ist oft in Henry ausgedrückt, es ist aber häufig bequem, eine Umrechnung in die elektromagnetische

¹⁾ Richtiger bleibt es allerdings, die Unbequemlichkeit in Kauf zu nehmen und nach Mikrofarad zu rechnen, da das Durcheinanderbringen zweier Maßsysteme sicherlich sehr verwirrend ist.

(C.G.S.) Einheit der Selbstinduktion, das Zentimeter, vorzunehmen, was einen praktischen Vorteil hat, wie gezeigt werden wird. Zahlenmäßig hängen die verschiedenen Einheiten wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} \text{Kapazität: } 1 \text{ cm el. st. C.G.S.-Einheit} &= \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ Farad} = \frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \text{ el. magn. C.G.S.-Einheit} \\ \text{Selbstinduktion: } 1 \text{ cm} &= \frac{1}{10^9} \text{ Henry} = 1 \text{ C.G.S.-Einheit} \end{aligned} \quad (1)$$

Die Schwingungsdauer T , d. h. die Dauer einer vollständigen Schwingung, berechnet sich aus der Formel

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}} \dots \dots \dots (2)$$

wo C die Kapazität, L die Selbstinduktion, R der (Ohmsche) Widerstand des Schwingungskreises ist. Man erhält T in Sekunden, wenn alle Eigenschaften in absoluten (C.G.S.) Einheiten angegeben werden. Das Glied $\left(\frac{R}{2L}\right)^2$ ist stets in größter Annäherung zu vernachlässigen, so daß die Formel für alle praktischen Rechnungen lautet:

$$T = 2\pi \sqrt{LC} \text{ (Thomson'sche Formel)} \dots \dots \dots (3)$$

Die Schwingungsdauer ist in allen hochfrequenten Vorgängen stets eine sehr kleine Zahl, in der Regel von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-4} Sekunden; man rechnet deswegen mit der Wellenlänge, indem die Ausbreitung aller Schwingungsvorgänge mit Lichtgeschwindigkeit als selbstverständlich vorausgesetzt wird, auch dort, wo eine Ausbreitung tatsächlich kaum vorhanden ist. Es ist: Ausbreitungsgeschwindigkeit = Wellenlänge mal Schwingungszahl pro Sekunde (Frequenz), und da die Schwingungsdauer der reziproke Wert der Frequenz ist, so ergibt sich: Wellenlänge = Ausbreitungsgeschwindigkeit mal Schwingungsdauer

$$\lambda = c \cdot T = 2\pi c \sqrt{LC} \dots \dots \dots (4)$$

Der Zahlenwert der Konstanten c ist $3 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}}{\text{sek}} \right]$, so daß sich bei Einsetzung aller Werte in absoluten Einheiten die Wellenlänge in Zentimetern ergibt. Die Rechnung gestaltet sich weit einfacher, wenn c unter die Wurzel gebracht wird. In diesem Falle ergibt sich die Wellenlänge in cm, wenn C und L in cm eingesetzt werden. Es ist also einfach:

$$\lambda_{\text{cm}} = 2\pi \sqrt{L_{\text{cm}} C_{\text{cm}}} \dots \dots \dots (5)$$

Beispiel. 1. Es sei $C = 500 \text{ cm}$, $L = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Henry} = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}$, $R = 1 \text{ Ohm}^1$. Wie groß ist die Schwingungsdauer und Wellenlänge?

$$\text{Nach (2) wird } T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{5 \cdot 10^5 \cdot 500} - \left(\frac{10^9}{2 \cdot 5 \cdot 10^5}\right)^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{9}{2,5} \cdot 10^{12} - (10^5)^2}} \text{ Sek.}$$

Das Glied $\left(\frac{R}{2L}\right)^2$ ist also völlig zu vernachlässigen; man erhält dann nach Durchführung der Rechnung die Schwingungsdauer zu etwa $T = 3,31 \cdot 10^{-6} \text{ Sek.}$ Die Wellenlänge ergibt sich nach (4) $\lambda = 99300 \text{ cm} = 993 \text{ m}^2$. Setzt man in (5) L und C in Zentimetern ein, so ergibt sich das gleiche Resultat.

¹⁾ 1 Ohm = 10^9 absolute Einheiten des Widerstandes.

²⁾ Also rund 1000 Meter. Das Beispiel ist durchgerechnet worden, um eine Zahlenvorstellung zu geben.

2. Die Eigenkapazität der Spule in (1) sei = 30 cm, ihre Selbstinduktion ist $5 \cdot 10^{-4}$ Henry = $5 \cdot 10^5$ cm. Daraus errechnet sich nach (5) die Eigenwelle der Spule zu $\lambda = 2\pi \sqrt{30 \cdot 5 \cdot 10^5}$ cm = ~ 243 m. Bei Vernachlässigung der Eigenkapazität der Spule (was nicht geschehen ist), ergibt sich für Beispiel 1 ein Fehler von - 29 Metern gegenüber der tatsächlich vorhandenen Wellenlänge.

b) Die Dämpfung.

Wenn auch der Ausdruck $\frac{R}{2L}$ für Schwingungsdauer und Wellenlänge völlig belanglos ist, so spielt er doch eine sehr wesentliche Rolle für die Dämpfung des Schwingungskreises, d. h. also für seinen inneren Energieverbrauch, der selbstverständlich möglichst gering zu halten ist. $\frac{R}{2L}$ heißt die Dämpfungsziffer des Kreises, die also proportional seinem Gesamtwiderstande und umgekehrt proportional seiner Selbstinduktion ist. Bei gleichbleibender Wellenlänge und gleichbleibendem Widerstande sind demnach Dämpfungsziffer und Dämpfung um so kleiner, je größer die Selbstinduktion und je kleiner die Kapazität des Schwingungskreises ist. Die physikalische Erklärung für diese Tatsache ist darin zu suchen, daß (bei gleichem Energievorrat) der größere Kondensator einen größeren Entladestrom zur Folge hat, so daß der Verlust im Widerstande ein größerer wird. Der mathematische Beweis kann folgendermaßen erbracht werden. Der Energievorrat einer stromdurchflossenen Spule ist $A = \frac{1}{2} Li^2$. Bei gleicher Wellenlänge muß sein $L_1 C_1 = L_2 C_2$, und weil $\frac{1}{2} L_1 i_1^2 = \frac{1}{2} L_2 i_2^2$, wie vorausgesetzt war, so verhält sich $L_1 : L_2 = i_2^2 : i_1^2$. Es verhalten sich demnach die Quadrate der Ströme umgekehrt wie die Selbstinduktionen, so daß in der größeren Selbstinduktion ein kleinerer Strom vorhanden ist. Da nach Voraussetzung in beiden Schwingungskreisen die Widerstände gleich sind, ist in dem Kreise der Leistungsverbrauch der größere, in welchem ein größerer Strom fließt. Werden die Verbrauchswiderstände gleich Null, so wird die Verteilung von Selbstinduktion und Kapazität gleichgültig.

Liegt der Verlustwiderstand nur in den Windungen der Spule (wie es bei geschlossenen Kreisen in der Regel der Fall sein wird), so nimmt die Dämpfung mit Vermehrung der Windungszahl, d. h. also mit wachsendem Widerstande der Spule, ab, weil die Selbstinduktion mit der Windungszahl schneller wächst als der Widerstand, der nur linearen Zuwachs erfährt.

Der Augenblickswert des Stromes zu irgend einem Zeitpunkt t läßt sich darstellen durch die Formel $i_t = J_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \omega t$, wo J_0 der Anfangsscheitelwert des Stromes zu Beginn der Entladung ist. Das Verhältnis zweier um eine Schwingungsdauer T auseinanderliegender Stromwerte gibt Aufklärung über die Amplitudenabnahme, d. h. also über die Dämpfung des Schwingungskreises und wird dargestellt durch den Ausdruck

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{i_t}{i_{t+T}} = \frac{J_0 \cdot e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \omega t}{J_0 \cdot e^{-\frac{R}{2L}(t+T)} \sin \omega t} = e^{\frac{R}{2L} \cdot T} = e^{\delta T}$$

wo e die Basis der natürlichen Logarithmen ist. Das Verhältnis $\frac{A_1}{A_2}$ nennt man das Dämpfungsverhältnis des Schwingungskreises und den Lognat $\frac{A_1}{A_2} = \log \delta T$ das

1) Die genaue Ableitung aller dieser Formeln ist in diesem Raume nicht möglich und nicht beabsichtigt, sie findet sich in jedem besseren Lehrbuche.

$$J_0 = \frac{R}{2L} \cdot 2\pi \sqrt{LC} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

logarithmische Dekrement. Das logarithmische Dekrement gibt zahlenmäßig Auskunft über die Abnahme der Amplitude und infolgedessen über den Arbeitsverbrauch im Kreise. Nach der Zeit $t = \frac{2L}{R} = \tau$ ist die Amplitude der Schwingung auf den e^{ten} Teil, also auf den 2.7^{ten} Teil gesunken.

Beispiel: Es sei wiederum $L = 5 \cdot 10^5$ cm, $C = 500$ cm, $R = 1$ Ohm. Dann ist wie vorhin berechnet $T = 3,31 \cdot 10^{-6}$ Sek. Es wird

$$\tau = \frac{2L}{R} = \frac{2 \cdot 5 \cdot 10^5}{10^9} = 10^{-3} \text{ Sek.}$$

Demnach ist seit erfolgter einmaliger Aufladung nach $\frac{\tau}{T} = \frac{10^{-3}}{3,31 \cdot 10^{-6}} = 302$ vollständigen Schwingungen die Amplitude auf den 2.7^{ten} Teil gesunken¹⁾.

Die Zeit des Abklingens ist, wie die Formel lehrt, gänzlich unabhängig von der Wellenlänge, sobald die Selbstinduktion konstant bleibt. Da die Wellenlänge mit größer werdender Kapazität zunimmt, die Zeit des Abklingens aber die gleiche bleibt, muß die Anzahl der ausgeführten Schwingungen abnehmen. Die Tatsache ist wiederum erklärlich durch die wachsende Energieabsorption während einer Periode.

Experimentell geben die Aufnahmen von sog. Resonanzkurven Auskunft über die Größe der Dämpfung eines Kreises. Zur Darstellung dieser Versuche ist jedoch eine einfachere Apparatur wie Wellenmesser, Summer und Detektor unzulänglich; es wird die Benutzung eines kleineren ungedämpften Senders von etwa 10 Watt Strahlungsleistung notwendig, um in Empfangskreisen die Dämpfung nachzuweisen. Empfängerröhren, auch solche mit hoher Emission, sind zum Betrieb des Senders ungeeignet, weil ihre Leistung zu gering ist; ferner bedarf man noch eines empfindlichen Hitzdrahtamperemeters, um die Resonanzkurve des zu messenden Kreises aufzunehmen. In diesen Zeilen, wo Versuche mit einfacher Apparatur besprochen werden sollen, werden Dämpfungsmessungen nicht beschrieben werden, was einer späteren Arbeit (über Versuche am Röhrensender) vorbehalten bleiben soll. Bei Dämpfungsmessungen eines Senders kann es sich naturgemäß nur um Sender handeln, die gedämpfte (abklingende) Schwingungen ausstrahlen (Funkensender), weil die Dämpfung der Sender, die ungedämpfte Schwingungen erzeugen, nach außen nicht in Erscheinung tritt; der Generator (Röhre, Maschine, Lichtbogen) ersetzt fortlaufend den Energieverlust infolge von Strahlung und Wärme. Die Bestimmung des Dekrements gedämpfter Sender besitzt heute kaum noch Interesse, weil ihre Anwendung mehr und mehr abnimmt und sehr bald gänzlich aufhören wird.

c) Die Kopplung.

Unter Kopplung versteht man die Verbindung zweier Kreise derart, daß eine wechselseitige Energieübertragung stattfinden kann. Die galvanische Kopplung tritt ein, wenn zwischen den Kreisen eine leitende Verbindung vorhanden ist; sie ist verhältnismäßig selten. Die elektrisch-kapazitive Kopplung findet sich neuerdings häufig in der Empfangstechnik und auch bisweilen bei Röhrensendern. Größte Bedeutung besitzt sie jedoch bei der Energieübertragung vom Sender auf den Empfänger: Senderantenne und Empfangsantenne sind stets kapazitiv gekoppelt.

Rein experimentell ist die magnetisch-induktive Kopplung die wichtigste, die immer dann stattfindet, wenn magnetische Kraftlinien einer Spule die andere Spule ganz oder teilweise durchsetzen; sie ist stets wechselseitig (wie auch die übrigen Kopplungsarten). Die induktive Kopplung erfährt in der Niederfrequenztechnik ihre vornehmste Anwendung bei den Transformatoren, wo sie möglichst „fest“ sein muß, da es sich hier stets um erzwungene Schwingungen handelt. Erstrebenswert

¹⁾ Das ist natürlich eine sehr schwache Dämpfung. In Antennenkreisen ist sie weit höher und erreicht 10fache Werte (vielleicht als Minimum).

ist, daß alle erzeugten Kraftlinien der einen Spule die andere durchsetzen und umgekehrt; dann ist die Kopplung so fest wie möglich und erreicht 100%. Bei freien (Resonanz —) Schwingungen ist dieser Fall unmöglich und auch keineswegs wünschenswert, in der Regel wird hier sogar eine möglichst „lose“ Kopplung hergestellt. Sie wird deswegen nötig, weil feste Kopplungen die Schwingungsdauer der gekoppelten Systeme völlig verändern, was außer anderen Störungen ein Aussetzen der eigentlichen Welle zur Folge hat. Bei einem Sender kann das zu katastrophalen Folgen für die Anlage, beim Empfänger zu einem Mißerfolg des gewünschten Empfangs, bei Messungen zu völlig fehlerhaften Resultaten führen. Dieses Auftreten der sog. „Koppelwellen“ soll im folgenden kurz erläutert werden. — Sind zwei Spulen induktiv miteinander gekoppelt, so ist die Größe ihrer gegenseitigen magnetischen Beeinflussung gegeben durch die Anzahl der Kraftlinien, die beide Spulen gemeinsam durchsetzen, oder mit einem besseren Ausdruck: durch das beiden Spulen gemeinsame Feld. Die Stärke dieses gemeinsamen Feldes ist bestimmt durch einen elektrischen Faktor, die Stromstärke in den Spulen, und durch einen rein geometrischen Faktor, der durch die Eigeninduktionen der beiden Spulen, durch ihre geometrische Form und durch ihre gegenseitige Lage zueinander gegeben ist. Ist L_1 die Selbstinduktion der ersten Spule und L_2 die der zweiten Spule, so bezeichnet L_{12} ¹⁾ die sog. gegenseitige Induktion (nicht Beeinflussung, die ja außerdem noch von den Strömen abhängt), die also konstant bleibt, solange L_1 und L_2 ihre Lage zueinander nicht ändern. Das Verhältnis der Induktionen $L_{12} : L_1$ bestimmt gewissermaßen geometrisch die Beeinflussung der zweiten Spule durch die erste und ebenso das Verhältnis $L_{12} : L_2$ die Beeinflussung der ersten Spule durch die zweite. Das Produkt $\frac{L_{12} L_{12}}{L_1 L_2} = \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}$ gibt die Rückwirkung des erregten auf das erregende System an, wie es z. B. der Fall sein würde, wenn ein Schwingungskreis durch Funken erregt würde, während der gekoppelte Kreis als Empfänger wirkt. Die Wurzel dieses Ausdrucks

$$\kappa = \sqrt{\frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}} \dots \dots \dots (6)$$

heißt der Kopplungskoeffizient (Kopplungsfaktor, Kopplungsgrad) der beiden Spulen und drückt zahlenmäßig ihre induktive Abhängigkeit voneinander aus. Seine Berechnung erfolgt in Prozenten der größtmöglichen Kopplung, die dann eintritt, wenn $L_{12} \cdot L_{12} = L_1 \cdot L_2$ wird. In diesem Falle durchläuft das gesamte Feld der ersten Spule auch die zweite Spule und umgekehrt, es wird dann $\kappa = 100\%$.

Beispiel. Zum besseren Verständnis diene eine einfache Berechnung. Es seien zwei einander völlig gleiche Schwingungskreise gegeben mit den gleichen Selbstinduktionen $L_1 = L_2 = L$. Von allen in L_1 entstehenden Kraftlinien laufe der zwanzigste Teil durch L_2 , es wird dann $L_{12} = \frac{1}{20} L$. Da völlig gleiche Verhältnisse vorausgesetzt sind, wird in L_2 ein Strom induziert werden, dessen Stärke gleich dem zwanzigsten Teil des „erregenden“ Stromes ist. Dieser Sekundärstrom erzeugt wiederum in L_1 rückwirkend den zwanzigsten Teil seines Feldes, es ist $L_{12} = L_{21} = \frac{1}{20} L$. Demnach wird die Rückwirkung auf den Generatorkreis $\frac{L_{12}}{L_1} \cdot \frac{L_{12}}{L_2} = \frac{1}{400}$ seines eigenen Feldes. Der Kopplungskoeffizient ist gleich $\frac{1}{20}$ oder 5%. Die größtmögliche Kopplung tritt ein, wenn $L_{12}^2 = L_1 L_2$, das heißt in diesem Falle, wenn $L_{12} = L_1 = L_2 = L$.

1) Neuerdings wird auch vielfach der Buchstabe M gewählt.

Bei ungleichen Selbstinduktionen wird das Resultat vorstellungsmäßig schwieriger; physikalisch tritt jedoch keine Änderung ein, insbesondere bleibt stets $L_{12} = L_{21}$, das heißt die beiden Gegeninduktionen sind einander gleich.

Durch die Gegeninduktion erfahren zwei miteinander gekoppelte Spulen eine Änderung ihrer magnetischen Eigenschaften; demgemäß müssen zwei induktiv miteinander gekoppelte Schwingungskreise eine andere Eigenschwingung besitzen als diejenige, die ihnen aus ihrer Kapazität und Selbstinduktion zukommt. (Grundwelle.) Die neu entstehende Welle ist jedoch nicht mehr eindeutig, sondern es entstehen zwei sog. Koppelwellen, zu deren Erklärung wieder das Beispiel gleicher Kapazität und gleicher Selbstinduktion dienen möge. Der geometrische Ausdruck L_{12} sagt über die Richtung des Spulenfeldes nichts aus. Bei eintretender Schwingung werden zwei Fälle möglich: Die Felder der Selbstinduktion und Gegeninduktion verstärken sich oder schwächen sich gegenseitig, die Felder sind gleich- oder entgegengesetzt gerichtet. Der erstere Fall entspricht der resultierenden Gesamtinduktion $(L_1 + L_{12})$ bezügl. $(L_2 + L_{12})$, der zweite Fall der resultierenden Induktion $(L_1 - L_{12})$ bezügl. $(L_2 - L_{12})$. Und es ergeben sich daraus in beiden Systemen die neuen Wellen nach

$$\lambda_1 = 2\pi\sqrt{C_1(L_1 + L_{12})} = 2\pi\sqrt{C_2(L_2 + L_{12})}; \lambda_2 = 2\pi\sqrt{C_1(L_1 - L_{12})} = 2\pi\sqrt{C_2(L_2 - L_{12})} \quad (5)$$

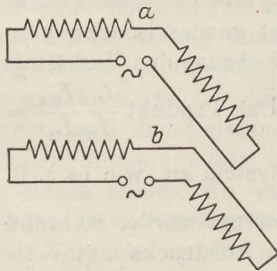


Fig. 1.

Je fester die Kopplung, je größer also L_{12} , um so größer wird die Differenz $\lambda_1 - \lambda_2$. Ist der Kopplungsgrad 100%, so erhält man nur die große Welle λ_1 , da die kleine Welle verschwindet. Dieses Ergebnis ist auch einleuchtend, denn beide Schwingungskreise verhalten sich dann, als ob ihre Selbstinduktion um die der anderen Spule vergrößert wäre. In der Praxis läßt sich dieser Grenzfall wegen der Spulenzreuung nicht herstellen. Die Koppelwellen λ_1 und λ_2 lassen sich mit dem Wellenmesser nachweisen. Die magnetische Energie der größeren Welle ist größer, weshalb ihr Nachweis leichter gelingt, jedoch ist auch die kleinere Welle bei richtiger

Anordnung des Versuchs durchaus einwandfrei zu erhalten. Nach Messung der Wellenlängen λ_1 und λ_2 ergibt sich für die Berechnung des Kopplungskoeffizienten κ eine leichte mathematische Beziehung:

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{1 + \kappa}, \quad \lambda_2 = \lambda_0 \sqrt{1 - \kappa},$$

woraus nach Eliminieren von λ_0

$$\kappa = \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} \dots \dots \dots (7)$$

Aus der Formel (6) läßt sich dann auch, sobald κ bestimmt ist, L_{12} berechnen, wenn L_1 und L_2 bekannt sind.

Anmerkung: Eine andere Bestimmung von L_{12} erhält man nach der Brückenmethode durch Messung der Gesamtinduktion, ein Verfahren, dessen Besprechung, wenn auch nicht zur Sache gehörig, noch ganz kurz erfolgen soll. Werden zwei Spulen in Serie geschaltet und gekoppelt, so daß eine gegenseitige Induktion stattfindet, so ergeben sich je nach der Schaltung (siehe Fig. 1) zwei Werte der Gesamtinduktion

$$L_g = (L_1 + L_{12}) + (L_2 + L_{12}) = L_1 + L_2 + 2 L_{12} \text{ (Schaltung a) } ^1)$$

$$L_k = (L_1 - L_{12}) + (L_2 - L_{12}) = L_1 + L_2 - 2 L_{12} \text{ (Schaltung b)}$$

L_1 und L_2 müssen vorher gemessen bezüglich bekannt sein, die resultierende Induktion ergibt sich aus der Brückenmessung. In der Praxis findet diese Schaltung ihre vornehmste Anwendung im Variometer, dessen Induktionswert zwischen den Grenzen

¹⁾ Es ist natürlich gleicher Wicklungssinn der Spulen notwendig.

$L_1 + L_2 + 2 L_{12}$ (a) und $L_1 + L_2 - 2 L_{12}$ (b) variabel ist. Durch geeignete Wahl der beiden Grundinduktionen L , möglichst gleich L_2 (Kugelvariometer) läßt sich im Schwingungskreis eine große Wellenänderung mit dem Variometer erzielen. Trotzdem sind (wenigstens bei Wellen unter 1000 bis 2000 Meter) Variometer wegen ihrer stets erheblichen Eigenkapazität und auch deswegen nicht sehr beliebt, weil sich eine sog. Antennenverkürzung naturgemäß mit ihnen nicht erreichen läßt.

II. Der Wellenmesser.

Das Instrument, das in den physikalischen Lehrgängen der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht von Prof. F. F. MARTENS entwickelt worden ist, unterscheidet sich wesentlich von den sonst üblichen Mustern, weil der Zweck des Wellenmessers, nämlich ein Lehrmittel zu sein, vorangestellt wurde. Der Apparat besteht aus 3 Teilen, deren jeder für sich benutzt werden kann (siehe Fig. 2): Der Eichkreis (I) enthält den Drehkondensator C , die Klemmen 1 2 3 4, die wie gezeichnet verbunden werden können, und den Spulenhalter H , an dem nach Wahl die geeichten Spulen L_W angeschlossen werden können; der Halter sitzt an einem langen Lederriemen, um bequem koppeln zu können. Die Spulen haben sog. Stufenwicklung, die sich durch geringste Eigenkapazität auszeichnet, und sind durch Klemmschrauben leicht und sicher auswechselbar. Die Verbindung der Klemmen

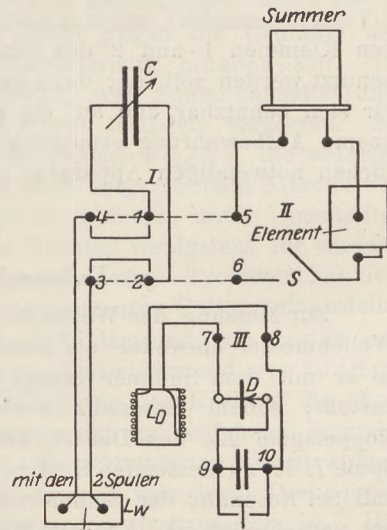


Fig. 2.

Die Spulen haben sog. Stufenwicklung, die sich durch geringste Eigenkapazität auszeichnet, und sind durch Klemmschrauben leicht und sicher auswechselbar. Die Verbindung der Klemmen

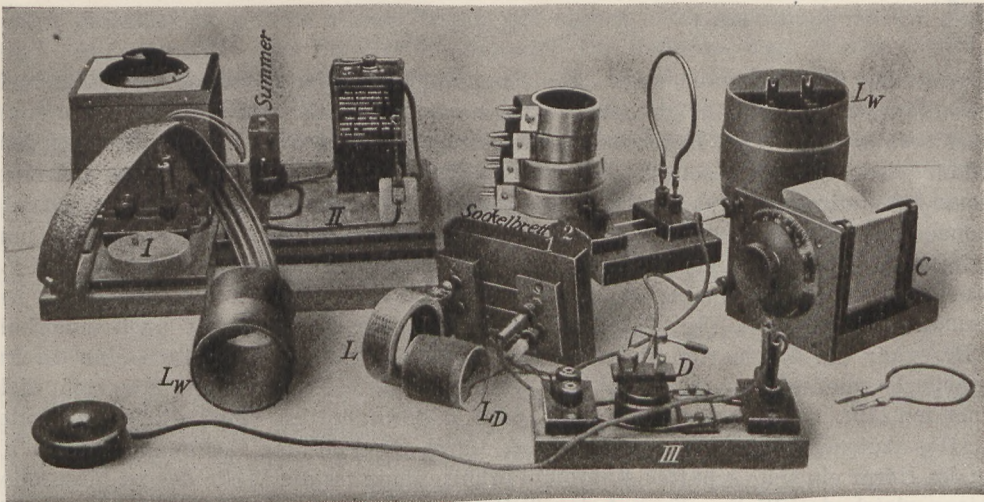


Fig. 3.

4—1—5 und 3—2—6 geschieht durch Stecker, so daß sie leicht gelöst werden kann. Die Lösung der Verbindung 3—2 wird für Messungen mit dem Hitzdrahtstrommesser oder mit einer Indikatorlampe notwendig.

Der Detektorkreis (II) besteht aus der kleinen Koppelspule L_D , die mittels zweier längerer Litzen an den Klemmen 7 und 8 befestigt wird und mit dem zu messenden Kreis möglichst lose zu koppeln ist, dem auf einer Steckdose auswechselbaren

Detektor D und den Klemmen 9 und 10, an welche der Kopfhörer T angeschlossen wird; zwischen ihnen liegt ein Blockkondensator von 5000 cm, welcher die von dem Detektor gleichgerichteten hochfrequenten Stromstöße sammelt und durch die Hörerwicklung schickt. Der Summerkreis (III) enthält den Summer mit seinem Element (oder kleinen 2-Voltakkumulator), einen Ausschalter S und die Anschlußklemmen 5 und 6, die mit den Klemmen 1 und 2 des Eichkreises verbunden werden, falls dieser als Sender benutzt werden soll, der dann gedämpfte Wellenzüge aussendet. Alle Teile sind jeder für sich benutzbar und auf ein gemeinsames Grundbrett aufgesetzt, so daß eine bequeme Aufbewahrung ermöglicht ist. In Fig. 3 ist ein Bild der ganzen zu den Versuchen notwendigen Apparatur gegeben.

III. Die Versuche.

a) Untersuchung eines geschlossenen Kreises.

Zur Messung der Wellenlänge eines geschlossenen Schwingungskreises kann der Wellenmesser entweder als Sender oder als Empfänger benutzt werden. In Fig. 4 ist er mit dem Summer erregt gedacht und dient als Sender, der den Kreis LC anstößt, sobald Resonanz vorhanden ist. Die Koppelspule L_D des Detektorkreises ist mit der Spule L des zu messenden Kreises so fest gekoppelt, daß bei Resonanz der Summertone im Hörer noch gut vernehmlich ist. Für alle Messungen gilt, daß

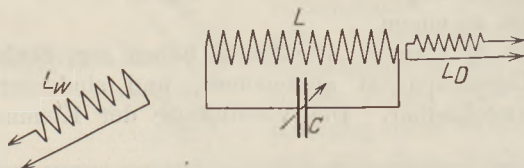


Fig. 4.

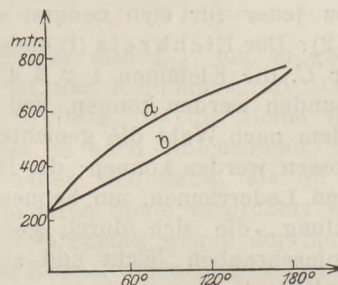


Fig. 5.

Koppelwellen zu vermeiden sind. Die Kopplung zwischen Eichkreis und dem Meßkreis LC ist demgemäß möglichst lose zu machen, so daß das Maximum des Tones scharf herauskommt; die Resonanzschärfe wird um so besser, je loser die Kopplung gewählt wird. Es ist besonders darauf zu achten, daß die Spule L_D des Detektorkreises keine direkte induktive Beeinflussung vom Wellenmesser her erfährt, was die Resonanzschärfe außerordentlich herabsetzt. Die Kopplung zwischen LC und L_D muß am festesten, zwischen dem Eichkreis und LC loser und zwischen Eichkreis und L_D extrem lose sein, was am besten dadurch erreicht wird, daß die experimentelle Anordnung erfolgt, wie in Fig. 4 angegeben ist. Leider verschwindet auch außerhalb der Resonanz der Summertone niemals völlig, weil vom Summer her auch eine direkte magnetische niederfrequente Induktion der Telefonwicklung erfolgt, die sich nicht vermeiden läßt, da eben das Telefon ein ganz außerordentlich empfindlicher Indikator ist. Das Aufsuchen der Resonanz erfolgt durch Drehen des Eichkondensators, bis man im Hörer ein sehr scharfes Maximum erhält; dann ist die Welle des zu messenden Kreises gleich der Welle, die auf der Teilung des Eichkreises abgelesen wird. Die Resonanzschärfe kann durch schlechte Einstellung sowohl des Summers als auch des Detektors sehr ungünstig beeinflusst werden. Die Spitze des Detektors darf nur leise auf den Kristall aufgedrückt werden, weil andernfalls fast Kurzschluß stattfindet; der Summer muß gut unterbrechen, damit eine gute Ladung des Kondensators erfolgt.

Die Kennlinie eines Schwingungskreises aus konstanter Induktion und variabler Kapazität nimmt bei Verwendung eines normalen Halbkreisplatten-Drehkondensators die Form a in Fig. 5 an; auf der Abszisse sind die Kondensatorgrade, auf der Ordinate die Wellenlängen aufgetragen. Die Kennlinie eines solchen normalen Drehkondensators

ist fast geradlinig; es muß daher entsprechend der Gleichung (5) die Kennlinie des Kreises (annähernd) parabolisch sein. Für manche Zwecke, z. B. für bequeme Ablesungen, ist ein geradliniger Verlauf dieser Kennlinie angenehm. Es haben sich deswegen neuerdings die sog. Nierendrehkondensatoren sehr eingebürgert, deren Kennlinie nicht geradlinig, sondern eine (annähernde) Parabel gegen die Ordinate ist, wodurch der Schwingungskreis eine geradlinige Charakteristik erhalten soll. In Wirklichkeit ist das jedoch nur näherungsweise der Fall, weil Spulenkapazität und Ungenauigkeiten in der praktischen Herstellung die Kurve trotzdem verzerren. So ergibt sich eine Charakteristik des Nierendrehkondensators nach Fig. 5 b, die anfangs geradlinig verläuft, dann aber eine Krümmung nach oben zeigt. Sobald Nierendrehkondensatoren in einen Antennenkreis geschaltet werden, kommen unter Umständen sehr merkwürdige Kurven zustande (s. Fig. 8), die den Nachteil wenigstens für wissenschaftliche und meßtechnische Zwecke deutlich hervortreten lassen. Trotzdem hat sich die Industrie heute fast völlig auf den Bau dieser Drehkondensatoren-Gattung eingestellt.

Ein in den Meßkreis geschalteter induktionsloser Widerstand, am besten ein Ruhstrat, (es genügt aber zum Versuch völlig ein Röhren-Heizwiderstand von 30 Ohm, dessen Induktion nur sehr klein ist), bewirkt eine Dämpfung des Kreises, die ohne weiteres zu bemerken ist, falls nach vorgehender Abstimmung und laufendem Summer der Widerstand langsam von Null an vergrößert wird. Der Summertone nimmt außerordentlich an Stärke ab, die Resonanz wird erheblich flacher, was durch Drehen des Meßkreiskondensators (nicht des Wellenmesserkondensators) festzustellen ist. Die Wellenlänge erfährt keine irgendwie merkbare Änderung. Der Versuch gibt nur qualitativ Auskunft, quantitative Bestimmungen über die Größe der Dämpfung können auf diese Weise nicht gewonnen werden.

b) Untersuchung von Spulen.

Der Einfachheit halber sind zu diesen Versuchen die normalen Honigwabenspulen gewählt, die sich zu diesem Zweck gut eignen. Die Anordnung ist die gleiche wie vorher, nur fällt jetzt der Drehkondensator am Meßkreis weg, dessen Ersatz die Eigenkapazität der Spule ist. Es ergeben sich für die Spulen 75, 100 und 300 Windungen die zugehörigen Wellenlängen 210, 265 und 640 m. Die Resonanzschärfe ist sehr gut, weil die Spulendämpfung wegen der kleinen Kapazität nur gering ist. Selbstinduktion und Kapazität der Spulen bleiben auch nach dieser Messung noch unbekannt, sind aber nach folgender Methode zu berechnen. Ist $\lambda = 2\pi\sqrt{LC}$ die Wellenlänge der Spule, so ergibt sich eine zweite größere Resonanzwellenlänge (Versuch 1) durch Zusatz einer bekannten Kapazität C_1 . Es ist dann $\lambda_1 = 2\pi\sqrt{L(C+C_1)}$ und

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = \frac{2\pi\sqrt{LC}}{2\pi\sqrt{L(C+C_1)}}; \quad \frac{\lambda^2}{\lambda_1^2} = \frac{C}{C+C_1} \text{ woraus } C = C_1 \frac{\lambda^2}{\lambda_1^2 - \lambda^2}.$$

Auf diese Weise errechnen sich für die 3 Spulen 32, 28 und 19 cm Eigenkapazität¹⁾. Nach Bestimmung der Kapazität ist dann auch die Selbstinduktion bekannt, sie beträgt etwa 0.35, 0.64 und 5.47 Millihenry. Es fällt auf, daß die Kapazität der größeren Spulen abnimmt. Nach der Theorie sind sämtliche Teilkapazitäten der einzelnen Spule in Reihe geschaltet, so daß die Gesamtkapazität ein Bruchteil der einzelnen Teilkapazität ist. Je größer die Windungszahl, desto größer wird die Reihenschaltung der an sich vermehrten Teilkapazitäten, die idealen theoretischen Voraussetzungen nicht immer verwirklicht werden (was nur bei der sog. Stufenwicklung geschieht), und darum mag das oben erhaltene Resultat vielleicht (aber nicht wahrscheinlich) ein Zufall sein, was dahingestellt sein möge.

¹⁾ Die Messung der Eigenkapazität einer sog. Korbspule von 300 Windungen ergab etwa 10 cm, einer Spule derselben Windungszahl mit Stufenwicklung nur etwa 5 cm.

c) Untersuchung von Antennen.

Jede Antenne besitzt eine Eigenwelle, die sehr angenähert mit dem Wellenmesser zu bestimmen ist. Zu diesem Zwecke werden in die Antenne möglichst nahe der „Erde“, d. h. also in die Erdableitung der Antenne, zwei Spulen, bestehend aus je einer einzigen Windung gelegt, deren Selbstinduktion zwar verlängernd wirkt, aber praktisch vernachlässigt werden kann (Fig. 6).

Die Lage der beiden Windungen muß so gewählt werden, daß eine gegenseitige Induktion nicht stattfindet. Mit dem Wellenmesser als Sender wird die Antenne durch Koppeln auf eine der beiden Spulen erregt, während mit der anderen Windung die Spule L_D des Detektorkreises gekoppelt wird. Es ist zweckmäßig, die beiden Spulen (ausnahmsweise) ganz in die beiden Windungen hineinzustecken, da die Kopplung trotzdem sehr lose bleibt. Auf diese Weise ergibt sich die Eigenwellenlänge der Antenne für ein vorliegendes Beispiel zu 270 Metern. Für alle Antennenmessungen gilt, daß die Resonanzschärfen nicht so groß werden können wie bei geschlossenen Schwingungskreisen, weil eine Antenne durch Strahlung, schlechte Erde usw. stets eine ziemlich erhebliche Dämpfung besitzt, die die Abstimmstärke vermindert. — In

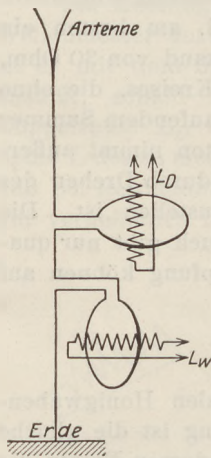


Fig. 6.

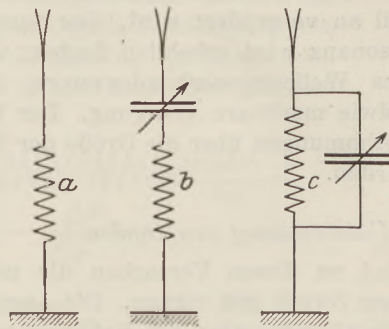


Fig. 7.

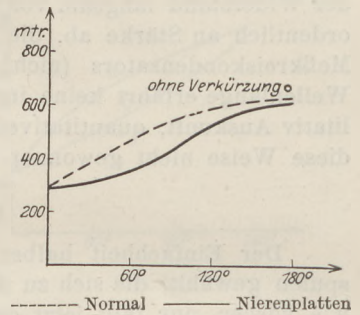


Fig. 8.

dieser Schaltung läßt sich eine Antenne bekanntlich in den seltensten Fällen wegen der kleinen Wellenlänge und wegen Mangels an Abstimmitteln verwenden. Die drei wesentlichen Schaltungen der Praxis sind in Fig. 7 angegeben, von denen *a* benutzt werden kann, wenn es sich um Empfang einer einzigen Welle handelt, auf die das System Antenne-Spule-Erde abgestimmt ist. Es kann jedoch auch die feste Spule durch ein Variometer ersetzt werden, so daß eine Abstimmöglichkeit entsteht. Für Empfang kleinerer Wellen, zum Beispiel fast aller Rundfunkwellen, ist es nötig, die Antennenkapazität zu verkürzen, das heißt nach Fig. 7 *b* einen Kondensator zwischen Spule und Antenne zu legen. Bei Benutzung eines 1000 cm Drehkondensators und der Spule 75 Windungen mit 210 Meter Eigenwellenlänge (siehe Versuch 2) ist die Eichung eines derartigen Antennenkreises ausgeführt, die Fig. 8 wiedergibt. Der Abstimmbereich liegt zwischen den Grenzen 305 und 620 Meter; ohne Verkürzung, also nach Fig. 7 *a*, ergibt sich für die Anordnung eine Wellenlänge von 675 Metern. Die Kurve zeigt, daß die Abstimmstärke für große Kondensatorgrade sehr schlecht wird, während sie anfangs, wenigstens am normalen Drehkondensator, gut ist. Die kleinstmögliche Wellenlänge liegt schon weit über der Eigenwelle der Antenne. Im Idealfalle ergibt sich für den vorliegenden Fall als kleinste Wellenlänge im System die Eigenwelle der Spule, hier also = 210 Meter, eine kleinere Welle ist nicht möglich, da sich die Kapazität der Spule nicht verkürzen läßt. Praktisch wird jedoch diese unterste Grenze nicht annähernd erreicht, denn Zuleitungen usw. haben stets eine Kapazität, die größer ist als die der Spule, und außerdem ist die Kapazität des verkürzenden Kondensators niemals gleich Null, sondern hat stets einen meßbaren Wert,

der bei den besten Kondensatoren immer noch etwa 15 cm beträgt¹⁾. — Aus diesen Versuchen ist zu folgern, daß für Herstellung kleiner Wellen in einem Antennenkreis die Spule nicht groß gewählt werden darf, und daß bei kleinen Wellenlängen die Eigenkapazität der Spule eine sehr erhebliche Rolle spielt. — Bei Wellenlängen über 600 Meter ist die sog. Langschaltung vorzuziehen, die in Fig. 7c angegeben ist. Der parallel zur Spule liegende Kondensator vergrößert die Welle des Systems Antenne-Spule-Erde. Für das vorliegende Beispiel (Spule 75 Windungen und 1000 cm Drehkondensator) besitzt das System bei der Kondensatorstellung Null eine Anfangswelle von 680 Metern und eine Endwelle von 1330 Metern. Stände nur eine einzige Spule zur Verfügung, so würden unter diesen Umständen die Wellen von 620 bis 680 Meter weder in Kurz- noch Langschaltung herstellbar sein. Für alle Antennenmessungen mit Wellenmesser und Summererregung ist als praktische Anordnung der Aufbau ähnlich Fig. 6 zu wählen; der Wellenmesser erregt durch eine einzige Windung den Antennenkreis, die Kopplung mit dem Detektorkreis geschieht durch die Schwingungsspule.

d) Wellenlängenmessungen am Röhrenempfänger.

Die Eichung eines Röhrenempfängers geschieht durch Ansummen des Antennenkreises wie vorher. Der Detektor fällt naturgemäß fort, weil das Abhören im Anodenkreis der Röhre erfolgt. Die direkte Strahlung vom Summer her kann hier noch weit mehr störend wirken als beim Kristalldetektor wegen der weit größeren Empfindlichkeit der Röhre. — Eine andere recht elegante Methode der Eichung eines normalen Audions (von anderen komplizierteren Empfängern kann hier nicht die Rede sein) ist die folgende, die auf einer Absorptionserscheinung beruht. Zu diesem Zweck ist es allerdings notwendig, daß

der Empfänger ein sog. Rückkopplungsaudion ist, also die Fähigkeit zu schwingen besitzt. Nach Einsetzen der Schwingung, erkenntlich an einem kurzen Knacken im Hörer infolge plötzlicher Änderung des Anodenstromes, nähert man die Spule des Eichkreises in geeigneter Weise der Spule des Empfängers und dreht den Kondensator des Eichkreises durch. Sobald Wellengleichheit vorhanden ist, absorbiert der gekoppelte Kreis des Wellenmessers von dem schwingenden Empfänger soviel Energie, daß seine Schwingung aussetzt, was wie vorher an einem kurzen Knacken bemerkbar wird, weil hier wiederum eine Änderung des Anodenstromes der Röhre erfolgt. Das Verfahren erfordert einige Übung, weil die Kopplung möglichst lose sein muß, um Koppelwellen zu vermeiden, jedoch auch so fest, daß die nötige Absorption zustande kommt. Bei allzufester Kopplung wird wegen der auftretenden Kopplungswellen der Absorptionsbereich sehr groß; durch Probieren und Änderung der Kopplung ist jedoch der Absorptionspunkt ganz scharf einstellbar. Das Verfahren ist für jede Wellenlänge möglich und wird genauer als mit dem Summer, der in Fortfall kommt, weil bei dieser Methode der Wellenmesser gewissermaßen als Empfänger arbeitet. Für Demonstrationszwecke besser geeignet, weil dem Auge sichtbar, und auch physikalisch einwandfreier ist eine andere Art der Wellenbestimmung eines

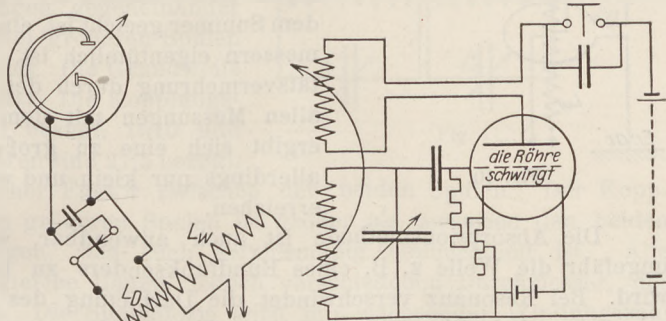


Fig. 9.

der Empfänger ein sog. Rückkopplungsaudion ist, also die Fähigkeit zu schwingen besitzt. Nach Einsetzen der Schwingung, erkenntlich an einem kurzen Knacken im Hörer infolge plötzlicher Änderung des Anodenstromes, nähert man die Spule des Eichkreises in geeigneter Weise der Spule des Empfängers und dreht den Kondensator des Eichkreises durch. Sobald Wellengleichheit vorhanden ist, absorbiert der gekoppelte Kreis des Wellenmessers von dem schwingenden Empfänger soviel Energie, daß seine Schwingung aussetzt, was wie vorher an einem kurzen Knacken bemerkbar wird, weil hier wiederum eine Änderung des Anodenstromes der Röhre erfolgt. Das Verfahren erfordert einige Übung, weil die Kopplung möglichst lose sein muß, um Koppelwellen zu vermeiden, jedoch auch so fest, daß die nötige Absorption zustande kommt. Bei allzufester Kopplung wird wegen der auftretenden Kopplungswellen der Absorptionsbereich sehr groß; durch Probieren und Änderung der Kopplung ist jedoch der Absorptionspunkt ganz scharf einstellbar. Das Verfahren ist für jede Wellenlänge möglich und wird genauer als mit dem Summer, der in Fortfall kommt, weil bei dieser Methode der Wellenmesser gewissermaßen als Empfänger arbeitet. Für Demonstrationszwecke besser geeignet, weil dem Auge sichtbar, und auch physikalisch einwandfreier ist eine andere Art der Wellenbestimmung eines

¹⁾ Von den entstehenden Teilkapazitäten gegen Erde kann hier nicht die Rede sein, da deren Erörterung für sich eine umfangreiche Besprechung erfordert.

schwingenden Röhrenempfängers (Fig. 9). Die Spule des Wellenmessers befindet sich in loser Kopplung mit der Schwingspule des Empfängers. Mit dem Eichkreis fester gekoppelt ist die Spule des Detektorkreises, an den in diesem Falle nicht ein Hörer, sondern ein empfindliches Galvanometer (auch Spiegelgalvanometer) angeschlossen ist. Im Resonanzfall zeigt das Instrument einen scharfen Maximalausschlag an. — Der Absorptionsversuch gelingt nicht mehr, falls die Schwingungsleistung des Empfängers zu groß wird, was zum Beispiel schon bei Empfänger-Röhren mit sehr großer Emission eintritt. Dann setzen die Schwingungen bei geeigneter Kopplung nicht mehr aus, das Knacken kann nicht eintreten. In diesem Falle muß also die zweite Methode angewandt werden, die unnötig wird, falls wie bei allen Sendern die Schwingungsleistung genügend groß wird (etwa von 5 Watt aufwärts).

Die Wellenmessung wird dann sehr bequem. In die Klemmen 3—2 des Eichkreises wird ein kleines Indikatorlämpchen gesteckt (wie sie bei einer normalen Taschenlampe gebräuchlich sind), das aufleuchtet, sobald Resonanz eintritt. Schwierigkeiten sind bei dieser Art der Wellenmessung nicht vorhanden, es gehört keine Übung dazu, es sei denn die, die Lampe nicht durchzubrennen, was häufiger vorkommt.

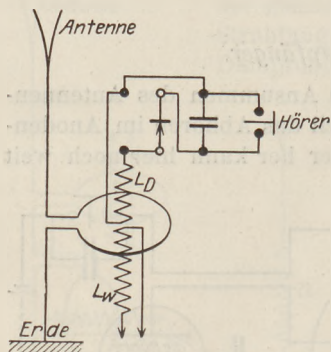


Fig. 10.

Bei jeder Benutzung des Wellenmessers als Empfänger (also ohne Summerkreis) stellt sich eine geringe Verstimmung gegenüber der Messung mit Summer heraus, es ergibt sich demnach ein Fehler, da der Wellenmesser mit dem Summer geeicht ist, eine Erscheinung, die allen Wellenmessern eigentümlich ist. Die Ursache ist in der Kapazitätsvermehrung durch den Summerkreis zu suchen. Bei allen Messungen mit dem Wellenmesser als Empfänger ergibt sich eine zu große Ablesung, die Differenz ist allerdings nur klein und wird nicht mehr als ein Prozent erreichen.

Die Absorptionsmethode ist auch anwendbar, wenn es sich darum handelt, ungefähr die Welle z. B. eines Rundfunksenders zu bestimmen, der gerade gehört wird. Bei Resonanz verschwindet die Darbietung des Senders oder wird wenigstens schwächer (bei nahen Sendern), der Ton löscht aus oder nimmt an Stärke ab. Bei großen Feldstärken des Senders (Ortssender) läßt sich auch eine Wellenbestimmung mit Detektor und Eichkreis ausführen, wie in Figur 10 angegeben ist. Die nur durch die Koppelwindung der Antenne induzierte Detektorspule würde nichts empfangen; sobald aber der Wellenmesser auf die Empfangswelle abgestimmt ist, werden die Amplituden im Eichkreis so stark, daß sie die Detektorspule stark genug induzieren, um das Telefon zu erregen.

e) Koppelwellen.

Der physikalisch lehrreichste Versuch mit dem Wellenmesser ist sicherlich der Nachweis der Koppelwellen. Zur Durchführung der Berechnung von L_{12} muß die Größe der beiden gekoppelten Spulen (die beide einander gleich sind), bekannt sein. Diese Bestimmung kann entweder nach der oben angegebenen Methode (Versuch 2) erfolgen oder durch Brückenbestimmung. Das Auffinden der größeren Koppelwelle ist, wie schon bemerkt, leichter, zumal bei kleineren Wellen, weil das magnetische Feld der größeren Welle stärker ist, und daher die Detektorspule kräftiger induziert. Ein kleiner Kunstgriff, nämlich bei Aufsuchen der kleineren Koppelwelle mit der Wellenmesserspule L_{IV} etwas kräftiger zu koppeln, beseitigt alle Schwierigkeiten, weil dadurch das an sich schwache Feld kräftiger wird. Die Resonanzschärfe bleibt gut und ausgeprägt. Vernachlässigt man zumal bei kleinen Wellen diesen Kunstgriff, so ist trotz langen Suchens die kleine Welle nicht zu finden. Selbstverständlich muß und kann in allen Fällen die Kopplung mit dem Eichkreis so lose bleiben, daß nicht

durch Koppelwellen mit dem Eichkreis Komplikationen stattfinden, die alles Suchen (auch der großen Koppelwelle) vergeblich machen würden.

Die Herstellung der Koppelwellen geht in folgender Weise vor sich (Fig. 11). Nachdem die beiden Resonanzkreise jeder für sich auf die gleiche Welle eingestellt sind, werden sie dadurch induktiv miteinander gekoppelt, daß die (Honigwabens-) Spulen mit den Stirnseiten so aneinander gerückt werden, daß die Sockelbretter sich berühren. Mit zwei Spulen von 75 Windungen und bei einer Grundwelle von 550 Metern ergaben sich die beiden Koppelwellen zu 480 und 610 Meter, woraus sich nach Formel (7) ein Kopplungsgrad von 23,3% errechnet. Da der Kopplungsgrad nur von der Größe der Spulen und ihrer Stellung zueinander und nicht von den Wellen abhängig ist, muß bei anderer Welleneinstellung das Resultat dasselbe bleiben. Bei einer neuen Grundwelle von 650 Metern werden die Kopplungswellen 720 und 570 Meter gefunden. Aus der Rechnung erhält man den Wert 22,9%; die kleine Differenz zwischen den beiden Werten folgt aus der Ungenauigkeit in den Ablesungen. — In einer zweiten Messungsreihe wurden die beiden Spulen so nahe wie möglich aneinander gerückt und wieder der Kopplungskoeffizient bestimmt, der sich dadurch auf 33,6% erhöhte, die größtmögliche gegenseitige Kopplung, die zwischen den beiden Spulen vorhanden sein kann. — Bei gleichen Stellungen gegeneinander wurde die Versuchsreihe an zwei größeren Spulen von je 200 Windungen wiederholt. Die Grundwelle war größer und betrug 1300 Meter. Die Kopplungswellen waren 1450 und 1100 bezügl. 1510 und 1010 Meter. Die Kopplungsfaktoren sind 27,5 bezügl.

39%, letzterer als größtmöglicher Faktor zwischen den beiden Spulen. Der Kopplungsgrad zwischen den beiden größeren Spulen ist größer als zwischen den beiden kleineren bei gleichen Stellungen, was auch gefühlsmäßig einleuchtend ist. Alle Honigwabenspulen haben die gleiche Länge, jedoch verschiedenen Durchmesser, der mit der Windungszahl wächst. Die Spulenform wird mit wachsender Windungszahl einer Flachspule mehr ähnlich, die sich naturgemäß fester koppeln lassen als Langspulen, bei welchen die äußeren Windungen sich kaum beeinflussen können.

Die beiden Spulen der ersten Messungsreihe (75 Windungen) haben eine Selbstinduktion von $3,45 \cdot 10^{-4}$ Henry. Daraus berechnet sich nach Formel (6) bei einer Kopplung von 23% eine Gegeninduktion L_{12} von ungefähr $0,8 \cdot 10^{-4}$ Henry oder $0,8 \cdot 10^5$ absolute Einheiten der Selbstinduktion oder Zentimeter.

Schlußbemerkung. Für alle Versuche wird vielfach die Benutzung des Lautsprechers zur Demonstration angenehm sein. An sich ergeben sich hierbei keine Schwierigkeiten. Anstatt des Telefons wird in die Klemmen 9 und 10 des Detektorkreises die Primärwicklung eines Eingangstransformators gelegt, der dann in normaler Weise an den Röhrenverstärker angeschlossen wird. Häufig stören nun die direkten Induzierungen vom Summer außerordentlich. Es ist zweckmäßig, bei Mehrfachverstärkern keine Transformatoren zu benutzen, sondern die Widerstandskopplung zu wählen, die reiner und störungsfreier arbeitet, da hier die schädliche Induktion fortfällt. Auch dann noch wird allerdings das niederfrequente Summerfeld zu hören sein, aber die Resonanzerscheinungen werden gut und scharf herauskommen.

Anmerkung der Schriftleitung: Die beschriebene Apparatur kann bezogen werden von der Firma Dr. Moeller & Co., Berlin-Neukölln, Kaiser Friedrichstr. 237.

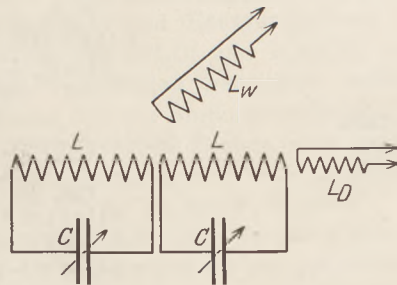


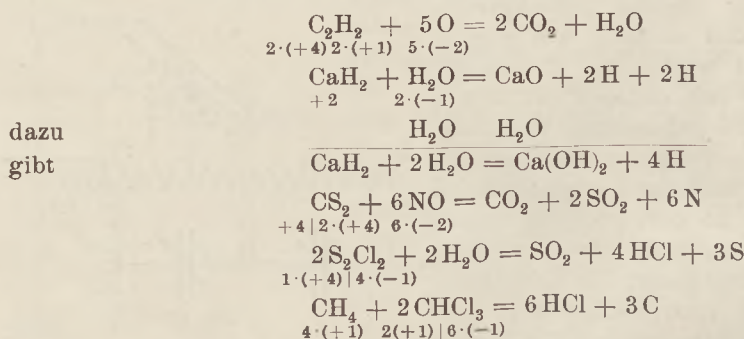
Fig. 11.

Die Bildung chemischer Formeln beim Übergang von homöopolarer in heteropolare Bindung und umgekehrt.

Von Dr. Christoph Schwantke in Berlin-Pankow.

In einem Aufsatz dieser Zeitschrift (1926, Heft 1) gab ich Beispiele, wie im Gebiete des Heteropolaren den Schülern die Gleichungsbildung erleichtert werden kann durch die Benutzung des Momentensatzes: Teilchenzahl mal Oxydationsschritte = Teilchenzahl mal Reduktionsschritte. Die jetzt folgenden Beispiele sind fast alle so einfach, daß ihre Formelbildung ohne weiteres gelingt. Es erfüllt also weniger ein pädagogisches als ein systematisches Interesse, wenn wir zeigen, daß auch in ihnen der Momentensatz gilt, daß dafür aber die homöopolar gebundenen Atome im Verhältnis zu den heteropolar gebundenen als „nullwertig“ eingesetzt werden müssen.

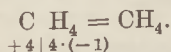
Wir schreiben dabei wieder die Wertigkeitsänderungen unter die betreffenden Atome:



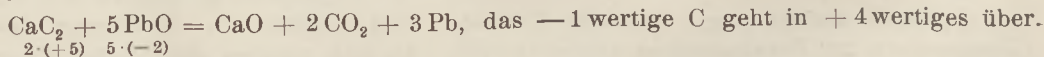
dazu
gibt

(nach BRANDSTÄTTER, diese Zeitschr. 1925, Heft 6).

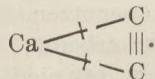
Wir erinnern nochmals daran, daß aus der Bildungsgleichung für Al_4C_3 folgt, daß darin das C heteropolar -4 wertig ist; wenn nun das Carbid mit Wasser reagiert, dessen Wasserstoff doch heteropolar $+1$ wertig ist, $\text{Al}_4\text{C}_3 + 6\text{H}_2\text{O} = 3\text{CH}_4 + 2\text{Al}_2\text{O}_3$, so ändert sich zuerst keine Wertigkeit. Mithin verschiebt sich erst im CH_4 selbst die heteropolare Bindungsart in die homöopolare; auch dafür gilt der Momentensatz, wenn man folgerichtig den Übergang als Übergang beider Atome in die Nullwertigkeit ansetzt.



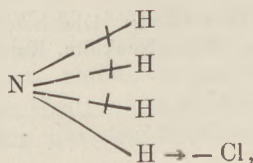
Aus der Bildungsgleichung für CaC_2 folgte, daß in ihm das Ca $+2$ wertig, jedes C heteropolar -1 wertig ist; dies stimmt z. B. mit der Gleichung



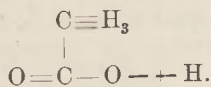
Vielleicht ist es für den Unterricht nicht unpraktisch, wenigstens manchmal die Bindungsarten verschieden zu bezeichnen, den glatten Strich für die homöopolare zu behalten und die heteropolare durch „Haken und Öse“ zu geben $\rightarrow -$, ein Zeichen, aus dem sich das plus-minus zwanglos entwickelt. Dann würde das Calciumcarbid



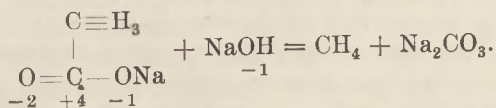
Das Ammoniumchlorid würde



dies liefert eine anschauliche Einprägung der Tatsache, daß auch in den Ammoniumverbindungen der Stickstoff als -3 wertig angesetzt werden muß. Bei z. B. Natriumacetat macht die doppelte Schreibart die Stelle der Ionenspaltung deutlich



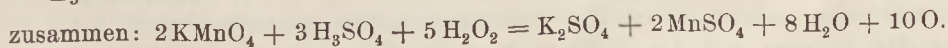
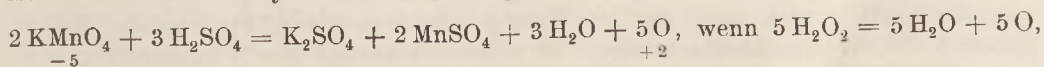
Daß hier wirklich der Hydroxylsauerstoff als heteropolar -1 wertig gerechnet werden muß, bestätigt die (über die Schule sicher hinausgehende) Durchüberlegung der Bildung von CH_4



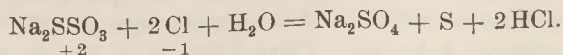
Daß die hier gemeinte Darstellung freilich nur den Zahlenverhältnissen der Umsetzung — also dem Momentensatz — gerecht wird, nicht auch den Anordnungen der Atome in den Kristallen, sagt KOSSEL in „Valenzkräfte und Röntgenspektren“, 2. Aufl., Berlin 1924. Er hat dort S. 24 und 25 Bilder für NH_4Cl und H_2PtCl_6 , in denen auch die beiden verschiedenen Bindungsarten verschieden gezeichnet sind; dazu heißt es S. 25: „Durch die weite Verbreitung dieser Art von Bindungsvermögen“ (Komplexbildungen) „unter den Elementen im ganzen periodischen System wird man aufs deutlichste darauf hingewiesen, daß man mit einer Deutung der Zahlengesetze der Valenz durch Einzelkräfte in die Irre gehen würde. . . . Es ist von A. WERNER . . . besonders betont worden, daß das chemische Verhalten viel mehr auf ein nach allen Seiten gleichmäßig verteiltes Anziehungsvermögen der Atome hinweist, als auf gerichtete Einzelkräfte.“ Dazu heißt es S. 40 über Chlorplatinat: „Man hat mit dem geometrischen Verfahren der Röntgenanalyse das von WERNER aus Isomeriebeobachtungen erkannte Oktaeder der 6 Chloratome um das Platin bestätigt.“

Macht man also von einer verschiedenen Zeichnung der Bindungen Gebrauch, dann wird man sich in dem Sinne ausdrücken müssen: Der Momentensatz unterscheidet scharf zwischen einer Bindungsart, in der das eine der gebundenen Atome als oxydiert, das andere als reduziert auftritt, und einer Bindungsart, für die das nicht gilt, so daß wir hier die Atome als „nullwertig“ in Rechnung stellen müssen. Diese verschiedene Verhaltungsweise bei chemischen Veränderungen meinen unsere beiden Zeichen; eine völlig befriedigende Vorstellungsweise von dem Sein der Bindungen existiert noch nicht.

Wer im Unterricht von Jodometrie spricht, der erwähnt die Tatsache, daß sich manche Oxyde spalten in einer Verknüpfung mit der Spaltung von H_2O_2 . Für die Gleichungsbildung kann man beide Spaltungen zuerst trennen, die von Permanganat ist eine Reduktion-Oxydation, die von H_2O_2 nicht; also:



Vielleicht kann man auch darauf aufmerksam machen, daß zwei gleiche Atome nicht immer homöopolar gebunden sind; das Beispiel gibt das Thiosulfat: wenn Na_2SO_3 , das $+4$ wertigen Schwefel enthält, mit elementarem Schwefel gekocht wird, dann erhöht der Sulfitschwefel seine Wertigkeit auf $+6$, der elementare nimmt die Wertigkeit -2 an. Umgekehrt gilt:



Kleine Mitteilungen.

Gleichgewicht.

Von Wilh. Westphal in Berlin, z. Z. Salem (Baden).

Eine in vielen Lehrbüchern sehr mangelhaft behandelte Frage ist das Gleichgewicht. Ich will hier ganz davon absehen, daß die Definition der drei Arten des Gleichgewichtes in vielen Fällen sehr zu wünschen übrig läßt. (Man sollte sie ausschließlich durch die Schwerpunktslage, bzw. durch die Werte der potentiellen Energie definieren.) Ich möchte vielmehr darauf hinweisen, daß man wohl in keinem Lehrbuche eine Bemerkung findet, daß in der Natur tatsächlich nur stabile Gleichgewichtslagen wirklich vorkommen, daß aber nicht nur labile, sondern auch indifferente Gleichgewichte nur als gedachte Zustände Bedeutung haben, jedoch niemals wirklich realisiert werden können.

Daß dies für labile Gleichgewichte zutrifft, bedarf keiner besonderen Begründung. Solche würden möglich sein, wenn man einen in eine solche Lage gebrachten Körper vollkommen — und zwar im strengen Sinne absolut — störungsfrei halten könnte. Das ist in der Natur nirgends möglich. Es gibt auf der Erde keinen Ort, der von Erschütterungen absolut frei wäre. Der Wind und die Meeresbrandung erschüttern den Erdkörper dauernd; aber auch schon die wechselnde Richtung der Anziehung durch den Mond oder auch nur die Planeten genügt, um ein einmal hergestelltes labiles Gleichgewicht zusammenbrechen zu lassen.

Daß es auch indifferente Gleichgewichte tatsächlich nicht gibt, ist vielleicht weniger evident. Und doch ist es so. Denn die Verwirklichung eines solchen erfordert die Herstellung ganz bestimmter Zustände, welche aber stets nur mit einer gewissen Annäherung herstellbar sind. Werden sie aber nicht in absoluter Vollkommenheit realisiert, so besteht kein indifferentes Gleichgewicht. So würde z. B. ein solches bestehen, wenn eine mathematisch vollkommene, homogene, starre Kugel auf einer mathematisch vollkommenen, absolut horizontalen, starren Ebene liegt. Solche Gebilde sind aber nicht herstellbar; demnach kommen also derartige Gleichgewichte nicht vor. Das gleiche gilt etwa für ein Schwungrad auf einer Achse. Die Herstellung der für die Verwirklichung eines indifferenten Gleichgewichtes erforderlichen idealen Zustände ist streng niemals möglich. Sie ist in gleichem Grade unmöglich, wie das für labile Gleichgewichte der Fall ist.

Daß in vielen Fällen indifferente oder gar labile Gleichgewichte vorgetäuscht werden, liegt natürlich oft an dem Hinzutreten der Reibung, durch die eine Lage, die ohne sie keine Gleichgewichtslage wäre, zu einer solchen wird; oder im Falle der Kugel auf der Ebene daran, daß die winzigen Abweichungen vom idealen Zustande bereits das Eintreten stabiler Gleichgewichtslagen zur Folge haben, die uns makroskopisch eine indifferente Gleichgewichtslage vortäuschen.

Es empfiehlt sich auch, im Unterricht gelegentlich darauf hinzuweisen, daß die üblichen Gleichgewichtsbetrachtungen im Schwerfeld auf der Voraussetzung eines homogenen Feldes beruhen, sich aber manchmal anders gestalten, wenn man die Abnahme der Schwere mit der Höhe in Betracht zieht. Ich möchte im folgenden ein interessantes Beispiel dieser Art mitteilen.

Man denke sich eine starre gewichtslose Stange, an deren Enden zwei absolut gleiche Massen m — der Einfachheit wegen seien sie als Massenpunkte gedacht — befestigt seien. Das Ganze sei um eine Achse drehbar, die senkrecht zur Stange sei, von beiden Massen den gleichen Abstand r habe und genau horizontal stehe. Wäre das Schwerfeld homogen, so würde sich dieses System in jeder möglichen Lage im indifferenten Gleichgewicht befinden. Tatsächlich aber hat es wegen der Abnahme von g mit der Höhe nur vier Gleichgewichtslagen, nämlich zwei labile, wenn die Stange genau horizontal liegt, und zwei stabile, wenn sie genau senkrecht steht.

Daher kann ein solches Gebilde um eine der beiden letzteren Lagen Schwingungen ausführen, deren Dauer man leicht aus der Formel

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{Direktionskraft}}}$$

ausrechnen kann. Das Trägheitsmoment ist einfach

$$J = 2mr^2.$$

Die Direktionskraft D des Systems ist gleich der Differenz der Direktionskräfte bezüglich der beiden Massen. Es sei g die Erdbeschleunigung am Orte der unteren Masse, g' diejenige am Ort der oberen Masse. Dann ist

$$D = mr(g - g').$$

Die Differenz $g - g'$ berechnet man entweder, indem man die betreffenden Ausdrücke aus dem Newtonschen Gravitationsgesetz einsetzt und bei der Differenzbildung die Gesetze des Rechnens mit kleinen Zahlen anwendet, oder noch einfacher mit Hilfe der MacLaurinschen Reihe. Es ergibt sich dann leicht

$$D = 4mgr^2/R,$$

wobei R den Radius der Erde bedeutet.

Hieraus aber folgt

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{R}{2g}}.$$

Das bemerkenswerte Ergebnis der Rechnung ist, daß ein solches Pendel — ganz unabhängig vom Abstand $2r$ der beiden Massen — die gleiche Schwingungszeit hat wie ein mathematisches Pendel von der Länge $R/2$, d. h. der Hälfte des Erdradius.

Eine praktische Ausführung des Versuches, die jedenfalls im Vakuum mit großem m und kleinem r zu erfolgen hätte, dürfte an der Schwierigkeit scheitern, die störenden Wirkungen elastischer Deformationen der Stange zu vermeiden.

Zum Planetenproblem¹⁾.

Von Dr. E. Waage in Freiwalddau.

1. Nicht die Astronomie, sondern die mathematische Geographie unterscheidet im Sinne der Fußnote 2, S. 148 zwischen wahren und scheinbarem Horizont. In der Astronomie kann der wahre Ort eines Objektes ebenso wie der scheinbare sowohl auf den Erdmittelpunkt als auch auf einen Punkt der Erdoberfläche bezogen sein, ersterer ist aber von den rein optischen Verfälschungen (Refraktion, Aberration, Aberrationszeit) befreit, letzterer nicht oder nur von der Refraktion.

2. Die von uns S. 150 abgeleitete Formel für $\frac{R}{r}$ gilt nicht nur für die Zeit des Rücklaufes, sondern allgemein und läßt sich auch leicht für das heliozentrische Welt-system ableiten, nur ist darauf zu achten, daß wir den Winkel α zwischen Ort der Opposition und Ort des Planeten zur Zeit t mit (statt, wie üblich, gegen) dem Uhrzeiger zählen. (Besser wird man also α durch $-\alpha$ ersetzen.) WANKA (S. 148, Fußnote 3) benutzt nicht (wie wir) das Stationärwerden des Planeten, sondern seine Quadraturen mit der Sonne, für die in unserer Formel $\alpha + \frac{360}{J}t = 90^\circ$ ist. Noch einfacher wird Ableitung der Formel und Rechnung, wenn man von vorneherein $\alpha = 0$, für t daher die Zeit setzt, die zwischen Opposition und abermaligem Erreichen der Länge der Opposition nach dem Rücklauf vergeht.

3. Die S. 150 für halben Bogen und halbe Dauer des Rücklaufs benutzten Werte sind der 1913 von GUTHNIK besorgten Auflage von LITROW, Wunder des Himmels (S. 129), entnommen.

¹⁾ Nachträge zu dem gleichnamigen Aufsatz dieser Zeitschrift 39, 148; 1926.

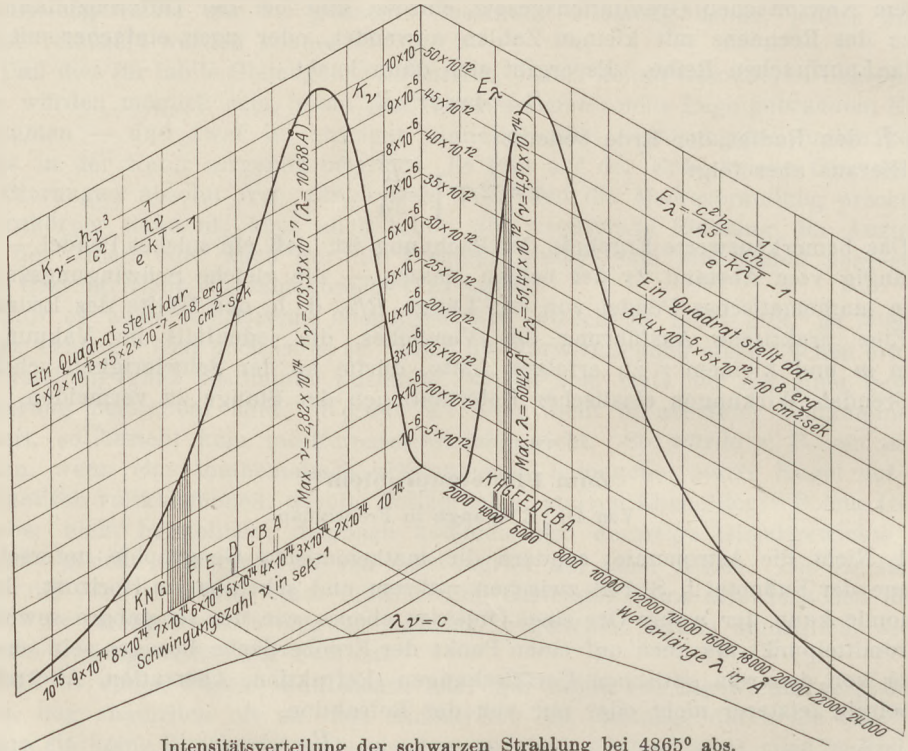
Zerlegung der Strahlungsintensität nach Wellenlängen und Schwingungszahlen.

Von C. F. Hagenow, Ph. D., Washington University, St. Louis, Missouri.

In seiner Erörterung der Zerlegung der Strahlungsintensität sagt PLANCK¹⁾: „Ferner ist zu beachten, daß, wenn man die spektrale Zerlegung nicht nach Schwingungszahlen ν , sondern nach Wellenlängen λ vornimmt, die Strahlungsintensität E_λ der der Schwingungszahl ν entsprechenden Wellenlänge λ nicht einfach dadurch erhalten wird, daß man in dem Ausdruck von K_ν ν durch den entsprechenden Wert von λ ersetzt, also:

$$\nu = \frac{q}{\lambda},$$

wenn q die Fortpflanzungsgeschwindigkeit bedeutet. Denn es ist nicht E_λ gleich K_ν ,



Intensitätsverteilung der schwarzen Strahlung bei 4865° abs.

sondern es ist $E_\lambda d\lambda = K_\nu d\nu$, wenn sich $d\lambda$ und $d\nu$ auf dasselbe Spektralintervall beziehen. Nun ist, wenn $d\lambda$ und $d\nu$ beide positiv genommen werden:

$$d\nu = \frac{q \cdot d\lambda}{\lambda^2},$$

folglich durch Substitution:

$$E_\lambda = \frac{q \cdot K_\nu}{\lambda^2}.$$

Hieraus geht u. a. hervor, daß in einem bestimmten Spektrum die Maxima von E_λ und von K_ν an verschiedenen Stellen des Spektrums liegen!“

Diese anscheinend paradoxe Folgerung führte vor einigen Jahren in einer Klasse, der ich angehörte, zu einer lebhaften Diskussion. Ich hatte damals großes Verlangen, das Ergebnis in graphischer Darstellung vor mir zu sehen und konstruierte die obenstehende Figur. Sie mag auch ändern, besonders Schülern, von Interesse sein.

¹⁾ „Wärmestrahlung“, 5. Aufl., S. 18.

Die drei Kurven sind in isometrischer Projektion im korrekten Verhältnis gezeichnet für schwarze Strahlung bei 4865° absolute Temperatur. Die beiden „Wände“ enthalten links und rechts die spektrale Zerlegung je nach Schwingungszahlen und nach Wellenlängen; die Kurve am „Boden“ bildet dann die rechtwinklige Hyperbel $\nu\lambda = c$, wo c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit bedeutet. Auf diese Weise ist es auch graphisch leicht, für irgendeine Wellenlänge die entsprechende Schwingungszahl zu finden und umgekehrt.

Die Kurven bedürfen kaum weiterer Erläuterung, doch wegen des im Druck verkleinerten Maßstabes wird es vielleicht nicht überflüssig sein, folgende Bemerkungen beizufügen.

1. Die Kurven:

$$\text{Links: } K_{\nu} = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

$$\text{Rechts: } E_{\lambda} = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}$$

Zu bequemer Orientierung sind die Fraunhoferschen Linien mit eingezeichnet.

2. Der Maßstab:

$$\text{Für } K_{\nu}: \text{ Abszisse; ein Skalenteil} = 10^{14} \frac{1}{\text{sec}}$$

$$\text{Ordinate; ein Skalenteil} = 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$$

Somit repräsentiert ein von diesen Skalenteilen gebildetes Quadrat:

$$10^{14} \cdot 10^{-6} = 10^8 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

$$\text{Für } E_{\lambda}: \text{ Abszisse; ein Skalenteil} = 2000 \text{ \AA}$$

$$\text{Ordinate; ein Skalenteil} = 5 \cdot 10^{12} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{ sec}}$$

In diesem Falle ist ein Quadrat, gerade wie für K_{ν} , gleich $10^8 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$.

$$3. \quad K_{\nu}(\text{max}) \text{ ist gleich } 103,33 \times 10^{-7} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$$

$$\text{und liegt bei } \nu = 2,82 \times 10^{14} \frac{1}{\text{sec}}, \text{ entsprechend } \lambda = 10638 \text{ \AA}$$

$$E_{\lambda}(\text{max}) \text{ ist gleich } 51,41 \times 10^{12} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{ sec}}$$

$$\text{und liegt bei } \lambda = 6042 \text{ \AA}, \text{ entsprechend } \nu = 4,97 \times 10^{14} \frac{1}{\text{sec}}$$

4. Die schraffierten Teile, die von gleichem Flächeninhalt sind, veranschaulichen die Gleichung:

$$E_{\lambda} d\lambda = K_{\nu} d\nu$$

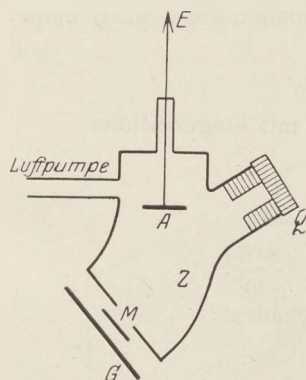
5. Der Gesamtflächeninhalt unter jeder der beiden Kurven ist derselbe.

Über Lichtelektrizität.

Von Dr. C. Aretz in Krefeld.

Das umgekehrte Phänomen, d. h. die Erscheinung, daß durch Elektrizität Licht erzeugt wird, dürfte allgemein bekannt sein. Leitet man durch eine evakuierte Glasröhre, z. B. Röntgenröhre, einen elektrischen Strom, so wird das Glas bzw. ein davor gehaltener Platincyanürschirm zur Fluoreszenz gebracht. Die von der Kathode ausgehenden Strahlen werden Kathodenstrahlen genannt, während die von der Antikathode ausgestrahlten als Röntgenstrahlen bezeichnet werden. Wegen ihrer großen

Durchdringungsfähigkeit spielen die Röntgenstrahlen in der Technik eine hervorragende Rolle. Wir haben also hier die Tatsache, daß durch Elektrizität Licht erzeugt wird. Um durch Licht Elektrizität hervorzurufen, sind verschiedene Bedingungen nötig. Nicht jedes Licht, wie z. B. das Tageslicht, hat die Eigenschaft, Elektronen loszulösen. Als wirksam hat sich das ultraviolette Licht erwiesen, also Licht von sehr kleiner Wellenlänge oder großer Schwingungszahl. Allgemein benutzt wird zu diesem Zwecke eine Quarz-Quecksilberlampe von Heraeus in Hanau. Man verwendet Quarzglas, weil dieses Glas die Eigenschaft hat, ultraviolettes Licht wenig zu absorbieren. Schon gewöhnliches Glas verschluckt ultraviolettes Licht. Da dieses Licht für die Augen sehr schädlich ist, ist das Tragen einer dunklen Glasbrille beim Arbeiten mit der Quarzlampe zu empfehlen. Arbeitet man mit spektral zerlegtem



Licht, also mit Licht von bestimmter Wellenlänge, so ändert sich auch der Photostrom. Ein solches Lichtbündel von einer Quarzlampe läßt man nun auf ein Metall fallen, das sich in einer Photozelle befindet (s. Figur). Diese Zelle muß evakuiert werden können.

Zu diesem Zwecke ist sie an eine Pumpe angeschlossen, von denen es verschiedene Konstruktionen gibt. Einige der besten Pumpen sind die Molekularluftpumpe und die Quecksilberluftpumpe von GAEDE. Gegenüber dem bestrahlten Metallblech ist eine Aufgefangelektrode angebracht, die den losgelösten Elektronenstrom aufnimmt, um dann an einem Meßinstrument gemessen werden zu können. Das Vakuum ist für das Entstehen eines Photostromes von größter

Bedeutung. Nur bei einem ganz bestimmten Druck in der Zelle ist das Licht imstande, den Loslösungsprozeß zu vollbringen. An einem angeschlossenen Mc. LEOD-Manometer kann der jeweilige Druck abgelesen werden. Den gleichen Zweck verfolgt eine angeschmolzene Kathodenröhre, in der man je nach den Druckverhältnissen die elektrischen Entladungen schön verfolgen kann. Hat die Verdünnung ein gewisses Maximum erreicht, so hört die Leitung in der Röhre auf. Bei diesem Druck ist die Beobachtung des Photostromes am besten. Die Messung des Stromes erfolgt an einem empfindlichen Meßinstrument, dem Quadrantenelektrometer von DOLEZALEK. Beobachtet wird an einem Fernrohr mit Skala. Je nach der Dauer der Belichtung, ist auch die Aufladung der Gegenelektrode verschieden groß. Man hat dadurch ein Mittel an der Hand, den Elektronenstrom beliebig variieren zu können. Wenn man bedenkt, daß durch das Licht im Vakuum Elektronen losgelöst werden, so ist die Bezeichnung Lichtelektrizität berechtigt, wofür man auch wohl die Bezeichnung Photoelektrizität hat.

Ein einfacher elektrischer Trockenofen.

Von H. Zeitler in Berlin (Kirschner-Oberrealschule).

Ein elektrisch beheizter Trockenschrank, den man sich leicht selbst herstellen oder durch Schüler bauen lassen kann, ist seit einigen Jahren in unserem chemischen Laboratorium im Gebrauch und findet mannigfache Anwendung.

Für die Normaltype benutzen wir eine große Konservenbüchse aus Weißblech (23,5 cm \varnothing , h = 17 cm), deren Deckel sauber entfernt ist. 1–2 cm oberhalb des Bodens werden mit dem Sauerstoffgebläse 1 oder 2 runde Löcher von ~ 5 –6 cm Durchmesser ausgeschnitten, durch die Glühlampen als Wärmequelle eingeführt werden (Fig. 1). Man benutzt entweder, wie in der Abbildung, zwei Öffnungen oder bequemer, aber etwas teurer, einen „Körper mit zwei Fassungen“, der samt den beiden Lampen im Innern der Büchse gut untergebracht werden kann. Die der Einwirkung

der Wärme auszusetzenden Gegenstände finden auf einem Einsatz Platz, den wir aus Schwarzblech von 0,5 mm Stärke herstellen (Fig. 2). Er steht auf 4 Füßen, die durch rechtwinkliges Umbiegen der stehen gebliebenen Blechstreifen 1, 2, 3, 4 erhalten werden und natürlich so hoch sein müssen, daß die zur Verwendung kommenden Heizlampen darunter Platz finden. Die Blechplatte wird mehrfach durchlöchert und kann für manche Zwecke auch mit Asbestpappe belegt werden. Nach oben findet das Ganze seinen Abschluß durch einen Deckel aus Weißblech d von ~ 26 cm \varnothing und 0,5 mm

Stärke, der in einem größeren zentralen Loch (~ 35 mm) einen kräftigen Korkstopfen K samt Thermometer trägt. 4 bis 6 kleinere Löcher sind auf ihm verteilt und gestatten entstehenden Dämpfen den Abzug. Der Kork dient gleichzeitig als Griff beim Hochheben des heißen Deckels. Die Temperaturen

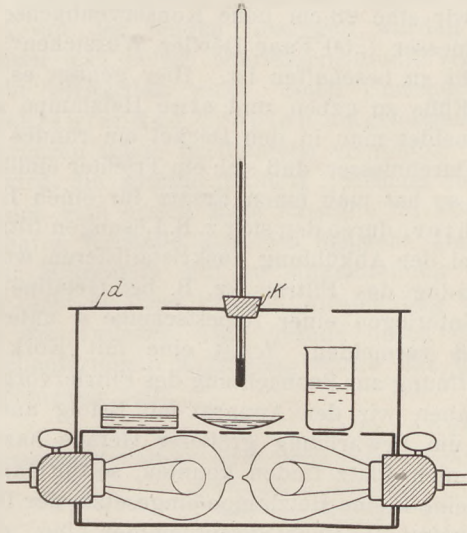


Fig. 1.

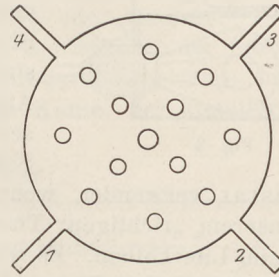


Fig. 2.

im Ofen sind nicht ganz konstant, was für die meisten der hier in Betracht kommenden Zwecke auch belanglos ist. Am genauesten ließen sie sich regeln mit Hilfe eines regulierbaren Vorschaltwiderstandes, doch erwies es sich für unsere Zwecke als ausreichend, Art und Zahl der Heizlampen zu variieren. Bei aufgelegtem Deckel konnten wir so Temperaturen zwischen 50° und 170° (mit 2 Lampen) erhalten. Über die mit einer Lampe erreichbaren ungefähren Temperaturen gibt folgende Tabelle Auskunft (Außentemperatur 18°).

Lampe	Temperatur	Lampe	Temperatur
25 NK Osram Metall	48°	16 NK Kohlefaden	66°
32 NK " "	53°	25 NK " "	90°
50 NK " "	63°	32 NK " "	95°

Umhüllt man die Konservenbüchse mit Asbestpappe oder anderem Isolationsmaterial, so lassen sich die Temperaturen beträchtlich steigern. Natürlich darf man nicht bis zum Schmelzpunkt des Lötzinns gehen.

Der beschriebene Apparat findet bei uns besonders in den Schülerübungen Anwendung. Hier werden häufig kleine Flüssigkeitsmengen auf Uhrgläsern eingedampft, wobei dann ein Ofen 12 Uhrgläser von 5 cm Durchmesser aufnehmen kann. Sollen übelriechende oder feuergefährliche Flüssigkeiten verdampft werden, so stellt man den Apparat auf das Fensterbrett oder den Balkon und verwendet zur Stromzufuhr eine lange Litze. Da beim Eindunsten von Äther, CS_2 u. dgl. unter dem Abzug eine Explosion erfolgen kann, wenn man das Löschen der Lockflamme vergißt, wird hier eine Gefahrenquelle beseitigt. Aber auch zum Trocknen von Niederschlägen, Austreiben von Kristallwasser, zum langsamen Eindampfen von Lösungen (namentlich

für Kristallisationen!), ja selbst zum Trocknen von Apparateilen und feucht gewordenen Werkzeugen haben wir die Vorrichtung vielfach verwendet. Gegenüber den gewöhnlichen Trockenschränken mit Wasserbad hat sie den Vorzug der größeren Billigkeit (wenige Mark), ist schneller anheizbar und gestattet das Arbeiten in einem viel größeren Temperaturbereich. Hingegen ist die Temperaturkonstanz geringer als bei Wasserbädern. Wir verwenden den Apparat häufig auch ohne Deckel.

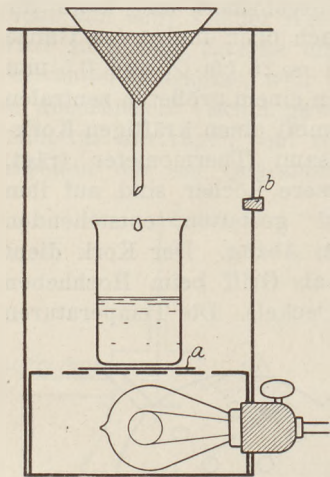


Fig. 3.

Sollen Gefäße von größerer Höhe erhitzt werden, so benutzen wir eine 28 cm hohe Konservendose von 16 cm Durchmesser („50 Paar Dörfler Würstchen“), die ebenfalls leicht zu beschaffen ist. Hier genügt es, dem Einsatz drei Füße zu geben und eine Heizlampe anzuwenden. Schneidet man in den Deckel ein rundes Loch von solchem Durchmesser, daß sich ein Trichter einhängen läßt (Fig. 3), so hat man einen Ersatz für einen Heißwassertrichter, durch den sich z. B. Lösungen filtrieren lassen, die bei der Abkühlung auskristallisieren würden. Eine Überhitzung des Filtrats (z. B. bei Gelatine) läßt sich durch Unterlegen einer Asbestscheibe *a* unter das Auffangegefäß vermeiden. *b* ist eine mit Kork verschließbare Öffnung zur Beobachtung des Filtriervorgangs.

Schließlich haben wir den Apparat mit Erfolg auch als Thermostat verwendet, wenn es sich um Erwärmung größerer Gefäße handelte, die in unserem „richtigen“ Thermostaten nicht Platz finden konnten, so für Gärungsversuche im Literkolben. Es wurde dann eine kleine Heizlampe eingesetzt, der Deckel abgenommen und der Gärungskolben, der frei an einer Stativklammer hing, so tief in die Vorrichtung Fig. 3 eingesenkt, daß die gewünschte Temperatur erreicht wurde (Vorversuch mit Wasser). Die große Flüssigkeitsmenge gleicht die Temperaturschwankungen hier ziemlich aus. Sie beliefen sich bei einem 3 Wochen lang fortgesetzten Versuch auf nur wenige Grad.

Eine einfache Art der Filterporenmessung.

Von Dr. F. Nißen in Hamburg.

Filter dienen in der Praxis dazu, feste Bestandteile von Flüssigkeiten zu trennen. Ihre Wirkungsweise ist die eines Siebes: während die Flüssigkeit durch die Poren zu dringen vermag, ist das den festen Anteilen wegen der Größe der einzelnen Teilchen nicht möglich; damit eine vollständige Trennung dieser beiden Komponenten möglich ist müssen aber die einzelnen Teilchen des festen Stoffes größer als die Siebporen des Filters sein, andernfalls „läuft der feste Anteil mit hindurch“.

Wird Schwefelsäure in der Kälte mit Bariumchlorid gefällt (zur Anwendung kamen stets Platzreagenzien von etwa zweifacher Normalität), so ist es nicht möglich, die gebildeten Bariumsulfatkristalle auf einem gewöhnlichen Filter zu sammeln. Die einzelnen Kristalle sind so klein, daß sie durch das Filter hindurchdringen: sie sind also kleiner als die Filterporen. Nimmt man die gleiche Fällung in der Siedehitze vor, so gelingt die quantitative Trennung beider Bestandteile ohne Schwierigkeit: die Kristalle sind dieses Mal größer als die Filterporen. Die Größe der Kristalle ist also abhängig von der Fällungstemperatur.

Steigert man in parallelen Versuchen die Fällungstemperatur allmählich von Zimmertemperatur bis zur Siedehitze, so findet man unter dem Mikroskop, daß die Kristalle im Filtrat mit steigender Temperatur größer werden bis zu einem Maximum, das durch die Art des Filters bedingt wird. Diese hindurchlaufenden Teile, die sich

vereinzelt neben vielen kleineren finden, müssen, da sie noch gerade durch die Poren des Filters hindurchgehen, offenbar in ihrer Größe mit den Filterporen übereinstimmen. Eine Messung dieser Teilchen muß also über die Größe der Filterporen Aufschluß geben.

Praktische Ausführung.

In zwei Bechergläsern werden etwa 50 ccm verdünnter Schwefelsäure und 50 ccm Bariumchlorid von ungefähr zweifacher Normalität bis zum Sieden erhitzt. [Bei sehr verdünnten Lösungen bleiben die gebildeten Kristalle stets sehr klein¹⁾.] Je 5 ccm der beiden Lösungen werden dann zur Reaktion gebracht und einige Minuten sich selbst überlassen, damit ein nachträgliches Wachsen der Kristalle im Filtrat vermieden wird. Nach Umschütteln wird dann filtriert und die ersten durchlaufenden Tropfen aufgefangen. (Bei später entnommener Probe sind die Filterporen schon größtenteils verstopft.) Finden sich in dem Filtrat keine Kristalle, so wird die gleiche Fällung jedesmal bei 5—10° tieferer Temperatur wiederholt, bis sich zum ersten Male Kristalle im Filtrat zeigen. Die Messung der größten feststellbaren Kristalle, die sich meistens am Rande des Tropfens zeigen, erfolgt unter einem Mikroskop mit der Maßeinteilung des Objektivs oder Okulars. Die Kristalle sind nicht in ihrer größten Ausdehnung zu messen, sondern an der Stelle, mit der sich die Teilchen noch gerade durch die Poren hindurch gezwängt haben. Bei stäbchenförmigen Kristallen würde das die kürzeste Kante, bei kugelförmigen der Durchmesser sein.

Versuchsergebnisse.

Filterart	Fällungs- temperatur	Größe der Kristalle = σ	Vergröße- rung = f	Wahre Kristallgröße = $\frac{\sigma}{f}$	Angabe der Filter- porengröße nach Wo. OSTWALD ¹⁾
Gewöhnl. Filtrierpapier	~ 85°	0,35 mm	62	~ 5,7 μ	
SCHLEICHER u. SCHÜLL Nr. 597	~ 80°	0,2 mm	62	~ 3,2 μ	ca. 2,9 μ
SCHLEICHER u. SCHÜLL Nr. 575 (gehärtet) .	~ 50°	0,1—0,12 mm	62	~ 1,6—1,9 μ , Mittel 1,75	
SCHLEICHER u. SCHÜLL Nr. 602 (hart)	~ 55°	0,15 mm	62	~ 2,4 μ	ca. 2,2 μ

Die Versuchsergebnisse stammen aus den an der Oberrealschule St. Georg (Hamburg) bestehenden Arbeitsgemeinschaften in Chemie.

Zum experimentellen Nachweis der Existenz des Ammoniumradikales NH₄.

Von Prof. S. Genelin in Innsbruck.

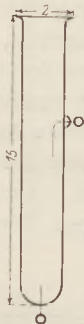
Um das Bestehen des Radikales NH₄ zu demonstrieren, versetzt man gewöhnlich eine konzentrierte Lösung von Salmiak mit Natriumamalgam. Dabei bildet sich eine neue schwammige Legierung, welche sich aber im Entstehen schon wieder in Hg, NH₃ und H zersetzt. Da sich alle diese Zersetzungsprodukte leicht nachweisen lassen, erscheint damit der Beweis erbracht, daß die graue, schwammige Legierung, die sich gebildet hat, nichts anderes als Ammoniumamalgam sein kann. Dieser Beweis ist ein sehr mangelhafter und zwar aus folgendem Grunde: Die auftretenden Zersetzungsprodukte Hg, NH₃ und H können wohl als Zersetzungsprodukte der Legierung Ammoniumamalgam gedeutet werden, sie müßten aber auch ohne Entstehung einer solchen Legierung auftreten, da doch Natriumamalgam auch mit Wasser allein schon Hg, H und NaOH bildet. NaOH aber macht aus Salmiak natürlich auch NH₃ frei. Das

¹⁾ Vgl. OSTWALD: Die Welt der vernachlässigten Dimensionen, Seite 23 ff.

²⁾ Die Welt der vernachlässigten Dimensionen, Seite 37.

Auftreten der erwähnten Zersetzungsprodukte beweist an und für sich also gar nichts, und es bleibt als Beweismittel nur mehr das Auftreten der schwammigen Legierung, die sich äußerlich vom Natriumamalgam unterscheidet. Selbst wenn man das gebildete Ammoniumamalgam abfiltrieren würde, blieben obige Bedenken noch bestehen, da es ja immer noch von Natronlauge und Salmiak durchtränkt wäre. Ein vollständiges Auswaschen ist aber kaum möglich, da sich inzwischen das Ammoniumamalgam ja wieder zersetzt.

Weit überzeugender kann die elektrolytische Zersetzung vom Ammoniumsulfat mit Quecksilber als Kathode wirken. (Salmiak darf hier nicht verwendet werden, da sich sonst der gefährliche Chlorstickstoff bilden könnte.) Bekannt ist die Anordnung nach SCHEID (Vorbereitungsbuch 1911, S. 307), nach welcher ein starkwandiges, weites Proberohr verwendet wird, in dessen Boden ein Platindraht eingeschmolzen ist, welcher zur Ableitung des elektrischen Stromes dient, während die Zuleitung durch eine eingetauchte Platinelektrode besorgt wird. Der Boden wird mit einer kleinen Quecksilberschicht bedeckt, dann wird eine konzentrierte Ammoniumsulfatlösung aufgegossen. Nach kurzem Stromdurchgang schwillt die Quecksilberschicht stark an, da sich Ammoniumamalgam bildet. Mit der Demonstration dieser Erscheinung begnügt sich SCHEID, ebenso wie HEUMANN-KÜHLING (Anleitung zum Experimentieren, Braunschweig).



Ein deutliches Demonstrieren sämtlicher Zersetzungsprodukte ist bei dieser Anordnung freilich nicht so ohne weiteres zu bewerkstelligen. Sehr gut gelingt der Nachweis bei der von F. C. G. MÜLLER in Bd. 28, S. 148 getroffenen Anordnung, wobei allerdings das Quecksilber während der Elektrolyse dem Auditorium unsichtbar bleibt. Aber auch bei der Anordnung nach SCHEID gelingt ein exakter Nachweis aller Zersetzungsprodukte, wenn man in folgender Weise vorgeht:

Nach Unterbrechung des Stromes wird der Inhalt des Zersetzungsgefäßes sehr schnell auf einem bereitstehenden Büchnerschen Trichter abgesaugt, was nur einige Sekunden Zeit beansprucht, wenn die Saugpumpe schon vorher in Tätigkeit gesetzt worden ist. Das zurückbleibende Ammoniumamalgam wird sofort durch einen Trichter, dessen Röhre vollständig abgesprengt ist, in eine sehr kleine und schmale Proberöhre abgegossen. Dann verschließt man sogleich mit dem Daumen und dreht die letztere um, so daß das Ammoniumamalgam auf dem als Abschluß dienenden Daumen zu liegen kommt. Hält man die Proberöhre dabei an ihren Enden mit Daumen und Mittelfinger, so bleibt das Ammoniumamalgam den Schülern sichtbar. Nun wartet man, bis dasselbe wieder reines Quecksilber abgeschieden hat, was man an der Volumenabnahme, am Glanze und der größeren Beweglichkeit erkennen kann. Durch mäßiges Schütteln kann die Zersetzung beschleunigt werden. Daß der entstehende Gasdruck Amalgam herausschleudern könnte, ist nicht zu befürchten, da nur sehr wenig Gas entweicht und infolge der Volumenabnahme der eingefüllten Masse neuer Raum geschaffen wird. Der größte Teil des Ammoniumamalgams hat sich ja schon während des Aus- und Umleerens zersetzt.

Die oben beschriebene Haltung der Proberöhre ist notwendig, um Verluste an Wasserstoff zu vermeiden. Nach erfolgter Quecksilberabscheidung dreht man die Proberöhre wieder um und öffnet rasch vor einer Flamme. Der Wasserstoff verbrennt mit dem für lufthaltigen Wasserstoff charakteristischen Geräusch. Hierauf senkt man in die Proberöhre einen mit Salzsäure angefeuchteten Glasstab ein und zeigt die durch das gebildete Ammoniak verursachte Nebelbildung; die teigartige Legierung hat sich also zu Hg, H und NH_3 zersetzt, war also tatsächlich Hg (NH_4).

Der Nachweis des entstandenen Ammoniaks gelingt immer sehr deutlich. Um auch den entstandenen Wasserstoff stets mit voller Sicherheit deutlich nachweisen zu können, empfehle ich die Einhaltung folgender Bedingungen: 1. Man nehme nicht mehr Quecksilber als 1 bis $1\frac{1}{2}$ ccm. 2. Man wähle eine solche Stromstärke, daß

der Apparat nicht merklich heiß wird und elektrolysiere 5 bis 10 Minuten (Wärme beschleunigt die Zersetzung des Ammoniumamalgams). 3. Die Proberöhre, in welche das Ammoniumamalgam übergeleert wird, habe die ungefähre Größe von 95 mm mal 13 mm. 4. Man setzte oberhalb der Mitte der nach SCHEIDT'S Anordnung verfertigten Proberöhre einen zweiten Platindraht mit Öse ein, welcher die Funktion der Platinanode übernimmt: das rasche Abnehmen der Zuleitungsdrähte wird dadurch erleichtert.

Für die Praxis.

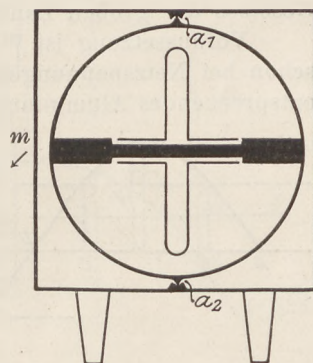
Die experimentelle Behandlung des Kreiselkompasses. Von Studienrat Dr. J. Messerschmitt in Oberursel-Taunus, Oberrealschule. — Die Behandlung des Kreiselkompasses, dessen technisch-wirtschaftliche Bedeutung außer Frage steht, setzt sich in dem Unterricht der höheren Schule in den letzten Jahren immer mehr durch. Das beweist unter anderem ein Blick in neuere Lehrbücher der Physik.

Die theoretische Erklärung der Wirkungsweise des Kreiselkompasses ist für die höhere Schule ebensogut möglich wie die Erklärung der Präzessionsbewegung.

Aber auch die unmittelbare experimentelle Veranschaulichung eines Kreiselkompasses macht keine besonderen Schwierigkeiten. Notwendig ist nur, sich einen Kreisel mit zwei Freiheitsgraden zu schaffen. Ich benutze zu dem Zwecke ein kleines Modell, wie es in der Figur dargestellt ist.

Man bringt den quadratischen Rahmen und den Kreisring, der die Achse des Kreisels trägt, in horizontale Lage und setzt den in vertikaler Ebene befindlichen Kreisel in Umdrehungen. Man bewegt jetzt mit passender Geschwindigkeit den ganzen Apparat in horizontal gelegenen Kreisbogen z. B. so, wie es die Richtung des Pfeiles m angibt.

Diese letztere Bewegung entspricht der durch die Umdrehung der Erde hervorgerufenen Bewegung des Kreiselkompasses am Äquator. Als Folge dieser Bewegung tritt eine Drehung des Kreisringes in den Lagern a_1 und a_2 ein und zwar so lange, bis die Achse des Kreisels senkrecht steht. Diese Bewegung der Achse entspricht der Einstellung des Kreiselkompasses in die Nordsüdlage.



Einstellung des Kreisel-

Größte Anschaulichkeit erziele ich schließlich dadurch, daß ich den ganzen Apparat mittelst zweier konisch zulaufenden Zapfen oder Schrauben auf den Äquator eines in der Schulsammlung vorhandenen Globus setze, dessen Radius etwa 50 cm beträgt.

Der von mir benutzte Kreisel, der behelfsmäßig der physikalischen Sammlung entnommen ist und normal als Schmidtscher Kreisel benutzt wird, hat ein Gewicht von 700 g und einen Durchmesser von 9 cm. Schon bei einer mit geringer Geschwindigkeit vorgenommenen Bewegung der Achse längs eines Kreisbogens tritt die gewünschte Erscheinung ein. Bei entsprechend gewählter Masse des Kreisels lassen sich wohl auch unter Verwendung der Schwungmaschine anschauliche Ergebnisse erzielen.

Zur Demonstration des Glühkathodenstromes in der Atmosphäre. Von K. Polenske in Pr. Holland. — Mit Interesse las ich den Aufsatz von A. WENZEL: Zwei Versuche zur Demonstration des Glühkathodenstromes (diese Zeitschr. 38, 145; 1925). Als ich aber im Unterricht Gebrauch von den Mitteilungen machen wollte, fehlten Platindraht und Galvanometer. Der Platindraht ließ sich durch einen Stahldraht ersetzen, der elektrisch bis zur Rotgelbglut erhitzt wurde und in diesem Zustande nach einer Glühzeit von etwa 3 Minuten ohne wesentliche Änderung seines Zustandes während

Berichte.

1. Apparate und Versuche.

Integrationsdreieck nach Professor Dr. C. Thaer. (Wichmann, Berlin.)

Das Integrationsdreieck nach THAER stellt ein einfaches Werkzeug dar, mit dem zu einer vorgelegten Kurve $y = f(x)$ eine Integralkurve $Y = \int f(x) dx$ näherungsweise ermittelt werden kann. Der Grundgedanke ist dem Verfahren der Seileckskonstruktion in der graphischen Statik entnommen. Das Werkzeug ist einfach zu handhaben und dürfte auch im Unterricht an höheren Schulen gelegentlich mit Nutzen verwendet werden können vor allem deshalb, weil der Gebrauch besonders klar die geometrische Bedeutung des Differentialquotienten hervortreten läßt. Aus der dem Integrationsdreieck beigegebenen Anleitung geben wir die Abschnitte I und IV sowie die Figur wieder, die den Gebrauch des Dreiecks erläutern.

„I. Die zu integrierende Funktion sei in einem rechtwinkligen Koordinatensystem (x -Achse nach rechts, y -Achse nach oben), dessen Einheit e eine der Strecken $\frac{1}{2}, 1, 1\frac{1}{2}, \dots, 5$ cm ist, durch die Kurve $y = f(x)$ dargestellt. Im gleichen Koordinatensystem soll die vom Punkte R_0 mit den Koordinaten x_0, Y_0 ausgehende Integralkurve $Y = F(x) = \int f(x) dx$ gezeichnet werden.

Man ziehe zunächst in passenden Abständen die zu wachsenden Abszissen x_0, x_1, \dots gehörigen Vertikalen v_0, v_1, \dots (gegebenenfalls auch v_{-1}, v_{-2}, \dots links von R_0). Die Schnittpunkte mit der f -Kurve sollen P_0, P_1, \dots heißen, die mit der Abszissenachse Q_0, Q_1, \dots , die mit der F -Kurve R_0, R_1, \dots ; die R sind mit Ausnahme von R_0 noch unbekannt.

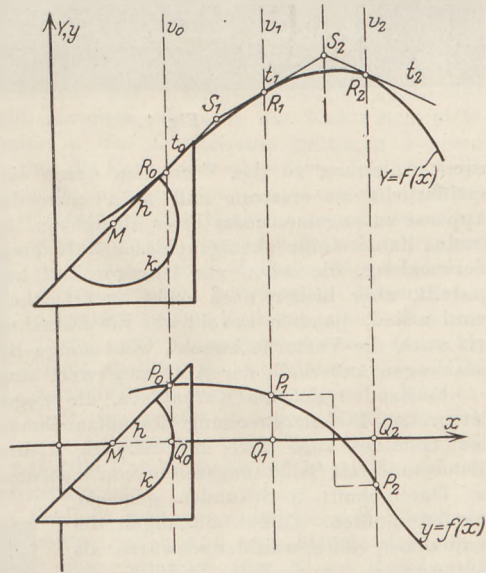
Von dem Integrationsdreieck benutzt man die Hypotenuse h , auf ihr den Mittelpunkt M , ferner unter den eingezeichneten Halbkreisen den mit der Einheitsstrecke e als Radius, er heiße k .

Man lege das Instrument mit M auf die Abszissenachse links von Q_n so, daß k durch Q_0 und h durch P_0 geht, schiebe es dann unter Anlegung eines gewöhnlichen Zeichendreiecks an eine Kathete parallel ab, bis h durch R_0 geht, und ziehe an h durch R_0 die Gerade t_0 bis zum Brechungspunkt S_1 . Bei dicht gezogenen Vertikalen genügt es, S_1 mitten zwischen v_0 und v_1 zu wählen. Um größere Genauigkeit zu erzielen, denkt man sich durch P_0 und P_1 eine zuerst horizontal, dann vertikal, dann wieder horizontal verlaufende Treppe gezogen, die eine der unter der f -Kurve gelegenen gleiche Fläche unter sich hat. S_1 soll auf der die Stufen trennenden Vertikalen liegen; wo Schätzung nicht genau genug wird, tut man gut, die Vertikalen v dichter zu legen.

Nun lege man das Instrument neu an mit M links auf der Achse, k durch Q_1 , h durch P_1 , schiebe ab und ziehe von S_1 aus an h die Gerade t_1 über v_1 , das in R_1 geschnitten wird, hinweg

bis S_2 ungefähr mitten zwischen v_1 und v_2 . An den durch Fortsetzung des Verfahrens gewonnenen Streckenzug $t_0 t_1 t_2 \dots$ lege man freihändig oder mit Kurvenlineal eine in R_0, R_1, R_2, \dots berührende Kurve. Sie ist die verlangte Darstellung von $Y = F(x) = \int f(x) dx$.

IV. Zur Begründung der Vorschriften sei folgendes angegeben: Wird das Instrument bei dem Punkt P der f -Kurve vorschriftsmäßig angelegt, so entsteht zwischen Abzissenachse,



Vertikale v und Ziehkante h ein rechtwinkliges Dreieck, dessen Katheten $QP = ye$ (oder yb) und der Radius von k , also e sind. Für den zwischen der Abszissenachse und h eingeschlossenen Winkel α ist also $\tan \alpha = y$ (oder $y \cdot \frac{b}{e}$). Bei der

Abschiebung ändert sich dieser Winkel nicht, $\tan \alpha$ wird zum Steigungsmaß der im entsprechenden Punkte R an die F -Kurve gelegten Tangente, also $\tan \alpha = \frac{dY}{dx}$ (oder $\frac{dY}{dx} \cdot \frac{c}{a}$).

Die hieraus folgende Gleichung $\frac{dY}{dx} = y$

(oder $\frac{dY}{dx} \cdot \frac{c}{a} = y \cdot \frac{b}{e}$) gilt bei hinreichend glattem Verlauf der Kurven genähert auch für die Zwischenpunkte, so daß $Y = \int y dx$ (oder $c \cdot Y = \frac{ab}{e} \cdot \int y dx$) wird.

Die Vorschrift für die beste Wahl der Brechungspunkte S beruht darauf, daß der aus den Strecken t gebildete Zug die angegebene Treppe genau integriert, also, wenn die geforderte Flächengleichheit besteht, die Berührungspunkte R fehlerlos liefert.“

W. Kramer.

Seilwellenversuche. Orig.-Bericht von
WILHELM VOLKMAN in Berlin-Steglitz.

Meine Seilwellenversuche, die ich im Jahre 1902 in der Zeitschrift *Natur und Schule*, S. 273 bis 282 und 342 bis 350 beschrieben habe¹⁾, sind in letzter Zeit häufiger als zuvor beachtet worden, wie ich aus Anfragen nach einer ausführlichen Anleitung zu den Versuchen sehe. Dabei habe ich erfahren, daß bis vor kurzem der Verlag der eingegangenen Zeitschrift die Hefte noch hat abgeben können. Da diese Quelle versiegt ist, habe ich die Fabrik von Leppin & Masche, die den Seilwellenapparat herstellt, veranlaßt, ihre



Fig. 1.

kurze Anleitung zu den Versuchen durch eine ausführliche zu ersetzen und auch ohne den Apparat zu angemessenem Preis abzugeben. Es fanden dabei einige photographische Aufnahmen Verwendung, die schon vor längerer Zeit hergestellt, aber bisher noch nicht veröffentlicht worden sind, die aber, sowohl was die Aufnahme wie auch die Versuche angeht, wohl einige Bemerkungen außerhalb der Anleitung wert sind.

Es handelt sich um Aufnahmen, die wegen der großen Tiefenerstreckung des aufzunehmenden Gebildes zum Teil mit ziemlich kleiner Blende und mit Belichtungszeiten von mehreren, im Durchschnitt 5 Sekunden gemacht werden mußten. Zuerst mißlangen die Aufnahmen völlig, weil der schwarze, als Hintergrund verwendete Stoff immer noch zu viel Licht zurückwarf. Erst nachdem eine meterbreite schwarze Stoffbahn als Dach darübergelassen und auch das von dem hellen Steinbelag des Hofes nach oben zurückgestrahlte Licht durch eine untergespannte Stoffbahn abgefangen war, genügte der Hintergrund den Ansprüchen. Versuche, die Aufnahmen im Sonnenlicht zu machen, befriedigten nicht; einige Stellen wurden zwar sehr hell, andere aber blieben zu dunkel, und diese Ungleichmäßigkeiten konnten nicht vermieden werden. Es mußte also im zerstreuten Tageslicht gearbeitet und die längere Belichtungszeit in Kauf genommen werden.

Beachtet man dies, so lehren die Bilder, daß bei sauberer Ausführung der Versuche die Hand fast bewegungslos ist. In Wirklichkeit ist sie im Gegenteil zum benachbarten Schwingungsbauch, und der Knoten liegt einige Millimeter von der Hand entfernt. Die abgebildeten Versuchsanordnungen sind etwas über 2 m lang. Für die Ausführung der Versuche wäre in einigen Fällen eine größere Länge wesentlich bequemer

gewesen, aber dann wäre die Durchführung der Aufnahmen in dem verfügbaren Hof unmöglich geworden. So kamen zum Teil unangenehm kurze Schwingungsdauern zustande, die bei den langen Belichtungszeiten doch einige Aufnahmen mißlingen ließen.

Die erste Aufnahme (Fig. 1) stellt eine stehende Schwingung mit drei Schwingungsbäuchen dar. Bei genauerer Betrachtung sieht man aber, daß die Verkürzung nach rechts hin nicht etwa bedeutet, daß die Hand weiter entfernt gewesen ist als der Träger des anderen Seilendes. Das verrät vor allem der mittlere Schwingungsbauch, der nach links viel spitzer ausläuft als nach rechts. In der Tat war das Seil der Aufnahmeplatte parallel, seine linke Hälfte bestand aber aus einer Stahlschraube (Schraubenspirale), von der ein Meter 25 g wiegt, die rechte aus einer dreimal so schweren. Die Spiralen sind mit ihren hakenförmig gebogenen letzten Windungen einfach ineinander gehängt, und es ist deutlich zu sehen, daß diese Zusammensetzung aus Einzelstücken nicht im geringsten stört. Der Versuch dient dazu, den Einfluß der Seilmasse auf die Wellenlänge zu zeigen. Es ist aus dem Bild erkennbar, daß man dicht an die Knoten Marken, etwa Stative, stellen kann, wobei der Knoten an der Hand nicht zu vergessen ist. Dann kann man in Ruhe die beiden äußeren Knotenabstände messen; der mittlere ist nicht zu brauchen, weil auf ihm das Seil nicht einheitlich ist. Mißt man noch die Länge der beiden Spiralen am ausgespannten, aber nicht schwin-

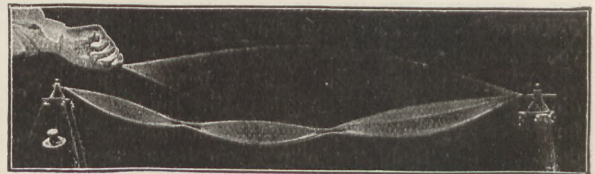


Fig. 2.

genden Seil und ihre Gewichte, so hat man alle Unterlagen zur Bestätigung dieses Teiles der Schwingungsformel.

Das zweite Bild (Fig. 2) zeigt einen Parallelversuch zur Seibtschen Spule. Das schwächer gespannte, aus zwei Spiralen gebildete Seil ist bei drei Schwingungsbäuchen in Resonanz mit dem stärker gespannten in seiner Grundschwingung. Die Koppelung ist dadurch erzielt, daß das kürzere Seil in das längere wenige Zentimeter von seinem Ende eingehängt ist. Geht man mit der Hand langsam zurück, so wird entsprechend der zunehmenden Spannung die anregende Schwingung immer schneller; man kommt außer Resonanz mit dem langen Seil, und dieses kommt zur Ruhe, um bei weiterer Steigerung der Schwingungszahl mit vier Bäuchen wieder anzusprechen. Das Bild verrät, daß nicht ebene, sondern drehende Schwingungen ausgeführt

¹⁾ Bericht darüber in dieser Zeitschrift 16, 97; 1903.

worden sind. Eine dunklere Ellipse mitten im langen Seil, die schwächer glänzende Zusammensetzungsstelle in ihrer Kreisschwingung abbildend, hat diese von mir längst vergessene Neben-sächlichkeit festgehalten.

Das dritte Bild (Fig. 3) zeigt einen Interferenzversuch. Mit einem Schwingungshebel, der im Gleichtakt mit den benachbarten Schwingungs-

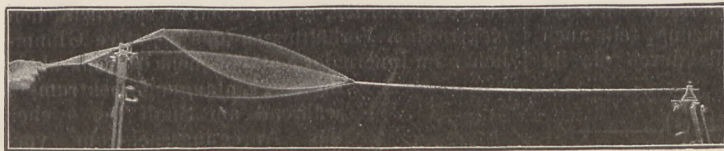


Fig. 3.

bäuchen sich bewegt, werden den Seilen genau entgegengesetzte Antriebe erteilt. Ist alles genau so abgeglichen, daß auf beiden Wegen der Vereinigungspunkt gleichzeitig erreicht wird, so geht kein merklicher Betrag der Schwingung ins vereinigte Seil. Sobald aber ein kleiner Unterschied

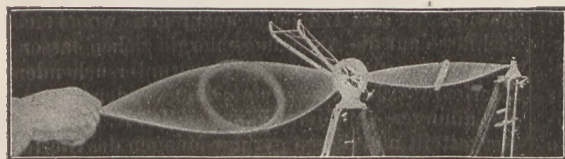


Fig. 4.

besteht, schwingt dieses Seil mit. Die Hand treibt den Schwingungshebel mit einer kurzen, ziemlich straff angespannten Spirale und ist im Gegentakt zum Hebel.

Das vierte Bild (Fig. 4) zeigt einen Polarisationsversuch. Um die Schwingungen besser erkennen zu können, ist mitten auf jede Spirale ein Papierscheibchen von 2 cm Durchmesser gesetzt. Wie man sieht, führt die Hand und der benachbarte Schwingungsbauch drehende, der auf den Polarisator folgende aber ebene Schwingungen aus. Bei einem sauberen Versuch muß der Polarisator sich in einem Knoten befinden. Daß das hier der Fall ist, erkennt man an der haarscharfen Abbildung seines Gestänges.

Die Bilder zeigen nur Versuche mit stehenden Wellen. Daß stehende Wellen nicht unmittelbar für die Wellenlehre zu brauchen sind, sondern daß man mit fortschreitenden anfangen und die Entstehung der stehenden aus der fortschreitenden und ihre Wiederauflösung in solche recht sorgsam im Versuch zeigen muß, daran sei hier nur erinnert und bezüglich der Einzelheiten auf die genannten Anleitungen verwiesen.

Über eine neue Lichtquelle und ihre Anwendungsmöglichkeiten ¹⁾.

Zur Erzeugung recht hellen negativen Glimm-

¹⁾ Nach HERMANN SCHÜLER, Zeitschr. f. Phys. 35, 323, 1926.

lichtes in Vakuumröhren verwendet H. SCHÜLER eine zylindrische Hohlkathode, die von der zylindrischen Anode konaxial umgeben ist. Dabei tritt das negative Glimmlicht im Innern der Kathode auf. Diese Erscheinung ist wie folgt zu erklären. Die von der Kathode ausgehenden Elektronen erhalten im Dunkelraum infolge des großen Potentialgefälles eine große Beschleunigung. Im negativen Glimmlichtraum geben sie ihre Energie zum größten Teil durch Ionisation des Gases wieder ab. Einige Elektronen gelangen aber als Kathodenstrahlen in den Dunkelraum, der den ganzen Leuchtzylinder des negativen Glimmlichtes umgibt, und setzen dort das Potentialgefälle herab. Außerhalb des Kathodenzyinders kann dies nicht eintreten, da hier die Elektronen nicht wieder in den Dunkelraum gelangen können. Da nun die Entladung stets dort erfolgt, wo die geringste Entladungsspannung herrscht, muß sie im Innern der Kathode vorzugsweise vor sich gehen und durch das Zusammendrängen auf einen dünnen Zylinder hier besonders helles Leuchten hervorrufen. Da man den Gasdruck in dem Entladungsrohr sehr stark (auf $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{100}$ mm) herabsetzen kann, bis das Leuchten des negativen Glimmlichtes verschwindet, bietet sich hier die Möglichkeit, bei relativ geringem Gasdruck noch ein lichtstarkes Glimmlicht zu erzeugen,

was für die Untersuchung der Metalldämpfe von Bedeutung ist.

Schließt man die zylindrische Hohlkathode auf beiden Seiten und schneidet in den einen Boden einen radialen Schlitz, der am Mittelpunkt der Zylindergrundfläche zu einer quadratischen Erweiterung führt, so erscheint im radialen Teil das kathodische Leuchten im Innern des Zylinders, während die Erweiterung von besonders hellem Licht infolge des Durchtritts der Elektronen durch den Spalt erfüllt ist. Fig. 1a zeigt die Stirnwand der zylindrischen Hohlkathode, die in Fig. 1b im Vertikalschnitt dargestellt ist. Der untere erweiterte Teil des Schlitzes kann durch eine Blende abgedeckt werden. *D* ist ein Eisentrog im Innern der Hohlkathode, um auch Glimmladungen in Metalldämpfen erzeugen zu können.

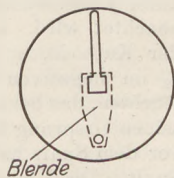


Fig. 1a.

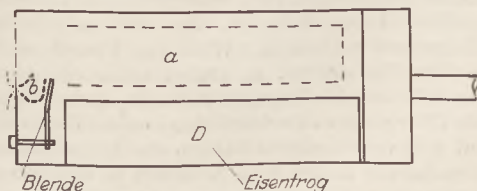


Fig. 1b.

D nimmt dann das zu verdampfende Metall auf. Zur Erhitzung des Troges ist um die ganze Kathode mit Hilfe von Glimmer ein elektrischer Ofen aus Chromnickelheizdraht gewickelt, womit sich Temperaturen von 800° bis 900°C erzielen lassen. Das reichte bisher aus, um die Metalle Li, K, Na, Mg, Ca, Sr, Cd, Hg, Tl, Pb hinreichend zu verdampfen. Durch den schmalen Spalt findet eine genügend langsame Diffusion des Dampfes statt. Im Innern der Kathode herrscht ca. 1 mm Hg-Druck, der teils von der Heizung, teils auch durch Verdampfung des Metalls durch die im

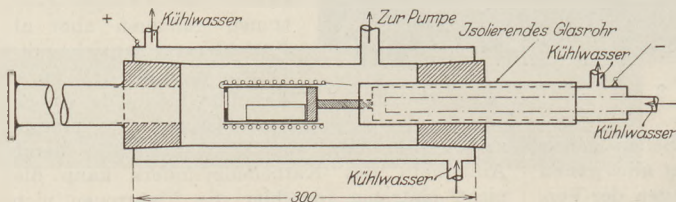


Fig. 2.

Kathodenfall beschleunigten positiven Ionen erzeugt wird. Der aus dem Spalt im Wege des Spannungsabfalls heraustretende Metalldampf schlägt sich an der Innenwand der wassergekühlten Anode nieder (Fig. 2). Es läßt sich demnach ohne Unterbrechung der Entladung das übrige Gas aus dem Rohr mittels Hochvakuum-pumpen entfernen, so daß schließlich eine stationäre Glimmentladung im reinen Metalldampf ohne Zusatzgas vorhanden ist.

Die aus dem Spalt der Hohlkathode austretende Lichterscheinung zeigt eine photographische Aufnahme (Fig. 3). Erzeugt man von dem leuchtenden Spalt ein Spektrum, so ist das Aussehen der Spektrallinien je nach ihrer Lage im Spalt sehr verschieden. Der Grund hierzu liegt in der Tatsache, daß jede Linie gleichzeitig unter verschiedenen Anregungsbedingungen beobachtet wird. *a* ist das Leuchten im Innern der Kathode, *a*₁ im kathodischen Dunkelraum, *a*₂ im negativen Glimmlicht; *b* ist das Spaltleuchten, das bei höherem Druck (1 bis 4 mm Hg) seinen Ursprung hinter, bei niedrigeren Drucken vor dem Spalt hat. *c* ist das Leuchten vor dem Spalt. Die Lichtanregung geht in der Zone *a* und *b* unter völlig gleichem Dampfdruck und gleichem Gehalt des leuchtenden Metalldampfes an künstlichen und natürlichen Verunreinigungen. Der Unterschied der beiden Spektren *a* und *b* läßt sich nach SCHÜLER am einfachsten erklären, wenn man die beiden möglichen idealen Grenzfälle in Betracht zieht. Einmal können sich in einem feldfreien Raum sehr geringen Druckes positive Ionen befinden, die sich mit freien Elektronen verbinden. Wird der Prozeß nicht anderweitig gestört, so sendet solch ein Atom ein einfaches „Einfangungs-Normalspektrum“ aus. Die Übergangswahrscheinlichkeiten des Elektrons auf den verschiedenen Bahnen des beobachteten Metallatoms finden ihren Ausdruck in den Intensitäten der Linien eines solchen Spektrums. Andererseits wird bei bestimmtem Druck und

bestimmter Temperatur ein Gas durch einen Elektronenstrom zum Leuchten angeregt, der eine bestimmte Dichte hat, jedoch nur solche maximalen Elektronengeschwindigkeiten aufweist, daß noch keine Ionisation der Atome auftritt. Das so entstehende „Anregungsspektrum“ hat andere Intensitäten wie das oben genannte Normalspektrum. Wenn auch in der Glimmentladung solche idealen Fälle nicht rein auftreten werden, so hat doch entsprechend den elektrischen Verhältnissen das negative Glimmlicht *a* im Innern der Kathode mehr den Charakter des „Einfangungsspektrums“, während am Spalt bei *b* eher das Anregungsspektrum vorherrscht, wenn die erforderlichen Druck-, Temperatur- und Stromdichteverhältnisse innegehalten sind, wie die Untersuchungen zeigen. Ein Vergleich der Intensitäten beider Spektren läßt einen Schluß auf die Atomvorgänge bei den Leuchtprozessen zu¹⁾.

Erwähnt sei, daß es SCHÜLER mit dieser Anordnung möglich ist, auch Moleküle durch Stöße zweiter Art zum Leuchten anzuregen, wobei sich Schlüsse auf die Anregungsenergie ziehen lassen. Zunächst wird das Spektrum des zu untersuchenden Stoffes für sich allein erzeugt; dann werden Glimmentladungen von Metalldämpfen (Li, K, Na usw.) hergestellt und diesen geringe Mengen des Stoffes beigemischt. Ein Vergleich der Intensitäten der Linien im *a* und *b*-Spektrum bzw. deren Banden oder der kontinuierlichen Spektren unter Berücksichtigung aller Versuchsbedingungen führt zu

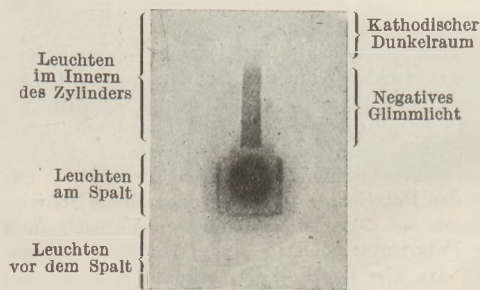


Fig. 3.

eindeutigen Schlüssen über die energetischen Anregungsbedingungen des betreffenden Stoffes.

Legt man den Spalt nicht radial in die Stirnfläche des Kathodendeckels, sondern in die Richtung einer Sehne, so kann man mit der gleichen Entladungsröhre, wie SCHÜLER zeigt, auch Stark-effekte in Gas- und Metallspektren erzeugen. Nun steigt im Innern des Spaltes das Potentialgefälle zu solchen Werten an, daß dort starke Ionisation auftritt. Zwischen Spaltbacken und Spaltmitte liegt aber fast das gesamte Potential

¹⁾ Vgl. H. SCHÜLER und K. L. WOLF, Zeitschr. f. Phys. 33, 42; 1925.

der Entladung. Die positiven Ionen werden also nach den Spaltbacken zu stark beschleunigt und lösen dort Elektronen aus, die wiederum nach Passieren des hohen Potentialgefälles mit großer kinetischer Energie in der Spaltmitte eintreffen. Hier entstehen daher jetzt Funkenspektren. Vor den Spaltbacken bilden sich starke elektrische Felder aus. In ihnen tritt der Starkeffekt nach beiden Seiten hin auf, da von der Spaltmitte der Potentialabfall nach beiden Seiten hin stattfindet. Durch Verengern des Spaltes bis auf solche Breite, daß gerade noch eine Entladung im Innern möglich ist, ließen sich Felder von 10000 bis 25000 Volt pro Zentimeter erzeugen.

A. Wenzel.

Über die visuelle Vergleichung der Intensitäten verschiedenfarbiger Lichtquellen. Orig.-Bericht von Dr. W. EWALD in Berlin.

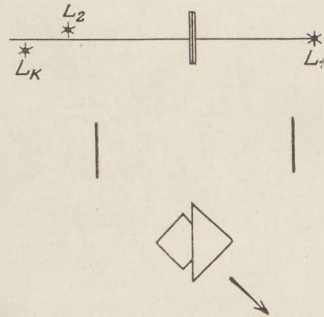
Nur das geschulte Auge eines erfahrenen Experimentators wird sich der komplizierteren Methoden der heterochromen Photometrie¹⁾ bedienen können. Der folgende Versuch zur einfachsten Intensitätsbestimmung farbiger Lichtquellen lehrt nicht nur die photometrischen Gesetze, sondern gleichzeitig den zusammengesetzten Charakter des weißen Lichtes.

Es sei z. B. eine grüne Lichtquelle auszuphotometrieren. In der Figur (Schema der Versuchsanordnung) bedeutet L_1 eine Vergleichslichtquelle. In unserem Falle sei sie als weiß angenommen. L_2 — beispielsweise eine grüne auszuphotometrierende Lichtquelle — wird, um sie mit L_1 vergleichen zu können, durch eine weitere Lichtquelle L_k komplementär ergänzt. Man kann ohne Mühe die ungefähre Komplementärfarbe angeben, in unserem Versuch ein bestimmtes Rot. Durch photographische Photometrierung²⁾ ist es möglich, sich eine Reihe verschiedenfarbiger Lichtquellen von bekannten Intensitäten zu verschaffen. Verfügen wir über mehrere solcher Lichtquellen, so können wir die zu untersuchende nahezu zu Weiß ergänzen. Der Farbunterschied ist jetzt so weit ausgemerzt, daß eine ausreichend genaue Einstellung auf Intensitätsgleichheit möglich ist. Es ist selbstverständlich, daß, wenn die Lichtquelle L_1 von anderer als weißer Farbe ist, die Farbe der Zusatzlichtquelle (evtl. mehrere Zusatzlichtquellen) so auszuwählen ist, daß jedesmal eine Annäherung an das vorhergehende Vergleichslicht geschieht, wobei natürlich das Vergleichslicht L_1 seinerseits möglichst passend auszusuchen ist. Vorteilhaft für die Untersuchungen ist es, die Vergleichslichtquelle weiß, hellgelb, hellgrün oder ähnlich zu wählen, da bei diesen Farbtönen eine genauere Einstellung möglich ist als bei dunkleren, wie roten, blauen u. ä.

¹⁾ Vgl. A. KOHLRAUSCH, Licht und Lampe, S. 555, 1923. — CH. FABRY, Journ. Opt. Soc. Amer. 10, 521—548, 1925. — J. FLÜGGE und W. EWALD, Zeitschr. f. Phys., 33, 325—332; 1925 u. a.

²⁾ J. FLÜGGE und W. EWALD, l. c.

L_k , die Zusatzlichtquelle (vgl. die Figur), wird je nach ihrer Intensität und der von L_2 solange gegen letztere und schließlich beide gemeinsam verschoben, bis den Photometerwürfel dieselbe Lichtfarbe und Lichtintensität wie von L_1 trifft. Die Intensitäten addieren sich einfach und mit Hilfe der bekannten photometrischen Gesetze ist die gesuchte Intensität leicht zu ermitteln. Es mag noch angedeutet werden, daß



Versuchsanordnung zur Photometrierung verschiedenfarbiger Lichtquellen mit Hilfe ihrer Komplementärfarben.

sich die Methode in den Fällen besonders empfiehlt, wo nur geringe Lichtstärken vorhanden sind, da durch die Zusatzlichtquelle die Helligkeit erheblich erhöht wird.

Legt man Wert darauf, die kleinen Farbdifferenzen von L_1 und $L_2 + L_k$ zu berücksichtigen, so lassen die speziellen Methoden der heterochromen Photometrie noch genauere Bestimmungen zu.

Die Stereo-Projektion von Kristallgittern. Orig.-Bericht von S. v. OLSHAUSEN in Göttingen.

Wer jemals in die Lage versetzt war, sich den Aufbau von Kristallgittern lediglich auf Grund der in Büchern enthaltenen Beschreibungen klarzumachen, wird die Schwierigkeit, eine anschauliche Vorstellung zu gewinnen, auch dann lebhaft empfunden haben, wenn den Beschreibungen Zeichnungen beigegeben waren; denn auch der besten Zeichnung fehlt die plastische Wirkung. Auch der Lehrer, der seinen Schülern eine klare Anschauung der Strukturen vermitteln möchte, steht vor einer schweren Aufgabe. Die Benutzung räumlicher Gittermodelle soll diese Aufgabe erleichtern. Es ist auch keine Frage, daß derjenige, der solche Modelle in die Hand nehmen und sich in Muße mit ihnen beschäftigen kann, von ihnen den größten Nutzen hat. In diese Lage kommen aber nur wenige, und die Vorführung der Modelle vor einem größeren Zuschauerkreise gewährleistet bei etwas verwickelteren Formen keineswegs ein leichtes und sicheres Verständnis.

Um diese Schwierigkeit für Lehrer und Lernende zu überwinden, hat nun Herr Professor

M. BORN · Göttingen die Vorführung plastischer Bilder nach einem altbekannten Verfahren anregt.

Die Firma Spindler & Hoyer in Göttingen fertigte daraufhin Aufnahmen von Gittermodellen an, deren Projektion plastisch wirkende Bilder ergibt. Es wurden Stereoskopaufnahmen im Format 9×12 cm hergestellt; auf einer Platte befinden sich also die beiden Bilder des Modells nebeneinander. Hiervon wurden Diapositive an-

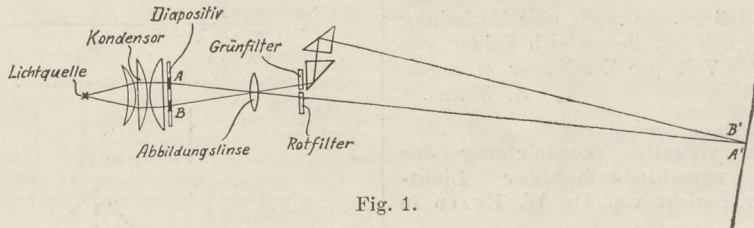


Fig. 1.

Prismas werden die beiden farbigen Bilder auf dem Schirm einander überlagert. Bei Verwendung einer Grün-Rot-Brille sieht man jetzt durch das grüne Glas nur das grüne, durch das rote Glas nur das rote Bild und beim Gebrauch beider Augen ein weißes Bild des Modells, das dabei körperlich im Raume zu schweben scheint. Die Brillengläser müssen natürlich so angeordnet sein, daß die Farbe des Glases vor dem linken und

immer die Beschreibung liefern; die Bilder sollen die Beschreibung nicht ersetzen, sondern sie nach der Seite der Anschauung und Vorstellung ergänzen und beleben, und für diesen Zweck leisten sie wertvolle Dienste.

Die Einzelheiten der Prismenkombination sind aus Fig. 2 ersichtlich. Ein senkrecht stehender Schirm *S* auf Normalstift ist mit einer rechteckigen Öffnung versehen, die durch einen zur Hälfte roten (*r*), zur Hälfte grünen (*g*) Glasfilter verschlossen wird. Eine an dem Schirm befestigte wagerechte Platte *P* trägt ein feststehendes Prisma p_1 und ein um eine senkrechte Achse drehbares Prisma p_2 . Die Drehung wird durch eine Schraube *s* mit Gegenfeder bewirkt und durch einen langen Hebel *h* auf den Zapfen des Prismenhalters übertragen. Die Hypotenusenfläche der Prismen ist versilbert.

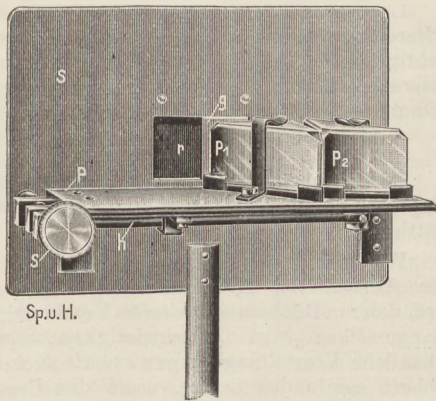


Fig. 2.

rechten Auge der Farbe entspricht, in der das linke und rechte Stereoskopbild auf dem Schirm erscheint.

Gegen die Stereoprojektion von Kristallgittern läßt sich einwenden, daß die Bilder streng genommen nur von einer einzigen Stelle aus, also nicht gleichzeitig von einem größeren Kreise von Zuschauern völlig verzerrungsfrei gesehen werden können. Es könnte also z. B. einem Zuschauer ein Winkel, der ein rechter sein müßte, etwa unter 80° erscheinen. Dieser Einwand ist jedoch bei dem Zweck, dem die Bilder dienen sollen, gegenstandslos; die genauen Einzelheiten des Gitteraufbaues muß natürlich

Von folgenden Gittertypen sind bisher Diapositive hergestellt worden:

1. Kubisch, körperzentriertes Gitter,
2. " Cäsiumchlorid-Typ,
3. " Steinsalz-Typ,
4. " Diamant-Typ,
5. " Zinkblende-Typ,
6. " Flußspat-Typ,
7. " Cuprit-Typ,
8. " Pyrit-Typ,
9. Tetragonal, Rutil-Typ,
10. " Anatas,
11. Hexagonal, Wurtzit-Typ,
12. Trigonal, Graphit (nach DEBYE-SCHERRER),
Fig. 3,
13. " Kalkspat-Typ,
14. Rhombisch, Aragonit.

Die Atome verschiedener Elemente sind in den Bildern durch Zeichnung und Größe voneinander unterschieden. Soweit es zur Erleichterung der Übersicht wünschenswert erschien, sind die Elementarparallelepipede in den Atomgittern abgegrenzt worden (Fig. 3).

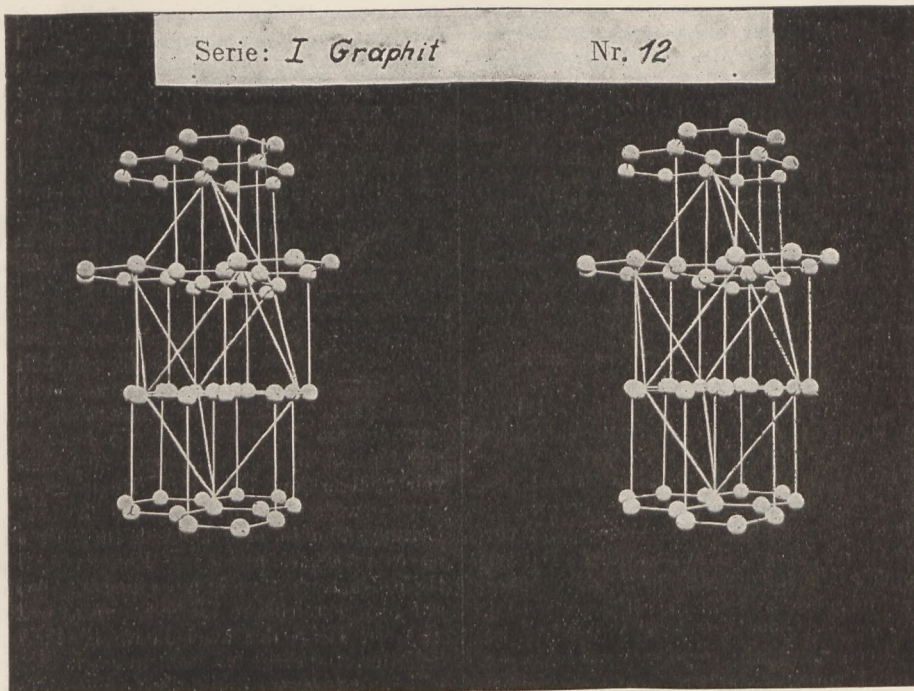


Fig. 3.

Der Akkumulatorenladestöpsel. Orig.-Bericht von ERHARD KREBS in Augsburg.

Die Aufladung kleiner Akkumulatorenbatterien bereitet wegen der damit verbundenen nicht unbeträchtlichen Unkosten und der vielen Unannehmlichkeiten recht häufig Ärger und Verdruß. Die Ladung der Akkumulatoren durch Ladestationen außerhalb des Hauses ist auch wegen der damit verbundenen Transportschwierigkeiten und wegen der Unmöglichkeit, die Ladung zu überwachen, nicht gerade verlockend. Die Ladung aus dem Starkstromnetz an Ort und Stelle, soweit überhaupt Gleichstrom vorhanden ist, würde an und für sich der beste Ausweg sein, wenn die tatsächlichen Stromkosten nicht so hoch anwachsen wollten.

Bei Wechselstromanschluß besorgt eine kleine Gleichrichteranlage ohne viel Mühe die Aufladung. Da hier der Netzstrom passend herabtransformiert wird, stellen sich die Ladekosten, wenn der Nutzeffekt des Gleichrichters gut ist, nicht gar zu hoch. Wird aber aus dem Gleichstromnetz geladen, das vielleicht gar noch eine Spannung von 220 Volt hat, dann muß der allergrößte Teil der verfügbaren Spannung nutzlos vernichtet werden. Diese so in den Vorschaltwiderständen vernichtete elektrische Energie muß aber bezahlt werden.

Wie verlustbringend eine solche Akkumulatorenladung arbeitet, mag folgende Überschlagerrechnung zeigen:

Es soll eine 4-Volt-Batterie von etwa 30 Amperestunden Kapazität aus dem Gleichstromnetz aufgeladen werden. Dabei bleibt ohne Berücksichtigung,

ob Lichtstrom oder der billigere Kraftstrom dafür zur Verfügung steht. Es soll lediglich gezeigt werden, wieviel elektrische Energie nutzlos in den Vorschaltwiderständen vernichtet werden muß im Gegensatz zu der tatsächlich zur Aufladung nutzbar verwendeten Energie.

Zur Aufladung der erwähnten 4-Volt-Batterie sind, von Verlusten in der Batterie selbst abgesehen, rund 6600 Wattstunden dem Gleichstromnetz zu entnehmen und auch zu bezahlen. Davon werden nicht weniger als 6420 Wattstunden, rund gerechnet, durch die Vorschaltwiderstände zu vernichten sein. Der Batterie selbst kommen etwa 180 Wattstunden zugute.

Bei einer Netzspannung von 110 Volt liegen die Verhältnisse etwas günstiger; trotzdem ist diese Art der Batterieladung unter allen Umständen sehr unwirtschaftlich.

Die Verwendung kleiner rotierender Umformer wäre an sich sehr zu empfehlen. Solche Maschinen sind aber keineswegs billig, wenn sie ihrem Zwecke gut entsprechen sollen; sie verlangen aber immerhin auch eine gewisse Pflege und unter Umständen teure Reparaturen.

Vielfach ist in letzter Zeit empfohlen worden, kleine Akkumulatoren aus dem Gleichstromnetz derart zu laden, daß man sie mit den Verbrauchsapparaten, wie elektrischen Lampen, Bügeleisen usw. hintereinander in das Leitungsnetz einschaltet. Entweder muß zu diesem Zwecke die Leitung getrennt und ein Zwischenschalter eingebaut werden, was in Privatanlagen nach den Vorschriften der Elektrizitätswerke nur von einem zugelassenen Installateur geschehen darf und

immerhin mit Unkosten verbunden ist, oder, und das ist jedenfalls die einfachere und billigere Lösung, man bedient sich zur Serienschaltung des „Akkumulatorenladestöpsels“.

Der „Akkumulatorenladestöpsel“, der durch ein D.R.P. und D.R.G.M. geschützt ist, hat im wesentlichen die Form eines Einschraubstöpsels, mit dem Unterschied, daß im Innern der Stromkreis unterbrochen ist und in der Unterbrechungsstelle zwei Paare Steckerbuchsen liegen, in welche die zu ladende Batterie eingeschaltet wird. Weiterhin besitzt der Ladestöpsel einen besonders ausgebildeten Schraubfuß, sowie einen höheren inneren Gewinding, weil die normierten Gewinderinge das Einsetzen des vorschriftsmäßigen Schmelzstöpsels nicht gestatten.

Der Akkumulatorenladestöpsel wird an die Stelle der vorher herausgeschraubten Sicherung eingesetzt und die Sicherung selbst darauf in den inneren Gewinding des Ladestöpsels eingeschraubt. An der Sicherung ist also gar nichts geändert worden, sie bleibt vorschriftsmäßig bestehen. Die zu ladende Batterie wird nunmehr, nachdem die Polarität der Steckerbuchsen im Ladestöpsel ein für allemal etwa mit mit Polreagenzpapier festgestellt worden ist, mittels Stecker, richtig gepolt, angeschlossen. Wenn nun Stromverbraucher, etwa Glühlampen, eingeschaltet werden, so durchfließt deren Strom auch die mit ihnen in Serie geschaltete Akkumulatorenbatterie und ladet sie auf. An den Glühlampen herrscht allerdings ein kleiner Spannungsabfall, der der Gegenspannung der Akkumulatorenbatterie entspricht, also nur einige Volt beträgt und praktisch der Helligkeit der Glühlampen keinen Eintrag tut.

Die Ladestromstärke der Batterie hängt jetzt natürlich von der Strombelastung des Leitungszweiges ab, in den sie eingeschaltet ist, wird aber selten über einige Ampere hinausgehen. Es ist für den Akkumulator nur von Vorteil, wenn die Ladung mit geringer Stromstärke erfolgt. Der Ladestrom kostet so tatsächlich gar nichts. Wird der Akkumulator abgeschaltet, dann werden die beiden Steckerbuchsen durch einen Durchschaltstecker überbrückt. Eine besondere Zusammenstellung des Ladestöpsels mit einem Anschlußkabel und einem Kreuzschalter gestattet, mit einer Schalterdrehung die Batterie von der Starkstromleitung zu trennen und zugleich die nun freien Steckerbuchsen zu überbrücken.

Der Akkumulatorenladestöpsel muß aber nicht etwa immer in ein Sicherungselement eingeschraubt werden. Man kann ihn auch ebensogut in eine beliebige normale Lampenfassung

einsetzen. Dadurch ist es möglich, den Verbrauchsstrom einer einzigen Lampe oder einer in einem Beleuchtungskörper zusammengefaßten Lampengruppe zur Aufladung auszunutzen, und zwar unter Umständen noch näher am Arbeitsort der Batterie. Dadurch kann allen Sonderwünschen Rechnung getragen werden. Gerade zur Aufladung der kleinen Taschenlampenakkumulatoren, die nur mit sehr geringer Stromstärke geladen werden dürfen, wenn sie nicht in kurzer Zeit unbrauchbar sein sollen, ist diese Einschaltmöglichkeit, bei der etwa nur eine einzige Lampe, z. B. Tischlampe, in Betrieb ist, recht angenehm.

Mit Batterieladung ist aber die Verwendbarkeit des Akkumulatorenladestöpsels keineswegs erschöpft. Da er im Grunde genommen ein Instrument zum Hintereinanderschalten darstellt, kann er im Laboratorium wie bei elektrisch-physikalischen Demonstrationen zum Einschalten von Meßgeräten, Schaltern, Regulier- und Belastungswiderständen, zum Einschalten ganzer Leitungsteile in eine Speiseleitung dienen. So ist es möglich, aus einer Lampenfassung mit Hilfe des Ladestöpsels auf eine sonst so bequem gar nicht erreichbare Weise Strom zu entnehmen und mit Hilfe der zwei Paare Steckerbuchsen Schalter, Amperemeter, Belastungs- und Regulierwiderstände rasch und mühelos zum Verbrauchsapparat in Serie zu schalten.

Die Verwendungsvielseitigkeit dieser Schaltungen weiß der am meisten zu schätzen, der häufig, sei es im Laboratorium oder im Demonstrationsversuchsaufbau, das Zusammenschalten von Apparaten mit einer Reihe von Hilfsgeräten auszuführen hat.

Eine Selbsterstellung dieses an sich so einfachen Apparate wird allerdings daran scheitern, daß die nötigen Einzelteile, wie vor allem die Gewinderinge, in den nötigen Abmessungen nicht im Handel zu haben sind, während die in Fassungen und ähnlichen Installationsmaterialien eingebauten Gewinderinge für diesen Zweck zu niedrig sind. Die Selbsterstellung lohnt sich aber auch im Hinblick auf den billigen Preis des Akkumulatorenladestöpsels gar nicht.

Anmerkung der Schriftleitung. Die Prüfabteilung der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht hat den beschriebenen Akkumulatorenladestöpsel ausgeprobt und seine gute Verwendbarkeit für Schulen festgestellt. Die einschlägigen Geschäfte liefern das Gerät für etwa 3 Mk. Größere Sammelbestellungen kann der Verfasser mit erheblichem Rabattsatz selbst ausführen.

2. Forschungen und Ergebnisse.

Ein experimenteller Nachweis der Raumladung¹⁾.

Nachdem W. SCHOTTKY schon 1914 auf das Vorhandensein eines Raumladungseffektes, d. h.

¹⁾ Nach A. WEHNELT und H. BLEY, Zeitschr. f. Phys. 35, 338; 1926.

eines Potentialminimums gegen die Kathode, das durch eine die Glühkathode im Vakuumrohr umgebende Elektronenwolke hervorgerufen wird, hingewiesen hatte, haben M. v. LAUE u. a. eine allgemeine Gleichung für den Stromübergang im Hochvakuum theoretisch abgeleitet von der Form:

$$i = J \cdot e^{-\frac{e}{kT} \cdot \varphi}$$

worin der durch die Richardsonsche Gleichung für den Sättigungsstrom

$$J = a \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{b}{T}}$$

(a und b Konstante, T die absol. Temp.)

gegeben ist, e die Elementarladung, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur

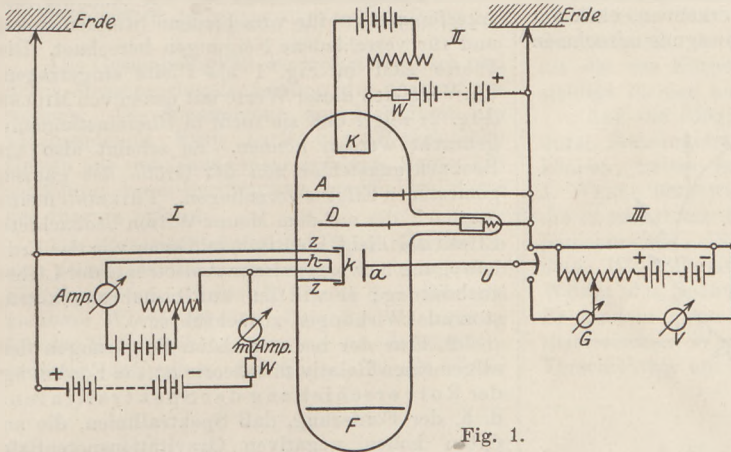


Fig. 1.

und φ das durch die Elektronenwolke bedingte negative Potential gegen die Kathode ist.

Daß der Stromübergang tatsächlich diesen Formeln genügt, vermochten A. WEHNELT und H. BLEY¹⁾ zu zeigen. Sie bedienten sich dabei

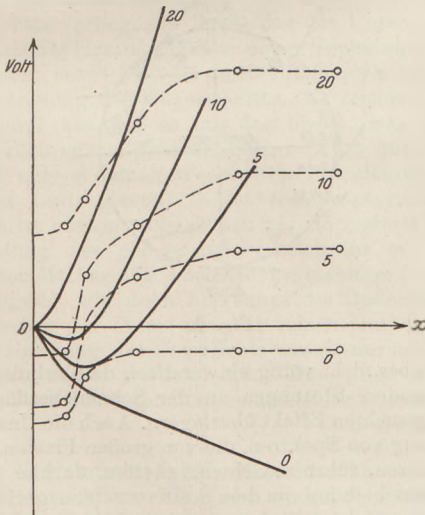


Fig. 2.

der Versuchsanordnung nach dem Schaltbild, Fig. 1. Der Raumladungsstrom geht von der Kathode k nach der Anode a über. Die Glühkathode k , die vom Stromkreis II gespeist wurde,

¹⁾ Nach A. WEHNELT und H. BLEY, Zeitschr. f. Phys. 35, 338; 1926.

sendet durch die verschiebbaren Diaphragmen A und D einen ganz feinen Kathodenstrahl zwischen den ebenen Elektroden k und a hindurch. Die Heizung der Kathode k gegenüber von a geschieht durch Elektronenbombardement, um elektromagnetische Einflüsse zu vermeiden. Die Elektronen wurden durch Glühen des zickzackförmigen Wolframdrahtes h , der vom Stromkreis I gespeist wird und gegen den Innenraum des Vakuumrohres durch den Zylinder z abgeschirmt

ist, erzeugt und mit Spannungen von 3000 bis 10 000 Volt gegen das 0,02 mm dicke Platinblech k geschleudert, wodurch dieses zum Glühen gebracht wird. Der Abstand $k-a$ beträgt bei den einzelnen Versuchsreihen 10, 12 und 15 mm. Die auf k befindliche dünne Schicht von Erdalkalioxyden sendet im Glühzustand Elektronen aus. Der Elektronenstrom $k-a$ wird durch Anlegen der Spannungen von 0—100 Volt (Batteriekreis III) gesteuert. Der von k (Stromkreis II) durch A und D

isolierte feine Kathodenstrahl wird zwischen k und a abgelenkt und trifft dann auf den Fluoreszenzschirm F , auf dem die Ablenkungen gemessen werden für verschiedene Spannungen zwischen k und a .

Die von WEHNELT und BLEY erzielten Ergebnisse stimmen mit den theoretisch zu erwartenden Verhältnissen gut überein. Wie Fig. 2 zeigt, in der x den Abstand von der Kathode angibt, tritt bei 5 Volt Spannung zwischen $k-a$ der Raumladungseffekt deutlich auf, da wir anfangs negative Raumladung haben und erst in größerem Abstand x von der Kathode zu positiven Spannungen gelangen. Auch bei 10 Volt tritt der Effekt noch in die Erscheinung, während er bei 20 Volt nahe an der Kathode nur schwach angedeutet ist. Bei höheren Anodenspannungen ist er nicht mehr vorhanden. Liegt keine Spannung zwischen k und a , so nimmt die negative Raumladung mit zunehmendem x noch zu (0-Kurve). Gestrichelt eingezeichnet ist für verschiedene V das Spannungsgefälle zwischen k und a ($\frac{\partial \varphi}{\partial x}$), das hier nicht, wie bei der ähnlichen Braunschen Röhre, linear ist. A. Wenzel.

Neuere experimentelle Ergebnisse zur Relativitätstheorie¹⁾.

1. Das Relativitätsprinzip hat bekanntlich seine Stütze in dem durchweg negativ ausge-

¹⁾ Nach HANS THIRRING, Die Naturwissenschaften 14, 111, 1926 und Zeitschr. f. Physik 35, 723, 1926.

fallenen Versuchen, einen Einfluß der Fortbewegung der Erde auf optische und elektromagnetische Vorgänge nachzuweisen. H. A. LORENTZ hatte auf Grund der Versuche von MICHELSON aus den Jahren 1881 und 1887 die Theorie aufgestellt, daß durch die Relativbewegung der Erde zum Äther, den er als ruhend annahm, die Längen des Apparats eine Kontraktion erführen. Nur so konnte er seine auf der Fresnelschen Theorie des ruhenden Äthers aufgebaute Elektronentheorie stützen und brauchte nicht die STOCKESsche Hypothese anzuerkennen, nach der die Erde den Äther bei ihrer Bewegung mitnehmen

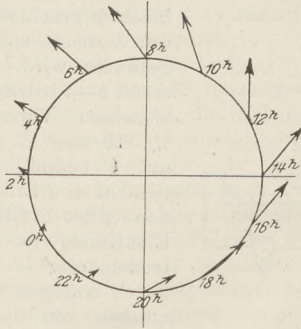


Fig. 1.

soll, zumal letztere auch sonst noch Schwierigkeiten bot. Hatte doch das Fizeausche Mitführungsexperiment den Beweis dafür erbracht, daß die bewegte ponderable Materie dem hindurchgehenden Licht nur einen kleinen Teil seiner Geschwindigkeit mitzuteilen vermag. MORLEY und MILLER haben dann 1904 und 1905 die Michelsonschen Versuche mit einem verfeinerten Apparat wiederholt, aber stets ebenso wie MICHELSON mit negativem Ergebnis. Sie schlossen daher, daß eine eventuell vorhandene Relativbewegung zwischen Erde und Äther (Ätherdrift) höchstens eine Geschwindigkeit von 3,5 km/sec haben kann (Grenze der Leistungsfähigkeit ihrer Apparatur).

Im Jahre 1921 hat nun MILLER seine lang gehegte Absicht ausgeführt und den Versuch nochmals in 1800 m Höhe auf dem Mount Wilson wiederholt. Diesmal war das Ergebnis positiv und ergab eine Ätherdrift von etwa 9 km in der Sekunde, während Kontrollversuche an dem früheren Versuchsort Cleveland (Ohio) wiederum negativ ausfielen. 1924 auf dem Mount Wilson wiederholte Versuche führten zu dem gleichen positiven Ergebnissen wie 1921.

Mit diesem Ergebnis scheint der Relativitätstheorie der Todesstoß versetzt und die Stokesche Theorie gestützt zu sein. Wie aber THIRRING ausführt, ist dies nur scheinbar der Fall. Denn eine eingehende Analyse der Millerschen Ergebnisse, wie sie THIRRING in der zweitgenannten Arbeit durchführt, beweist, daß die obige Schlußfolgerung zum mindesten sehr verfrüht ist. Denn einmal läßt sich MILLERS Wert (9 km/sec) nicht mit den Ergebnissen der Stokeschen

Theorie des mitgeführten Äthers in Einklang bringen. Nach dieser Theorie kann der Gradient der Relativbewegung zwischen Erde und Äther nicht so groß sein, daß er in der Höhe des Mount Wilson schon 9 km in der Sekunde betragen kann. Andererseits muß die einer Beobachtung zugängliche Ätherdrift während eines Tages merklich konstant sein und gegen den Fixsternhimmel konstante Richtung haben. Hiernach hat THIRRING den Gang der theoretisch zu erwartenden Interferenzverschiebungen als Funktion des Azimuts des Interferometers für verschiedene Stundenwinkel und für verschiedene Neigungen berechnet. Die Werte sind in Fig. 1 als Pfeile eingetragen. Ein Vergleich dieser Werte mit denen von MILLER (Fig. 2) zeigt, daß sie nicht in Übereinstimmung gebracht werden können. Es scheint also ein Beobachtungsfehler von der Größe des ganzen gemessenen Effekts vorzuliegen. THIRRING meint demnach, der auf dem Mount Wilson beobachtete Effekt sei nicht identisch mit einer von der Erdbewegung hervorgerufenen Anisotropie der Lichtausbreitung; er will ihn auf bisher ungeklärte störende Wirkungen zurückführen.

2. Eine der bedeutendsten Folgerungen der allgemeinen Relativitätstheorie ist die Forderung der Rotverschiebung der Spektrallinien, d. h. der Forderung, daß Spektrallinien, die an Orten hohen negativen Gravitationspotentials emittiert oder absorbiert sind, eine um ein Geringes größere Wellenlänge haben müssen als die gleichen Linien irdischer Lichtquellen. Nun schienen zwar die Ergebnisse der Beobachtungen an der Sonne zugunsten der Relativitätstheorie zu sprechen. Sie

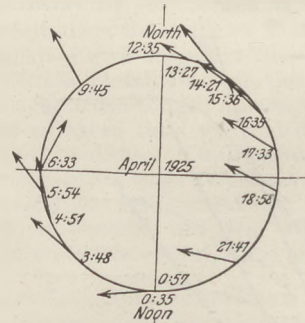


Fig. 2.

sind aber nicht völlig einwandfrei, da Turbulenz und andere Störungen an der Sonnenoberfläche den gesuchten Effekt überlagern. Auch die Untersuchung von Spektren, die von großen Fixsternen herrühren, führt zu Schwierigkeiten, da hier die Rotverschiebung von dem positiven oder negativen Dopplereffekt überlagert wird. Erst die Beobachtung des Lichtes von Doppelsternen führt zu einem einwandfreien Ergebnis.

Als Beispiel führt THIRRING den Sirius mit seinem lichtschwachen Begleiter an, dessen Durchmesser nur drei Erddurchmesser beträgt, dessen Masse sich zu der des Hauptsterns wie 1:3 verhält, dessen Dichte aber nach Angaben von EDDINGTON etwa 53 000 betragen soll.

Diese extrem hohe Dichte berechnet sich folgendermaßen. Die Bestimmung der Masse erfolgt nach dem dritten Keplerschen Gesetz durch Beobachtung der Umlaufzeit und durch Messung des Bahndurchmessers und der gegenseitigen Radialbeschleunigungen der beiden Komponenten des Doppelsternes. Der Durchmesser der Komponenten wird bestimmt durch die Abschätzung der Oberfläche des Sternes aus der Beziehung:

$$\text{Oberfläche} = \frac{\text{Gesamthelligkeit}}{\text{Helligkeit pro Flächeneinheit}}$$

Die Gesamthelligkeit wird photometrisch und durch Messung der Entfernung des Sternes gewonnen. Die Bestimmung der Helligkeit pro Flächeneinheit kann nach dem Planckschen Gesetz aus der Temperatur erfolgen, deren Abschätzung durch Bestimmung der Spektralklasse des Sternes erfolgt.

Die Rotverschiebung der Spektrallinien in dem hohen Gravitationsfeld dieses lichtschwachen Siriusbegleiters (Sirius B) muß demnach gut meßbare Werte ergeben. Die Rotverschiebung für den Sirius selbst (A) ist nur von der Größenordnung derjenigen der Sonne, bleibt daher

unterhalb der bei Fixsternen erreichbaren Beobachtungsgrenze. Die auftretende Linienverschiebung setzt sich zusammen aus dem periodischen Anteil, der von dem vom Umlauf beider Körper herrührenden Dopplereffekt stammt, aus dem Anteil, der seine Ursache im Dopplereffekt der Translationsbewegung des ganzen Systems hat, und aus der Einsteinschen Rotverschiebung. Die ersten beiden Anteile lassen sich durch Bildung der Differenz der Linienverschiebungen beider Komponenten des Systems eliminieren. Der Rest ist die Rotverschiebung des Sirius B, da die des Sirius A viel kleiner als die des Körpers B ist, demnach unberücksichtigt bleiben kann.

Auf die Möglichkeit, die Rotverschiebung durch Messungen am Siriusbegleiter prüfen zu können, haben zuerst K. F. BOTTLINGER und J. WEBER hingewiesen, worauf EDDINGTON 1924 die zu erwartende Rotverschiebung zu etwa 0,30 Å berechnet hat. 1925 hat dann W. S. ADAMS mit dem 100-zölligen Spiegelteleskop des Mount Wilson das Spektrum des Sirius B untersucht. Er fand in guter Übereinstimmung mit obigem theoretischen Wert bei mehreren Linien eine Verschiebung um 0,32 Å. *A. Wenzel.*

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Planimetrie. Mit einem Abriß über die Kegelschnitte. Ein Lehr- und Übungsbuch zum Gebrauche an technischen Mittelschulen von A. HESS. 3. Aufl. Berlin 1925, Julius Springer. IV, 146 S. mit 206 Abb. RM. 4.50.

Das vorliegende Buch, das der Unterrichtspraxis des Herausgebers an einem Technikum entstammt, entwickelt die ganze Planimetrie bis zur Behandlung der Kegelschnitte. Es zeichnet sich dadurch aus, daß es nur das bietet, was auch wirklich später gebraucht wird. Alles übrige — und wieviel enthalten so manche Schullehrbücher noch heute davon! — ist restlos ausgemerzt. Das ist ebenso zu begrüßen wie die restlose Verbindung des geometrischen Zeichnens mit der reinen Mathematik und ihre gegenseitige Durchdringung, wie denn überhaupt die Beziehungen zwischen der Praxis und der reinen Mathematik zur Belebung des Unterrichts soweit nur möglich herangezogen worden sind. Das alles macht das Buch für jeden Mathematiklehrer lesenswert. *A. Wenzel.*

Trigonometrie für Maschinenbauer und Elektrotechniker. Ein Lehr- und Aufgabenbuch für den Unterricht und zum Selbststudium von A. HESS. 5. verbesserte Auflage. Berlin 1926, Julius Springer. VI, 132 S. mit 120 Abb. RM. 3.90.

Im Gegensatz zu vielen anderen Lehrbüchern wird in vorliegendem Buch das Hauptgewicht auf methodische, nicht auf streng systematische Entwicklung gelegt. Auch tritt das Rechnen mit den natürlichen Werten der trigonometrischen Funktionen in den Vordergrund. Verf. hält das

für methodisch besser, als die Aufmerksamkeit der Schüler über die direkten Funktionen hinweg auf eine zweite Funktion, den Logarithmus der trigonometrischen Funktionen, zu lenken. Zur Vereinfachung der Rechnung sind mit Vorteil abgekürzte Rechnungsarten eingeführt. Die graphische Darstellung der trigonometrischen Funktionen ist mit allen Anwendungen besonders ausführlich behandelt. Daß die Übungsaufgaben fast durchweg der Gedankenwelt des Technikers entnommen sind, macht das Buch nur noch wertvoller, verleihen doch gerade die Anwendungen der reinen Mathematik im Unterricht erst Fleisch und Blut. So ist das vorliegende Buch eine kurze, aber sehr brauchbare Einführung in die Trigonometrie, die in ihrer kurzen Fassung dem Lernenden reichlich Gelegenheit bietet, selbsttätig zu arbeiten. *A. Wenzel.*

Nomographische Tafeln für den Gebrauch in der Radiotechnik von LUDWIG BERGMANN. 2. vermehrte Aufl. VIII, 86 S. mit 53 Textabb. u. 2 Tafeln. Berlin 1926, Julius Springer. (Bibliothek des Radioamateurs, Bd. 8.) RM. 2.70.

In der Radiotechnik ist der Gebrauch mathematischer Formeln erforderlich zur Errechnung mancher Größen. Die numerische Lösung ist oft nicht so einfach. Viel bequemer ist die Entnahme der gesuchten Größe aus Tabellen oder genauer noch aus graphischen Darstellungen, den sog. nomographischen Tafeln. Hierzu leitet das vorliegende Buch an und bietet Tafeln, die vom Leser ohne weiteres zur Berechnung verwandt werden können. Dem mathematisch etwas geschulten Leser zeigt

es, wie die Tafeln entstanden sind, und wie man solche für alle möglichen Zwecke selbst entwerfen kann. Vorausgesetzt werden nur die Grundrechnungsarten und das Rechnen mit Logarithmen. Behandelt werden u. a. die Funktionsleiter und Doppelleiter für die Darstellung einer Veränderlichen, die logarithmische Funktionsleiter, Netztafeln, Fluchttafeln aus drei parallelen Funktionsleitern, Nomogramme für mehr als drei Veränderliche, Nomogramme mit andern Lagen von drei gradlinigen Funktionsleitern, sowie verschiedene andere Nomogramme. Diese Anleitung zum Gebrauch nomographischer Tafeln ist sinngemäß für alle Gebiete der Physik brauchbar; daher kann ihr Studium jedem, der die Nomographie noch nicht kennt, empfohlen werden.

A. Wenzel.

Handbuch der Physik. Herausgegeben von H. GEIGER und KARL SCHEEL. Band X: **Thermische Eigenschaften der Stoffe**, redigiert von F. HENNING. Berlin 1926, Julius Springer. VIII, 486 S. und 207 Abb. Preis brosch. RM. 35.40, geb. RM. 37.50.

Wenn von einem Handbuch der Physik die Rede ist, denkt jeder Physiker an das bekannte WINKELMANNsche Handbuch, das früher von großer Bedeutung war. Die rapide Entwicklung der Physik in den letzten 20 Jahren hat es aber mit sich gebracht, daß das WINKELMANNsche Handbuch heute in wesentlichen Teilen als veraltet betrachtet werden muß, ist seine letzte Auflage doch schon fast vor einem Vierteljahrhundert erschienen. Eine eingehende Darstellung der gesamten Physik, die in jedem Teilgebiet die gangbaren und fruchtbaren Wege sowie die Früchte der Forschung wiedergibt, fehlte vollkommen. Da ist es außerordentlich zu begrüßen, daß der Verlag Springer, Berlin, auf Anregung einiger führender Physiker es unternimmt, diese Lücke auszufüllen, trotz der gewaltigen Unkosten und Opfer, die ein solches Unternehmen mit sich bringt. Ein Stab der bekanntesten führenden Physiker hat die Redaktion der einzelnen Gruppen des auf 24 Bände von je 30 Bogen Umfang berechneten Handbuches übernommen, denen zur Bearbeitung der einzelnen Teilgebiete eine Schar ausgezeichnete Spezialisten zur Seite steht. Der Gefahr, daß das Werk aus einzelnen unzusammenhängenden Teilen besteht, ist dadurch wirksam begegnet, daß nach einem bis ins einzelne ausgearbeiteten Plan des ganzen Werkes und unter steter Fühlungnahme der Bearbeiter und Redakteure gearbeitet wird. Nur so kann eine einheitliche kritische und moderne Darstellung des Gesamtgebietes entstehen, wie sie jetzt im Erscheinen begriffen ist.

Der zuerst erschienene X. Band mit dem Untertitel „Thermische Eigenschaften der Stoffe“, den F. HENNING redigiert hat, setzt als zweiter Band der Gruppe „Wärme“ — der erste (Bd. IX) bringt die „Theorien der Wärme“ — die Grundlagen der thermodynamischen Theorien als bekannt voraus. Nur die speziellen Theorien der einzelnen Gebiete sind ausführlich

dargestellt und bilden zusammen mit den experimentellen Methoden und Ergebnissen den Hauptinhalt des Bandes. Zunächst gibt E. GRÜNEISEN ein ausführliches Bild vom Zustand und der Zustandsänderung der festen Körper. Dabei bespricht er einleitend den Aufbau der festen Körper, das kristalline Gefüge und die zwischen den Atomen wirksamen Kräfte, ein Kapitel, das besonders bezüglich der Kohäsion und der chemischen Kräfte in ihrer elektrischen Deutung noch stark in der Entwicklung begriffen ist. Besonders der Energieinhalt fester Körper wird ausführlich behandelt mit ihren Änderungen bei tiefer und hoher Temperatur. Die nun folgenden Zustandsänderungen fester Körper bringen zunächst die freie Energie und Entropie fester Körper und ihre Zustandsgleichungen. Die Veränderlichkeit der Atomfrequenzen bei Deformationen führt zur Bestimmung der adiabatischen und der isothermen Zustandsänderung, wobei die verschiedenartige Ausdehnung nichtregulärer Kristalle besonders berücksichtigt wird. Dann wird ein Zusammenhang zwischen der mittleren Schwingungsamplitude und dem Atomabstand sowie zwischen der Schmelztemperatur und dem Ausdehnungskoeffizienten und der Kompressibilität aufgezeigt. Die experimentellen Methoden zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper beschließen das erste Kapitel. Erwähnt sei hiervon besonders die Behandlung der genauesten Längenmessungen mit Hilfe der Lichtinterferenz. Den Übergang vom festen zum flüssigen oder gasförmigen Zustand schildert F. KÖRBER in dem 2. Kapitel „Schmelzen, Erstarren und Sublimieren“. Ausgehend von der Thermodynamik der Gleichgewichtskurven behandelt er die Vorgänge des Schmelzens und Kristallisierens und geht dann auf den Polymorphismus mit seinen Umwandlungserscheinungen und die Mehrstoffsysteme mit Berücksichtigung der Mischkristalle ein. Ein besonderer Abschnitt ist auch der Sublimation, ihrer thermodynamischen Erklärung und experimentellen Bestimmung gewidmet. Den „Zustand der gasförmigen und flüssigen Körper“ sowie den Übergang zwischen beiden Aggregatzuständen hat J. D. VAN DER WAALS jun. unter Betonung der klassischen Theorie seines Vaters bearbeitet. Naturgemäß nimmt darin die Zustandsgleichung und ihre Diskussion für die verschiedensten Fälle einen breiten Raum ein. Nächst den homogenen Phasen wird das heterogene Gebiet ausführlich behandelt. Das Zustandsdiagramm eines Stoffes d. h. die Fläche $f(v, p, T)$ zu bestimmen, ist Aufgabe der experimentellen Methoden. Hier spielen vor allem die Bestimmung der Isothermen und Isochoren sowie die der Temperatur eine Rolle. Daß sich alle Körper gemäß der Hauptzustandsgleichung, die für alle Stoffe dieselbe Form hat und sich für die einzelnen Stoffe nur in den Konstanten a und b unterscheidet, in thermischer Hinsicht gleich verhalten, wird sodann systematisch in dem Abschnitt über das „Korrespondenzgesetz“ ausgeführt. Die hier auftretenden „Kalorischen Größen“ wie Ausdehnungswärme, latente Verdampfungswärme u. a. folgen

mit ihrer theoretischen Bedeutung und experimentellen Bestimmung. Die Erscheinungen der Kapillarität beschließen dieses Kapitel. „Die Thermodynamik der Gemische“ in flüssiger und gasförmiger Phase behandelt PH. KOHNSTAMM und erläutert ausgehend von der allgemeinen Koexistenzgleichung für binäre Gemische zunächst die verwickelten Formen der Zustandsflächen bei binären Gemischen durch zahlreiche Abbildungen, die den Zusammenhang der thermischen Größen klar erkennen lassen. Dann geht er auf ihre analytische Behandlung unter Anwendung der Zustandsgleichung ein und endet den theoretischen Teil mit der allgemeinen Thermodynamik der Gemische bis zu den tertiären und höheren Gemischen. Die experimentellen Methoden zur Bestimmung der Eigenschaften der Gemische, die sich im allgemeinen sehr nahe denen bei Einstoffsystemen anschließen, sind nur soweit erläutert, als sie bei Mehrstoffsystemen besondere Wege gehen. Der „spezifischen Wärme“ sind mit Rücksicht auf die hohe Bedeutung, die ihr wegen ihres nahen Zusammenhanges mit den neueren physikalischen Theorien zukommt, zwei besondere Kapitel gewidmet. Im theoretischen Teil führt E. SCHRÖDINGER den Leser bis tief hinein in die Quantentheorien, wobei er nacheinander die Bedeutung und die Rolle, die die spezifische Wärme bei den Gasen in allen Temperaturgebieten, desgleichen bei festen Körpern, den Kristallen und schließlich bei Flüssigkeiten spielt, eingehend würdigt. Im experimentellen Teil gibt K. SCHEEL ein geschlossenes Bild der Methoden, die zur Bestimmung von C_p und C_v an festen, flüssigen und gasförmigen Körpern sowie von $\frac{C_p}{C_v}$ führen. Zahlenwerte für die spezifischen Wärmen beschließen dieses Kapitel. Die Thermodynamik der chemischen Prozesse ist von F. SIMON unter dem Titel „Bestimmung der freien Energie“ mit allen Mitteln der neuzeitlichen Theorie dargestellt, wobei er die experimentelle Bestimmung der Berechnung nach dem Nernst'schen Theorem vorausschickt. Den Schluß des inhaltreichen Bandes bildet das Kapitel über die „Thermodynamik der Lösungen“ von C. DRUCKER, der die Gesetzmäßigkeiten hauptsächlich der verdünnten binären und ternären Lösungen auf Grund des Gesetzes der Partialdrucke und des CLAUSIUS-CLAPEYRON'schen Gesetzes klarlegt. Ein ausführliches Sachverzeichnis ist dem Bande angehängt, das die Orientierung über Einzelheiten gut unterstützt. Überblickt man den ganzen Inhalt, so sieht man, wie die thermischen Eigenschaften auf wenige charakteristische Größen der Atome oder Moleküle zurückgeführt und in wenigen Gleichungen in Beziehung gebracht werden, wodurch die klare Darstellung wesentlich gewinnt. Der ganze Band läßt überhaupt die klare Anlage des ganzen Werkes erkennen, das in kritischer und durchaus moderner Darstellung das gesamte Gebäude der heutigen Physik umfassen wird. Wie der vorliegende Band zeigt, führt es von den Quellen der Forschung bis zu den gesicherten Punkten, die die heutige Physik

errungen hat. Dieses Handbuch ist daher dringend notwendig einerseits für die Forscher, die wohl in ihrem Spezialgebiet gut Bescheid wissen, sich aber schnell und klar über andere Gebiete der Physik orientieren wollen und müssen. Andererseits bedarf es wohl nicht des Hinweises, daß ein solches Handbuch für den Lehrer, der der Forschung nur rezeptiv gegenüberstehen kann, die Fundgrube für ein eingehendes Studium sein muß, das allein ihn befähigt, den Anforderungen, die in wissenschaftlicher Hinsicht an den Physiker gestellt werden müssen, zu genügen, sich sein Wissen zu erhalten oder es auf ein modernes Niveau zu erheben. Daher gehört dieses Handbuch in die Bücherei jedes Forschers und Lehrers der Physik, mindestens aber in die Lehrerbücherei jeder Schule.
A. Wenzel.

Repetitorium der Experimentalphysik.

Von Dr. JOHANNES WIESENT. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 86 Abbildungen und 3 Tabellen. Stuttgart 1926, Ferdinand Enke. XII + 178 Seiten.

Das Buch ist, wie schon der Titel besagt, kein Lehrbuch für Anfänger, sondern ein Wiederholungsbuch. Sämtliche Gebiete der Physik werden behandelt, und zwar vorwiegend vom Standpunkt des Experimentalphysikers. Die Darstellung ist knapp, klar und übersichtlich, so daß trotz des geringen Umfanges des Buches sehr viel Stoff geboten wird. Besonderes Gewicht wird auf die exakte Darstellung der Maßsysteme gelegt. Daß der zweite Hauptsatz in der Form ausgesprochen wird „Die Entropie des Weltalls strebt einem Maximum zu“, widerstrebt dem mehr theoretisch eingestellten Physiker, ist aber nichts für das Buch Wesentliches. Bei der Fülle des in dem Buch gebotenen Stoffes scheint es mir keineswegs nur für Pharmazeuten geeignet, für die es nach dem Vorwort bestimmt ist; es kann vielmehr allen, die die Physik nicht gerade als Hauptfach wählen, als Repetitorium bestens empfohlen werden.
E. Lamla.

K. Sumpfs Grundriß der Physik, Ausgabe

B, vorzugsweise für Realschulen und die Unterstufen höherer Realanstalten, höhere Bürgerschulen und verwandte Anstalten, herausgegeben von Dr. H. HARTENSTEIN. 9. Aufl. Hildesheim und Leipzig 1925, A. Lax. 264 S. mit 512 Textabb. und einer Spektraltafel in Farbendruck.

Die vorliegende 9. Auflage des systematisch angelegten Grundrisses unterscheidet sich von den früheren durch eine äußerliche Änderung in der Reihenfolge der Kapitel; die Wärmelehre ist vor die Optik gestellt, die spezifische Wärme nach dem Kapitel von der Ausdehnung behandelt und anderes mehr. Auch Kürzung des Stoffes ist in einzelnen Teilen vorgenommen, dafür aber andere Teile wie die Elektrizitätslehre etwas erweitert. Mehrere Verbesserungsvorschläge von Fachkollegen hat der Herausgeber mit verarbeitet, so besonders für die Elektrizitätslehre, die in den früheren Auflagen auch verbesserungsbedürftig

war. Auf die üblichen Kapitel der systematischen Physik folgt ein kurzer Abschnitt, der auf das Gesetz von der Erhaltung der Energie hinweist. Eine breitere Ausführlichkeit dieses Kapitels wäre aber, wenn man das Gesetz überhaupt in einer Unterstufe bringen will, sehr erwünscht, besonders wenn es noch ergänzt würde durch Angaben über die Nutzleistung und die Wirtschaftlichkeit der Wärmekraftmaschinen, der Dynamomaschinen und der Transformatoren, Dinge, die bei jedem Schüler auf Interesse stoßen. Sehr zu begrüßen ist die „Geschichtliche Übersicht“ am Schluß des Buches. Wie das so oft bei Lehrbüchern, die viele Auflagen erleben, der Fall ist, krankt auch das vorliegende in seiner neuen Auflage an der Beibehaltung alter, nicht mehr zeitgemäßer Figuren. Sie einzeln zu nennen, würde zu weit führen. Daß aber heute noch die Spiritusflamme eine besondere Bedeutung in der Unterrichtstechnik spielt, kann kaum behauptet werden. Der Spektralapparat Fig. 289 ist auch schon alt! Und nun erst gar die sehr verdruckte Spektraltafel am Ende des Buches! Eine sehr sauber ausgeführte Spektraltafel wird den Buchpreis auch nicht merklich erhöhen, zumal doch in vorliegender Auflage mehrere Figuren schon völlig erneuert sind! Abgesehen von diesen Äußerlichkeiten ist das vorliegende Buch im Unterricht brauchbar, wenn man auch sagen muß, daß der Umfang des Buches reichlich viel Stoff für den Unterricht in der Unterstufe enthält. Da muß der Lehrer selbst eine Sichtung des Stoffes vornehmen.

A. Wenzel.

Das Problem Wissenschaft und Religion.

Von O. D. CHWOLSON, Prof. a. d. Univ. Leningrad. Braunschweig, 1925. Kommissionsverlag von F. Vieweg & Sohn, 37 Seiten.

Zwischen den tatsächlich vorhandenen Religionen und der modernen Naturwissenschaft besteht zunächst ein unüberbrückbarer Gegensatz. Sieht man aber von den einzelnen Dogmen usw. ab und sucht nur wesentliche Züge der Religion, so ändert sich die Sachlage. Neben den subjektiven Erscheinungen der Religiosität bleibt als „objektives Charakteristikum der Religion“ nur die Tatsache, daß die Religion eine transzendente Macht anerkennt, die in die Geschicke des Menschen eingreifen kann. Diese Forderung ist aber ohne Verstoß gegen die Wissenschaft erfüllbar, wenn man im Menschen nicht nur rein materialistisch ein Zusammenspiel physikalischer und chemischer Kräfte sieht. Neben diese Kräfte treten die „Gedanken“. Auf dem Umweg über diese „Quellpunkte“ unseres menschlichen Handelns kann jene Macht uns beeinflussen; das Handeln selbst verläuft dann streng nach den Gesetzen der Natur. — Das ist für das behandelte Problem zweifellos eine beachtenswerte Lösungsmöglichkeit, doch trifft sie nur das Metaphysische an der Religion.

Sellien.

Probleme und Erkenntnisse der Naturwissenschaft im Wechsel der Jahrhunderte
von STEPHAN LIST. München 1925, R. Oldenbourg.

Dreitürmbücherei Nr. 19. 87 Seiten. Preis RM. 1.60.

Das Bändchen bietet, wie der Verfasser ausdrücklich bemerkt, eine Reihe bezeichnender Proben aus dem naturwissenschaftlichen Schrifttum des Abendlandes. Für die Auswahl, die sämtliche Zweige der Naturwissenschaften umfaßt, muß man dem Verfasser die Verantwortung überlassen. Es sind alles wirklich nicht mehr als „Proben“, die wohl auch nur für Nichtnaturwissenschaftler als Publikum bestimmt sind; immerhin lesenswert und als erste Einführung in historische Betrachtungsweise brauchbar. In schneller Folge ziehen vom Altertum bis zur Neuzeit Denker, Forscher und Lehrer an unserem Auge vorüber. Man liest in sich geschlossene und verständliche Stellen aus Hippocrates, Aristoteles, Plinius, Albertus Magnus, Copernicus, Paracelsus, Baco von Verulam, Kepler, Guericke, Newton, Leibniz, Linné, Volta, Goethe, Hufeland, Humboldt, Liebig, Darwin, Helmholtz, Häckel, Ostwald u. a. Man könnte sich mit dieser Auswahl zufrieden geben, wenn nur darauf abgezielt würde, „durch sprachliche Formung jeden Leser von Geschmack anzuziehen“, aber der Verfasser verspricht ausdrücklich, die Größen der Naturwissenschaft, ihre „Klassiker“ zu Wort kommen zu lassen. Da darf doch, um nur einige klassische Physiker zu nennen, Galilei, Torricelli, Huygens, Weber, Gauß, Faraday, Fizeau, Kirchhoff nicht fehlen, um vom Mittelalter und der Neuzeit ganz zu schweigen. Der Verfasser wird doch, „wenn auch von Vollständigkeit nach irgend einer Richtung wohl nicht die Rede sein kann“, die Auswahl durch ein zweites Bändchen vermehren müssen. Dankenswert sind die, wenn auch knappen, zum Teil zu knappen Anmerkungen über die Lebensdaten der vertretenen Schriftsteller.

K. M.

Erde und Weltall. Von SVANTE ARRHENIUS.

Übersetzt aus dem Schwedischen von Dr. FINKELSTEIN. Mit 68 Abbildungen im Text und 2 Tafeln. Leipzig 1926, Akademische Verlagsgesellschaft. VII, 342 Seiten. Preis RM. 12.—

Die in dem vorliegenden Buche in großen Zügen ablaufende Darstellung und Schilderung des Sonnensystems gibt, wie der Verfasser verspricht, eine klare und plastische Vorstellung von dem mächtigen Aufschwunge der Wissenschaft von den kosmischen Verhältnissen bis in die Gegenwart. Durch dieses Buch hat Arrhenius seine bereits veröffentlichten Schriften „Das Werden der Welten“ und „Das Leben auf den Planeten“ wegen der inzwischen erfolgten neuen wichtigen Entdeckungen auf diesen Gebieten einer Neubearbeitung unterzogen, die in ihrem ersten Teil jetzt vorliegt.

Obwohl Arrhenius in seiner Vorrede bereits eine Übersicht über den Gesamthalt von „Erde und Weltall“ gibt, die über das zu Erwartende orientiert, scheint es nicht überflüssig, auch an dieser Stelle einiges aus dem Inhalt herauszustellen. In 10 Kapitel teilt er den Stoff. Die

ersten beiden Kapitel: „Ursprung der Astronomie“ und „Entwicklung der Chronologie“ sind wesentlich rückschauend historisch referierend. Die praktische Bedeutung der astronomischen Kenntnisse, schon im Altertum erkannt und gepflegt, wird illustriert im Spiegel der Kultur der Babylonier bis zu der Auffassung der Himmelskörper durch die Australneger und mündet auch in eine in freilich etwas zu einseitig kräftigen Strichen gezeichnete Begründung der griechischen Philosophie. Die Entwicklung der Chronologie umfaßt die Nachrichten über die ägyptische Zeitrechnung bis zum neuesten, allerdings ergebnislosen Versuch, unsere Zeitrechnung zu „ordnen“ durch Beratungen und Beschlüsse des Völkerbundes. Übrigens hat an diesen Beratungen auch Deutschland erstmalig, ohne Mitglied des Völkerbundes zu sein, gutachtlich teilgenommen.

Die nächsten 3 Kapitel beschäftigen sich mit der Erde. Alle Theorien über das Erdinnere werden beleuchtet bis zu der Hypothese von E. WIECHERT in Göttingen auf Grund der Untersuchungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen. Die Lufthülle der Erde erfährt eine eingehende Betrachtung, die mit einem Referat über die Veränderung der Luftzusammensetzung mit ansteigender Höhe beginnt und mit Heranziehung der Hypothesen über die Bewohnbarkeit der Planeten kulminiert in einer schließlichen Endvorstellung vom allgemeinen Entwicklungsvorgange der Atmosphäre in dem schließlichen Ersterben alles Lebens auf den Planeten, im Planetentode.

Das nächste 5. Kapitel: „Die klimatische Bedeutung des Wasserdampfes und der Kohlensäure. Klimatische Änderungen“ bringt dagegen für uns Erdgeschöpfe eine tröstlichere Zukunftsaussicht, die sich aus der Tatsache der Vermehrung der Kohlensäure in der Luft ergibt. „Mit der allmählichen Vermehrung der Kohlensäure in der Luft nähern wir uns hoffentlich einem gleichmäßigeren und günstigeren Klima, besonders in den kälteren Zonen. In den kommenden Zeiten wird vermutlich die Erde um vielfach gesteigerte Ernten zum Wohle der wachsenden Menschengesellschaft geben.“ —

Die folgenden 5 Kapitel handeln von der Sonne, dem Monde und den übrigen Planeten. Überall sind auf Grund des historisch Gewordenen in der Naturerkenntnis zusammenfassende Ergebnisse aufgezeigt.

Arrhenius' lebendiger Stil macht das Studium des Buches zu einer intellektuellen Freude. Neben den Astronomen wird der Geograph wie der Physiker und Chemiker reiche Belehrung aus ihm schöpfen können. Niemand aber wird nach der Lektüre das Buch ohne Gewinn aus der Hand legen.

K. M.

Die Technik der Untersuchung der Rohmaterialien und der Betriebskontrolle in der Seifenindustrie. Chemischer Leitfaden für Seifentechniker. Bearbeitet von Dr. C. STIEPEL. Mit 71 Abbildungen. 2. verbesserte Auflage.

Augsburg 1925, H. Ziolkowsky. XI + 260 S. Geb. RM. 16.— (Nettopreis RM. 11.20).

Anzuerkennen ist zunächst, daß das Buch nicht ausschließlich technische Belehrungen, sondern auch einen neun Seiten langen geschichtlichen Abschnitt bietet, von dem, sehr verständlich, über die Hälfte auf Chevreul, den Entdecker der Salznatur der Seife, und auf die Wiedergabe einer Originalabhandlung desselben entfällt. Für den chemischen Unterricht hat das Buch insofern Interesse, als in den Abschnitten, die 1. die „Untersuchungen der anorganischen Rohstoffe der Seifenindustrie“, 2. die „der Fette, Öle und deren Fettsäuren“, 3. die „der Seifen und Seifenpulver“ behandeln, sich eine größere Anzahl von Versuchen befindet, die auch für chemische Schülerübungen in Betracht kommen, als treffliche Vorbereitung für den Besuch einer Seifenfabrik. Der dem obigen Titel noch vorausgehende Titel „Grundzüge der allgemeinen Chemie“ (es handelt sich nur um eine etwa 44 Seiten umfassende Einführung in Grundbegriffe) sollte als unzutreffend in Fortfall kommen. Im übrigen erscheint das Buch durch seine Abbildungen und die ganze Durchführung seinem Zwecke vorzüglich angepaßt.

O. Ohmann.

Rosenbuschs Mikroskopische Physiographie der Mineralien und Gesteine. Bd. 1. Die petrographisch wichtigen Mineralien. Erste Hälfte: Untersuchungsmethoden. Fünfte völlig umgestaltete Auflage von Dr. E. A. WÜLFING, Prof. der Mineral. u. Petrogr. an der Univ. Heidelberg. Mit 680 Textfiguren und 15 Tafeln. Stuttgart 1924, E. Schweizerbart (E. Nägele). 846 Seiten.

Die Bedeutung dieses großzügigen Werkes wurde bereits in dieser Zeitschrift (37, 142 b) bei Besprechung der ersten Lieferung gekennzeichnet. Die vorliegende II. und III., die „Untersuchungsmethoden“ abschließende Lieferung halten in bezug auf Gründlichkeit und Vollständigkeit im Sachlichen sowie auf Klarheit in der Darstellung vollauf, was die erste Lieferung versprach. Hier werden, eingeleitet durch die wichtigsten Punkte aus der Optik der Linsen, „Die optischen Instrumente“ behandelt, also die Lupe und ihre Anwendung, ebenso das Mikroskop mit besonderer Berücksichtigung des Polarisationsmikroskopes, dessen historischer Entwicklung ein besonderer Abschnitt gewidmet ist. Mit größter Exaktheit und Anschaulichkeit sind hier sowohl alle theoretisch wichtigen Dinge wie auch alle praktischen Einzelheiten behandelt, die Abbesche Theorie der sekundären Abbildung (mit farbigen Figuren), die Testobjekte für Objektive, wobei die Maße von 20 Diatomeenarten zweckmäßig in μ umgerechnet sind, die Bestimmung der numerischen Apertur, mit Beschreibung der Aperturscheibe von W. VOLKMANN, die neuen Beleuchtungsvorrichtungen, alle Messungen unter dem Mikroskop u. v. a. An optischen Hilfsmitteln folgen noch der Achsenwinkelapparat, z. B. auch der von

WÜLFING, das Konoskop — die beide im wesentlichen ein mit Polarisatoren versehenes Fernrohr darstellen, dessen Aperturverhältnisse beim Konoskop nur noch bedeutend gesteigert sind — und als letztes das Totalreflektometer. Gerade die letzten Abschnitte — die „Untersuchungen auf Kohäsion und Dichte“, die „Trennungsmethoden“, in denen die Zerlegung eines Gesteines in seine Mineralkomponenten gezeigt wird, die „chemischen Methoden“, in denen chemische Untersuchungen an Dünnschliffen und die mikrochemischen Reaktionen behandelt werden, und der als „Morphologisches“ bezeichnete Schlußabschnitt, in dem die „Bildung der Kristalle“, die in physikalischer wie chemischer Hinsicht gleich interessanten „Einschlüsse“, sowie die „Aggregate“ und „Deformationen“ erörtert werden — enthalten viele auch für den chemisch-mineralogischen Unterricht der Realanstalten verwertbare Belehrungen und praktische Einzelheiten. Bei Gelegenheit der „Westphalschen Wage“ konnte erwähnt werden, daß der geistvolle Grundgedanke dieser Wage von FRIEDRICH MOHR stammt. Die vorzügliche Ausführung der zahlreichen Figuren, besonders derer auf den 15 Tafeln, die von hervorragender Schönheit sind, sowie die gediegene Ausstattung des Ganzen verdienen noch besondere Erwähnung. Das Werk ist ein unentbehrliches Hilfsmittel für mikroskopische Gesteinsstudien, es ist auch allen Chemielehrern, zumal denen, die sich mit petrographischen Studien beschäftigen, aufs angelegentlichste zu empfehlen. *O. Ohmann.*

Die seismische Bodenunruhe und ihr Zusammenhang mit den Nachbargebieten, insbesondere Geologie und Materologie. Von Dr. B. GUTENBERG. Nr. 3 der „Sammlung geo-

physikalischer Schriften“ (C. Mainka). Berlin, Bornträger, 1924. 69 Seiten. RM. 4.20.

Unter seismischer Bodenunruhe, im Gegensatz zu Erdbeben, werden die Bewegungen zusammengefaßt, die „längere Zeit hindurch Teile der Erdoberfläche dauernd in mehr oder minder schnelle Schwingungen versetzen“, z. B. Bewegungen durch Industrie (Maschinen), Verkehr (Fuhrwerke, Eisenbahnen), Wasserfälle, Ströme, bei Frost usw.; der Verfasser teilt sie in zwei große Klassen, solche mit lokaler und solche mit fernliegender Ursache. Zu den letzteren gehört besonders die „Erschütterung ganzer Kontinente durch Steilküstenbrandung“, wie sie z. B. an den Steilküsten Westeuropas, insbesondere Norwegens vorliegt, deren Wirkung bis nach Zentralasien reicht. Die Möglichkeit solch feiner Beobachtungen beruht auf der Empfindlichkeit der neueren Seismographen, die auf die mehrtausendfache, in einem Falle (E. Wiechert, 1923) auf die 2¹/₂millionfache Vergrößerung gesteigert wurde. Die Ergebnisse dieser Forschungen werden in der vorliegenden Schrift auf mathematischer Grundlage, mit zahlreichen statistischen Tabellen, übersichtlich dargelegt, wobei die Literatur umfassend berücksichtigt ist. Die Abbildungen betreffen nur Registrier-Aufzeichnungen und Wirkungsgebiete; dem Zweck der auch für „Nicht-Seismologen“ bestimmten Schrift würde eine Abbildung, die das Wesen der neueren Seismographen, z. B. des 17-Tonnen-Pendels in Göttingen (mit ~ 2000facher Vergrößerung), veranschaulicht, sehr entsprochen haben. Nicht nur den Geologen, Meteorologen und Physikern, sondern auch den übrigen Naturwissenschaftlern sowie den Geographen sei die kurzgefaßte und fesselnd geschriebene Arbeit warm empfohlen. *O. Ohmann.*

Vereine und Versammlungen.

Deutscher Verein zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts.

28. Hauptversammlung in Dresden am 6.—9. April 1926.

In der Eröffnungssitzung am 6. April wurde eine Gedächtnisfeier für FELIX KLEIN und FRIEDRICH POSKE abgehalten. Oberstudienrat Dr. WITTING (Dresden) sprach auf KLEIN und Oberstudienrat Dr. GEBHARDT (Dresden) auf POSKE. Für die angeschlossene 1. allgemeine Sitzung gab der aufgestellte Plan als Thema an: Kulturkundlicher Gehalt der mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichtsfächer. Vorträge wurden gehalten von Geheimrat PENCK (Berlin) über Neue Geographie und Prof. P. KAMMERER (Wien) über Biologie als Kulturwissenschaft.

Der 2. allgemeinen Sitzung am 7. April war die Überschrift gegeben: Hochschule und höhere Schule. Hierzu sprachen Univ.-Prof. W. BÖTTGER (Leipzig), Hochsch.-Prof. TREFFTZ (Dresden), Stadtschulrat Dr. HARTNACKE (Dresden) und Oberstudiendirektor Dr. KLEBER (Bautzen).

Die physikalische Fachsitzung begann mit einem Experimentalvortrage von Hochsch.-Prof. DEMBER (Dresden) über Erzeugung von Elektronen. Es folgte ein Vortrag mit Lichtbildern von Geheimrat C. SCHMIDT (Dresden) über Atome und Sterne. Weiter behandelte Prof. K. LICHTENECKER (Reichenberg-Prag) das Thema: Quantentheoretische Begründung des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie. Studienrat K. GENTIL (Elberfeld) führte dann Demonstrationen von optischen Täuschungen vor mit Benutzung von Lauf- und Lichtbildern, und endlich erläuterte Oberstudiendirektor Dr. E. LAMLA (Berlin) physikalische und physiologische Probleme der modernen Lichttechnik an Hand einer Reihe von charakteristischen Versuchen, die sich auch im Schulunterricht anstellen lassen.

Gleichzeitig mit der physikalischen fand eine geographische Fachsitzung statt. Hier

wurden die folgenden Vorträge gehalten: Hochsch.-Prof. K. HASSERT (Dresden) über die Geographie und die Kartographie der Eisenbahnen; Prof. BRANDT (Prag) über die Aufgaben der physischen Anthropogeographie; Oberstudienrat P. WAGNER (Dresden) über die Morphologie des Elbsandsteingebirges.

Am 8. April schloß sich an die geschäftliche Sitzung die 3. allgemeine Sitzung mit dem Thema: Reifeprüfung und unsere Fächer. Es wurde über die Reifeprüfungsordnungen einzelner Länder berichtet. Preußen behandelte Oberstudienrat Dr. E. LAMLA (Berlin), Bayern Ministerialrat FREITAG (München), Württemberg Studienrat MAHLER (Aalen), Thüringen Studienrat KRAFT (Gotha) und Österreich Landesschulinspektor A. BROMMER (Wien).

Es folgten eine mathematische und gleichzeitig eine biologisch-chemische Fachsitzung. Die Darbietungen im mathematischen Teile waren: Oberstudienrat Dr. HUNGER (Zittau), Längsschnitte durch den Unterrichtsstoff der Mathematik in der Richtung der Fusion und der mathematischen Kulturkunde; Studienrat ZABEL (Berlin), über die wissenschaftliche Zuverlässigkeit der mathematischen Schulbuchliteratur; Studienrat HAYMANN (Leipzig), Behandlung von Fragen des Rechenunterrichts; Studienrat Dr. TEUCHER (Dresden), die Verwendung der Flächen-nomographie im Unterricht. Im biologischen Teil trugen vor Studienrat Dr. U. STEUSLOFF (Gelsenkirchen): Quer durch Rußland (Leningrad—Moskau—Astrachan) mit den Limnologen im Jahre 1925; Kustos Dr. H. MICHAEL (Dresden): Über das Durchsichtigmachen tierischer und menschlicher Präparate und seine pädagogische Bedeutung; Studienrat Dr. M. HAUPTMANN (Leipzig): Über ein zeichnerisches Forschungsmittel bei biologischen Reihenuntersuchungen; Studienrat Dr.

A. VOIGT (Hannover): Die Bedeutung der Verwandtschaftslehre für den pflanzen- und tierkundlichen Schulunterricht.

Ein zweiter Teil der 3. allgemeinen Sitzung beschäftigte sich mit Fragen der Lehrplanreform. Zur Reform in Preußen sprach Oberstudienrat Dr. PAETZ (Dortmund), über Thüringen Studienrat KRAFT (Vacha), Württemberg Studienrat FLADT (Vaihingen), Hessen Studienrat Dr. MANNHEIMER (Mainz).

Eine große Reihe von Ausstellungen, zahlreiche Besichtigungen und die am 9. April unternommenen Ausflüge ergänzten die aufgezählten Veranstaltungen.

Es wurden die folgenden Entschlüsse gefaßt:

1. Die 28. Hauptversammlung des Deutschen Vereins zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts hält es für unerlässlich, daß bei der schriftlichen Reifeprüfung nicht nur an den Oberrealschulen, sondern wenigstens wahlfrei auch an den andern höheren Schulen eine naturwissenschaftliche Arbeit zugelassen wird.

2. Die 28. Hauptversammlung des Deutschen Vereins zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts bringt einmütig zum Ausdruck, daß sie durch die Behandlung, die die mathematische naturwissenschaftlichen Fächer in den preußischen Richtlinien erfahren haben, schwer enttäuscht ist. Dringend wird gefordert, daß die starre Stundenverteilung und der Wechselbetrieb für die Naturwissenschaften, die aus den verschiedensten Gründen unzumutbar erscheinen, alsbald fallen gelassen werden. Sofortige Abhilfe verlangt die Lage des biologischen Unterrichts, dem auf der Mittelstufe eine ausreichende Stundenzahl wieder zuzuteilen ist.

Mth.

Korrespondenz.

Prof. Dr. Heinrich Böttger konnte am 19. Juli 1926 in voller Rüstigkeit sein 50jähriges Doktorjubiläum begehen. Die Universität Jena erneuerte ihm sein summa cum laude erworbenes Diplom in ehrenvollster Weise. Die hervorragenden Verdienste unseres treuen Mitarbeiters um die Neugestaltung des experimentellen Chemieunterrichts, seine umfassende literarische Tätigkeit und die in den Lehrgängen der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht noch immer in unermüdlicher Frische geübte Förderung der Chemielehrer sind weit bekannt. Unsere Zeitschrift wünscht dem verehrten Jubilar noch für lange Zeit ein gesegnetes Wirken in bester Gesundheit.

Zur Erinnerung an Friedrich Poske. Am 28. September 1925 ist der Begründer und erste Herausgeber der Zeitschrift für den physikalischen

und chemischen Unterricht von uns gegangen. Der ersten Wiederkehr seines Todestages in Treue zu gedenken, gebietet die Pflicht der Pietät.

Druckfehlerberichtigung. In der Arbeit: „Das physische Pendel in den Schülerübungen“ in Heft 2, Seite 53, Zeile 2 und 3 v. u. und S. 54, Zeile 2 v. o. ist der Quotient $\frac{q}{p}$ zu ersetzen durch $\frac{q}{p}$.

Zu der kleinen Mitteilung „Versuche über die stabilfreien Achsen“ in Heft 3, S. 123, weist der Verfasser noch darauf hin, daß beim Doppelkegel die angeführte Relation $r \geq \frac{h}{2}$ aus der

Beziehung folgt: $M \frac{3r^2}{10} \geq M \frac{3}{20} \left(r^2 + \frac{h^2}{4} \right)$.

Himmelserscheinungen im November und Dezember 1926.

W. Z.: Welt-Zeit = Bürgerlich. Zeit Greenwich. 0h W. Z. = Mitternacht bürgerl. Zeit Greenwich.
 Stundenzählung von 0h bis 24h. St. Z. = Bürgerl. Zeit Stargard = W. Z. + 1h.

W. Z. 0h	November						Dezember						Jan.	
	2	7	12	17	22	27	2	7	12	17	22	27	1	
♃ {	AR	15h 56m	16.18	16.34	16.38	16.25	15.59	15.38	15.35	15.46	16.7	16.33	17.2	17.33
	D	-23,2°	-24,2	-24,6	-24,0	-22,1	-19,3	-17,0	-16,5	-17,4	-19,0	-20,7	-22,2	-23,3
♀ {	AR	14h 8m	14.32	14.57	15.22	15.48	16.14	16.40	17.7	17.35	18.2	18.30	18.57	19.24
	D	-11,8°	-14,0	-16,0	-17,9	-19,5	-21,0	-22,2	-23,1	-23,7	-24,0	-24,0	-23,7	-23,1
♁ {	AR	14h 26m	14.45	15.6	15.26	15.47	16.8	16.29	16.51	17.13	17.35	17.57	18.20	18.42
	D	-14,4°	-16,0	-17,4	-18,8	-19,9	-21,0	-21,8	-22,5	-23,0	-23,3	-23,4	-23,4	-23,1
♂ {	AR	2h 40m	2.32	2.26	2.20	2.15	2.11	2.9	2.8	2.8	2.10	2.13	2.17	2.21
	D	+14,6°	+14,3	+14,1	+13,9	+13,7	+13,7	+13,7	+13,8	+14,0	+14,3	+14,7	+15,1	+15,6
♃ {	AR	21h 23m		21.26		21.30		21.35		21.41		21.48		21.55
	D	-16,5°		-16,2		-15,9		-15,4		-14,9		-14,3		-13,7
♃ {	AR	15h 38m				15.48				15.57				16.6
	D	-17,5°				-18,1				-18,6				-19,0

Δ = Sternzeit für 0h Welt-Zeit; für östl. bzw. westl. Länge λ° v. Greenwich: $\mp \lambda \cdot 0.657^s$.
 Zeitgl. = Mittl. Z. - Wahre Z.

Zeitgl.	2h	3.	3.	3.	4.	4.	4.	5.	5.	5.	6.	6.	
		42m 2s	1.45	21.28	41.10	0.53	20.36	40.19	0.2	19.44	39.27	59.10	18.53
	-16m 21s	-16.18	-15.54	-15.10	-14.5	-12.39	-10.55	-8.55	-6.42	-4.19	-1.52	+0.38	+3.4

Breite v. Berlin (52,5°). Länge v. Stargard. Aufgang u. Untergang d. ob. ☉-Randes. St. Z.

	2h	3.	3.	3.	4.	4.	4.	5.	5.	5.	6.	6.	
☉ Aufg.	6h 57m	7.6	7.15	7.24	7.33	7.41	7.49	7.56	8.1	8.6	8.9	8.11	8.12
☉ Unterg.	16h 30m	16.21	16.12	16.5	15.59	15.53	15.49	15.47	15.46	15.46	15.47	15.51	15.54

Breite v. Berlin (52,5°). Länge v. Stargard. Aufgang u. Untergang d. ob. ☾-Randes. St. Z.

	2h	3.	3.	3.	4.	4.	4.	5.	5.	5.	6.	6.	
☾ Aufg.	2h 56m	8.49	13.35	15.32	18.13	23.34	4.6	10.2	12.57	14.47	19.0	(24.38)	5.21
☾ Unterg.	15h 58m	17.39	22.23	3.56	10.28	13.30	14.54	17.48	(24.17)	5.41	10.41	12.27	14.8

Mondphasen W. Z.	Neumond		Erstes Viertel		Vollmond		Letztes Viertel	
		Nov. 5.	14h 34,3m	Nov. 12.	23h 1,5m	Nov. 19.	16h 21,1m	Nov. 27.
	Dez. 5.	6h 11,6m	Dez. 12.	6h 47,1m	Dez. 19.	6h 8,8m	Dez. 27.	4h 58,8m

Verfinsterungen der Jupitertrabanten I, II, III, IV. E: Eintritt, A: Austritt. W. Z.

I		II		III		IV	
Nov. 7.	19h 48,3m A	Dez. 9.	16h 26,9m A	Nov. 14.	18h 27,6m A	Nov. 12.	17h 4,9m A
" 14.	21h 43,6m A	" 16.	18h 22,1m A	" 21.	21h 6,3m A	" 19.	17h 33,9m E
" 16.	16h 12,4m A			Dez. 9.	15h 43,4m A	" 19.	21h 6,1m A
" 23.	18h 7,7m A			" 16.	18h 22,1m A	" 26.	21h 35,5m E
" 30.	20h 2,9m A					Dez. 25.	17h 11,9m A

Tägliches Erscheinen und Verschwinden der Planeten. Breite von Berlin. Länge von Stargard.

St. Z.	♃	♀	♂	♃	♃
Nov. 2.	—	A 6,4h Dm 6,6h	D _a 17,4h D _m 6,1h	D _a 17,5h U 23,2h	—
" 12.	—	(7,1h)	D _a 17,1h D _m 6,3h	D _a 17,2h U 22,7h	—
" 22.	—	—	D _a 16,9h U 5,5h	D _a 17,0h U 22,2h	—
Dez. 2.	A 6,4h D _m 7,0h	—	D _a 16,7h U 4,8h	D _a 16,8h U 21,6h	—
" 12.	A 6,0h D _m 7,0h	—	D _a 16,7h U 4,2h	D _a 16,8h U 21,1h	A 6,3h D _m 6,8h
" 22.	A 6,5h D _m 7,2h	(16,2h)	D _a 16,7h U 3,6h	D _a 16,8h U 20,6h	A 5,7h D _m 7,0h
Jan. 1.	(7,1h)	D _a 16,4h U 16,6h	D _a 16,8h U 3,2h	D _a 16,9h U 20,1h	A 5,1h D _m 7,0h

A = Aufgang; U = Untergang; D_a und D_m = Erscheinen bzw. Verschwinden in der Dämmerung.

W. Z. Mars in der Opposition Nov. 4. 9h. Merkur in gr. östl. Elongation 23° 22' Nov. 5. 4h. Mars in Konjunktion mit dem Mond Nov. 18. 5h. Merkur in gr. westl. Elongation 21° 13' Dez. 14. 0h.
 Wintersolstitium: Dez. 22. 14h 34m. A. Weill.

Für die Redaktion verantwortlich: Ministerialrat Professor Dr. K. Metzner, Berlin W. 8.

Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagshandlung gestattet.