

## Über ein einfaches Verfahren zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Gasen und Dämpfen sowie der Gasdichte.

Von P. Bräuer in Hannover.

Wenn man ein Probierrohr mit einem beliebigen Gase oder Dämpfe füllt und den Ton der Röhre durch Anklopfen mit dem Finger prüft, so findet man, je nachdem das betreffende Gas eine größere oder kleinere Dichte besitzt, einen tieferen oder höheren Ton als Grundton dieser gedeckten Pfeife. Diese wohl allgemein bekannte Tatsache läßt sich zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in gas- oder dampfförmigen Stoffen sowie mit Hilfe des Verhältnisses der spezifischen Wärmen  $c_p/c_v$  zur Ermittlung der Dampfdichte benutzen, wie im folgenden gezeigt werden soll.

Bezeichnet man mit  $c_0$  die Schallgeschwindigkeit in einer mit Luft von 0° gefüllten Röhre, mit  $n_0$  die Schwingungszahl ihres Grundtons, mit  $\lambda$  seine Wellenlänge, mit  $u_0, n, \lambda$  dieselben Größen für einen anderen gasförmigen Stoff von derselben Temperatur, so besteht die Beziehung  $\frac{c_0}{u_0} = \frac{n_0}{n}$ . Das Verhältnis  $\frac{n_0}{n}$  läßt sich, wenn keine übergroße Genauigkeit verlangt wird, mit Hilfe einer Monochordsaite aus weichem Eisendraht bestimmen. Bezeichnet man mit  $r$  die Länge derjenigen Saite, die denselben Ton besitzt, wie die mit Luft gefüllte Röhre, mit  $l$  die einer mit Gas gefüllten Röhre von derselben Temperatur entsprechende Saitenlänge, so gilt:  $\frac{n_0}{n} = \frac{l}{r}$ , also auch  $u_0 = c_0 \frac{r}{l}$ . Für die Schallgeschwindigkeit in nicht zu weiten Röhren nimmt man  $c_0 = 331$  m.

Ferner ergibt die Newton-Laplacesche Gleichung  $u_0 = \sqrt{\frac{k \cdot p}{s_0}}$ , in der  $k$  das Verhältnis  $c_p/c_v$ ,  $p$  den Druck,  $s_0$  die Dichte des Gases bedeuten, wenn man  $p$  in absoluten Einheiten und  $s_0$  durch die Dampfdichte  $D_0$  in bezug auf Wasserstoff als Einheit ausdrückt:  $D_0 = C \cdot \frac{k}{u_0^2}$ , worin  $C = 1130000$  bedeutet und  $u_0$  in Metern eingesetzt wird. Die Größe  $k$  ist für eine Anzahl von Gasen und auch für einige Dämpfe experimentell ermittelt, für mehratomige Gase besteht eine gewisse Unsicherheit über diesen Wert, doch soll in folgendem für Gase mit  $n$  Atomen in der Molekel  $k = \frac{5 + 2(n-1)}{3 + 2(n-1)}$  gesetzt werden, falls der Wert von  $k$  nicht bekannt ist oder ein solcher nach Analogie mit bekannten Gasen nicht angenommen werden kann. Wenn auch obige aus kinetischen Erwägungen folgende Gleichung nicht in allen Fällen mit der Erfahrung in Übereinstimmung ist, so kommen doch die etwaigen geringen Abweichungen für den beabsichtigten Zweck nicht in Betracht. Denn für den Chemiker handelt es sich bei der Berechnung des Molekulargewichts mit Hilfe der Dampfdichte stets nur um einen angenäherten Wert von  $D_0$ , da nur ganze Vielfache der durch die chemische Untersuchung bereits bekannten Atomenzahl bei der Aufstellung der Molekularformeln benutzt werden dürfen. Wie untenstehende Zusammenstellung zeigt, sind die Abweichungen der experimentell ermittelten und nach obiger Formel be-

rechneten Beträge von  $k$  in der Tat so gering, daß die mit ihnen berechneten Dampfdichten stets zu denselben Molekulargewichten führen.

$$k = \frac{c_p}{c_v}$$

	gef.	ber.		gef.	ber.		gef.	ber.
H <sub>2</sub>	1,41	1,40	H <sub>2</sub> S	1,28	1,29	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O	1,06	1,07
N <sub>2</sub>	1,40	1,40	CO <sub>2</sub>	1,31	1,29	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	1,19	1,06
O <sub>2</sub>	1,40	1,40	CS <sub>2</sub>	1,21	1,29	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> O <sub>2</sub>	—	1,12
Cl <sub>2</sub>	1,32	1,40	SO <sub>2</sub>	1,26	1,29	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> O	—	1,10
Br <sub>2</sub>	1,29	1,40	NH <sub>3</sub>	1,30	1,22	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	1,25	1,15
HCl	1,40	1,40	CHCl <sub>3</sub>	1,13	1,18	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> Cl	1,14	1,12
NO	1,40	1,40	CH <sub>4</sub> O	—	1,15	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> O	1,15	1,13
CO	1,41	1,40	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	1,26	1,22	C <sub>4</sub> H <sub>8</sub> O	—	1,07
H <sub>2</sub> O	1,33	1,29	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> O	1,14	1,11	Essigäther	—	1,07

Es handelt sich bei der Bestimmung der Dampfdichte bzw. des Molekulargewichts um einen ganz ähnlichen Fall wie bei der Bestimmung der Wertigkeit und des Atomgewichts mit Benutzung des Gesetzes von Dulong und Petit über die Atomwärme, da die hieraus berechnete Wertigkeit ebenfalls nur eine ganze Zahl sein kann.

Während nun die Werte von  $k$  für mehrere Gase bereits mit großer Genauigkeit nach der Methode von Kundt mit den Abänderungen von Behn und Geiger<sup>1)</sup> ermittelt werden konnten, ist dieses bei solchen Stoffen, die bei gewöhnlicher Temperatur flüssig oder fest sind, wenig oder gar nicht der Fall gewesen, da die experimentellen Schwierigkeiten die Anwendung des genannten Verfahrens auf Dämpfe sehr erschweren, wenn nicht unmöglich machen. Da man aber nach dem sehr einfachen, sogleich näher zu erläuternden Verfahren ziemlich zuverlässige Werte für die Schallgeschwindigkeit und völlig genaue für das Molekulargewicht erhält, so kann man hieraus auf Grund der Newton-Laplaceschen Gleichung auch einigermaßen sichere

Werte von  $k = \frac{c_p}{c_v}$  und auch  $c_p$  und  $c_v$  selbst finden. Denn das Verhältnis  $c_p/c_v$  der spezifischen Wärmen ist dem Verhältnis  $C_p/C_v$  der Molekularwärmen gleich, da  $C_p = M \cdot c_p$  und  $C_v = M c_v$  ist ( $M =$  Molekulargewicht). Ferner ist aber  $C_p - C_v = R = 2$  gcal ( $R =$  Gaskonstante), daher  $C_v = \frac{2}{k-1}$ ,  $C_p = \frac{2k}{k-1}$ ,  $c_v = \frac{2}{M(k-1)}$ ,  $c_p = \frac{2k}{M(k-1)}$ .

Die Ausführung der Versuche ist nun sehr einfach. Man braucht zu ihnen nur einige Probierröhren von 16 bis 32 cm oder noch größerer Länge, ein in  $\frac{1}{10}$  Grade geteiltes Thermometer, ein Monochord von etwa 1 m Länge, dessen Saite aus 0,5 mm dickem, rostfreiem weichen Eisendraht besteht und das mit einem verschiebbaren Stege versehen ist. Die Saite muß so stark gespannt sein — durch Gewichte oder mit Hilfe eines Stimmhammers —, daß dem  $a_1$  mit 435 Doppelschwingungen eine Saitenlänge von nicht weniger als 24 cm entspricht. Man benutze das Monochord nicht sogleich nach dem Aufspannen der Saite, weil es dann noch keinen konstanten Ton gibt, sondern warte so lange, bis die Saitenlänge, die etwa dem  $a_1$  entspricht, auch nach dem Verschieben des Steges und nach Herstellung der ursprünglichen Länge wieder denselben Ton gibt. Jedenfalls überzeuge man sich vor und nach jedem Versuche, ob die Proportion  $\frac{n_0}{n} = \frac{l}{r}$  erfüllt ist<sup>2)</sup>. Die Probierröhren müssen dünn-

<sup>1)</sup> Eine genaue Beschreibung dieser sogenannten „Einrohrmethode“ findet man in der Dissertation von F. Keutel (Berlin, 1910) S. 8 ff. Dort sind auch die Molekularwärmen von Luft, CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, Cl<sub>2</sub> nach den genauesten Bestimmungen kritisch zusammengestellt. (Siehe auch Nernst, Theoret. Chemie (1913) S. 199 ff. sowie J. Walker, Einführung in die physikalische Chemie, übersetzt von Steinwehr (1914) S. 40.)

<sup>2)</sup> Bekanntlich kann man  $n$  nicht aus der Pfeifenlänge — wenigstens nicht ohne eine Korrektion — finden.

wandig und 2 bis 3 cm weit sein und lassen sich nicht durch dickwandige Röhren ersetzen, da diese beim Anklopfen einen nur schwachen Luft- bzw. Gaston geben, der leicht durch den Eigenton der Glasmasse gestört wird, obgleich dieser viel höher ist als der Ton der Luftsäule. Je länger die Röhren sind, desto genauer sind, unter übrigens gleichbleibenden Umständen, die Bestimmungen von  $u$ , doch kann man über eine maximale Länge von etwa 60 cm nicht wohl hinausgehen, da sonst, besonders bei sehr schwachen Gasen und Dämpfen der Ton zu tief wird und bei leichten Gasen der Abstand des Ohres vom Mittelfinger der klopfenden Hand zu groß ist. Ein mechanisches Klopfwerk mit leichtem, geräuschlos betriebenen leichten Kork- oder Gummiklopfer gestattet zwar die Anwendung langer Röhren, macht aber den Apparat zu verwickelt und seine Benutzung schwierig. Man gehe deshalb über mäßige Röhrenlängen nicht ohne Not hinaus. Ich habe häufig innen versilberte Glasröhren benutzt, besonders wenn es sich um Dämpfe handelte, doch ist damit kein nennenswerter Vorteil verbunden gewesen, weil auch nicht versilberte Glasröhren nach längerem Verweilen im Heizbade nach dem Herausnehmen ihre erhöhte Temperatur so lange beibehalten, daß man in der kurzen aber hinreichenden Zeit von 2 bis 4 Sekunden über die Tonhöhe ein sicheres Urteil gewinnt. Die Röhren müssen möglichst tief in die Flüssigkeit des Heizbades getaucht werden, und zwar so lange, bis das bis zur Mitte des Luftraums reichende Thermometer den Siedepunkt der Flüssigkeit mindestens erreicht, ihn möglichst um 1 bis 2 Grade überschritten hat. Das Gesetz von GAY-LUSSAC gilt dann freilich noch nicht genau, doch ist dann der Fehler noch in mäßigen Grenzen gelegen. Um das Eintauchen zu erleichtern, umgibt man das Glasrohr unmittelbar unter der Mündung mit einem schmalen Streifen dünner Asbestpappe und wickelt um diese einen einige Millimeter dicken ausgeglühten Kupferdraht, dessen Enden man zusammendrehet, um sie als Handgriff gebrauchen zu können. Bei sehr leichten Gasen ist es nützlich, die Mündung in eine weit abstehende Glasöffnung ausgehen zu lassen. Man umgibt zu diesem Zwecke das Glas unter seiner Mündung vor Anbringung des Handgriffes mit einem weit durchbohrten Spundkork von 1 cm Höhe, über dem man den abgesprengten Rand eines mindestens 8 cm weiten Becherglases von 3 cm Höhe mit einem in Wasser unlöslichen Kitt befestigt. (Bleiglätte mit Glycerin und etwas Syndetikon.) Dadurch wird erreicht, daß die Mündung des Probierrohrs stets von Gas oder Dampf umgeben ist, die Diffusionsgeschwindigkeit daher die Luft nicht so schnell in das Rohr gelangen läßt, auch tönt dann die am oberen Ende des Rohres schwingende Gassäule, die ein wenig aus dem Glase herausragt, noch innerhalb des Gases und nicht in Luft. Wäre letzteres der Fall, so würde die Tonhöhe beeinflußt werden. Es kommt offenbar darauf an, daß bei der Bestimmung der Saitenlängen  $r$  und  $l$  gleiche Verhältnisse bestehen. Natürlich braucht man bei Dämpfen, die man durch Erhitzen von Flüssigkeiten erhält, ein zweites ganz gleich hergerichtete Glas. Denn man darf das Erhitzen nie so weit treiben, daß alle Flüssigkeit in Dampf übergeht, sondern es muß stets ein Rest von 1 bis 2 ccm auf dem Boden bleiben, wenn Sicherheit bestehen soll, daß der ganze Raum der Röhre mit dem zu untersuchenden Dampfe gefüllt ist. Je nachdem die Röhre eng oder weit ist, läßt man 1 bzw. 2 ccm der Flüssigkeit unverdampft, was an einer eingeätzten Marke erkennbar ist; in dem zweiten, ganz gleichen Rohr befinden sich dann 1 bzw. 2 ccm trockenes Quecksilber, und mit diesem Rohr bestimmt man  $r$  (die Lufttemperatur ist zu bestimmen). Bei 18° C besitzt eine 16 cm lange Probierröhre von 2 cm Weite den Eigenton  $ut_4$  mit 517,3 Schwingungen<sup>1)</sup>, wie an der starken Resonanz bei der Prüfung mit der Gabel

<sup>1)</sup> In der temperierten Stimmung ist die Schwingungszahl von  $ut_4$  gleich derjenigen von  $la_3$ .  $1\frac{1}{2}\sqrt[2]{2^3} = 435 \cdot 1,1892 = 517,3$ . Zufälligerweise gleicht sich bei einem solchen Probierröhre die Verzögerung am Boden, die einer Verkürzung der Pfeife entspricht, mit der Verlängerung der schwingenden Luftsäulen der Öffnung aus. Bei einem weiteren Rohr von derselben Länge ist der Ton tiefer. (Siehe H. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen, 4. Aufl. (1877), Beilage VII B, S. 623, ferner Dove, Repert. d. Physik, III. Band, S. 55—72.)

$ut_4$  erkannt wird. Als Heizbad für die Röhre, wenn sie zur Bestimmung von  $n$  in schweren Gasen, d. h. in Dämpfen von Flüssigkeiten — ausgenommen Wasserdämpfe, die erheblich leichter als Luft sind — dienen soll, benutzt man ein hinreichend hohes Becherglas, das mit Wasser oder, bei höher siedenden Flüssigkeiten, mit stark konzentrierter Lösung von Chlorcalcium gefüllt ist und auf einem Drahtnetz bis zu der gewünschten Temperatur, die etwa  $20^0$  höher liegt als der Siedepunkt der zu untersuchenden Flüssigkeit, erhitzt wird. Ist die gewünschte Temperatur erreicht, so stellt man die Flamme ganz klein oder dreht sie ganz aus, wenn die Dämpfe brennbar sind (Alkohol, Äther, Schwefelkohlenstoff, Azeton, Methylalkohol, Benzol usw., nicht aber bei Chloroform). Hat man es mit noch höher siedenden Flüssigkeiten zu tun, so muß man die Röhren entweder direkt erhitzen, z. B. bei Essigsäure, oder Anilin als Heizflüssigkeit verwenden, doch kommt man meist mit den beiden erstgenannten Flüssigkeiten aus. Bei der Bestimmung der Saitenlängen  $r$  und  $l$  lasse man sich durch den scheinbar tiefen Klang der mit Luft oder Gas gefüllten Glasröhren nicht täuschen; den Tönen fehlen die höheren Obertöne, daher klingen sie tiefer als die Töne der Saite<sup>1)</sup>. Am sichersten ist es, den Ton der Röhre nach dem Anklopfen sogleich mitzusingen oder zu pfeifen, er prägt sich dann am besten ein und kann zuverlässig auf dem Monochord fixiert werden<sup>2)</sup>.

Die verwendeten Gase müssen rein und trocken sein. Das Trocknen geschieht durch Hindurchleiten durch Trockenflaschen mit konzentrierter Schwefelsäure oder Phosphorpentoxyd, wo es die chemische Natur des Gases nicht verbietet; Ammoniak trocknet man in Natronkalkröhren. — Leichte Gase leitet man in die mit der Mündung nach unten gehaltenen Röhren durch ein senkrecht in ein Stativ eingeklemmtes Glasrohr ein, zieht, wenn die Röhren sicher mit Gas gefüllt sind, diese so weit in die Höhe, daß das Ende des Einleitungsrohres 1 cm weit außerhalb der Mündung steht und klopft in dieser Stellung auf den Boden des Probierrohrs. Da die Mündung dabei stets von einem lebhaften Gasstrom getroffen wird, so kann keine Luft von unten oder von der Seite her eindringen und man erhält einen Ton von unveränderter Höhe, den man durch die Saitenlänge  $l$  des Monochords fixiert. Ganz ähnlich verfährt man bei schweren Gasen, nur hält man dann das Probierrrohr mit der Mündung nach oben und spannt das Zuleitungsrohr in umgekehrter Lage ein. Letzteres darf höchstens 5 mm dick sein, wenn der Durchmesser des Probierrohrs 2 bis 3 cm beträgt, da sonst die Tonhöhe beim Anklopfen tiefer wird als bei dünnem Zuleitungsrohr, oder wenn die Mündung völlig frei ist.

Das im vorstehenden beschriebene Verfahren habe ich in weit über 100 Versuchen und mit 20 verschiedenen Gasen und Dämpfen, unter Benutzung von Röhren der verschiedensten Abmessungen geprüft, es auch wiederholt zu Schülerübungen verwendet und dabei die Überzeugung gewonnen, daß es eine, besonders im Laboratorium des Chemikers und Physikers verwendbare Methode der Gas- und Dampfdichtebestimmung bildet, die der VIKTOR MEYERschen in der erreichbaren Genauigkeit völlig gleichwertig ist, sie aber in der Schnelligkeit der Ausführung erheblich übertrifft. Eine Anzahl der Ergebnisse, die aus den vorliegenden entnommen ist, habe ich nachstehend zusammengestellt (I), ferner auch einige Schülerversuche (II).

Ich mache besonders darauf aufmerksam, daß auch die Schallgeschwindigkeit von Gasen und Dämpfen, deren Dichte sich von der der Luft nicht sehr unterscheidet, wie Sauerstoff, Methylalkohol, Stickstoff, hinreichend genau bestimmbar ist. Dagegen habe ich bei der Schallgeschwindigkeit im Wasserstoff stets zu kleine Werte erhalten, nämlich 1140 m, während die freilich nur geringe Zahl der in der Literatur auffind-

<sup>1)</sup> Die höchsten in der Musik gebräuchlichen Töne sind die der Pikkelflöte. Sie werden in Notenschrift eine Oktave tiefer geschrieben, als sie wirklich sind.

<sup>2)</sup> Ein anderes, sehr zuverlässiges Verfahren ist folgendes. Man legt auf den Boden des Becherglases, welches als Heizbad dient, eine mit Blei beschwerte Korkscheibe und stößt auf diese den Boden der Röhre leicht auf. Eine Abkühlung wird dadurch ganz vermieden.

baren Werte um 1250 m liegt. Ein Grund liegt jedenfalls darin, daß es schwer ist, ein Gas, dessen Diffusionsvermögen, infolge seiner Molekulargeschwindigkeit von über 1800 m, enorm ist, in reinem Zustande in die Versuchsröhre zu leiten.

Ich habe versucht, das Gas in Röhren zu untersuchen, die am geschlossenen Ende mit einer Zuleitung versehen waren, so daß das Gas nur die Trockenflaschen zu durchlaufen hatte, konnte aber kein besseres Ergebnis erhalten, auch bei sehr reinem, elektrolytischen Wasserstoff nicht. Die Hauptschwierigkeit liegt darin, daß selbst bei sehr langen Röhren — von nahezu 1 m — die Tonhöhe schwer bestimmbar ist, da die Schwingungszahl sehr groß und der Klang des Tones eigentümlich matt und farblos ist. Auch die Versuche, die Tonhöhe durch Resonanz zu bestimmen, mißlingen bis jetzt, weil keine Stimmgabel von so großer Schwingungszahl zu erhalten war, daß die Röhre angesprochen hätte. Doch bildet der Versuch mit Wasserstoff qualitativ selbst bei ganz kurzen Röhren und als Schülerversuch das auffallendste Beispiel der Änderung einer Tonhöhe in einer und derselben gedeckten Pfeife. —

I.

Name Formel	Länge und Durchmesser des Rohres	Lufttempera- tur (absolut) $T$ und Saitenlänge $r$	Gastempera- tur $T_1$ (absol.) und Saitenlänge $l$	Schallge- schwindig- keit bei $0^\circ$ : $u_0$ $= 331 \cdot \sqrt{\frac{T}{T_1}}$	$k = \frac{C_p}{C_v}$	Dampfdichte bei $0^\circ$ : $D_0 = \frac{M}{1130000 \cdot k \cdot u_0^2}$	Dampf- dichte $D_0 = \frac{M}{2}$ (berechn.).
Sauerstoff $O_2$	51 cm 3 cm	$T = 290^\circ$ $r = 65,4$ cm	$T_1 = 290^\circ$ $l = 68,1$ cm	318 m	1,4	15,7	15,88
	45,6 cm 2 cm	$T = 290^\circ$ $r = 57,5$ cm	$T_1 = 290^\circ$ $l = 59,2$ cm	321 m	1,4	15,4	15,88
Chlor $Cl_2$	32 cm 3 cm	$T = 291^\circ$ $r = 37$ cm	$T_1 = 291^\circ$ $l = 59,6$ cm	205 m	1,37	37	35,46
	16 cm 2 cm	$T = 291^\circ$ $r = 19,8$ cm	$T_1 = 291^\circ$ $l = 30,3$ cm	216 m	1,37	32,8	35,46
Ammoniak $NH_3$	32 cm 3 cm	$T = 291^\circ$ $r = 37$ cm	$T_1 = 291^\circ$ $l = 29,7$ cm	412 m	1,31	8,7	8,5
	16 cm 2 cm (versilbert)	$T = 291^\circ$ $r = 20,7$ cm	$T_1 = 291^\circ$ $l = 16,8$ cm	408 m	1,31	8,9	8,5
Kohlen- dioxyd $CO_2$	16 cm 2 cm	$T = 294^\circ$ $r = 20,4$ cm	$T_1 = 294^\circ$ $l = 25,9$ cm	260 m	1,31	22	21,83
	51 cm 3 cm	$T = 293^\circ$ $r = 66,4$ cm	$T_1 = 293^\circ$ $l = 83,6$ cm	263 m	1,31	21,4	21,83
Brom $Br_2$	16 cm 3 cm	$T = 291^\circ$ $r = 21$ cm	$T_1 = 333^\circ$ $l = 43$ cm	162 m	1,37	59 <sup>1)</sup>	39,65
Äther $C_4H_{10}O$	16 cm 3 cm	$T = 291^\circ$ $r = 21$ cm	$T_1 = 325^\circ$ $l = 34,1$ cm	193 m	1,06	34	36,7
Azeton $C_3H_6O$	16 cm 3 cm	$T = 293^\circ$ $r = 20,6$ cm	$T_1 = 334^\circ$ $l = 30$ cm	213 m	1,10	27,4	28,77
Schwefel- kohlenstoff $CS_2$	16 cm 3 cm	$T = 293^\circ$ $r = 20,6$ cm	$T_1 = 323^\circ$ $l = 34,4$ cm	189 m	1,26	38,8	37,70

<sup>1)</sup> Ein Versuchsfehler liegt nicht vor, die scheinbar zu große Zahl erklärt sich dadurch, daß Brom bei seiner Siedetemperatur zum weitaus größten Teile aus polymerisierten Molekeln besteht; das gleiche gilt von den Dämpfen der Essigsäure bei  $118^\circ$  ( $391^\circ$  absol.).

## II.

a) Gruppe von 4 Schülern

b) Gruppe von 5 Schülern.

Die benutzten Röhren bestanden aus gewöhnlichen Probiergläsern.

Name Formel	Röhre: Länge und Durchmesser	Luft- temperatur $T$ (absolut) $r$	Gas- temperatur $T_1$ $l$	Schall- geschwindig- keit $u_0$ $= 331 \cdot \frac{r}{l} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_1}}$	$k$	Dampfdichte $D_0 = \frac{1130000 \cdot k}{u_0^2}$	Dampf- dichte $D_0 = \frac{M}{2}$ (berechn.)
Kohlen- dioxid $\text{CO}_2$	a) 16 cm 1,5 cm	293° $r = 20$ cm	293° $l = 25,6$	259	1,31	22,1	21,83
Schwefel- wasserstoff $\text{H}_2\text{S}$	b) 16 cm 2 cm	293° $r = 20,6$ cm	293° $l = 23,2$	294	1,31	17,1	17
Azeton	a) 16 cm 1,5 cm	293° $r = 19,35$ cm	330° $l = 30$	201	1,13	30,8	28,9
$\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$	b) 16 cm 2 cm	293° $r = 19,6$ cm	330° $l = 30,3$	214	1,13	27,2	
Benzol	a) 16 cm 1,5 cm	293° $r = 19,35$ cm	353,5° $l = 33$	177	1,08	38	39
$\text{C}_6\text{H}_6$	b) 16 cm 2 cm	293° $r = 19,6$ cm	353,5° $l = 34,1$	173	1,08	40,7	

Eine schon ältere Methode, die Schallgeschwindigkeit in Gasen durch Resonanz zu bestimmen, findet sich in KOHLRAUSCHS Lehrbuch der praktischen Physik (1914) S. 248, eine andere, damit fast ganz übereinstimmende von M. SCHREIBER in dieser Zeitschrift (1914), Heft I. Die in letzterer Arbeit in Fig. 2 abgebildete Versuchsanordnung ist in den gezeichneten Dimensionen mit Benutzung einer Stimmgabel kaum mit Erfolg zu benutzen, auch sind leider dort keine Zahlenangaben über die gefundenen Werte mit Wasserstoff gemacht. Diese Methoden sind aber nur für Gase, nicht für Dämpfe, anwendbar. Durch Benutzung eines Dampfmantels würde dem Übelstande abzuhelfen sein, etwa in der Weise, wie LOHMANN (diese Zeitschrift 29. 24: 1916) angibt.

Wie man sieht, bietet sich hier ein einfacher Weg zur Berechnung des Verhältnisses  $\frac{C_p}{C_v}$  der Molekularwärmen der Gase. Die theoretischen Grundlagen, um diese Bestimmung dem Verständnis des Primaners zu ermöglichen, bestehen zunächst in molekular-theoretischen Betrachtungen, wie sie auch von anderer Seite <sup>1)</sup> vorgeschlagen werden, ferner in der Newton-Laplaceschen Gleichung und der Poissonschen Gleichung für adiabatische Vorgänge. Zur Ableitung dieser Gleichungen genügen die Grundlagen der Differentialrechnung, die ja wohl überall in den preußischen höheren Lehranstalten Berücksichtigung finden.

<sup>1)</sup> Vgl. in *dieser Zeitschr.* 29, 173 (1916), Heft IV, den Aufsatz von Bavink über die Ionen- und Elektronentheorie im Unterricht.

## Das Thermoelement als Demonstrationsthermometer.

Von Dr. Erich Günther in Dresden.

Thermoströme und Thermoelement pflegen im Unterricht eine verhältnismäßig untergeordnete Rolle zu spielen; man beschränkt sich wohl auf die Vorführung einiger einfacher Demonstrationsversuche mit der klassischen Kombination Wismut-Antimon. Ganz unterschlagen läßt sich das Kapitel bei einem systematischen Aufbau schwer, da doch die Möglichkeit der Verwandlung von Wärmeenergie in elektrische Energie dargelegt werden muß. Der Grund für die Kürze der Behandlung liegt vor allem in der Schwierigkeit näherer theoretischer Erörterungen<sup>1)</sup>. Aber Thermo- und Peltier-Effekt lassen doch, auch wenn man von der Elektronentheorie absieht, so lehrreiche Betrachtungen zum Prinzip von LE CHATELIER-BRAUN<sup>2)</sup> zu, daß ich diese in Verbindung mit ähnlichen Erscheinungen (Polarisationsstrom, Induktion, Kompressionswärme usw.) ungern unterlasse. Erwähnung verdient auch gewiß die große Rolle, die das Thermoelement als Thermometer gegenwärtig in Wissenschaft und Technik spielt (Kombination Platin-Rhodium für hohe Temperaturen). Es kann also zunächst gezeigt werden, daß irgend zwei verlötete Drähte verschiedener Metalle ein Thermoelement abgeben; besonders geeignet ist wegen ihrer Empfindlichkeit die Kombination Eisen-Konstantan. Auch möchte die annähernd lineare Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft von der Temperatur vorgeführt werden; durch begabte und physikalisch besonders interessierte Schüler lasse ich im Praktikum diese Tatsache als schönes Beispiel einer linearen Funktion durch Eichung eines Thermoelements feststellen<sup>3)</sup>. Allerdings braucht man dazu ein vorzügliches Galvanometer; ich benutze das wegen seiner Handlichkeit, vielseitigen Verwendbarkeit und wegen seines verhältnismäßig niedrigen Preises für Schulzwecke sehr zu empfehlende Drehspulen-Spiegelgalvanometer D Nr. 591 von HARTMANN u. BRAUN in Verbindung mit dem von der Firma zum Instrument gelieferten Parallelwiderstand. Dieses Galvanometer hat bei der hohen Empfindlichkeit von  $3 \cdot 10^{-9}$  Amp. äußerst geringe Trägheit, hervorragende Dämpfung und Konstanz des Nullpunktes. Der Besitz dieses ausgezeichneten Instrumentes brachte mich auf den Gedanken, das Thermoelement in der Wärmelehre als Demonstrationsthermometer zu verwenden. Den Mangel eines solchen wirklich allseitig brauchbaren Thermometers habe ich in der Wärmelehre immer sehr bedauert. Das Arbeiten mit dem gewöhnlichen Quecksilberthermometer bleibt, auch wenn man die Ablesung durch einen Schüler vornehmen läßt, für Lehrer und Schüler gleich unbefriedigend, da die Zuhörer die gemessenen Temperaturen auf Treu und Glauben annehmen müssen. Die bekannten Demonstrationsthermometer arbeiten im allgemeinen nicht quantitativ genau, haben große Wärmekapazität, wodurch sie für eine Reihe von Versuchen ausscheiden, sind recht unhandlich oder verlangen die Unbequemlichkeit des Projizierens. Demgegenüber besitzt das Thermoelement den Vorzug, daß es in Verbindung mit einer nach Celsiusgraden geeichten Skala genaue, quantitative Bestimmungen gestattet, daß es jedes Thermometer an Empfindlichkeit weit hinter sich läßt, daß es sehr geringe Wärmekapazität und damit sehr kleine thermische Trägheit hat, daß es sehr bequem zu handhaben ist und daß es von der forschenden Physik längst schon zur Temperaturbestimmung verwendet wird. Das Luftthermoskop

<sup>1)</sup> Vgl. F. Poske, Didaktik des physikalischen Unterrichts (Didakt. Handbücher für den realistischen Unterricht von Höfler u. Poske, Bd. IV), S. 373.

<sup>2)</sup> Vgl. O. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik; Bd. III (1905) S. 474. Das Prinzip scheint leider im Unterricht noch recht wenig gewürdigt zu werden, obwohl sein Wert gerade für die Schule gar nicht hoch genug veranschlagt werden kann, da es dort bis zu einem gewissen Grade den zweiten Hauptsatz ersetzen könnte.

<sup>3)</sup> W. Masche, Messung thermoelektrischer Kräfte in den Schülerübungen; diese Zeitschr. 25, 78, 1912.

wird dadurch natürlich nicht überflüssig; doch findet es im Thermoelement eine wünschenswerte Ergänzung besonders nach der quantitativen Seite hin. Die Scheu vor der Verwendung des Thermoelements im angedeuteten Sinne liegt wohl vor allem darin, daß man mit dem Spiegelgalvanometer arbeiten muß. Das erwähnte Hartmann und Braunsche Instrument macht Bedenken in dieser Richtung hinfällig; es läßt sich in wenig Augenblicken aus dem Schrank nehmen und an beliebiger Stelle rasch und gut aufstellen; die jeweilige Aufstellung ziehe ich der festen Montierung vor, weil dadurch das Spiegelgalvanometer dem Schüler gegenüber alles Geheimnisvollen entkleidet wird. Zum Entwerfen des Lichtzeigers verwende ich die Nernstlampe; man kann dann bei hellem Tageslicht arbeiten und umgeht das lästige Verdunkeln des Zimmers. An der Nernstlampe habe ich den Vorwärmkörper vorsichtig entfernt, da er sich im Skalenbild störend mitprojiziert; die Vorwärmung erfolgt dann jedesmal mit der Bunsenflamme. Noch mehr zu empfehlen ist eine kleine Bogenlampe (Universalbogenlampe von Krüss in Hamburg) oder die Azo-Scheinwerferlampe Type C der Auergesellschaft, die auch mit Akkumulatoren gespeist werden kann.

Das Thermoelement, das ich als Demonstrationsthermometer benutze, ist denkbar einfach konstruiert; ich verwende die Kombination Konstantan-Eisen in etwa 0,6 mm starken Drähten; doch kann man die Wärmekapazität durch Verwendung dünnerer Drähte noch merklich herabsetzen. Die Enden der beiden Drähte werden ein- bis zweimal verdrillt und mit ein wenig Weichlot gut verlötet. Die Lötstelle sitzt (vgl. Fig. 1) in einer kleinen Kerbe am Ende eines 5 mm starken, etwa 38 cm langen Holzstäbchens, das axial durch einen Kork gesteckt ist. Die beiden Drähte laufen blank auf beiden Seiten des Stäbchens eng anliegend bis zum Kork, durchbrechen diesen ebenfalls, sind dann mit Isolierband umwunden und leicht verdrillt. An ihre freien Enden sind zwei stärkere, kurze Kupferdrähte angelötet, die auf einem Brettchen parallel zueinander befestigt und mit Klemmen zum Anschluß der Galvanometerleitung versehen sind. Die Entfernung vom Kork bis zur Lötstelle beträgt etwa 20 cm, die vom Kork bis zu den angelöteten Kupferdrähten etwa 40 cm. Man muß diese letzteren Lötstellen so weit vom Kork verlegen, da sie sonst von aufsteigenden Dämpfen usf. gelegentlich so stark erhitzt werden, daß beträchtliche Schwankungen und Fehler in der Ablesung des Ergebnisses auftreten. Deshalb müssen die Thermodrähte durch den Kork ohne Lötstelle hindurch- und genügend weit von

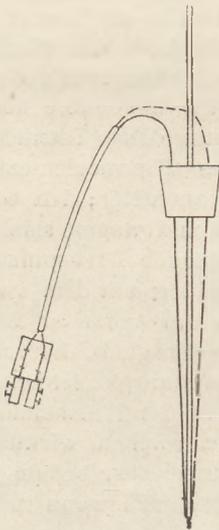


Fig. 1.

der zu untersuchenden Wärmequelle fortgeführt werden. Das Holzstäbchen setzt sich auch oberhalb des Korken noch etwa 15 cm fort und dient so als Handgriff. Lästiges Verwerfen des Holzstäbchens infolge von Feuchtigkeit unterbleibt, wenn das Stäbchen mit heißem Öl getränkt oder mit Ölfarbe gestrichen wird; auch kann man es durch ein Stäbchen aus Bein (käufliche Stricknadel) ersetzen. Man kann nun das Thermoelement leicht und bequem, genau wie ein Thermometer in die Gefäße und Räume, deren Temperatur bestimmt werden soll, einsenken; zufolge seiner Konstruktion gelingt es, mit dem Thermoelement auch in sehr enge Gefäße (Probierröhren, Küvetten, enge Spalten usf.) einzudringen. Wegen seiner geringen Raumbeanspruchung und Wärmekapazität kann man mit dem Thermoelement auch die Temperatur minimaler Mengen bestimmen. Mit Hilfe des Korken kann das Thermoelement unter Umständen in passende Röhren, Kolben, Zylinder usw. eingesteckt werden. Für diese besonderen Zwecke verwende ich ein zweites Thermoelement, bei dem der Kork durch einen Gummistopfen ersetzt ist, der außerdem von zwei mit Hähnen versehenen Glasröhren durchbohrt ist. Mit weißem Siegellack sind die durch den Gummistopfen geführten Drähte und Glasröhren vakuumsticher abgedichtet.

Die Eichung des Thermoelements erfolgt wie beim Thermometer mit Hilfe des Schmelz- und Siedepunktes des Wassers; für höhere und tiefere<sup>1)</sup> Temperaturen werden ebenfalls bekannte Schmelz- und Siedepunkte (flüssige Luft, feste Kohlensäure, Glycerin usw.) verwendet. Dazwischen liegende Punkte werden mit einem Präzisionsthermometer kontrolliert. Zwischenpunkte auf der negativen Seite der Skala bekommt man in beliebiger Anzahl, wenn man die Zuleitungsdrähte zum Galvanometer vertauscht und mit positiven Temperaturen arbeitet. Dabei ist die Temperaturdifferenz zwischen der Ausgangstemperatur und der Eichtemperatur sinngemäß in Rechnung zu setzen. Beginnt man z. B. mit einer Ausgangs-(Zimmer-)temperatur von 20° und befindet sich dabei das Galvanometer in der Ruhelage, so erhält man beim Einsenken des Thermoelements in siedendes Wasser auf der positiven Seite der Skala den Punkt 100°, dagegen beim Kommutieren auf der negativen Skalenseite — 60°. Die Skala ist innerhalb der in Betracht kommenden Grenzen linear und wird mit der Bezeichnung in Celsiusgraden durch starke, abwechselnd schwarze und weiße Striche auf kräftiger Pappe markiert. Diese Pappe läuft horizontal leicht verschiebbar in zwei übergreifenden Falzen eines 2 m langen, 30 cm breiten starken Holzbrettes, das mit zwei Haken an der Wand befestigt wird; die Verschiebbarkeit der Skala ist wichtig zur bequemen Einstellung und raschen Verbesserung des Nullpunktes. Die normale Skala umfaßt das Intervall von 0° ÷ 100° und hat dabei eine Länge von etwa 110 cm. Für ein größeres Intervall ist eine zweite Skala auf der Rückseite der ersten aufgezeichnet. Diese beginnt bei — 200° und erstreckt sich bis + 250°; ihre Länge beträgt etwa 180 cm. Bei ihrer Verwendung wird die Empfindlichkeit des Galvanometers durch einen Parallelwiderstand herabgesetzt. Hierzu dient die eine Seite eines Ruhstrat-Schiebewiderstandes von 200 Ohm, der als Abzweigwiderstand geschaltet ist, wobei die Stellung des Schiebers für den fraglichen Empfindlichkeitsgrad markiert ist, so daß die rasche Einstellung keine Schwierigkeiten macht. Im übrigen erfolgt die Veränderung der Empfindlichkeit des Galvanometers sehr leicht mit Hilfe des zum Instrument gehörigen Parallelwiderstandes, der es gestattet, durch einfaches Drehen einer Kurbel die Empfindlichkeit des Galvanometers im Verhältnis 1 : 10 : 100 : 1000 : 10000 herabzusetzen. Schon bei Benutzung der einfachen Skala (0° ÷ 100°) muß die Empfindlichkeit auf den zehnten Teil reduziert werden; beim Arbeiten mit der umfangreicheren Skala wird außerdem noch der Ruhstratwiderstand angewendet. Bei Ausnützung der vollen Empfindlichkeit gilt auf der normalen Skala 1° nur noch 0,1°, die ganze Skala umfaßt dann nur noch 10° und jeder Grad wird durch eine 11 cm lange Strecke dargestellt, so daß man zehntel und sogar noch hundertstel Grade ablesen kann. Man kann dann also sehr geringe Temperaturdifferenzen messen ohne Rücksicht auf die Ausgangstemperatur. Die Auswechslung der beiden Skalen kann mit Hilfe des beschriebenen Brettes rasch und bequem erfolgen. Das Galvanometer steht etwa 2,50 m von der Skala entfernt; sein Standort ist dauernd auf dem Experimentiertisch fest markiert. Sollte bei gegebener fester Montierung des Galvanometers und der Skala der Galvanometerausschlag für das gewünschte Temperaturintervall zu groß werden, so kann man ihn durch einen passend gewählten Widerstand herabsetzen; dadurch läßt sich unter Umständen sogar die Anfertigung einer neuen Skala vermeiden, wenn man nämlich den Vorschaltwiderstand so ausprobiert, daß auf der Zentimeterskala ein Skalenteil gerade einem Celsiusgrad entspricht.

Die Verwendung der Anordnung im Unterricht ist nun äußerst einfach; noch vor Beginn des Unterrichts wird das Thermoelement in ein größeres Becherglas mit Wasser von bekannter Temperatur eingesenkt; diese Temperatur muß natürlich jedesmal mit dem Quecksilberthermometer bestimmt werden und es ist wünschens-

<sup>1)</sup> H. Rebenstorff, Handhabung des Spiegelgalvanoskops nebst Thermoelement für niedere Temperaturen; diese Zeitschr. 23, 42, 1910.

wert, aber nicht notwendig, daß sie mit der Zimmertemperatur zusammenfällt; das Galvanometer zeigt dann nämlich keinen Ausschlag. Auf diese Temperatur wird nun die Skala eingestellt, die deshalb leicht verschiebbar sein muß. Ändert sich die Zimmertemperatur beträchtlich, so muß die Skala von Zeit zu Zeit neu eingestellt werden. Unter normalen Verhältnissen bleibt die Einstellung aber während einer Unterrichtsstunde hinreichend konstant. Das Kontrollgefäß mit Wasser und Thermometer bleibt auch während des Unterrichts dauernd zur Hand, und ich senke das Thermoelement nach jeder Messung wieder in dieses Gefäß ein, um stets eine Kontrolle über die Konstanz der Ausgangstemperatur zu haben. Diese Kontrolltemperatur haben die Schüler beim Eintritt in das Physikzimmer vor Beginn des eigentlichen Unterrichts am Quecksilberthermometer abzulesen. Gewöhnlich habe ich auch den Siedepunkt des Wassers vor Beginn jeder Stunde noch einmal zur Kontrolle herangezogen. Doch ist diese Vorsicht bei sorgfältiger und ganz besonders bei fester Aufstellung des Galvanometers überflüssig.

Mit Hilfe der beschriebenen Anordnung kann man nun fast alle Versuche, bei denen Temperaturbestimmungen eine Rolle spielen, quantitativ, rasch, leicht und genau ausführen, so daß gleichzeitig alle Zuhörer Kenntnis von der gemessenen Temperatur erlangen. In der Wärmelehre möchte ich die Anordnung überhaupt nicht mehr missen. Besonders schön gelingen die zur Einführung in die Kalorimetrie dienenden Mischungsversuche: Man hält abgemessene Mengen verschieden temperierten Wassers vorrätig; die Temperaturen werden mit dem Thermoelement durch einfaches Einsenken rasch bestimmt; dann wird gemischt und es ist überraschend, mit welcher Sicherheit sich der Lichtzeiger auf die erwartete Mischungstemperatur genau einstellt. In kürzester Zeit läßt sich damit eine ganze Versuchsreihe erledigen und das wichtige Gebiet vollkommen empirisch erschließen. Ebenso schön gestaltet sich die Bestimmung von Schmelz- und Siedepunkten, die kalorimetrische Messung der spezifischen, der Schmelz-, Kondensations- und Verbrennungswärme. Zur Demonstration der Abhängigkeit des Siedepunktes des Wassers vom Druck setze ich das mit Gummistopfen versehene Thermoelement dicht schließend in den Hals einer mit Wasser beschickten, starkwandigen Kochflasche, so daß die Lötstelle ins Wasser hineinragt. Zunächst wird bei Atmosphärendruck bis auf  $100^{\circ}$  erhitzt; dann läßt man abkühlen und pumpt mit der Wasserstrahlpumpe durch das eine Glasrohr im Gummistopfen ab, während das andere verschlossen bleibt, so daß der Druck sinkt; das Sieden beginnt von neuem und der Lichtzeiger zeigt die niedrigere Siedetemperatur an. Die gleiche Anordnung dient zur Vorführung der Kompressions- und Expansionswärme; der Kolben ist dann nur mit Luft gefüllt; die durch rasches Abpumpen der Luft bewirkte Abkühlung und die beim plötzlichen Wiedereintritt der Luft auftretende Erwärmung wird mit dem Thermoelement gemessen.

Bei diesem letzteren Versuche empfiehlt es sich, die volle Empfindlichkeit des Galvanometers auszunutzen, ebenso wie bei allen Versuchen, bei denen es sich um die Bestimmung kleiner Temperaturdifferenzen handelt, wie etwa bei der kalorimetrischen Messung der spezifischen Wärme, oder bei der quantitativen Bestimmung der Lösungswärme. Man kann damit die Temperaturerhöhung oder -erniedrigung messen, die bei der Lösung einer abgewogenen Menge von Kochsalz, Schwefelsäure usf. in einer bestimmten Menge Wasser auftritt. Liegt dabei die Ausgangstemperatur schon wesentlich von der Zimmertemperatur entfernt, so läßt sich die empfindliche Anordnung nicht ohne weiteres verwenden, da hier die Ausgangstemperatur schon einen viel zu großen Galvanometerausschlag bewirkt. Das trifft z. B. zu bei Versuchen über Siedepunktserhöhung und Gefrierpunktserniedrigung von Lösungen (Beckmannsches Verfahren), oder bei dem bekannten Versuch über das Dichtigkeitsmaximum des Wassers, wobei eine Eisschicht auf das Wasser gebracht wird und oben  $0^{\circ}$ , unten  $4^{\circ}$  gemessen werden. Für diese Fälle verwendet man zweckmäßig ein Differentialverfahren, bei dem zwei gleichartige Thermoelemente gegeneinander geschaltet sind

(Fig. 2). Bringt man beide Lötstellen auf dieselbe Temperatur, indem man sie etwa in zwei verschiedene Gefäße mit siedendem Wasser einsetzt, so zeigt das Galvanometer keinen Ausschlag, da die thermoelektrischen Wirkungen sich wegen der Gegenschaltung aufheben. Tritt nun durch Zusatz irgend einer Substanz (Kochsalz) in dem einen Gefäß eine Siedepunktserhöhung ein, so überwiegt die Thermokraft des zugehörigen Elements, und die kleine Temperaturerhöhung läßt sich mit der empfindlichen Galvanometereinstellung sehr genau messen.

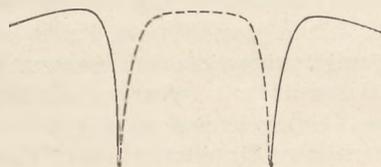


Fig. 2.

Für eine Reihe von Versuchen mehr qualitativer Natur kann man dem Thermolement eine andere Form geben (Fig. 3). Auf einem dünnen, quadratischen Brettchen von etwa 5 cm Seitenlänge sind parallel nebeneinander zwei starke Kupferdrähte mit Drahtschlingen, die durch kleine Löcher im Brettchen führen, befestigt. Am Ende des einen Kupferdrahtes ist ein dünner Eisendraht, am Ende des anderen ein dünner Konstantandraht angelötet. Die freien Enden dieser beiden, etwa 10 cm

langen Drähte sind leicht miteinander verdrillt und verlötet. An den anderen Enden der Kupferdrähte wird das Galvanometer angeschlossen. Dabei verwende ich, wenn die Empfindlichkeit möglichst groß sein soll, ohne Vorschaltwiderstand die Galvanometerspule, die bei wenig Windungen kleinen Widerstand (7 Ohm) hat, während für die übrigen Versuche die Spule mit größerem Widerstand (100 Ohm) genügt. Mit diesem Thermolement gelingt es sehr gut, die Erzeugung von Wärme durch Stoß, Druck, Reibung usw. nachzuweisen. Ein schwacher Hammerschlag auf die Lötstelle, ein Strich mit der Feile, Reiben der Lötstelle mit zwei kleinen Holzstückchen, leichtes Andrücken der Lötstelle an die Riemenscheibe eines laufenden Elektromotors genügt, einen beträchtlichen Galvanometerausschlag hervorzurufen. Allerdings muß man dabei vorher durch leichtes Anlegen des Hammers, der Feile usw. nachweisen, daß Lötstelle und Hammer die gleiche Anfangstemperatur haben und daß nicht etwa statische Temperaturdifferenzen die Wirkung hervorbringen. Fremde Wärmewirkungen (Wärme der Hand, Wärmestrahlung einer Lampe usw.) sind hier ganz besonders sorgfältig fernzuhalten. Mit Hilfe dieses Thermolements gelingt es sogar, die Verwandlung der kinetischen Energie eines frei fallenden Körpers beim plötzlichen Anhalten in Wärme nachzuweisen, eine Tatsache, die wegen ihrer Wichtigkeit nach empirischer Bestätigung im Unterricht dringend verlangt. Zu diesem Versuche verwende ich die Galileische Fallrinne; auf ihr rollt eine Stahlkugel von 4 cm Durchmesser herab und schlägt am unteren Ende der Rinne senkrecht gegen ein kleines Holzklötzchen, das zur Herbeiführung eines annähernd unelastischen Stoßes mit einem dicken Plastilinaklumpen an einen schweren eisernen Amboß geklebt ist. Genau an der Aufschlagstelle sitzt das Thermolement, so daß die Kugel scharf an die Lötstelle trifft. Die Fallrinne selbst wird aus einer 2 m langen, kräftigen Holzlatte gebildet, auf der zwei Messingröhren unmittelbar nebeneinander befestigt sind<sup>1)</sup>. Läßt man nun die Kugel der Reihe nach  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{4}$ ,  $1$  der Länge der Fallrinne durchlaufen, so ergeben sich Galvanometerausschläge, die sich recht gut wie 1 : 2 : 3 : 4 verhalten. Die Feinheit des Versuches erhellt, wenn man bedenkt, daß dabei die größte, wirklich freie Fallhöhe etwa 20 cm beträgt. Die Galvanometerausschläge betragen darum auch nur einige Zentimeter, und deshalb wirken fremde Wärmequellen und Temperaturunterschiede der ganzen Anordnung recht störend. Man tut also gut, den Versuch schon am Tage vorher aufzubauen, so daß der völlige Temperaturengleich während der Nacht erfolgen kann, und ihn dann möglichst früh zu Beginn der ersten Unterrichts-

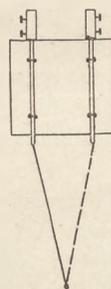


Fig. 3.

1) Vgl. H. Hahn, Handbuch für phys. Schülerübungen (1909), S. 142.

stunde vorzuführen. Auch muß man sich streng hüten, die Kugel mit der Hand anzufassen, da sie dabei so stark erwärmt wird, daß diese Wirkung den eigentlichen Effekt verdeckt. Man schiebt die Kugel am besten mit einem langen Holzstab auf der Rinne vom tiefsten Punkt zur Ablaßstelle. Der schöne Versuch läßt natürlich mannigfaltige Abänderungen zu. Man kann einen wirklich frei fallenden Körper oder ein Pendel mit schwerer Bleikugel verwenden, wobei die Amplitude verändert und das Thermoelement an der tiefsten Stelle der Bahn der Kugel aufgestellt wird. Ausführlichere Mitteilungen über diese Versuche sollen gelegentlich folgen.

Mit all den angegebenen Versuchen ist die Anwendungsmöglichkeit des Thermoelements längst nicht erschöpft. So kann man es in Verbindung mit dem Galvanometer zur Messung von Wechselströmen bequem verwenden. Man lötet ein sehr feines Thermoelement quer über einen nicht zu starken Hitzdraht, der in die Wechselstromleitung, unter Umständen im Nebenschluß, eingeschaltet wird; die Stärke des Hitzdrahtes wird nach der Stärke der zu messenden Ströme ausgewählt. Diese Anordnung kann bis zu gewissem Grade das Telephon bei Messungen in der Wheatstoneschen Brücke ersetzen und so die objektive Vorführung der Versuche ermöglichen. Es sei auf die besonders für Wechselstrommessungen konstruierten Vakuumthermoelemente von Siemens und Halske verwiesen<sup>1)</sup>. Bei messenden Versuchen über elektrische Schwingungen bilden sehr feine Thermoelemente ein zuverlässiges und bequemes Hilfsmittel; ich ziehe sie besonders für quantitative Bestimmungen (Aufnahme der Resonanzkurve) im Unterricht dem Kristalldetektor vor.

Die meisten Versuche über Wärmestrahlung gestalten sich ebenfalls mit dem Thermoelement sehr einfach. Es empfiehlt sich, für diese Zwecke ein Thermoelement nach Art von Fig. 3 aus möglichst dünnen Drähten herzustellen, die Lötstelle zu einem feinen flachen Scheibchen auszuhämmern und mit Ruß zu schwärzen. Doch bleibt für Strahlungsmessungen immer die Thermosäule vorzuziehen. Besonders empfehlenswert ist wegen ihrer geringen thermischen Trägheit die lineare Thermosäule nach RUBENS. Mit dieser zeige ich das Wärmespektrum unter Verwendung von Steinsalzoptik, wobei als Wärmequelle ein Kohlebogen mit dicht davor gesetztem, nicht zu engem Spalt dient; dabei erhalte ich im Ultrarot im Maximum einen Galvanometerausschlag von über 1 m. Auch kann man hier mit der Thermosäule das hochwichtige Gesetz der Beziehung zwischen Intensität und Quadrat der Entfernung, dessen Bestätigung im Magnetismus und in der Elektrostatik immerhin mit Schwierigkeiten verbunden ist, in der Gravitation aber ganz unterbleiben muß, leicht und bequem experimentell vorführen; als Wärmequelle genügt eine gewöhnliche Glühlampe oder eine Nernstlampe; die Entfernung läßt sich bis 2 m und mehr variieren. Infolge der geringen Trägheit der ganzen Anordnung kann man den Versuch in wenigen Minuten anstellen.

Die geringe Trägheit ist bei all den hier beschriebenen Versuchen eine große Annehmlichkeit und ein besonderer Vorzug des Thermoelements gegenüber dem Thermometer. Ist die Anordnung einmal aufgebaut, dann wickeln sich die Versuche durchweg sehr rasch und sicher ab. So wird es auch möglich, Vergleichsversuche, die mit dem Doppelthermoskop gleichzeitig ausgeführt werden, rasch nacheinander durchzuführen. Das Thermoelement ist so handlich, daß es sich leicht von einer zur andern Stelle umsetzen läßt. Unter Umständen wendet man zwei oder noch mehr Thermoelemente an, die mit einem Umschalter dann der Reihe nach mit dem Galvanometer verbunden werden, obwohl dabei wegen des vielleicht wechselnden Übergangswiderstandes große Vorsicht geboten ist. Manche Versuche, bei denen es nur auf Temperaturdifferenzen ankommt (Wärmeleitung), lassen sich auch mit dem Differentialthermoelement (Fig. 2) ausführen, so daß dann zwei Thermometer überflüssig werden.

<sup>1)</sup> Elektrotechn. Zeitschr. 1906, S. 467.

Besonders wichtig ist es, bei all diesen Versuchen fremde Thermokräfte aus der Galvanometerleitung fernzuhalten; man vermeide also Lötstellen in der Zuleitung nach Möglichkeit. Sind sie vorhanden, so schütze man sie vor äußeren thermischen Einflüssen durch Umbüllen und Bedecken mit Tuch oder Watte.

Wertvolle Bemerkungen über Thermoelemente, besonders was die thermoelektromotorische Kraft verschiedener Metallkombinationen anlangt, findet man in „Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik“, 11. Aufl. S. 161.

Zum Schlusse sei noch einmal betont, daß das gute Gelingen der Versuche im wesentlichen von der Qualität des Galvanometers, insbesondere von seiner geringen Trägheit und seiner guten Aperiodizität abhängt. Mit einem Magnetinstrument älterer Konstruktion gestalten sich die Versuche so zeitraubend, umständlich und unbefriedigend, daß von ihrer Ausführung nur abgeraten werden kann<sup>1)</sup>.

## Über den Widerstand des Mittels.

Von Prof. Joh. Kleiber in München.

1. Vorbemerkung. Wenn man im Unterricht auf den Widerstand des Mittels zu sprechen kommt, so weist man darauf hin, daß dieser im großen und ganzen mit dem Quadrat der Geschwindigkeit des Körpers zunimmt, den man in dem betreffenden Mittel bewegt. Man stützt sich dabei auf die Autorität Newtons und weist überdies darauf hin, daß man in einem später durchzunehmenden Abschnitt des Unterrichts durch einfache mathematische Überlegungen zeigen kann, daß unter gewissen, vereinfachenden Annahmen der Druck eines Luftstromes auf eine feste Fläche mit dem Quadrat der Geschwindigkeit des Luftstromes wächst.

Dieses Verfahren des „Hinweises“ hat aber im zeitgemäßen Betrieb unseres Physikunterrichts nur sekundäre Bedeutung. An erster Stelle erwartet der Schüler einen Versuch, womöglich mit einfachen Mitteln, der möglichst rasch die Form des gesuchten Gesetzes erkennen läßt. Eine kleine Vorrichtung, die diesem Zweck vollauf genügt, sei hier beschrieben.

2. Beschreibung des Apparates. Die nebenstehende Fig. 1 zeigt uns den überaus einfachen Aufbau der ganzen Versuchsanordnung. Auf einer Wanne, die mit Wasser gefüllt ist (ich benutze dazu den zu optischen Zwecken vorhandenen Glas-

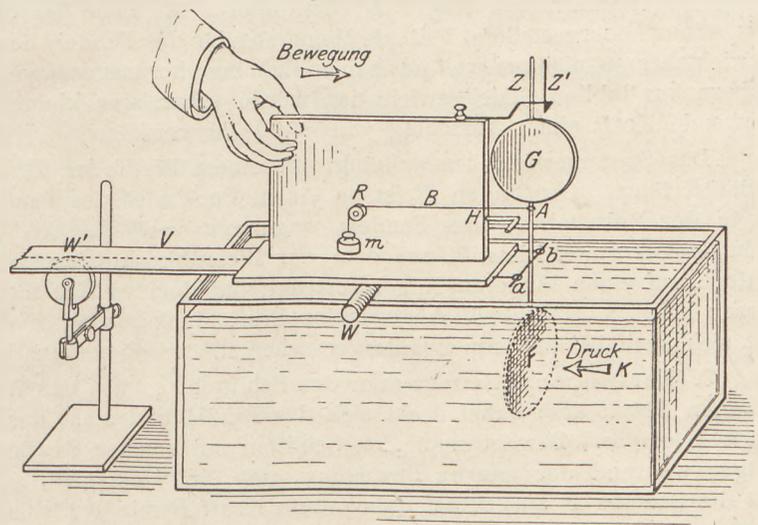


Fig. 1. Die Schlitzenvorrichtung.

<sup>1)</sup> Die in der Abhandlung angeführten Thermoelemente können von den „Physikalischen Werkstätten G. m. b. H. Göttingen (Hainholzweg 46)“ mit den nötigen Zubehörteilen (Glaskolben Skala usw.) bezogen werden. — Man vergleiche auch die Mitteilung des Verfassers unter Korrespondenz in diesem Heft S. 37.

trog von 36 cm Länge, 25 cm Breite, und 30 cm Höhe; man kann aber hierzu auch das in den meisten Haushaltungen vorhandene rechteckige Kohlenvorratsbecken aus Blech benutzen, da ja die Durchsichtigkeit keine Rolle spielt), kann ein Schlitten auf zwei Walzen ( $W, W'$ ) wagerecht hin und her bewegt werden. Dieser Schlitten besteht aus einem Grundbrett von  $\sim 40$  cm Länge und  $\sim 10$  cm Breite, auf dem vertikal stehend ein zweites Brettchen befestigt ist. (Durch ein paar durch das Grundbrett getriebene Nägel ist diese Befestigung leicht zu erreichen.) Zur bequemeren Führung des Schlittens ist an das Grundbrett ein schmäleres Verlängerungsstück  $V$  angefügt, das auf einer Rolle  $W'$  gleitet. Um das Abgleiten zu verhindern, genügt es, auf der Unterseite der Schiene  $V$  einen dicken Draht anzubringen (vergleiche die gestrichelte Linie), der in die Schnurlaufrinne der benutzten Rolle paßt.

Der Schlitten trägt, wie die Figur zeigt, auf der Schmalseite vorn zwei Ösen  $a$  und  $b$ , die man durch geeignetes Umbiegen der Köpfchen zweier Stecknadeln herstellt. (Die so gebogenen Stecknadeln werden mit den Spitzen in das Grundbrett getrieben.) In diesen Ösen hängt das Pendel  $FG$ .

Das Pendel ist auf sehr einfache Weise aus einer Stricknadel herzustellen. Man lötet zunächst an eine erste Stricknadel quer dazu als Drehachse des Pendels eine zweite (kürzeres Stück genügt). An die beiden freien Enden der Hauptstricknadel lötet man schließlich zwei gleichgroße Blechscheiben ( $F, G$ ) in nahezu gleichem Abstand von der Mitte (in meinem Falle waren es zwei kreisförmige Weißblechscheiben von  $\sim 5$  cm Halbmesser, also  $\sim 80$  cm<sup>2</sup> Fläche) und zwar so, daß die Scheibe  $F$  in der Ebene der Achse  $ab$ , gegen die (als Trierkörper) dienende Scheibe  $G$  senkrecht steht. Die Triererscheibe  $G$  versieht man mit einem langen vertikalen Zeiger  $Z$  und klebt (mit etwas Klebwachs) auf die Rückseite dieser Scheibe kleine Trierstückchen (wenn dieses noch nötig sein sollte) auf, bis das vertikal stehende Pendel fast im labilen Gleichgewichte ist. Um die „Nullstellung“ des Zeigers  $Z$  leicht feststellen zu können, ist dahinter ein Hilfszeiger  $Z'$  angebracht. Diesen fertigt man sich am einfachsten aus einem rechtwinkelig gebogenen Drahtstück, das man mit Hilfe eines Nagels am vertikal stehenden Brettchen des Schlittens befestigt.

Ein hakenförmiger Nagel  $H$ , den man seitlich in das Standbrett treibt, dient mit seinem quergestellten Teil als Hemmung für das Pendel, damit dieses vom Spannungsgewichtchen  $m$  nicht zu weit aus seiner Ruhelage herausgezogen wird. (Da das Pendel nahezu im labilen Gleichgewicht ist, würde schon eine kleine, quer auf das Pendel wirkende Kraft einen Ausschlag von  $\sim 90^\circ$  hervorrufen.)

Das Spannungsgewichtchen  $m$  hängt an einem Bindfaden  $B$ , der über eine kleine Rolle  $R$  führt. Der Faden  $B$  ist an einem Punkte  $A$  des Pendels so befestigt, daß er in der Ruhestellung des Pendels wagerecht verläuft. Als Rolle dient ein etwa 3 cm langes Stück Bleistift, aus dem der Bleistiftkern herausgetrieben ist. Es wird einfach auf einen längeren Nagel gesteckt, auf dem es sich leicht drehen kann, und dieser Nagel wird schließlich etwas ins Brett hineingetrieben. (Diese Art von Rolle hat sich auch bei anderen Schülerversuchen überraschend gut bewährt.)

3. Verfahren. Bewegt man den Schlitten, so übt das Wasser auf die Scheibe  $F$  einen Druck aus; dabei dreht sich das Pendel und zieht das spannende Gewichtstück  $m$  empor. Bewegt man den Schlitten mit solcher Geschwindigkeit  $v$ , daß der Zeiger während der ganzen Bewegung auf „Null“ einspielt, so ist die vom Wasser auf die Scheibe  $F$  ausgeübte, unbekannte Kraft  $P$  mit der vom Gewichtstück  $m$  ausgeübten Kraft  $m$  Gramm ( $= m \cdot g$  Dyn) am Hebel, den das Pendel darstellt, im Gleichgewicht. Es ist also der gesuchte Widerstand  $K$  bis auf einen Proportionalitätsfaktor gleich dem Spannungsgewicht  $m$  (Gramm).

Ersetzt man das Spannungsgewicht durch ein schwereres, so muß man den Schlitten schneller als vorher bewegen, damit der Zeiger während der ganzen Bewegung auf Null einspielt.

Um nun die Geschwindigkeit des Schlittens dabei zu ermitteln, stellt man neben der Wanne ein Metronom auf, das z. B.  $\frac{1}{2}$  Sekunden schlägt und zählt (je mit dem Wort: Null beginnend) die Zahl der Taktschläge, die vergehen, bis man die Laufbahn auf der Wanne (in meinem Falle betrug sie 28 cm) mit dem von der Hand gleichmäßig schnell fortgeführten Schlitten mit jener Geschwindigkeit durchmessen hat, die nötig ist, um den Zeiger auf seiner Nullstellung beharren zu sehen.

Bei geringen Spannungen ist die erforderliche Geschwindigkeit des Schlittens recht mäßig. So war bei der Spannung von 1 g die Laufbahn von 28 cm erst nach 38 Taktschlägen (= 19 Sekunden) zurückzulegen, d. h. mit einer Geschwindigkeit  $v = s/t = 28 \text{ cm} : 19 \text{ sec} = 1,47 \text{ cm/sec}$ .

4. Versuchsreihe. Wie man sieht, ist der Apparat ziemlich leicht mit den einfachsten Mitteln herzustellen. Es ist aber überraschend, welche gute Resultate er liefert. Mit einem solchen absichtlich rasch zusammengestellten Apparat wurden ohne Rücksicht auf besondere Genauigkeit in einem Zug durch Auswechslung des Gewichtsstücks  $m$  eine Reihe von Versuchen ausgeführt, die folgende Zahlenpaare ergaben (Versuche, bei denen ein Taktschlag nicht scharf mit dem Ende der Laufbahn zusammenfiel, wurden wegen der Schwere der Schätzung von Bruchteilen von Taktzeiten im allgemeinen fortgelassen):

Belastung $m$	1 g	2 g	3 g	4 g	5 g	8 g	11 g	13 g	17 g	22 g	30 g	44 g	65 g	110 g
Zahl d. Taktschläge $n$	38	26	20	17	15	12	10	9	8	7	6	5	4	3?

Da die Laufbahn in allen Fällen 28 cm war, so ergibt sich die Geschwindigkeit des Schlittens, wenn die Laufbahn in  $n$  Taktschlägen zurückgelegt wird, nach der Formel  $v = 28 \text{ cm} : \left(\frac{n}{2} \text{ sec}\right) = 56 : n \text{ cm/sec}$ . Berechnet man nach dieser Formel die Geschwindigkeiten für die obige Versuchsreihe, so ergeben sich folgende Zahlenpaare:

Belastung $m$	1 g	2 g	3 g	4 g	5 g	8 g	11 g	13 g	17 g	22 g	30 g	44 g	65 g	110 g
Geschw. $v$ in cm/sec	1,47	2,2	2,8	3,3	3,73	4,67	5,6	6,2	7	8	9,3	11,2	14	18,7?

Wie das Diagramm (Fig. 2) zeigt, lassen sich die erhaltenen Diagrammpunkte fast glatt durch eine parabelartige Kurve verbinden. Daraus geht hervor, daß die Beobachtungen trotz der Mängel des Apparats und der Zeitbestimmung unterrichtlich bereits gut brauchbar sind. (In der verkleinerten Figur 2 sind wagerecht die Geschwindigkeiten, als Abschnitte, senkrecht dazu die Hemmungsgewichte  $m$  angetragen; letztere im Verhältnis zu den Geschwindigkeiten auf  $\frac{1}{4}$  verkürzt. Die zwei letzten Tabellenwerte sind weggelassen, um Raum zu sparen, fügen sich aber der Kurve auch sehr gut ein.)

5. Das Gesetz. Aus der Tabelle entnimmt der Schüler sofort, daß der Widerstand der Flüssigkeit nahezu mit dem Quadrat der Geschwindigkeit zunimmt. Der Lehrer läßt dies durch geeignete Stichproben prüfen. Wäre das Gesetz genau, so sollte z. B. der Spannung 8 g, die 4 mal so groß ist als die Spannung 2 g, die doppelte Geschwindigkeit wie letzterer zukommen, also  $v = 2 \cdot 2,2 \text{ cm/sec} = 4,4 \text{ cm/sec}$ ; tatsäch-

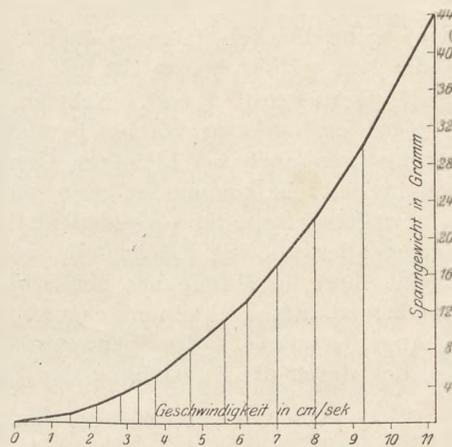


Fig 2. Diagramm des Widerstandes.

lich zeigt die Tabelle statt 4,4 cm/sec die ihr nahegelegene Zahl 4,67 cm/sec usw. Hieraus folgt schon, daß der doppelten Geschwindigkeit nicht ganz die 4fache Kraft entspricht. Ergebnis: Die Kraft wächst etwas weniger stark als das Quadrat der Geschwindigkeit. Dieser Ausspruch gilt selbstverständlich nur für den Bereich unserer Betrachtungen. Was darüber hinausliegt, entzieht sich zunächst unserer Kenntnis; dies muß dem Schüler besonders in diesem Falle eindringlich gesagt werden, da, wie die Praxis zeigt, in gewissen höheren Gebieten der Geschwindigkeit das quadratische Gesetz ziemlich genau gilt, in noch höheren dagegen eine höhere als die zweite Potenz der Geschwindigkeit in Betracht kommt.

6. Zeichnerische Bestimmung des Potenzexponenten. Der Lehrer kann übrigens das zur Tabelle leicht zu zeichnende Diagramm benutzen, um dem Schüler einen Kunstgriff im Auffinden jener Parabel

$$y = p \cdot x^n$$

mitzuteilen, die sich einem herausgegriffenen Diagrammgebiet am besten anschmiegt. Er läßt hierzu an verschiedenen Stellen der Kurve Tangenten nach bestem Empfinden anlegen und die „Subtangenten  $N$ “ messen. Dann ist das Verhältnis  $x : N$  der gesuchte Exponent der Schmiegeparabel:

$$n = \text{Abschnitt } x : \text{Subtangente } N$$

[Der Beweis ist bekanntlich sehr einfach; man vergleiche hierzu Fig. 3. Ist  $y'$  die Abkürzung für den Differentialquotienten  $dy/dx$ , so ist für die Kurve  $y = p \cdot x^n$ ,  $y' = n \cdot p \cdot x^{n-1}$ , also  $x \cdot y' = (n \cdot p \cdot x^n) = n \cdot y$ ; woraus

$$n = \frac{x \cdot y'}{y} = x : \frac{y}{y'} = x : N,$$

da  $y' = \text{tga} = y : N$  ist.]

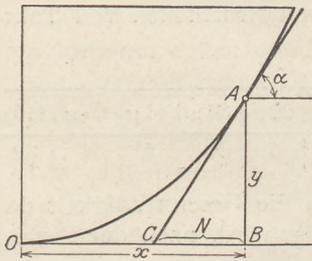


Fig. 3. Graphische Bestimmung des Parabelexponenten.

Führt man nun für einige Punkte unserer Diagrammfigur diese Bestimmung für  $n$  durch, so ergibt sich, daß  $n$  kleiner als 2 ist. Der Exponent  $n$  steigt von 1,72 gegen 2 an.

Dieses Ergebnis stimmt mit den in der Schiffbautechnik gewonnenen Ergebnissen gut überein. Für mäßig große Kanäle fand man dort für Geschwindigkeiten  $v = 0,5$ , bzw. 1,0, bzw. 2,0 m/sec die ungefähren Exponenten  $n \approx 1,6$ ; 2 bis 2,25; 2,7 bis 3 [vgl. Hütte S. 327]. Wir können also mit dem gewonnenen Ergebnis zufrieden sein, um so mehr, als bei einem so engen Gefäß wie unserer Wanne der sog. Wellenwiderstand schon stärker hervortritt und den Exponenten etwas erhöht.

7. Druck auf 1 cm<sup>2</sup>. Nehmen wir der Kürze halber an, daß der Druck auf ein jedes cm<sup>2</sup> der im Wasser bewegten Fläche  $F'$  derselbe sei, und daß die Randwirkung (was auch bei kleineren Geschwindigkeiten erst noch zu untersuchen wäre) nicht in Betracht komme, so kann man leicht aus der Tabelle den Druck auf 1 cm<sup>2</sup> der bewegten Fläche für verschiedene Geschwindigkeiten berechnen, da dann das Drehmoment aller auf die Flächenteile von  $F'$  wirkenden Teildrucke gleich dem Drehmoment ihrer im Mittelpunkt der Scheibe angreifenden Resultante  $P$  ist. Ist nun  $l'$  der Abstand dieses Mittelpunktes von der Drehachse des Pendels, ferner  $l$  der Abstand des Angriffspunktes  $A$  des Spanngewichtchens  $m$  von ihr, so besteht im Gleichgewichtsfalle, der durch die Nullstellung des Zeigers gekennzeichnet ist, die Hebelgleichung:

$$m \cdot g \cdot l = P \cdot l',$$

woraus

$$P = \frac{l}{l'} \cdot m \cdot g \text{ (Dyn).}$$

Den Druck  $P_1$  auf 1 cm<sup>2</sup> erhält man schließlich, wenn man den Gesamtdruck  $P$  durch die Fläche  $F'$  teilt.

Im Falle der oben geschilderten Versuchsanordnung war  $l = 5$  cm,  $l' = 13$  cm  
 $F \sim 80$  cm<sup>2</sup>. Daher ist die jeweils in unserem Falle auf 1 cm<sup>2</sup> wirkende Kraft:

$$P_1 \approx 4,71 \cdot m \text{ (Dyn.)}$$

Führen wir diese Umrechnung aus, so ergibt sich die Schlußtablelle:

Geschw. $v$ in cm/sec $\approx$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Druck $P_1$ auf 1 cm <sup>2</sup> $\approx$	2,3	7,5	15,1	28,3	41,4	58,4	79,1	106	131,9	154,5	199,7	230,5	269,4 Dyn

Hierbei sind die aus dem Diagramm interpolierten Werte sinngemäß benutzt.

8. Verwertung als Schülerübung auf der Oberstufe. Stehen genügend viele einfache Wannen zur Verfügung, so kann dieser Versuch zu einer dankbaren Schülerübung verwendet werden, da die Schüler dabei viel lernen. Der Versuch setzt gleichzeitig Hand, Auge und Ohr in Tätigkeit und behandelt ein für die Technik wichtiges Gebiet, auf dem es noch nicht gelungen ist, das Zahlenmaterial in eine einzige, alles umfassende Gleichung zu verdichten, ähnlich wie bei vielen anderen technisch wichtigen Problemen, wobei der Lehrer wohl zunächst auch auf die Abhängigkeit der Dampfspannung von der Temperatur und andere solche Fragen hinweist. Die Ausführung des Versuchs gibt aber Gelegenheit, das Annäherungsverfahren kennen zu lernen, um eine Schmiegegleichung aufzufinden und reizt die Schüler an, auf diesem noch nicht endgültig abgeschlossenen Gebiet selbst etwas besonders Gutes zu leisten. Gleichzeitig kann der Lehrer auf die Strömungen und Wirbel eingehen, die bei der Bewegung einer Fläche in einem widerstrebenden Mittel auftreten und auch auf Fragen der Flugtechnik hinweisen, die bekanntlich alle Schüler lebhaft interessieren. Da ein Materialverbrauch bei Ausführung dieses Versuchs nicht eintritt, so sind die Kosten bei der großen Einfachheit der benötigten Vorrichtung gering.

## Das Ruder als Hebel.

Von Dr. H. Cassebaum in Lübeck.

Wohl kaum ein Schullehrbuch der Physik vergißt unter den Beispielen für die Anwendungsmöglichkeiten des Hebels auch das Ruder aufzuzählen. In den weitaus meisten Fällen geschieht dies nur ohne näheres Eingehen auf die besonderen, hier vorliegenden Verhältnisse und nur vereinzelt finden sich darauf hindeutende Zusätze, wie etwa: Drehpunkt im Wasser! oder dergleichen.

Für welche der verschiedenen Hebelarten ist nun das Ruder als Beispiel heranzuziehen? Einseitiger oder zweiseitiger Hebel, Kraft- oder Geschwindigkeitshebel? Der unbefangene Schüler, der keine versteckt liegenden Schwierigkeiten vermutet, wird natürlich zunächst das Ruder als zweiseitigen Geschwindigkeitshebel betrachten, bei dem der Drehpunkt im Auflagerpunkt (Dolle) liegt und bei dem die Kraft am kürzeren Hebelarm und die Last — der Widerstand des Wassers — am längeren Arm, im Ruderblatt angreift. Dann aber, aufmerksam gemacht durch die Frage, welcher Punkt des Ruders bei einem in voller Fahrt befindlichen Boote während des einzelnen Ruderschlages in Ruhe bleibe, wird er sich dafür entscheiden, daß der Drehpunkt im Blatt sei, die Kraft am langen und die Last am kurzen Hebelarm angreife, also für den einseitigen, Krafthebel.

Daß aber auch diese zweite Betrachtungsweise nicht richtig sein kann, zeigt folgender Einwurf, den bei der Behandlung dieses Gegenstandes im Unterricht ein interessierter Schüler vorbrachte: Wäre das Ruder wirklich ein einseitiger und demnach Kraft sparender Hebel, so müßte man mit dem Angriffspunkt der Kraft immer näher an den Angriffspunkt der Last herangehen können, ohne daß sich etwas anderes als die Größe der Kraftersparnis änderte, man müßte also im Grenzfall, wenn auch ohne jegliche Kraftersparnis, das Boot durch Angreifen an den Dollen selber vorwärts bringen können.

Diese Schlußfolgerung zeigt ohne weiteres die Unhaltbarkeit dieser zweiten Betrachtungsweise. Bei ihr ist nämlich ein Fehler untergelaufen, der darin steckt, daß



hier nicht nur zwei Kräfte, sondern deren drei in Frage kommen. Diese dritte Kraft ist der durch die Füße auf das Fußbrett ausgeübte und durch den Bootskörper und die Dollen auf die Ruder übertragene Druck, der seiner Größe nach gleich und seiner Richtung nach entgegengesetzt dem durch die Arme auf die Ruder ausgeübten Zuge ist.

Auf das Ruder mit dem Drehpunkt  $B$  (Fig. 1) wirken am Hebelarm  $(a + b)$  die Zugkraft des Ruderers  $P$  und am Arme  $b$  im entgegengesetzten Sinne nicht nur der auf das einzelne Ruder entfallende Anteil  $Q$  des gesamten auf das Boot ausgeübten Wasserwiderstandes  $2Q$ , sondern außerdem noch die ursprünglich auf das Fußbrett  $F$  ausgeübte, aber durch den Bootskörper auf das Ruder übertragene Druckkraft der Füße  $P$ . Die dem Widerstand des Wassers das Gleichgewicht haltende Kraft muß also der Gleichung:

$$P(a + b) = (Q + P)b$$

$$P = Q \cdot \frac{b}{a}$$

genügen. Dieser Wert für  $P$  ist nun aber genau derselbe, wie er sich bei der ersten naiven Betrachtungsweise des Ruders als zweiseitigen Geschwindigkeitshebels ergibt: Drehpunkt  $D$ ,  $P$  in  $H$  am Arm  $a$  und  $Q$  in  $B$  am Arm  $b$ , also

$$Pa = Q \cdot b$$

$$P = Q \cdot \frac{b}{a}$$

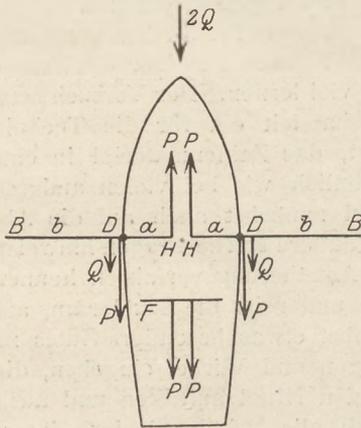


Fig. 1.

Bei der ersten Betrachtungsweise war demnach das Endergebnis — Geschwindigkeitshebel — richtig, obwohl die Annahme — Drehpunkt in der Dolle, Angriff des Wasserwiderstandes im Blatt — unzutreffend war, während die zweite Betrachtungsweise trotz richtiger Annahme — Drehpunkt im Blatt, Angriff des Wasserwiderstandes in der Dolle — zum falschen Endergebnis — Krafthebel — kam, wegen des nicht beachteten Gegendruckes der Füße.

Es handelt sich bei diesem Problem um eine Relativitätsfrage; es kommt ganz darauf an, was man als Bezugssystem annimmt. Relativ zum Boot ist das Ruder ein zweiseitiger Geschwindigkeitshebel, bei dem der in der Dolle als im Drehpunkt angreifende Gegendruck der Füße nicht berücksichtigt zu werden braucht; relativ zum Wasser hingegen ist es ein einseitiger Hebel, bei dem zwar die Kraft am längeren Hebelarm angreift, aber doch nicht an Kraft, sondern an Weg gespart wird, weil hier der Gegendruck der Füße nicht außer acht gelassen werden darf.

Wenn dieser Gegendruck ausgeschaltet wird, wie es z. B. dadurch eintreten könnte, daß das Boot unter einem über das Wasser führenden Steg hindurchgleitet und hierbei die Ruder von einem auf dem Stege Stehenden gehandhabt werden, so liegt ein einseitiger Krafthebel vor. Drehpunkt  $B$  Angriffspunkt der Kraft  $P$  in  $H$  und der Last  $Q$  in  $D$ .

$$P(a + b) = Q \cdot b$$

$$P = Q \cdot \frac{b}{a + b}$$

Dann kann natürlich auch die Kraft  $P$  in der Dolle selber angreifen, wodurch dann allerdings die Kraftersparnis verloren geht, da  $a = 0$  und  $P = Q$  wird. Der auf dem Stege Stehende kann den Widerstand des Wassers überwinden unter Benutzung der Ruder mit Kraftersparnis und Wegverlust, aber auch ohne dieselben durch direkten Angriff an den Dollen.

Diese Ausführungen und Gleichungen sind insofern nicht einwandfrei, als ihnen Gleichgewichtszustände zugrunde liegen, während exakterweise nur vom bewegten Boote die Rede hätte sein dürfen, da das Ruderblatt um so weniger als im Wasser festliegend angesehen werden darf, je mehr die Geschwindigkeit des Bootes abnimmt.

Die zum Vorwärtstreiben des Bootes nötige Kraft  $P'$  ist natürlich größer als die sich aus obigen Gleichungen ergebende Kraft  $P$ . Diese betrachtete Gleichgewichtslage ist dann verwirklicht, wenn die Ruderblätter gegen feststehende Pfähle gestemmt werden und der Rudernde nur dem Druck des entgegenströmenden Wassers standzuhalten hat.

Derselbe Schüler, durch dessen Einwand diese eingehende Behandlung des Stoffes im Unterricht hervorgerufen wurde, fertigte in der Schülerwerkstatt ein Modell an, das die dargelegten Verhältnisse sehr klar zur Anschauung bringt (Fig. 2). Auf einem einer Fußbank ähnlichen Grundgestell, auf dessen oberer Fläche als Schienen zwei Glasröhrchen eingelassen sind, gleitet mittels zwei weiterer quer gelegter Glasröhrchen das den Bootskörper darstellende, entsprechend zugeschnittene Brett. Der Widerstand des Wassers wird durch Gewichte  $Q$  gebildet, die das Boot nach hinten ziehen, der tragende Faden läuft über eine am Grundblatt angebrachte Rolle  $R_1$ . Am Rande des Bootes befinden sich als Dollen zwei Stifte, um die sich auf untergelegten Glas-

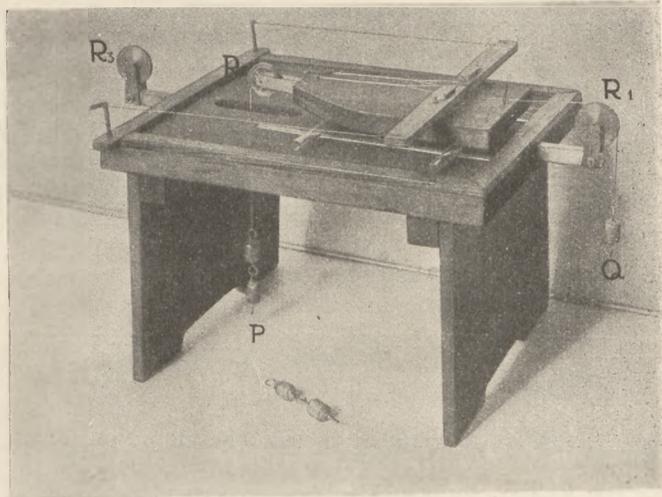


Fig. 2.

perlen die beiden Ruder drehen können. Bei den Rudern wurde nicht das dem tatsächlichen Sachverhalt besser entsprechende Verhältnis  $a : b = 2 : 5$  gewählt, sondern der Einfachheit halber  $a : b = 1 : 2$ . Die die Blätter darstellenden Enden der Ruder durften nicht einfach auf feststehende Achsen gesteckt werden, da sich ja die Dollen auf parallelen Geraden bewegen und demnach die Ruderblätter seitliche Bewegungsfreiheit haben müssen. Diese wird dadurch erreicht, daß sie durch zwei Fäden mit zwei in den vorderen Ecken des Grundbrettes befestigten Stiften verbunden sind. An den beiden Handgriffen greifen zwei Fäden an, die sich bald dahinter mittels eines kurzen Drahtstückes zu einem Faden vereinigen. Dieser kann entweder über eine am vorderen Ende des Bootes befindliche Rolle  $R_2$  oder über eine andere Rolle  $R_3$  am Grundbrett gelegt werden. Im ersteren Falle läuft er weiter durch einen im Grundbrett angebrachten Schlitz. An diesem Faden greifen die die Muskelkraft des Ruderers darstellenden Gewichte  $P$  an. Läuft der Faden über  $R_2$ , so wirkt  $P$  auf die Ruder nicht nur in den Handgriffen nach vorne ziehend, sondern auch über  $R_2$  und den Bootskörper in den Dollen nach rückwärts drückend, dies entspricht demnach dem im Boote sitzenden Ruderer und es muß zur Herstellung des Gleichgewichts

$$P : Q = 2 : 1$$

sein. Wird aber der Faden über  $R_3$  gelegt, so entspricht dies dem auf dem Stege stehenden Ruderer, der Gegendruck der Füße wirkt nicht auf das Boot ein und es ist

$$P : Q = 2 : 3.$$

Die einzelnen Holzteile: Gestell, Boot, Ruder, sind in verschiedenen Farben gehalten, so daß das Modell gute Fernwirkung hat. Zwar wäre in Rücksicht hierauf eine Konstruktion in vertikaler Ebene vorteilhafter gewesen, doch hätte dann das Eigengewicht des Bootskörpers und der Ruder die Kraftverhältnisse übermäßig kompliziert, so daß dem Vorteil auf der einen Seite ein größerer Nachteil auf der anderen gegenüber gestanden hätte.

## Kleine Mitteilungen.

### Das Metronom mit elektrischer Kontaktvorrichtung.

Von Prof. Dr. A. Wendler in Erlangen.

Zur Messung der Unterschiedsschwelle des Zeitsinnes, die sich nach MEUMANN<sup>1)</sup> auf kleine Zeiten von 0,3—1,5 sec zu erstrecken hat, bedient man sich eines Zeitsinnapparates, durch den drei aufeinanderfolgende Schläge so hergestellt werden, daß sie 2 nahezu gleiche Zeiten abgrenzen. An Stelle der hierzu dienenden sehr teuren Taktierapparate<sup>2)</sup> empfiehlt SCHULZE<sup>3)</sup> das mit Kontaktvorrichtung versehene Metronom, bei dem mit jedem Schlag ein Stift rechts und links in ein Quecksilbernäpfchen taucht, wodurch elektrischer Strom zunächst in gleichem Takt ein- und ausgeschaltet wird. Wie nun ein solches Metronom durch mehr oder weniger starkes Neigen als Taktierapparat zu benutzen ist, mag man in dem genannten Werke nachlesen. Im folgenden wird ein solches Metronom mit elektrischem Kontakt zu dem einfachen Zweck der Vorführung der verschiedenen Stromarten angegeben. Den mit einem gewöhnlichen Metronom zu verbindenden Kontakt kann man sich selbst herstellen.

Man bringt ziemlich tief unten an der Pendelstange des Metronoms horizontal nach vorn gerichtet ein leichtes starres Stahlstäbchen an, das sich vorn so in zwei Stücke gabelt, daß jedes Gabelende abwechselnd in zwei vor dem Metronom aufgestellte Quecksilbernäpfe *A*, *B* tauchen kann, von denen die Drähte *I* und *II* auslaufen, während ein dritter Draht *III* an einem der festen Metallteile des Werkes befestigt ist, so daß Strom von *III* über die Drahtachse zur Pendelstange und dem genannten Gabelstück fließen kann. Als solches benutzte ich anfangs sorgfältig zurechtgebogenen

Eisendraht. Völlig gleichmäßige und sichere Stromimpulse setzen aber völlige Symmetrie der eintauchenden Gabelenden voraus, weswegen ein für den speziellen Zweck hergestelltes aufzuschraubendes Metallstück den Vorzug verdient.

Das Schalterschema zeigt Fig. 1. Hier erhält man im Hauptapparat *G* bei gleichen Stromquellen „Wechselstrom“ von gleichen positiven und negativen Amplituden, wenn bei *W* kein Widerstand eingeschaltet ist. Durch Betätigung von *W* kann man die eine Amplitude abändern. Kehrt man die eine Stromquelle um, so erhält man „abgehackten“ Gleichstrom; schaltet man die rechte Stromquelle ganz aus, so entsteht interrupter Gleichstrom von halber Frequenz. Die Frequenzänderung bei einer dieser Schaltungsweisen kann man dann natürlich weiterhin durch Verschieben des Laufgewichtes auf der Pendelstange bewerkstelligen.

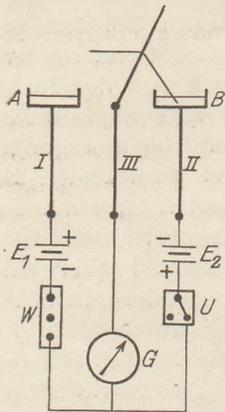


Fig. 1.

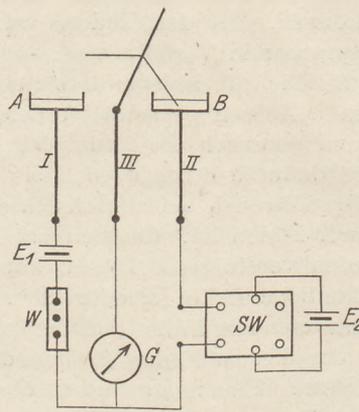


Fig. 2.

<sup>1)</sup> Meumann, Vorlesungen zur Einführung in die experimentelle Pädagogik, Leipzig, Engelmann, 1907.

<sup>2)</sup> Wirth, Psychophysik. Leipzig, Hirzel 1912. S. 435 ff.

<sup>3)</sup> Schulze, Aus der Werkstatt der experimentellen Psychologie und Pädagogik. Voigtländer, Leipzig 1909. S. 73/74.

Die bisher geschilderten Schaltungen lassen sich mit einem einzigen Griff herstellen, wenn man entsprechend der Schaltung in Fig. 2 in den einen Zweig der Leitung einen einfachen Stromwender ( $SW$ ) legt.

Variiert man noch die Stellung des an der Pendelstange festzuklemmenden Stäbchens, so erreicht man innerhalb bestimmter Grenzen verschiedene Eintauchtiefe der Kontaktgabel und damit bei jedem durch die Laufgewichtstellung vermittelten Taktschlag eine gewisse Abstufung der mit der Eintauchtiefe variierenden Zeitdauer der Stromimpulse. Die maximale Frequenz erreicht man bei abgenommenem Laufgewicht und möglichst nach unten gerücktem Kontaktstäbchen.

Durch Verstellen von Laufgewicht und Gabel erhält man auch dann klare Ablesungen, wenn das Galvanometer  $G$  (Zeiger galvanometer) nur träge Einstellung besitzt.

Besteht zwischen der schwingenden Galvanometernadel und den Metronomschlägen vollständiger Synchronismus, so sind die beiden Apparate gewissermaßen aufeinander abgestimmt und diese Resonanz wird gestört, wenn man das Metronomaufgewicht im Sinne der rascheren Bewegung verschiebt.

### Die Messung der Dampfwärme als Schülerübung.

Von Prof. Dr. A. Wendler in Erlangen.

Die Methode, die Dampfwärme des Wassers durch Einleiten einer gemessenen Dampfmenge in ein ebenfalls bekanntes Wasserquantum zu bestimmen, hat auch als Frontübung allgemein Eingang gefunden. Gute Ausführungsformen des Versuches findet man z. B. in dem Lehrbuch von GRIMSEHL und dem HAHNSchen Handbuch angegeben, hier mit Diskussion der Fehlerquellen und Angabe der zur Erzielung brauchbarer Resultate nötigen Vorsichtsmaßregeln. HAHN schätzt den Genauigkeitsgrad der von ihm als recht schwer bezeichneten Messung zu 3 0/0. Ich halte dieselbe da, wo genügend Zeit zur Verfügung steht, für sehr empfehlenswert, da sie die Schüler wegen ihrer Subtilität zu besonders sorgfältiger Arbeit zwingt und ein gutes Beispiel dafür ist, daß man die physikalischen Meßresultate nicht immer leichten Kaufes erhält. Wenn man nun aber an die Stelle dieser Methode eine hinsichtlich der Genauigkeit mindestens ebenbürtige setzen kann, die mit noch einfacheren Mitteln und leichter auszuführen ist, so dürfte sie nicht überflüssig erscheinen.

Diese Methode ist nun eine Verbesserung des an sich bekannten einfachen Schätzungsverfahrens, welches darin besteht, daß man die Zeit ( $a$  Metronomschläge) bestimmt, die ein kleines Wasserquantum braucht, um im Reagenzrohr zum Sieden zu kommen und darauf die Zeit ( $b$  Schläge), die bei gleicher Bunsenflamme zum vollständigen Verdampfen jenes Quantums nötig ist. In roher Annäherung hat man dann, wenn  $G$  das Wassergewicht bedeutet,

$$W_1 = \frac{G(100-t)}{G \cdot x} = \frac{a}{b} \quad \text{oder} \quad x = \frac{b}{a} \cdot (100-t) \text{ cal.}$$

Die Methode, bei der Wägungen in Wegfall kommen, gibt nur eine rohe Schätzung der Größenordnung, hauptsächlich deswegen, weil im zweiten Teil der Messung bei mehr und mehr verschwindendem Wasserinhalt die mit  $b$  proportionale Wärmemenge zu einem großen Teil benutzt wird, um die Temperatur des Glases in unkontrollierbarer Weise über 100° hinaus zu erhitzen, weiter auch deswegen, weil im ersten Teil der für die Erwärmung des Glases von  $t^0$  auf 100° ( $T^0$ ) in Betracht kommende Wasserwert nicht berücksichtigt ist.

Ich benutze nun an Stelle des Reagenzrohres einen Erlenmeyerkolben kleinster Dimension, dessen Wasserwert mit  $0,2 \cdot K$  in Rechnung gestellt wird — für alle Wägungen genügt eine kleine Briefwaage — und fülle ihn etwa bis zur halben Höhe

mit Wasser ( $t^0$ ), von dem dann möglichst viel verdampft wird, aber doch wieder nur soviel, daß das restierende Wasser genügt, um eine Temperatursteigerung des Glases über die Siedetemperatur hinaus zu verhüten. Die Form des Kolbens verhindert zugleich ein Überlaufen des Wassers beim ersten Aufwallen. Die Zählung von 0 bis  $a$  im ersten Teil ist in dem Augenblick beendet, wo die ganze Wassermasse bis zur Oberfläche hin brodelt, was ziemlich scharf erkannt wird. Die Messung geschieht nun nach folgendem Schema:

Gewicht des Kolbens =  $K$  (19,5 g), Gewicht des Kolbens mit Wasser =  $K + G$  (78,5 g); somit Wassergewicht =  $G$  (59 g);

Anfangstemperatur =  $t^0$  (19°); Siedetemperatur =  $T^0$  (99,4°). Ferner z. B.  $a = 81$ ;  $b = 200$ .

Gewicht des Kolbens mit Wasser nach dem Versuch =  $K + G'$  (55,8 g); Wasserrest =  $G'$  (36,3 g); verdampfte Wassermenge =  $G - G'$  (22,7 g). Nun ist:

$$W_1 \text{ (prop. mit } a) = r a = (G + 0,2 \cdot K) \cdot (T - t),$$

$$W_2 \text{ (prop. mit } b) = r b = x \cdot (G - G'),$$

$$1. \frac{(x G - G')}{(G + 0,2 \cdot K) \cdot (T - t)} = \frac{b}{a}$$

Für das Zahlenbeispiel erhält man  $x = 549$  cal., also einen Fehler von etwa 2%. Die Fehler bleiben bei einiger Sorgfalt unter 3%. Um ein übriges zu tun, wird man die Wägungen genauer mit der zweiarmigen Wage ausführen, die Temperatur auf  $\frac{1}{10}^0$  genau bestimmen, die Flamme gegen Windzug schützen usw. Läßt man aber Fehler bis zu 4% zu, so kann man rasch und mit den einfachsten Mitteln arbeiten.

Nimmt man den Wärmeverlust nach Erreichung der Siedetemperatur pro Taktschlag als konstant an =  $y$  cal., den Gesamt-Wärmeverlust im zweiten Teil der Messung also =  $b \cdot y$ , so muß man den Wärmeverlust während des ersten Teils der Messung =  $\frac{a y}{2}$  setzen und man erhält in Gleichung I auf der rechten Seite statt  $\frac{b}{a}$

einen Ausdruck von der Form  $\frac{b}{a} \left(1 - \frac{y}{2r}\right)$ , d. h. für  $x$  ein etwas kleineres Resultat, als ohne Berücksichtigung des Wärmeverlustes durch Strahlung. Tatsächlich ist ja auch der oben mitgeteilte Wert 549 etwas zu groß.

## Für die Praxis.

**Zur Messung kurzer Zeiten mit einfachsten Hilfsmitteln.** Von A. Keller in Karlsruhe. Zur Abschätzung der Entfernung von feuernden Batterien, von Granateinschlägen und Schrapnellsprengpunkten benutzte ich an der Front ein anderwärts<sup>1)</sup> angegebenes, aber nicht genügend verbreitetes, einfaches Verfahren der Zeitzählung, welches nach ganz kurzer Übung ohne Zuhilfenahme einer Uhr eine ziemlich genaue Abschätzung kleiner Bruchteile einer Sekunde gestattet. Einfachheit und Erfolg der Methode muntern zur Bekanntgabe in der Schule bei ähnlichen Messungen auf.

Bekanntlich ticken die Taschenuhren fast durchweg im Fünftel-Sekunden-Takt. Zählt man die Schläge der Unruhe nach dem Schema 0, 1, 2, 3, 4, 1, 1, 2, 3, 4, 2, 1, 2, 3, 4, 3, 1, 2 . . . ., so hat man in den betonten Zahlen die verfloßenen ganzen Sekunden, in den andern die verfloßenen Fünftelsekunden. Es ist nicht allzu schwer sich das Zeitmaß dieser Zahlen so genau einzuprägen, daß man ohne Uhr fünf Minuten mit einem Fehler von nur  $\pm 1$  bis 3 sec anzugeben vermag, was ohne dieses Hilfsmittel natürlich vollkommen ausgeschlossen ist.

<sup>1)</sup> Z. B. Donath, Physikalisches Spielbuch.

Als weiteres Beispiel sei die Messung der Dauer der Explosionsflamme von Flak-Granaten mit Hilfe des „schwingenden Fernrohres“ angeführt. Bewegt man ein Fernglas im Takte der Uhrschläge so, daß sein Objektiv in  $\frac{1}{5}$  sec einen kreisförmigen Umlauf vollendet, so erscheinen helle Lichtpunkte, z. B. Sterne, in ihm durch die Nachwirkung des Lichtes auf die Netzhaut zu kreisförmigen Linien auseinandergezogen. Die Flamme von Flak-Granaten erhellte dagegen nur etwa  $\frac{2}{3}$  des Kreisumfanges, so daß sich ihre Dauer zu  $\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{5} = \frac{2}{15}$  sec berechnen ließ.

Dasselbe Hilfsmittel diente mir auch als einfacher Ersatz für den rotierenden Spiegel zum Betrachten der durch Trommelfeuer hervorgerufenen Schwingungen einer Azetylenflamme.

Demselben Verfahren verdankte ich im Winter 1916/17 die interessante Beobachtung eines eigentümlichen, mehrere Wochen anhaltenden, sehr raschen Farbenwechsels des Sirius, der sich dadurch äußerte, daß das Lichtband dieses Sternes aus einzelnen farbigen Teilen bestand, unter denen rote, grüne und blaue Töne vorherrschten. (Vgl. Prometheus, Jahrg. 17.) Daß es sich dabei wohl nicht um eine durch die damals herrschende Kälte hervorgerufene Erscheinung handelte, scheint daraus hervorzugehen, daß sie bei andern Sternen fehlte. Erst im Frühjahr 1918 habe ich etwas Ähnliches bei einem andern Stern (zu dessen Feststellung mir die Hilfsmittel fehlten) erneut wahrgenommen.

Diese Verfahren wollen natürlich nicht mit den erprobten Forschungsmethoden in Wettbewerb treten, können aber bei ihrer bequemen Einfachheit bei manchen Gelegenheitsbeobachtungen wertvolle Dienste leisten.

**Ein einfaches Verfahren zur angenäherten Bestimmung der Bunsenflammentemperatur.** Von Dr. B. Reismann (Hattingen, Ruhr). Die Kenntnis der Temperatur der Bunsenflamme ist für das Verständnis mancher Erscheinungen erforderlich und ihre experimentelle Bestimmung auf einer möglichst niedrigen Unterrichtsstufe (O II) wünschenswert, da man bei einer gelegentlichen Umfrage die verschiedensten Angaben erhalten kann.

Als Temperaturindikator dient ein von obenher senkrecht in die Flamme eingeführter Platin- oder Eisendraht (Blumendraht), als Vergleichsnormale ein längeres Stück des Drahtes, das zwischen zwei Holtzschen Klemmen ausgespannt elektrisch geglüht wird. Den Versuch führt man zweckmäßig im Halbdunkel aus, damit die Gleichheit der Strahlung beider Drähte besser beurteilt werden kann.

Der elektrisch zu glühende Draht von vielleicht 50 cm Länge wird straff ausgespannt, in der Mitte mit einem kleinen Gewicht (5—10 g) belastet und mit 5 bis 8 Ampere unter langsamer Steigerung des Stromes beschickt; dabei sinkt das Gewicht unter Straffhaltung des Drahtes schnell um mehrere Zentimeter, woraus sich ohne weiteres die Ausdehnung und die Temperatur ergibt. Vor Ausführung des eigentlichen Meßversuches soll der Draht zur Entfernung von Knickstellen einige Male stoßweise belastet werden.

Mehrere Versuche ergaben (unter Zugrundelegung des Ausdehnungskoeffizienten für den Bereich  $0^{\circ}$ — $100^{\circ}$ ) Temperaturen von  $900^{\circ}$ — $1150^{\circ}$ .

Es ist wohl selbstverständlich, daß die Schüler darauf hingewiesen werden, daß das Resultat wegen der Veränderlichkeit des Ausdehnungskoeffizienten mit der Temperatur selbst nur der Größenordnung nach richtig sein kann. Immerhin ist der Versuch in mancher Hinsicht lehrreich, als Anwendung des Ausdehnungsgesetzes, als Illustration für die optische Pyrometrie und durch sein Endergebnis.

**Zur Phosphoreszenz.** Von **H. Rebenstorff.** In der Physik des Krieges bildet auch die Anwendung der Phosphoreszenz ein kleines Kapitel. Die gläsernen Hohlkugeln, mit denen man sehr grobmaschige Drahtnetze als Sperrmittel gegen U-Boote schwimmend machte, wurden mit Leuchtsubstanzen versehen, damit das unter dem Wasser in die Maschen geratene Fahrzeug durch den verfolgenden Gegner nachts im Auge behalten werden konnte. Anstriche mit Leuchtfarbe wurden zu Zwecken benutzt, die erst nach dem Kriege näher bekannt werden dürften. Nach Bericht eines Mitkämpfers bezeichneten Franzosen schon in den ersten Kriegsmonaten Wegrichtungen in dichten Vogesenwäldern durch nachts leuchtende Anstriche an den Baumstämmen, die dann auch den Patrouillen der Unsrigen die Wege erleichterten. Da aber bekanntlich phosphoreszierende Stoffe nicht ohne Verlust der stärksten Leuchtwirkung mit den gebräuchlichen Mitteln (Lacklösungen) aufzutragen sind, und die wirkungsvolle Verwendung von Gelatinelösung durch Regen verdorben wird, so waren jene Baumanstriche vielleicht mit öligen Verreibungen aus gelbem Phosphor hergestellt, die wenigstens in warmer Luft gute Dienste leisten würden. Größere Anstriche auf Tafeln, die durch Zelluloid- und Cellonplatten gegen Regen geschützt waren und das Zurechtfinden im Wirrsal der Gräben nachts erleichtern sollten, fielen reichlich teuer aus.

Für die Befestigung phosphoreszierender Stoffe, auch zu im Unterricht verwendbaren Tafeln, die weniger leicht zerstörbar sind, kann man Hartparaffin benutzen. Man hält die Pappe- oder dicke Blechtafel hoch über eine Flamme und schmilzt eine Paraffinschicht darauf. In die noch flüssige Bedeckung streut man, bequem aus einem mit Tüll überbundenem kleinsten Becherglas den pulverigen Leuchtphosphor, der so wenig durch dieses Mittel an Helligkeit einbüßt wie durch Gelatinelösung. Die Selbsterstellung eines Phosphors gelingt ohne weitere chemische Reinigung auch mit den nach Angabe von HARRY SCHMIDT (ds. Zeitschr. 28, 38) von Merck bezogenen reinen Chemikalien nicht sehr wirkungsvoll. Gute Phosphore konnten wenigstens vor einiger Zeit von der Firma Schuchardt-Görlitz bezogen werden. Fertige Anstriche, die mit Emaille befestigt sind, lieferte Leppin und Masche, Berlin SO, Engelufer 17.

An den auch in Schülerkreisen gegenwärtig so verbreiteten Radiumuhren und -kompassen können einige bemerkenswerte weitere Beobachtungen gemacht werden. Hält man das Zifferblatt im dunklen Zimmer in einen direkten oder durch Helio-  
staten hineingeführten Sonnenstrahl, so erglänzen gleich nach Herausnehmen ins Dunkle die Leuchtflecke in bisweilen überraschend hellem Lichte. Nach Mitteilung eines Schülers kann man ferner im Dunkeln mit einer Lupe das Eigenartige des Szintillierens an den mit einer Spur Radium versehenen Leuchtflecken kennen lernen. Auch der mit einem Spinthariskop nach Abschrauben der Linse ausführbare Versuch<sup>1)</sup> des Entladens eines Elektroskopes durch Radiumstrahlung (eigentlich durch mit der Strahlung geschwängerte Luft) gelingt mit einer guten Radiumuhr. Man hebt den Deckel des Zifferblattes empor und bringt dies nahe der Kugel des Elektroskopes. Seine Blättchen fallen langsam zusammen. Natürlich muß es gute Isolation besitzen (Paraffin, Experimentierbuch I, 204). Prüft man in dieser Weise verschiedene Uhren, so sind freilich die Unterschiede in der Zeitdauer des Entladens recht bedeutend. Auch eine ziemlich kostbare Uhr wirkte aber noch erheblich langsamer als ein Spinthariskop.

<sup>1)</sup> Rebenstorff, Experimentierbuch, II, 159.

## Berichte.

### 2. Forschungen und Ergebnisse.

Aus der Optik. 1. Die Strahlungseigenschaften einiger Lichtquellen untersuchte F. CONRAD mit Hilfe objektiver Photometrie<sup>1)</sup>. Er ging dabei aus von dem Begriff der photometrischen Ökonomie

$$P = \frac{\text{Flächenhelligkeit}}{\text{Gesamtstrahlung}} = \frac{\int_{\lambda_{\text{rot}}}^{\lambda_{\text{violett}}} \epsilon_{\lambda} S_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} S_{\lambda} d\lambda}$$

nach der Definition von Lummer und Cohn.  $P$  gibt an, welcher Bruchteil der Gesamtenergie in Licht umgesetzt wird; es ist stets  $< 1$  und könnte diesen Wert nur erreichen, wenn die gesamte Energie in Form gelb-grüner Strahlung der Wellenlänge  $550 \mu\mu$  ausgesandt wird. In den Integralen bedeutet  $S_{\lambda} d\lambda$  die Strahlungsinintensität für die Wellenlänge  $\lambda$  und  $\lambda + d\lambda$ ,  $\epsilon_{\lambda}$  die relative Empfindlichkeit der Netzhautzapfen. Der Nenner, die Gesamtstrahlung, kann direkt mit der Thermosäule gemessen werden; zur Bestimmung des Zählers muß man die unsichtbaren Strahlen vollkommen abblenden und die sichtbaren im Verhältnis der Zapfenempfindlichkeit für jedes  $\lambda$  schwächen. Zu diesem Zwecke wendet man ein dem Auge nachgebildetes Filter an, das sämtliche ultraroten und ultravioletten Strahlen absorbiert und die einzelnen farbigen Strahlensorten proportional der Zapfenempfindlichkeit durchläßt. Als ein solches Filter benutzte CONRAD Lösungen von  $\text{CuCl}_2$ ,  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  und JK, die sich in bestimmten Verhältnissen in drei Abteilen eines parallelepipedischen Glasgefäßes befanden. Mit Hilfe dieses Filters wurde die photometrische Ökonomie einzelner Lichtquellen ermittelt, deren Strahlung mit einer Thermosäule gemessen war. Ein Vergleich zwischen berechneter und beobachteter photometrischer Ökonomie beim schwarzen Körper ergab gute Übereinstimmung. Man kann den Zähler des Ausdrucks für  $P$  auch optisch ( $= H_0$ ) in Hefnerkerzen messen; dann wird  $P = \frac{H_0}{S \cdot L}$ , wo  $\frac{1}{L}$  ein Umrechnungsfaktor ist, dessen reziproker Wert

$$L = \frac{H_0}{P \cdot S}$$

das „mechanische Lichtäquivalent“ bedeutet, eine Größe, deren Wert von der Empfindlichkeit der Netzhautzapfen für die einzelnen Spektralbezirke abhängt. CONRAD bestimmte  $L$  für den schwarzen Körper zu 62,5, für Platin zu 67,2 HK/cm<sup>2</sup>. Bei Kenntnis von  $L$  und  $P$  kann man aus der mittleren räumlichen Lichtstärke die Gesamtstrah-

lung, aus dieser dann wieder die erstere bestimmen. Als Beispiel berechnete der Verf. die Lichtstärke der Sonne und schloß aus dem Wert ihrer photometrischen Ökonomie auf die schwarze (6750°) bzw. Platintemperatur (5900°) der Sonne. Die unter der Voraussetzung, daß sie grau strahlen, berechnete photometrische Ökonomie der Glühlampen wurde in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung gefunden. Das als „Umsetzungsfaktor“ bezeichnete Verhältnis zwischen ausgestrahlter und zugeführter Energie war bei Glühlampen konstant. Eine besonders hohe photometrische Ökonomie hat der Quecksilberbogen; ein sehr großer Teil seiner Energie liegt daher im sichtbaren Spektralgebiet. Bei der Bogenlampe war die photometrische Ökonomie des Bogens allein viel größer bei Effekt- als bei Homogenkohlen; für den positiven Krater wurde der Wert von  $P$  gefunden, den die Berechnung bei Annahme grauer Strahlung ergibt.

2. Zur Kenntnis der Tribolumineszenz. Von A. ИМХОФ<sup>1)</sup>. Der Verf. fand, daß es für jede Substanz eine spezifische kleinste Kristallgröße gibt, bei welcher sie noch triboluminesziert. Zur Untersuchung wurde das aus der Substanz hergestellte Pulver in einer kleinen, weithalsigen Glasflasche mit einer abgestumpften Elfenbeinspitze zerrieben. Das „Minimalkorn“ ist um so kleiner, je größer die Lumineszenzhelligkeit, und liegt zwischen 0,002 und 4 mm Durchmesser (z. B. bei Zinksulfid 0,001—0,003, Quarz 0,06—0,13, Zucker 0,14—0,22, Kupfervitriol und Flußspat 0,7—1,2, Zinkammoniumsulfat 3,5 bis 4,0 mm). Die Tribolumineszenzintensität hängt von der Temperatur ab, und zwar ist die Helligkeit bei höherer Temperatur geringer als bei tiefer; bei einer gewissen tiefen Temperatur aber nahm sie wieder ab. Flußspat verliert die Tribolumineszenzfähigkeit bei 150°, gewinnt sie aber beim Abkühlen wieder. Bei Zinksulfid ließ sich der Temperatureinfluß in einer Kurve darstellen. Auch die Farbe, mit der die Substanz triboluminesziert, ändert sich mit der Temperatur. So leuchtet Quarz bei  $-20^\circ$  gelb, bei  $-80^\circ$  blau, Zinksulfid je nach der Temperatur orange oder blaugrün. Bei phosphoreszierenden Substanzen war die Tribolumineszenz kaum geschwächt vorhanden, wenn die Phosphoreszenz durch Erwärmung fast verschwunden war. Der Verf. hat 87 anorganische Stoffe geprüft und davon 25 Proz. tribolumineszierend gefunden. Fast alle anorganischen Doppelsalze, die Sulfate von Kalium, Ammonium oder eines anderen Metalls sind, tribolumineszieren,

<sup>1)</sup> Ann. d. Physik 54, 357, 1917.

<sup>1)</sup> Phys. Zeit.-chr. 18, 78, 374, 1917.

alle, die Chloride der genannten Metalle sind, tribolumineszieren nicht. Im allgemeinen verhalten sich chemisch nahe verwandte Salze in bezug auf ihre Tribolumineszenz gleich; es ließen sich derartige Gruppen zusammenstellen. Elemente tribolumineszieren wahrscheinlich nicht Salze von gleicher chemischer Zusammensetzung, aber verschiedenem Kristallwassergehalt sind hinsichtlich der Tribolumineszenz als durchaus verschiedene Substanzen zu betrachten. Am häufigsten ist das höchste Hydrat tribolumineszent. Die Tribolumineszenz zeigt sich auch bei einer kleinen Zahl amorpher Substanzen, bei denen es sich aber zum Teil vielleicht um ein Glühen kleiner Teilchen handelt. Eine Untersuchung der Tribolumineszenzfarben bei 88 Substanzen ergab 47% blau, bei 25% gelb oder orange, seltener violett, sehr selten rot oder weiß. Die durchschnittliche Lichtstärke war am größten im Gelb, am kleinsten im Violett.

Eine Untersuchung des Wesens der Tribolumineszenz führte zu der Beobachtung, daß die Erscheinung nur bei einem disruptiven Bruch auftritt. Die in einen Schraubstock gespannte Substanz (Kandiszucker) leuchtete nur, wenn man gleichzeitig ein Knacken hörte. Durch den Schlag wird die Substanz elastisch deformiert; bei der plötzlichen Entlastung durch Bruch geraten einzelne Teile in heftige durch innere Reibung rasch gedämpfte Erschütterungen. Nach der Ansicht des Verf. findet schon bei dem Übergang der Substanz in die feste Formart (Kristallisation) die Erregung in einem Zustande  $A$  höherer Energie statt. Diese nicht lichtelektrische Erregung besteht darin, daß Metallatome oder organische Atomgruppen Elektronen entweichen lassen die von benachbarten Metalloidalatomen gebunden werden. Durch die beim Brechen eintretenden Erschütterungen wird ein plötzlicher Rücktritt vieler Elektronen zu den Ausgangsatomen bewirkt. Indem diese Schwingungen isochroner Emissions-elektronen erzwingen, wird das mit Tribolumineszenz bezeichnete Leuchten erzeugt. Die Substanz im Zustand  $A$  geht dadurch in einen energieärmeren Zustand  $B$  über.

3. Spiegelung an Flächen mit negativer Krümmung. Von P. SELÉNYI<sup>1)</sup>. Beobachtungen an einem blank polierten Serviettenring machten den Verf. auf die interessanten Eigenschaften eines Spiegels mit negativem Krümmungsmaß  $\left(\frac{1}{\rho_1 \cdot \rho_2}\right)$  aufmerksam. Ein solcher Spiegel hat eine konvexe und eine senkrecht dazu stehende konkave Krümmung; die theoretische Betrachtung ergibt, daß von einem solchen Spiegel ein rechtsgängiges Koordinatensystem

auch wieder rechtsgängig abgebildet wird, während andere Spiegel es in ein linksgängiges verwandeln. Ganz allgemein sind die Bilder eines Spiegels mit negativem Krümmungsmaß spiegelsymmetrisch, solange der Gegenstand zwischen den reellen und virtuellen Brennpunkten liegt; liegt er außerhalb dieser Strecke, so ist das Bild gleichsinnig mit dem Objekt. Der Verf. machte seine Beobachtungen an einem aus Eisen gedrehten, polierten und vernickelten, von M. Kohl hergestellten Spiegel. Die Wirkung des eigenen Spiegelbildes ist recht überraschend. Die rechte Hand erscheint im Spiegel auch als rechte (nicht als linke) Hand, eine Schrift wird in diesem Spiegel nicht zur „Spiegelschrift“, sondern kann richtig gelesen werden. Dreht man einen Gegenstand um die Verbindungslinie Auge — Spiegel herum, so dreht sich das Bild mit gleichgroßer Geschwindigkeit, aber in entgegengesetzter Richtung; dreht man dagegen den Spiegel um jene Achse herum, so dreht sich das Bild im gleichen Sinne, aber mit doppelter Geschwindigkeit.

Über den Sehraum. Von H. WITTE<sup>1)</sup>. Wenn sich ein Gegenstand von uns entfernt, so verkleinert sich mit dem Sehwinkel  $\varphi$  das Bild auf der Netzhaut. Ist  $L$  die Größe des Gegenstandes senkrecht zur Sehrichtung,  $R$  der Abstand vom Auge, so stellt näherungsweise

$$\varphi = L/R$$

die scheinbare Größe des Gegenstandes dar. In unserm Bewußtsein tritt aber eine solche Verkleinerung zunächst nicht ein, indem wir unwillkürlich die wachsende Entfernung mit einrechnen und den Sehwinkel unbewußt mit der Entfernung  $R$  vervielfachen („Sehwinkelaufhebungssatz“). Da aber einige Beobachtungen — wie die scheinbare Konvergenz paralleler, die Drehung senkrecht zur Fahrtrichtung verlaufender Linien — gegen jene Auffassung sprechen, so nahm man an, daß der Sehwinkelaufhebungssatz zwar besteht, aber die Entfernung  $R$  falsch geschätzt werde. Man schätze sie eben nur auf  $r$ , und die scheinbare Größe  $l$  eines Gegenstandes

$L$  sei  $l = \frac{R}{r} \cdot L$ . Die Größe  $r$  suchte v. Stern-

neck durch Messungen im Gelände zu bestimmen. Er fand, daß die Zunahme von  $r$  mit der wirklichen Entfernung  $R$  nur bis zu einem gewissen Grenzwerte  $r_{max} = \rho$  gehe, jenseits dessen eine vergrößerte Entfernung  $R$  und eine Verkleinerung des Gegenstandes nicht mehr empfunden werde. Der Verf. berechnete nach einer von v. Sternneck aufgestellten Formel die Beziehungen zwischen  $R$  und  $r$ . Danach wird z. B. ein sich entfernender Mensch in 1 km Abstand noch in fast voller Größe gesehen; bei 10 km

<sup>1)</sup> Phys. Zeitschr. **19**, 105, 1918.

<sup>1)</sup> Phys. Zeitschr. **19**, 142, 1918.

erscheint er etwa halb so groß, bei noch größerer Entfernung nähert sich die scheinbare Entfernung  $r$  dem Grenzwert 10 km. Diesen Radius hat dann also der von unserm Bewußtsein erfaßte „Sehraum“. In diesem Sehraum ist der Wolkenhimmel eine Kuppel von 20 km Durchmesser und 2 km Höhe. Die scheinbare Größe des Mondes am Horizont läßt sich allerdings — wenn man das große  $R$  in Rechnung bringt — mit diesem Sehraum nicht vereinigen; der Mond müßte dann noch weit größer erscheinen. Der Verf. kommt daher zu dem Schlusse, daß wir auch noch eine zweite Art des Sehens ferner Gegenstände haben, bei der wir deren Größe — unter geringer Größenbewertung der Ferne — nach dem physikalischen Sehwinkel selbst bewerten. In diesem zweiten Sehraum glauben wir den Mond und die Gestirne zu erblicken.

*Schk.*

**Wismutwasserstoff.** Von F. PANETH. Der herkömmliche Lehrbuchsatz, daß Wismut, gemäß seinem stärker metallischen Charakter, nicht mehr eine dem Arsen- und Antimon-Wasserstoff entsprechende Wasserstoff-Verbindung zu bilden vermag, ist nach den vorliegenden Untersuchungen hinfällig geworden. Anknüpfend an das Vorhandensein bestimmter Bismutide wie  $K_3Bi$ ,  $Na_3Bi$ ,  $Mg_3Bi_2$  fahndete F. PANETH von neuem nach Wismutwasserstoff, und zwar zunächst ausgehend von den radioaktiven Wismutarten Radium C und E, Thorium C, Aktinium C<sup>1)</sup> — hierbei konnte

<sup>1)</sup> Ber. d. Deutsch. Chem. Gesellsch. 51, Nr. 15 u. 16, S. 1704—1728, 1918.

auch Poloniumwasserstoff in kleinen Mengen nachgewiesen werden —, dann auch, in Gemeinschaft mit E. WINTERNITZ, ausgehend von gewöhnlichem Wismut<sup>1)</sup>. Die vielseitigen Versuche, die wir hier nur in aller Kürze wiedergeben können, führten zu einem sicheren Erfolge. Ein Gemenge von 4 g  $Mg$ - und 4 g  $Bi$ -Pulver wurde unter Zutritt von Wasserstoff im eisernen Tiegel geglüht, das Produkt mit 4  $n$ -Salzsäure oder ebenso starker Schwefelsäure zersetzt und der Nachweis von  $BiH_3$  zunächst nach Art der Marsh'schen Arsenprobe festgestellt. Der aus dem Gase sich absetzende Wismutspiegel ähnelt dem Antimonspiegel, läßt sich aber von diesem und dem Arsenspiegel durch folgende Reaktionen unterscheiden: Natriumhypochlorit, frisch hergestellt durch Übersättigen von Chlorkalk mit Natriumkarbonat, löst Arsen und läßt Antimon und Wismut unverändert; gelbes Schwefelammonium löst Antimon rasch, Arsen etwas langsamer und bewirkt im Gegensatz dazu bei Wismut durch Verwandlung in das unlösliche Sulfid ein noch kräftigeres Hervortreten des Spiegels. Über den Nachweis des Wismutwasserstoffes mittels interessanter Leuchtreaktionen, über einen Vorlesungsversuch mit leuchtendem radioaktivem Wismutwasserstoff, sowie über die Bestimmung der auffallend hohen Gasdichte — beim Wismutwasserstoff 211 bis 217, beim Poloniumwasserstoff 213, bezogen auf  $O_2 = 32$  — und alles weitere sind die Originalabhandlungen einzusehen. O.

<sup>1)</sup> Ebenda S. 1728—1743.

### 5. Technik und mechanische Praxis.

**Liebenröhre und Audion.** Vakuumröhren (Ionenventile) werden in der Technik der Telephonie und der drahtlosen Telegraphie seit neuerer Zeit immer mehr verwendet, und zwar:

1. Als Verstärker (Telephonrelais) zur Umformung eines veränderlichen Stromes in einen anderen, der sich nach demselben Gesetz, aber mit größerer Amplitude ändert: Liebenröhre (ROBERT V. LIEBEN, EUGEN REISS, SIEGMUND STRAUSS, 1910); vgl. Fig. 1;

2. Als Empfänger (Detektor), indem sie die oszillatorischen Ströme in gleichgerichtete umformen,

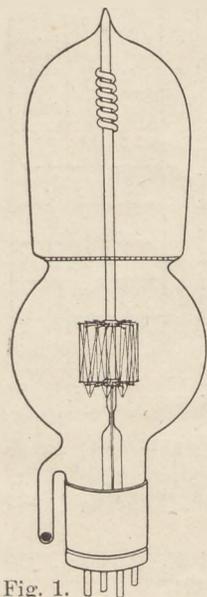


Fig. 1.

ähnlich wie ein Kristalldetektor: Audion (DE FOREST, 1910)<sup>1)</sup>;

3. Als Erreger (Generator, Schwingungserzeuger), indem sie Gleichströme in oszillatorische Ströme umformen: Ultraudion (DE FOREST).

Vakuumröhren stellen gegenwärtig wohl die vollkommenste Gruppe von Empfangsgeräten dar; aber auch als Sendergeräte finden sie immer ausgedehntere Verwendung, seit die technischen Schwierigkeiten für größere Leistungen nach und nach beseitigt worden sind<sup>2)</sup>.

Alle jetzt in dieser Weise verwendeten Vakuumröhren enthalten drei Elektroden (Fig. 2):

1. Eine Kathode  $K$ , die durch eine besondere Batterie zum Glühen gebracht wird; ihren

<sup>1)</sup> Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie (zitiert als J. B.) 3, 429 (1910).

<sup>2)</sup> G. Vallauri, Über die Wirkungsweise der in der drahtlosen Telegraphie benutzten Vakuumröhren mit drei Elektroden (Audion) J. B. 12, 349 (1917).

Grundtypus finden wir in der Wehneltkathode (Oxydkathode) vorgebildet. Jetzt besteht sie gewöhnlich aus einem Wolframdraht, der oft in derselben Form verwendet wird, wie der Glühfaden einer Metallfadenlampe;

2. Eine kalte Anode  $A$ , die durch ein ebenes oder zylindrisches Blech oder eine Platte gebildet wird;

3. Eine Hilfselektrode  $R$ , die zwischen  $A$  und  $K$  eingeschaltet ist und die Form eines Gitters oder eines Rostes aufweist (Regelungselektrode).

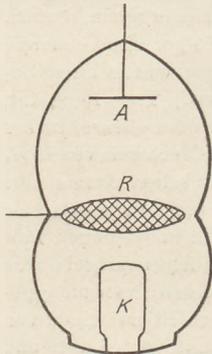


Fig. 2.

Die angewendeten Schaltungen sind außerordentlich mannigfaltig;

sie lassen sich aber auf eine Grundform zurückführen. In dieser kommen drei Stromkreise zur Verwendung<sup>1)</sup> (Fig. 3):

1. Der Anodenkreis, enthaltend die Gasstrecke zwischen Anode und Kathode, die An-

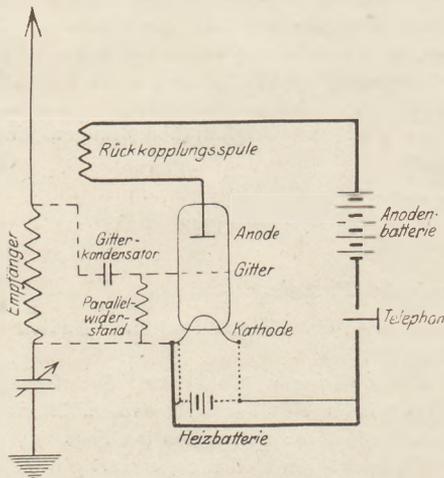


Fig. 3.

odenbatterie, sowie das Telephon im verstärkten Stromkreis der Verstärkerröhre und beim Audion, sowie Spule und Kondensator bei der Senderöhre;

2. Der Gitterkreis, enthaltend die Gasstrecke zwischen Gitter und Kathode, den unverstärkten Stromkreis der Verstärkerröhre, den Anschluß mit Gitterkondensator und Parallelwiderstand zum Empfänger beim Audion und die Koppelung (induktiv oder kapazitativ) mit dem Anodenkreis bei der Senderöhre;

<sup>1)</sup> Eichhorn, J. B. 12, 399 (1917); dieser Stelle ist auch Fig. 3 entnommen.

3. Der Brennerkreis (Glühkreis) zum Heizen der Glühkathode, enthaltend den Glühfaden ( $K$ ) sowie die Heizbatterie mit Vorschaltwiderstand.

An dem einen Ende des Glühdrahtes treffen die drei Kreise zusammen.

Eine Erklärung für die Wirkung der Liebenröhre, die aber auch die Vorgänge im Audion verständlich machen kann, gaben auf Grund der Ionentheorie der Gasentladung R. LINDEMANN und E. HUPKA<sup>1)</sup>. Danach wirkt die Röhre zwischen  $K$  und  $R$  als Wehnelt-(Ventil)röhre, zwischen  $R$  und  $A$  als gewöhnliches Glimmlichtentladungsröhre. Zwischen  $K$  und  $R$  wird demnach der im Gitterkreis ankommende Wechselstrom gleichgerichtet durch die Verschiedenheit der Leitfähigkeit in den beiden Richtungen von der heißen zur kalten Elektrode und umgekehrt (Ventilwirkung); die Aussendung von Elektronen erfolgt von der heißen Kathode leichter, d. h. bei niedrigerer Spannung, als von der kalten Kathode, da sich an dieser ein hoher Kathodenfall ausbildet, so daß der Strom erst fließen kann, wenn die Spannung größer als dieser Kathodenfall ist. Allerdings kann der Strom auch in der durchlässigen Richtung erst eine nennenswerte Stärke erreichen, wenn Stoßionisation eintritt. Es genügt ein Spannungsabfall von etwa 12 Volt, um den von der heißen Kathode ausgehenden Elektronen die zur Stoßionisation nötige Energie zu erteilen. Zwischen  $R$  und  $A$  hat man zunächst einfache Glimmlichtentladung zu denken mit einem starken Kathodenfall an  $R$  nach  $A$  zu. Als Charakteristikum der Entladung in der Liebenröhre ist die Veränderung des Kathodenfalles am Siebe durch die von unten durch das Sieb eintretenden Ionen und Elektronen zu betrachten.

Fig. 4 zeigt den Zusammenhang zwischen der Stromstärke im Gitterkreis  $i$  und der Stromstärke im Anodenkreis  $I$ . Bei kleinem  $i$  herrscht zunächst in unteren Raum unselbständige Entladung; es treten nur sehr wenig Ionen durch das Sieb nach oben, der Kathodenfall am Sieb wird nicht merklich verringert. Nimmt  $i$  allmählich zu, so erfolgt bei einer gewissen Stromstärke plötzlich Stoßionisation in unteren Teile der Röhre.

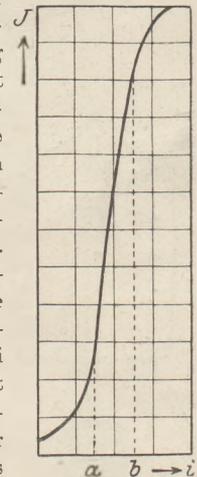


Fig. 4.

<sup>1)</sup> R. Lindemann und E. Hupka, Die Liebenröhre; J. B. 12, 218 (1917).

Die große Zahl der durch das Sieb tretenden Ionen bedingt eine plötzliche starke Verminderung des Kathodenfalles an  $R$ . Dadurch steigt  $I$  stark an. Bei weiterer Vergrößerung des Stromes  $i$  wächst die Zahl der durch das Sieb nach oben tretenden Ionen wesentlich langsamer, als zu Beginn der Stoßionisation; infolgedessen nimmt dann  $I$  nur noch langsam zu. Somit folgt  $I$  den Schwankungen von  $i$ , erreicht aber eine viel höhere Amplitude. Die Röhre wirkt also als ein Relais mit geringer Trägheit. Bei sehr schnellen Vorgängen wird die Trägheit allerdings merklich, da dann an Stelle der statischen Charakteristik (Fig. 4) die dynamische, wie beim Wechselstromlichtbogen, zugrunde zu legen ist. Fig. 4 zeigt, daß in dem Gebiet, wo  $I$  steil ansteigt, ein Optimum der Verstärkerwirkung liegt.

So ist auch die Detektorwirkung erklärbar. Der eben geschilderte Vorgang spielt sich bei jedem Wellenzug der ankommenden gedämpften Schwingungen ab. Dabei wird das Gitter und der in Fig. 3 sichtbare Gitterkondensator aufgeladen und bis zum nächsten ankommenden Wellenzug wieder entladen. Jeder Wellenzug wird dadurch für das Empfangstelephon zu einem einzigen Stromstoß zusammengefaßt. Außer der Gleichrichterwirkung kommt auch die Verstärkerwirkung zur Geltung. Wenn die einzelnen Wellenzüge rasch aufeinanderfolgen, wenn sie also z. B. von einem Tonsender ausgehen, so entsteht im Telephon durch rhythmische Änderung der Anodenstromstärke ein musikalischer Ton, dessen Schwingungszahl durch die Zahl der Wellenzüge bestimmt ist<sup>1)</sup>. Bei der Erklärung der Detektorwirkung wird auch verschiedentlich von der Abhängigkeit der Plattenstromstärke vom Gitterpotential ausgegangen<sup>1)</sup>; ARMSTRONG gibt dazu einige anschauliche graphische Darstellungen<sup>2)</sup>.

Die Verwendungsweise des Audions als Generator ist nicht ganz so einfach zu übersehen. ARMSTRONG<sup>2)</sup> bemerkt dazu: Jeder Übertrager, der zugleich ein Energieverstärker ist, kann benutzt werden, um durch Rückübertragung eines Teiles der Energie in dem Kreise, der die Batterie enthält, auf den Kontroll-(Gitter-)Kreis kontinuierliche Schwingungen zu erzeugen und den letzten Kreis dauernd erregt zu halten. Sorgt man für genügend enge Koppelung zwi-

sehen dem Gitterkreis und dem Anodenkreis, so wird dem Gitterkreise genügend Energie zugeführt um ihn dauernd in Schwingungen zu erhalten. — Zur Herbeiführung dieser Koppelung dient die Rückkoppelungsspule der Fig. 3; der Gitterkreis enthält dann ebenfalls eine Spule, die mit jener die Koppelung bewirkt.

Bei der Ultraudionschaltung wird der Gitterkreis nicht an die Glühkathode, sondern an die kalte Anode  $A$  angelegt; auf diese Weise werden im Empfänger örtliche Schwingungen erregt<sup>1)</sup>. Diese läßt man mit den ankommenden Schwingungen der Senderstation interferieren, indem man die beiden Schwingungszahlen ein wenig verschieden wählt. Die so entstehenden Schwebungen sind so langsam, daß man sie mit dem Telephon empfangen kann, während das Telephon auf die ursprünglich ankommenden raschen Schwingungen nicht anspricht. So kann man auch für ungedämpfte Wellen Tonempfang ermöglichen (Schwebungs-, Heterodynemethode).

Auf Einzelheiten der verschiedenen schon sehr zahlreichen Anordnungen, Schaltungsweisen und Röhrenformen einzugehen, ist hier nicht möglich. Das ganze Gebiet ist noch durchaus im Werden; die Entwicklung liegt vorläufig stark in den Händen der Technik und aus militärischen Gründen werden Einzelheiten der Konstruktion streng geheim gehalten. Spielt doch die Ventilröhre nicht nur in der drahtlosen und telephonischen Nachrichtenübermittlung, sondern besonders auch beim Abfangen feindlicher Telephongespräche als Relais für die sehr schwachen Erdströme eine bedeutende Rolle. Für die forschende Physik liegt bei der Fülle der Fragen, die noch zu erledigen sind und bei der großen Anzahl von Variablen ein schwieriges aber auch aussichtsvolles Gebiet zur Bearbeitung vor.

Den ersten Versuch einer Theorie des Audions gibt VALLAURI<sup>2)</sup>; eingehende experimentelle Untersuchungen zur Bestätigung seiner Theorie veröffentlicht derselbe Verfasser an anderer Stelle<sup>3)</sup>.

Eine große Anzahl von Einzelheiten über Konstruktionsformen und Schaltungsweisen findet man in der Patentschau der einzelnen Hefte J. B. 12 (1917). Dr. Erich Günther, Dresden.

<sup>1)</sup> L. W. Austin, Quantitative Versuche mit dem Audion; J. B. 12, 284 (1917).

<sup>2)</sup> J. B. 12, 349 (1917).

<sup>3)</sup> G. Vallauri, Vergleichende Untersuchungen über die Arten des Audions; J. B. 13, 25 (1918).

<sup>1)</sup> Ralph Bown, Innere Beziehungen in drahtlosen Empfängern vom Audiontyp; J. B. 13, 142 (1918).

<sup>2)</sup> Armstrong, Einige neuere Verbesserungen am Audionempfänger; J. B. 12, 241 (1917).

## Neu erschienene Bücher und Schriften.

**Raum, Zeit, Materie.** Vorlesungen über allgemeine Relativitätstheorie von H. WEYL. Berlin, Julius Springer 1918. 230 S. M. 14,—.

Im Vorwort dieses aus Vorlesungen in Zürich entstandenen Buches erklärt der Verfasser, er habe ein Beispiel für die gegenseitige Durchdringung mathematischen, philosophischen und physikalischen Denkens geben wollen. Allerdings habe der Mathematiker wohl auf Kosten des Philosophen das Übergewicht behalten. Referent würde eher sagen, daß der Physiker stark in den Hintergrund träte, allein auch das soll kein Tadel sein. Vielmehr muß gesagt werden, daß dem Verfasser seine Absicht in geradezu vorbildlicher Weise gelungen ist. Seine Darstellung dringt nicht nur in die tiefsten Tiefen der mathematischen Grundlagen vor, sondern gibt auch fortwährend die weitesten philosophischen Ausblicke, so daß man den letzten Sinn der „allgemeinen Relativitätstheorie“, dieser größten modernen Tat spekulativen Denkens, geradezu mit Händen greifen zu können glaubt. Das Buch sei deshalb allen Lehrern und Studierenden der Mathematik und Physik angelegentlichst empfohlen. Vorkenntnisse werden nur wenig vorausgesetzt; einige Gewöhnung an die Sprache der gewöhnlichen Vektorrechnung, an die Grundbegriffe der Invariantentheorie, der nichteuclidischen Geometrie und die Grundlagen der Flächentheorie muß allerdings wohl vorhanden sein. Im übrigen aber entwickelt WEYL in vortrefflicher Klarheit und Leichtverständlichkeit das ganze mathematische Rüstzeug, den Tensorkalkül und die Riemannsche Geometrie, selber; dazu gibt er auch die hergehörigen Grundlagen der theoretischen Physik (Maxwells Theorie, spezielle Relativitätstheorie) in der Sprache der neuen Symbolik in gedrängter Kürze. Der Inhalt gliedert sich in vier Kapitel. Im ersten wird im Anschluß an einen kurzen Überblick über die „affine Geometrie“ zunächst der Tensorkalkül entwickelt, darauf eine kurze Darstellung der Maxwell'schen Theorie gegeben. Im zweiten wird die Riemannsche Geometrie ausführlich entwickelt, wobei vom Anfang an der Gedanke an die Erfüllung des von Riemann Angebahnten durch Einstein die ganze Darstellung beherrscht. Die nähere Ausführung der Riemann'schen Theorie bildet den schwierigsten Teil des Buches, denn es ist tatsächlich ein „Holzstoß von Formeln“, der errichtet werden muß. Doch lohnt sich die Mühe reichlich. Das dritte Kapitel bringt die spezielle Relativitätstheorie, d. h. die ursprünglichen Einstein-Minkowskischen Gedanken, die relativistische Kinematik, Optik und Elektrodynamik, sowie eine glänzende Darstellung des Problems der

Materie an Hand der Mieschen Theorie. Besonders hier sind die philosophischen Ausblicke höchst bemerkenswert. Die Krönung des Ganzen bildet endlich das vierte Kapitel, welches die neue „allgemeine Relativitätstheorie“, d. i. den schon von Riemann geahnten Gedanken entwickelt, daß die Bestimmung der in einem Teil der Welt gültigen Kinematik (bzw. Geometrie) durch physikalische Kräfte, nämlich die Gravitation, gegeben sei. Den Abschluß bilden wiederum philosophisch sehr interessante „Betrachtungen über die Welt als Ganzes“, in denen u. a. auch die bekannte Folgerung des neuen Weltbildes zur Sprache kommt, daß die Welt möglicherweise räumlich-zeitlich geschlossen, in sich selbst zurücklaufend sei. Mit der zum Schluß geäußerten Meinung, daß die Physik nur das Formale der Wirklichkeit erfasse, wie es die Logik hinsichtlich der formalen Beschaffenheit der Wahrheit tue, kann Ref. sich nicht ganz einverstanden erklären. Doch muß die Begründung des Widerspruches hier unterbleiben. Einen Teil der gegen WEYL'S m. E. allzu formalistische Auffassung des Ganzen geltend zu machenden Einwände findet man in der nachstehend angezeigten Schrift:

### Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation.

Sonderabdruck aus dem Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik. Von PH. LENARD. Leipzig, Hirzel 1918. 20 S.

Der Verfasser, der mit Gehrcke u. a. der Relativtheorie noch skeptisch gegenübersteht, will hier darlegen, daß neben der rein formalistischen von Kirchhoff, Mach, Drude u. a. vertretenen Physik doch auch die realistische Richtung berechtigt sei, die in der Konstruktion „mechanischer Modelle“, der Hypothese „verborgener Bewegungen“ usw. die Erklärung der Erscheinungen sucht und doch auch, wie z. B. die Geschichte der Atomistik zeigt, sehr oft solche gefunden hat. Er redet daher der Beibehaltung der Ätherhypothese das Wort, findet auch Einsteins „Raum“ (bzw. „metrisches Feld“) gar nicht so sehr verschieden von dem Äther und meint, daß zwar das spezielle Relativitätsprinzip recht gut durch die Erfahrung gestützt sei, daß dies jedoch keineswegs zu jener Umwälzung des Zeitbegriffs führen müsse, die das Paradoxe in Einsteins Gedankengängen bildet. LENARD will die praktische, technische Verwirklichung der Gleichzeitigkeit streng von dem Denken derselben geschieden wissen. Das „allgemeine“ Relativitätsprinzip aber läßt er nur insoweit gelten, als es sich um Bewegungen unter dem Einfluß massenproportionaler Kräfte handelt, wie der Gravitation, bei denen die Trägheitswirkung na-

türlich wegfällt, die in allen übrigen Fällen (Zentrifugalkraft, Foucaultscher Versuch usw.) eine Feststellung absoluter Beschleunigungen und daher auch absoluter Rotation ermöglicht. Vor Philosophen und sonstigem Publikum möge das allgemeine Relativitätsprinzip durch solche Einschränkung verlieren, für den Naturforscher könne es dadurch nur gewinnen. Es ist bemerkenswert, daß L. auch der Gerberschen Gravitationstheorie voll gerecht wird.

Die Lektüre dieser kleinen Schrift mag immerhin geeignet sein, etwas Wasser in den vielleicht hier und da allzu starken Wein der Relativitätstheoretiker zu gießen. Im übrigen soll hier über diesen Streitpunkt kein Urteil gefällt werden.

*Bavink, Bielefeld.*

**Leben und Wissenschaft, Wissenschaft und Leben.** Rektoratsrede von Dr. H. TH. SIMON, Professor a. d. Universität Göttingen. Leipzig, S. Hirzel 1918. 32 S. M. 1,95.

Der geistvolle Vortrag behandelt die Beziehungen von Wirklichkeit und Denken, ausgehend von einer Betrachtung der fundamentalen Wahrnehmungstatsachen. Beachtenswert sind namentlich die Ausblicke auf die Relativitätstheorie, bei denen es u. a. als eine Begriffsverwirrung bezeichnet wird, wenn man von einer Änderung der Länge eines Maßstabes oder der von einer Uhr angegebenen Zeit infolge der Bewegung des Beobachters spreche, oder wenn gemeint werde, daß Raum und Zeit ineinanderfließen oder ineinander verwandelbar seien. Man wird diese Äußerungen eines klar und nüchtern denkenden Physikers mit besonderem Interesse lesen. Aufrichtige Trauer aber wird es erwecken, daß der hervorragende Forscher uns eben jetzt im

kräftigsten Mannesalter entrissen worden ist -- viel zu früh für die deutsche Wissenschaft, die noch viel von ihm erwarten durfte. P.

#### Die Fortschritte der Physik im Jahre 1916.

Dargestellt von der Deutschen physikalischen Gesellschaft. 72. Jahrg. In drei Abteilungen, redigiert von K. Scheel und R. Abmann. XXVIII+932, XXXIV+497, L+508 S. Braunschweig, Friedrich Vieweg u. Sohn, 1917.

Auch dieser Kriegsjahrgang legt wiederum Zeugnis ab von der Leistungsfähigkeit der deutschen Wissenschaft und -- des deutschen Buchhandels; es ist sicherlich der Verlagsbuchhandlung zu hohem Verdienst anzurechnen, daß sie die Fortführung des Werkes in der überlieferten Form zustande gebracht hat. In Band I treffen wir u. a. auf eine lehrreiche Übersicht über das immer mehr anschwellende Gebiet der Relativitätstheorie von dem rastlos tätigen Emil Lampe Hand, den vor kurzem der Tod abgerufen hat; und eine umfassende Darstellung fast der gesamten physikalischen Chemie aus der Feder des nicht minder unermüdlichen Heinrich Böttger. An Band II hat Leopold Levy den Hauptanteil mit der Bearbeitung der Optik des gesamten Spektrums. Band III, der den Titel „Kosmische Physik“ trägt, umfaßt auch einerseits Teile der reinen Astronomie, andererseits die gesamte Geophysik. Von besonders zeitgemäßen Abschnitten seien „Wetter und Krieg“ und „Luftfahrt und Flugwesen“ angeführt. Der Herausgeber dieses Bandes, R. Abmann, ist ebenfalls inzwischen aus dem Leben geschieden; aber das Werk, an dem er mitgewirkt hat, wird weiterdauern als ein unentbehrliches Gesamtbild der beständig fortschreitenden Forschung. P.

### Korrespondenz.

Die Firma Leppin und Masche in Berlin, S.-O., Engelufer 17, hat am 1. Januar d. J. das Fest ihres fünfzigjährigen Bestehens begangen. Inhaber der Firma sind zur Zeit die Herren Otto und Max Leppin, die Söhne des vor wenigen Monaten verstorbenen Mitbegründers Otto Leppin. Als Laboratoriumsvorstand steht ihnen seit einigen Jahren Dr. Wilhelm Volkmann zur Seite. Nachdem die Firma während des Krieges sich vorwiegend in den Dienst des Heeresbedarfs gestellt hatte, wird sie nunmehr ihre alte Tätigkeit für die Interessen der Wissenschaft und des Unterrichts wieder aufnehmen.

**Apparatur für drahtlose Telegraphie.** Zu dem Aufsatz über ein neues Thermo-element (dieses Heft S. 7) füge ich noch folgende Mitteilung hinzu: Die Physikalischen Werkstätten zur Erforschung des Erdinneren in Göttingen statten den Empfänger ihrer Apparatur für kurze, drahtlose Wellen neuerdings mit einem hochempfindlichen Vakuumthermoelement als Detektor aus. Die Apparatur ist dadurch zu einem vorzüglichen Unterrichtshilfsmittel geworden. Die Ausführung der meisten Versuche über elektrische Wellen, insbesondere der Hertz'schen Grundversuche ist damit fast mühelos möglich.

*E. Günther.*

# Himmelserscheinungen im Februar und März 1919.

12h = Mittag, 0h und 24h = Mitternacht. (Berliner Zeit = MEZ - 0,1h).

MEZ 12h	Februar					März						
	5	10	15	20	25	2	7	12	17	22	27	
♄	AR	20h 22m	20.55	21.29	22.3	22.38	22.13	23.47	0.19	0.47	1.7	1.16
	D	-21°	-19	-17	-14	-11	-6	-2	3	7	10	11
♃	AR	22h 22m	22.46	23.9	23.32	23.55	0.17	0.39	1.2	1.24	1.47	2.10
	D	-12°	-9	-7	-4	-2	1	3	6	8	11	13
♂	AR	21h 12m	21.32	21.52	22.11	22.30	22.49	23.8	23.26	23.45	0.3	0.21
	D	-16,2°	-14,6	-12,9	-11,2	-9,4	-7,5	-5,6	-3,6	-1,7	0,3	2,3
♁	AR	22h 37m	22.51	23.6	23.20	23.35	23.49	0.3	0.17	0.31	0.45	0.59
	D	-10°	-8	-7	-5	-4	-2	0	1	3	4	6
♂	AR		6.28		6.26		6.25		6.26		6.28	
	D		23		23		23		23		23	
♃	AR	9h 53m					9.46					
	D	14°					15°					
Sternzeit <sup>1)</sup>	20h 58m 11s	21.17.53	21.37.36	21.57.19	22.17.2	22.36.44	22.56.27	23.16.10	23.35.53	23.55.35	0.15.18	
Zeitgl.	14m 6s	14.23	14.19	13.58	13.19	12.27	11.22	10.6	8.42	7.13	5.42	

Breite von Berlin.		Ortszeit									
☉ Aufg. <sup>2)</sup>	7h 39m	7.30	7.20	7.10	7.0	6.49	6.37	6.26	6.14	6.3	5.51
	Unter-gang <sup>2)</sup>	16h 50m	16.59	17.9	17.19	17.28	17.37	17.46	17.55	18.4	18.13
☾ Aufg. <sup>2)</sup>	8h 59m	12.17	18.16	23.57	3.46	6.18	8.34	13.39	19.29	—	3.27
	Unter-gang <sup>2)</sup>	23h 16m	4.8	6.55	8.31	11.47	18.7	—	4.11	5.56	8.3

<sup>1)</sup> im Stargarder Meridian. <sup>2)</sup> Für den Mittelpunkt der Scheibe.

### Frühlingsanfang MEZ: März 21, 17h.

Mondphasen	Neumond		Erstes Viertel		Vollmond		Letztes Viertel	
		Febr. 1, 0h 7m	Febr. 7, 19h 52m	Febr. 15, 0h 38m	Febr. 23, 2h 48m	März 2, 12h 11m	März 9, 4h 14m	März 16, 16h 41m
	März 31, 22h 5m							

Der Mond tritt an folgenden Tagen (MEZ) in die abgerundeten Sternbilder des Tierkreises:

Länge	W 25°	S 55°	Z 85°	K 115°	L 145°	J 175°	Wg 205°	Sp 235°	Sz 265°	Sb 295°	Ws 325°	Fs 355°	
Jan.										30	2	4	Febr.
Febr.	6	8	10	12	15	17	19	22	24	27	1	3	März
März	5	7	9	11	14	16	19	21	24	26	28	30	März

Tägliches Erscheinen und Verschwinden der Planeten. Ortszeit. Breite von Berlin.

Tag	♃ Abendstern nachm.	Tag	♀ Abendstern nachm.	♂ (Ws, Fs) nachm.	♃ (Zwillinge) nachm. vorm.	♄ (Krebs) nachm. vorm.
III 8	7,0	I 21	D 5,1h U 5,6h	D 5,7 U 6,7	D 5,5 D 6,8	A 6,7 D 6,7
III 12	D 7,0 U 7,4	II 10	D 5,7 U 6,7	D 6,2 U 6,9	D 6,1 U 5,5	D 6,2 D 6,3
III 22	D 7,3 U 8,1	III 2	D 6,3 U 7,8	D 6,8 U 7,1	D 6,7 U 4,2	D 6,8 D 5,6
IV 1	D 7,6 U 7,8	III 22	D 6,9 U 8,9	7,3	D 7,3 U 2,9	D 7,4 D 4,9
		IV 11	D 7,5 U 10,0		D 7,9 U 1,7	D 8,0 U 3,9

Verfinsterungen der Jupitermonde (MEZ). Nachmittag-Stunden. E = Eintritt, A = Austritt

Febr. 7, 9h 38,5m A I	März 2, 9h 53,9m A I	März 19, 7h 54,0m A II
„ 15, 8h 15,3m A II	„ 12, 8h 55,8m A III	„ 19, 2h 36,0m E III
„ 23, 7h 58,3m A I	„ 18, 8h 14,2m A I	„ 22, 7h 25,9m A IV.

M. Koppe.

Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagshandlung gestattet.

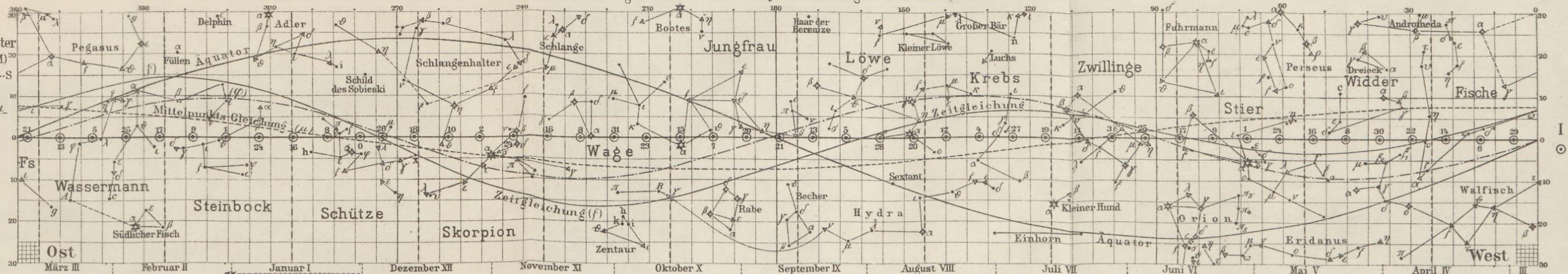
# Die Bahnen der beweglichen Gestirne im Jahre 1919

bezogen auf das Koordinatensystem der Länge und Breite.

I. Tierkreisgürtel und Orte der mittleren Sonne  $\odot(M)$   
Länge der wahren Sonne...S

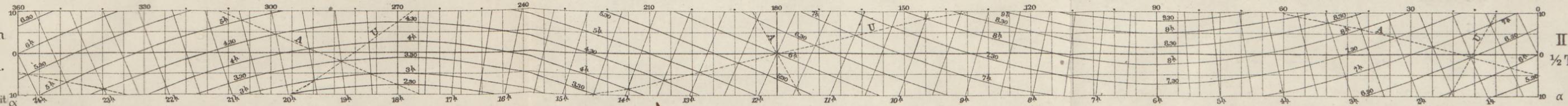
Mittelpunkts-Gleichung  $S-M = \mu$   
 $M-F = \varphi$   
( $\mu$  und  $\varphi$  in 4-fachem Maßstab)  
Zeitgleichung (in Min)  $-\mu + \varphi = f$   
(Intervall 8 Tage)

Sterngrößen  
★ ◆ ▲ ●  
1 2 3 4

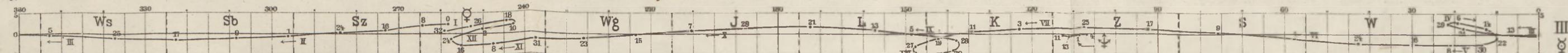


II. Halbe Tagesbogen für die Polhöhe von Berlin.  $\frac{1}{2} T$ .

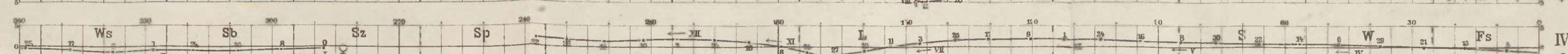
Kulmination nach Sternzeit



III. Merkur ♀  
(Intervall 8 Tage)  
Neptun ♆



IV. Venus ♀ (8 Tage)



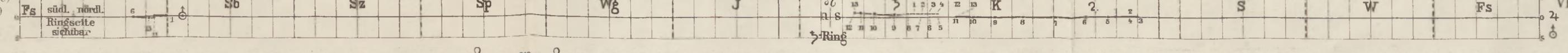
V. Mars ♂ (16 Tage)



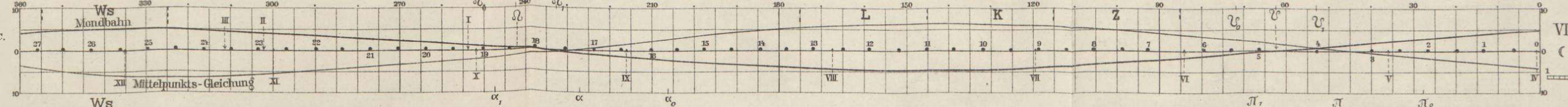
VI. Jupiter ♃ (32 Tage)  
Saturn ♄ (32 Tage)  
Uranus ♅



VII. Mond ☾  
(in I. Jan. 0, in II. Febr. 0 etc.)  
(Intervall 1 Tag)  
Eine Tagereise  $\frac{1}{0.5} = 0$

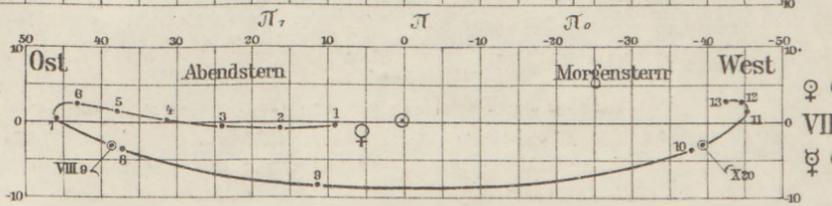


VIII<sup>a</sup> Größte Elongationen des Merkur.



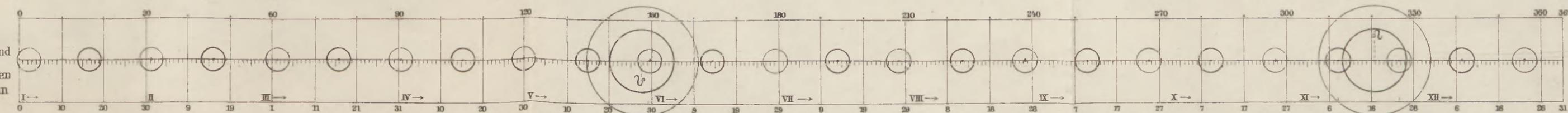
Abkürzungen in den Karten III, V, VIII:  
1 I<sub>a</sub> 2 I<sub>b</sub> 3 II<sub>a</sub> 4 II<sub>b</sub> 5 V<sub>a</sub> 6 V<sub>b</sub> 7 VI<sub>a</sub> 8 VI<sub>b</sub> 9 VII<sub>a</sub> 10 VII<sub>b</sub> 11 VIII<sub>a</sub> 12 VIII<sub>b</sub> 13 IX<sub>a</sub> 14 IX<sub>b</sub> 15 X<sub>a</sub> 16 X<sub>b</sub> 17 XI<sub>a</sub> 18 XI<sub>b</sub> 19 XII<sub>a</sub> 20 XII<sub>b</sub>

VIII<sup>b</sup> Stellung der Venus relativ zur Sonne



IX. Kalender der Finsternisse

☉ Neumond, ☽ Vollmond  
☉ Sonne im Knoten der Mondbahn



IX. ☉ Fins ☽ (Fins)

☉ F. V29 total

☉ F. XI18 ☉ F. XI22 partiell ringförmig