

## Die Behandlung der Atomtheorie auf der Unterstufe des Physikunterrichts.

Von Dr. E. Maey in Bonn.

Nach den glänzenden Erfolgen, welche die Atomtheorie in den letzten Jahrzehnten aufzuweisen hat, ist kürzlich BAVINK<sup>1)</sup> dafür eingetreten, sie in der Schule ausführlicher und im Zusammenhange zu behandeln. Ob das in dem von ihm vorgeschlagenen Maße allgemein möglich ist, mag vielleicht zweifelhaft sein, aber darin muß ich ihm durchaus zustimmen, daß bei der Wichtigkeit dieses Gegenstandes für die Umgestaltung unserer Anschauung von der Materie er gar nicht weitgehend genug behandelt werden kann. Wenn das auf den Oberklassen geschehen soll, so muß die Behandlung dieses Gegenstandes auch frühzeitig und gründlich einsetzen. Ich glaube daher, daß auch die Einführung und Begründung der Atomtheorie in der Schule eine wesentliche Umgestaltung erfahren muß. Die Ansicht, daß die Atomtheorie besonders im physikalischen Unterricht bisher zu kurz gekommen ist, gründet sich darauf, wie sowohl die Lehrbücher als auch die Bücher über die Didaktik des physikalischen Unterrichts auf die Molekulartheorie eingehen. Die Didaktik von POSKE, welche die meisten Gegenstände mit willkommener Gründlichkeit und Vielseitigkeit behandelt, wobei oft die verschiedenen Ansichten und Erfahrungen zum Ausdruck kommen, widmet der Molekulartheorie keinen besonderen Abschnitt; sie wird nur gelegentlich erwähnt, und zwar in dem Zusammenhang, daß davor gewarnt wird, sie beim Beginne gewisser Unterrichtsgebiete voranzustellen<sup>2)</sup>. GRIMSEHL<sup>3)</sup> endlich widmet in seiner Didaktik dieser Theorie knapp eine halbe Seite. In aller Kürze sind seine Gedanken darüber folgende:

1. Die Molekulartheorie darf nicht an den Anfang des Unterrichts gestellt werden.
2. Ihre Behandlung schließt sich am besten an die der Elastizität, Festigkeit und Oberflächenspannung an, endlich auch an die der kinetischen Gastheorie.
3. Ihre Behandlung gehört auf die Oberstufe.
4. Die Molekulartheorie ist nur eine Theorie.

Die erste Forderung stimmt mit den Bemerkungen von POSKE überein, auf die schon oben hingewiesen wurde. Wie aber steht es mit ihrer Erfüllung in den Lehrbüchern? Was die Einführung der Molekulartheorie angeht, so kann man sie in vier Gruppen einordnen, von denen die erste sie in der Einleitung behandelt. Die zweite Gruppe bringt sie an der Spitze eines besonderen Abschnitts über Molekularphysik. Das Verfahren der Lehrbücher dieser beiden Gruppen hat jedenfalls für die weitere Behandlung den Vorzug, daß die Theorie dann im folgenden an jeder passenden Stelle herangezogen werden kann, ohne daß man genötigt ist, in größerer Ausführlichkeit darauf einzugehen. Es widerspricht aber doch der von den beiden

<sup>1)</sup> Diese Zeitschrift. XXXIV. 1921. S. 241.

<sup>2)</sup> Z. B. S. 101 und S. 140 und 141.

<sup>3)</sup> E. Grimsehl: Der Unterricht in Physik (S. A. a. d. Handbuch für Lehrer höherer Schulen) Leipzig (S. 528—548).

genannten Didaktikern angegebenen Richtlinie. Die Lehrbücher, welche dieser folgen und zugleich die zweite Forderung GRIMSEHLS erfüllen, bilden die dritte Gruppe. Wenn ich nun auch den Grundgedanken dieser zweiten Forderung, die Molekulartheorie an besonders geeigneten Kapiteln zu entwickeln, durchaus billige, so erscheinen mir doch Elastizität, Festigkeit und Oberflächenspannung nicht die besten Anknüpfungspunkte zu bieten, wenn man bei ihnen auch mit Recht von Molekularkräften reden kann. Wo man aber von diesen handelt, muß man schon die Einteilung der Materie in Molekeln voraussetzen. Also können diese Kapitel nicht den Ausgangspunkt für die Molekulartheorie abgeben. Außerdem ist es auch bei diesen Gegenständen überflüssig von Molekularkräften zu sprechen. Darauf hat schon P. VOLKMANN<sup>1)</sup> hingewiesen. Sie lassen sich ebenso gut durch die Annahme einer zusammenhängenden Raumerfüllung der Materie erklären bzw. beschreiben, und wo dabei von kleinsten Massenteilchen die Rede ist, sind diese besser als mit Materie erfüllte Raumelemente aufzufassen. Ein Ersatz dieser durch die Molekeln kann nur die strenge mathematische Behandlung, die diese Gebiete zulassen, erschweren. Eine weitere Bestätigung der Auffassung, daß jene Gebiete keinen unmittelbaren Zusammenhang mit der Molekulartheorie aufweisen, sehe ich auch darin, daß sie nichts zur sicheren Bestätigung dieser Theorie beigetragen haben. Diese brachte, soweit die Mechanik der Flüssigkeiten in Betracht kommt, nicht die Oberflächenspannung, sondern die Theorie der Lösungen, insbesondere die der BROWNSCHEN Molekularbewegung. Daher verzichte ich bei der Behandlung der Elastizität und Oberflächenspannung auf die Molekulartheorie. Wie gut das möglich ist, zeigt auch der Leitfaden der Physik von BREMER<sup>2)</sup> und auch andere Lehrbücher, die das Wort „Molekel“ nur in der Überschrift oder Einleitung dieser Abschnitte führen. Damit habe ich die vierte Gruppe der physikalischen Lehrbücher gekennzeichnet.

Die Einführung in die Molekulartheorie hat auf Grund ihrer geschichtlichen und wissenschaftlichen Entwicklung zu erfolgen, und zwar in einem besonderen Abschnitt des physikalischen Anfangsunterrichts. Denn auch die Schöpfung der Atomtheorie fällt in die Anfänge physikalischer Wissenschaft, und nur so ist es möglich, die später sich vielfach bietenden Gelegenheiten zu fruchtbarer Ausgestaltung auszunutzen. Die Betrachtungen über den Aufbau der Materie knüpfen am natürlichsten an die Untersuchungen der Mischungen und Lösungen an<sup>3)</sup>. Daß bei ihnen eine Zerteilung der Stoffe stattfindet, ist jedem Schüler einleuchtend.

Eine Unterscheidung von mechanischen Gemengen, Emulsionen und Lösungen muß schon vor oder bei Beginn des chemischen Anfangsunterrichts vorgenommen werden. An drei bekannten sinnfälligen Beispielen (Wasser mit Sand, Milch, Zuckerlösung) sind diese leicht erklärt. Auch die Übergänge dieser drei Stufen von Mischungen lassen sich an dem Beispiel der Gemenge von Kohlensäurem Kalk und Wasser vorführen. Da drängt sich doch nun die Frage auf: „Ist die Teilbarkeit der Stoffe eine unbegrenzte, wie es in der Lösung zu sein scheint, oder findet diese dennoch eine Grenze, die sich nur unserer unmittelbaren Wahrnehmung entzieht?“ Zu ihrer vorläufigen Beantwortung führt die Beobachtung, dass mit zunehmender Zerteilung die Stoffe eine Reihe von Eigenschaften verlieren, so z. B. 1. die Zusammenhangskraft, denn die Bruchstücke haften nicht wieder zusammen; 2. die Fähigkeit, sich nach dem Artgewicht zu sondern, denn die groben Kalkstückchen sinken im Wasser schnell zu Boden, die feineren immer langsamer, die gelösten überhaupt nicht; 3. die Sichtbarkeit, denn der gelöste Kalk ist unsichtbar.

<sup>1)</sup> P. Volkmann: Einführung in das Studium der theoretischen Physik. Leipzig 1900. § 91, 92 u. 99.

<sup>2)</sup> Fr. Bremer, Leitfaden der Physik, Leipzig und Berlin 1913, Kap. VIII.

<sup>3)</sup> Das geschieht z. B. in der Unterstufe der Naturlehre von Poske-Höfler; doch wäre eine eingehendere Begründung des Gebotenen erwünscht und möglich, wie das im folgenden ausgeführt wird.

Dagegen bleibt auch dem gelösten Stoffe eine Reihe von Eigenschaften erhalten, so z. B.: 1. das Gewicht; die Lösung wiegt soviel wie die Summe ihrer Bestandteile; 2. nahezu auch die Raumerfüllung; 3. in vielen Fällen auch die Farbe wie beim Kupfervitriol; 4. chemische Eigenschaften wie der Geschmack (Salzlösung) und der Geruch (Weingeistlösung) und 5. die Zusammensetzung, denn das Salz kann durch Abdampfen wieder gewonnen werden. Da drängt sich doch der Schluß auf: „Würde die Zerteilung eine unbegrenzte sein, so würden auch keine Eigenschaften des gelösten Stoffes erhalten bleiben. Da das nicht der Fall ist, ist auch eine begrenzte Zerteilung, deren Grad jedem Stoff eigentümlich ist, anzunehmen.

Diese grundlegenden Betrachtungen bauen sich im wesentlichen auf eine Reihe physikalischer Beobachtungen auf, und solche einfachster Art sind es wohl auch gewesen, die schon die griechischen Philosophen LEUKIPP und DEMOKRIT (460 v. Ch.) auf die Annahme geführt haben, daß alle Stoffe aus Atomen, die durch den leeren Raum getrennt sind, bestehen. Ich glaube, daß wir dieser genialen ahnungsvollen Anschauung nicht gerecht werden, wenn wir, wie es manche Schriftsteller getan haben, sagen, daß ihre Theorie nur auf philosophischer Spekulation beruhe und mit moderner Naturforschung nichts gemein habe. Wir müssen unterscheiden zwischen den scharfsinnigen Beobachtungen und Betrachtungen, die jene Naturphilosophen auf die Vorstellung der Atome und des leeren Raumes zwischen ihnen geführt haben, und den z. T. recht haltlosen Gedanken, die sie und besonders ihre Anhänger daran weiter zum Aufbau ihrer Kosmogonien knüpften. Mit der Ablehnung der letzteren dürfen wir aber nicht auch zugleich über die Grundlegung der Atomtheorie gering denken. Als Begründung der Annahme der Unteilbarkeit jener kleinsten Urkörper wird ihre Unwandelbarkeit (*ἀνἀθρα = immutabilitas*)<sup>1)</sup> genannt. Für ihre Trennung durch den leeren Raum spricht ihre Bewegung und ihre veränderliche Raumerfüllung. Das zeigt doch deutlich, daß ihre Theorie sich auf Beobachtungen ähnlicher Art stützte, wie wir sie jetzt noch zu ihrer Einführung gebrauchen und daher ist sie als eine naturwissenschaftliche Tat von hervorragender Bedeutung zu bewerten.

Sobald aber die Anschauung von dem Aufbau aller Stoffe aus Molekeln erfaßt ist, drängt sich uns eine ganze Reihe von Fragen nach ihren physikalischen Eigenschaften auf. Bei der Beantwortung dieser aber haben die 2<sup>1</sup>/<sub>4</sub> Jahrtausend nach DEMOKRIT meist nur Phantasiegebilde geschaffen, die durch keine Beobachtungen eine genügende Stütze fanden. Erst 1803 gelang es DALTON, die Atomtheorie einen gewaltigen Schritt vorwärts zu bringen, indem er seine Anschauungen auf eine physikalische Erfahrung aufbaute und durch neue chemische Beobachtungen stützte. Der erste Schluß, den DALTON<sup>2)</sup> zieht, ist folgender. Die kleinsten Teilchen eines homogenen Stoffes müssen alle von gleichem Gewicht und gleicher Gestalt sein. Wäre das z. B. beim Wasser nicht der Fall, so müßte man verschiedene Arten Wasser von ungleichem Artgewicht herausdestillieren können. Da dieses erfahrungsgemäß nicht möglich ist, muß jedes Atom Wasser jedem andern Atom Wasser gleich sein. Die Gleichheit der kleinsten Teilchen eines einheitlichen Stoffes wird in allen Lehrbüchern stillschweigend angenommen. Mir erscheint aber dieser Schluß DALTONS von so grundlegender Bedeutung, wie er einfach und überzeugend ist, so daß er in keinem Buche, das von der Atomtheorie handelt, fehlen sollte. Derselbe Schluß läßt sich auf die Atome des Wasserstoffs und Sauerstoffs anwenden, wenn man statt der Destillation ein anderes Trennungsverfahren, z. B. das Waschen mit Wasser benutzt. Es ergibt sich also aus der Atomtheorie rein physikalisch das Gesetz von den festen Verbindungsverhältnissen, da jede Wassermolekel aus gleich vielen und gleich großen Atomen Sauerstoff und Wasserstoff zusammengesetzt sein muß. War dieses Gesetz

<sup>1)</sup> Vergl. Mullach: Democriti Abderitae operum fragmenta. Berlin 1843, S. 378.

<sup>2)</sup> Vergl. Ostwalds Klassiker Nr. 3. Die Grundlagen der Atomtheorie. Leipzig 1889, S. 15. Das vollständige Werk Daltons: A new system of chemical philosophy bietet für diesen Zweck nicht mehr.

auch schon seit PROUST (1799) durch chemische Analysen gesichert, so erhielt doch gerade deshalb die Atomtheorie durch den Schluß von rückwärts her eine bedeutende Stütze. Aber DALTON schließt weiter. Von zwei Elementen kann es binäre Verbindungen geben aus 1 Atom  $A$  und 1 Atom  $B$ , ternäre aus 1 Atom  $A$  und 2 Atomen  $B$ , quaternäre aus 1 Atom  $A$  und 3 Atomen  $B$  usw.

Damit hat er das Gesetz der vielfachen Verbindungsverhältnisse abgeleitet. Die Anregung zu diesem Schluß boten wohl einige schon damals bekannte Beispiele wie  $\text{CO}$  und  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}$  und  $\text{NO}_2$ , sowie  $\text{CH}_4$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$ . Die Erfassung seiner allgemeinen Gültigkeit haben wir aber offenbar der Deduktion DALTONS zu verdanken. Das erkennt auch WOLLASTON<sup>1)</sup> an, der im Jahre 1808 eine Reihe von weiteren Beispielen für dieses Gesetz veröffentlichte. Vollends aber ist das dritte Gesetz von der Konstanz der Verbindungsgewichte bei DALTON ein Ergebnis reiner Deduktion. Diese Erkenntnis veranlaßte ihn schon 1803<sup>2)</sup>, die erste aller Tafeln der Verbindungsgewichte (Atom- und Molekulargewichte) aufzustellen. OSTWALD<sup>3)</sup> bemerkt dazu sehr treffend: „Wie man sich überzeugt, sind die Zahlen noch in hohem Maße falsch und eher geeignet, eine Widerlegung als eine Bestätigung der Atomtheorie zu geben.“ Also dieses dritte Gesetz ist ganz und gar nicht ein Ergebnis der Induktion und konnte es auch nicht sein. Erst in den folgenden Jahrzehnten, besonders durch die Arbeiten von BERZELIUS zur genaueren Bestimmung der Verbindungsgewichte ist es dann allmählich experimentell bestätigt worden. Bei diesem Werdegang unserer Erkenntnis ist es nicht zu billigen, daß einige Lehrbücher der Chemie das erste und dritte Gesetz von DALTON wohl der Kürze wegen zu einem zusammenziehen, weil jener dadurch nur verschleiert wird. Nicht eine Menge von Erfahrungen haben die Atomtheorie geschaffen und gefördert, sondern einige wenige Beobachtungen schöpferischer Geister. Ähnlich wie die geschichtliche Entwicklung muß auch der Unterricht vorgehen. Auch in ihm ist es unmöglich, eine große Menge Erfahrungsergebnisse anzuhäufen, um darauf Theorien aufzubauen. Auch hier können wir nur einige wichtige Tatsachen herausgreifen, die uns auf die allgemeinen Naturgesetze hinführen.

Welches sind nun solche weiteren Beobachtungen, die im Anfangsunterricht zur Ausgestaltung der Molekulartheorie dienen können? Als ersten erwähne ich einen bekannten Versuch, der in vielen Lehrbüchern genannt wird, aber nicht überall für die Molekulartheorie ausgenutzt wird. Ein enges, aber mindestens 25 cm langes Proberröhrchen wird zur Hälfte mit luftfreiem Wasser und in der oberen Hälfte mit Weingeist vollständig gefüllt und dann mit einem Stopfen so verschlossen, daß die überschüssige Flüssigkeit zwar abfließen kann, aber keine Luftblase eingeschlossen bleibt. Durch Umwenden wird nun eine Durchmischung bewirkt, und dabei bildet sich ein 1 cm langer Hohlraum. Die Weingeist- und Wasserteilchen sind also näher zusammengedrückt; also füllten die Molekeln vorher den Raum sicher nicht vollständig aus. Mit dieser Vorstellung steht in bestem Einklang die Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten und Gase, sowie die Ausdehnung aller Körper durch die Wärme. Wie groß haben wir uns nun die Zwischenräume vorzustellen? Diese sind nicht nur an und für sich amikroskopisch klein, sondern aus der geringen Zusammendrückbarkeit der festen und flüssigen Stoffe müssen wir schließen, daß sie in der überwiegenden Mehrzahl kleiner sind als die Molekeln, nur bei den Gasen wegen der starken Zusammendrückbarkeit im Verhältnis zu den Ausmessungen der Molekeln sehr groß. Dieser sicher gestellten Anschauung widerspricht die Angabe einiger Lehrbücher der Physik, nach der die Zwischenräume der Molekeln auch bei festen und flüssigen Stoffen als groß im Vergleich zu den Abmessungen der Molekeln angenommen werden. Diese irrtümliche Anschauung ist entstanden zu einer Zeit, als man entdeckte, daß die Elektronen ohne erheblichen Widerstand viele feste und flüssige Stoffe

<sup>1)</sup> Ebenda 7. S. 21.

<sup>2)</sup> Ebenda S. 13.

<sup>3)</sup> Ebenda S. 28, Anm. 6.

zu durchdringen vermögen. Die im Vergleich zu den Elektronen planetarischen Zwischenräume, die aus diesen Beobachtungen gefolgert werden müssen, befinden sich aber nach den neuesten Anschauungen auch innerhalb der Atome, da man die die positiven Kerne umkreisenden Elektronen als zu den Atomen gehörig ansehen muß.

Weitere Aufklärungen über diese Verhältnisse geben uns die Erscheinungen der Diffusion. Füllen wir einen Standzylinder in der unteren Hälfte mit Wasser, das mit etwas Methylenblau gefärbt ist, darüber mit Weingeist so vorsichtig, daß dieser unvermischt mit scharfer Trennungsfläche darüber steht, und lassen diesen dann frei von Erschütterungen einige Tage stehen, so läßt sich an den Schwinden der Trennungsfläche und dem allmählichen Übergang der Färbung erkennen, daß beide Flüssigkeiten sich langsam gegenseitig durchdringen, auch gegen den trennenden Einfluß der Schwere. Hieraus können wir nun folgende Schlüsse auf das Verhalten der Molekeln und ihre Zwischenräume ziehen. Erstens müssen diese, wenn auch nur teilweise, so groß sein, daß die Molekeln des andern Stoffes in sie eindringen können, und zweitens können sie nur eindringen, wenn sie sich bewegen. Also sind sie entweder dauernd in Bewegung oder erhalten diese erst durch gegenseitige Anziehung. Daß das erstere schon allein für sich zutrifft, zeigt das Verdunsten des Wassers in jeden darüber befindlichen leeren Raum. Dieses erfolgt um so schneller, je höher der Wärmegrad ist, und daraus folgt weiter, daß dieser und die Geschwindigkeit der Molekeln zugleich zunehmen. Diese eben gefolgerte Bewegung müssen wir weiter als eine notwendige Bedingung dafür ansehen, daß trotz der gegenseitigen Anziehung der Molekeln, die sich als Kohäsion und Adhäsion kundgibt, zwischen ihnen Zwischenräume bestehen bleiben. Schon 1738 erklärte DANIEL BERNOULLI den Gasdruck aus der Bewegung der Gasmolekeln ohne abstoßende Molekularkräfte. Seine Gedanken darüber fanden aber damals kaum Beachtung.

Ein weiteres reizvolles Objekt zur Aufklärung über die Natur der Lösungen ist eine Gummigutt-Emulsion, wie sie PERRIN<sup>1)</sup> für seine Beobachtungen und Berechnungen der Loschmidtschen Zahl benutzte. Wenn auch diese Untersuchungen, wie BAVINK es befürwortet, nur auf der Oberstufe Platz finden, so wird man doch wohl auch schon auf der Mittelstufe wenigstens mitteilen, daß es gelungen ist, die Zahl der Molekeln in einem Kubikzentimeter Gas bei 0° und 760 mm Druck zu  $28 \cdot 10^{18}$  zu bestimmen. Das gibt dann auch den Anlaß, das Objekt, welches eine solche Auszählung ermöglicht hat, vorzuzeigen. Wir füllen einige 2 cm weite und etwa 16 cm lange Probierröhrchen mit einer Gummigutt-Emulsion, die durch Verrühren von 0,5 g Gummigutt auf 100 cm<sup>3</sup> siedenden Wassers hergestellt wurde und schließen sie luftdicht ab, da das organische Gummigutt sonst zu Pilzbildungen Anlaß gibt. Anfangs ganz undurchsichtig, setzen sie sich im Laufe einiger Tage oben allmählich klar ab und erreichen in einigen Wochen einen Gleichgewichtszustand, der alle Abtönungen von unten undurchsichtigen, dann durchscheinenden bis oben klar durchsichtigen, aber doch gelb getönten Emulsionen zeigt. Ein Tropfen auf dem Ultramikroskop oder auch gewöhnlichem Mikroskop mit Dunkelfeldbeleuchtung zeigt uns auch die Gummigutteilchen und ihre dauernde Bewegung als Zeugen der Bewegung der Wassermolekeln. Da man gelegentlich den Schülern den ursprünglichen Zustand der Emulsion durch Schütteln vorführen will, empfiehlt es sich mehrere solcher Röhrchen nebeneinander zu haben, so daß man sie auch in verschiedenen Stufen der Abtönung vorzeigen kann. Bemerkenswert sind auch die Störungen der gleichmäßigen Abtönung durch jede schroffe Temperaturänderung, die gleichsam eine Welle von Gummigutteilchen, sei es nach oben oder nach unten treibt.

Diese hier angegebenen Versuche finden sich zum größten Teil auch sonst in den Lehrbüchern, aber wohl nirgends in diesem engen Zusammenhange und vielfach nur als Merkwürdigkeiten erwähnt, ohne ihre unmittelbare Verwertung für die Molekulartheorie. Sie dafür fruchtbar zu machen, dazu wollte ich hiermit die Anregung geben.

<sup>1)</sup> C. R. 146. S. 967—970 u. 147 S. 530—531 (1908).

## Zur Lehre vom physischen Pendel.

Von Dr. K. Lichtecker, Professor der Staatsgewerbeschule in Reichenberg i. B.

### I. Das Reifenpendel.

Ein einfaches und zuverlässiges Sekundenpendel für Demonstrationszwecke liefert ein Reifen aus Schmiedeeisen von 994 mm mittlerem Durchmesser. (Fig. 1.)

Das Reifenpendel ist ein physisches Pendel, dessen reduzierte Pendellänge  $\lambda$  gleich der wirklichen Pendellänge, d. h. gleich dem Durchmesser ist. Das Trägheitsmoment eines dünnen Reifens für einen Punkt der Peripherie als Drehpunkt ist nach dem Steinerschen Satze

$$T = mr^2 + m r^2 = 2mr^2.$$

Das maximale Drehmoment  $D$  ist gegeben durch

$$D = mrg$$

wenn mit  $g$  die Beschleunigung der Erdschwere bezeichnet wird.

Daraus ergibt sich als Dauer einer vollen Schwingung:

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{2mr^2}{mrg}} = 2\pi \sqrt{\frac{2r}{g}}$$

und somit als „reduzierte Pendellänge“:

$$\lambda = 2r.$$

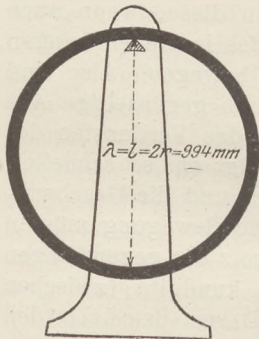


Fig. 1.

Ein besonderer Vorteil, den das Reifenpendel als Sekundenpendel gewährt, liegt darin, daß seine Schwingungsdauer durch die Unvollkommenheiten der Konstruktion nicht merkbar beeinflußt werden kann. Die Schwingungsdauer des Reifenpendels ist, wie im folgenden gezeigt ist, sowohl von der Lage der Schneide, als auch von der Breite des Kreisringes weitgehend unabhängig. Es ist daher nicht etwa notwendig, die Schneide in die Mittelfaser des Kreisringes zu verlegen, sondern es genügt, den Reifen einfach auf eine Stahlschneide aufzulegen.

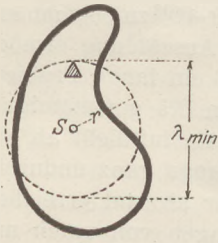


Fig. 2.

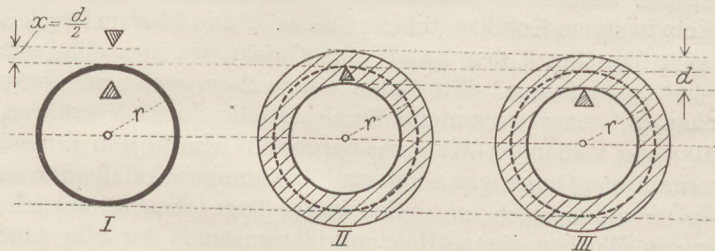


Fig. 3.

Für einen Reifen von der Dicke  $d = 0$  sind die Peripheriepunkte zugleich diejenigen Drehpunkte, welche kürzeste Schwingungsdauer liefern. Jeder Punkt innerhalb oder außerhalb des Reifens, als Drehpunkt eingerichtet, gäbe größere Schwingungsdauer. Bekanntlich ist für einen beliebig gestalteten, gäbe größere Schwingungsdauer Körper der geometrische Ort der Punkte, die kürzeste Schwingungsdauer und kürzeste „reduzierte Pendellänge“ liefern, ein Kreis mit dem Schwerpunkt als Mittelpunkt, dessen Radius dadurch gekennzeichnet ist, daß die Pendelmasse, auf diesen Kreis als Linienbelegung aufgetragen, dasselbe Trägheitsmoment bezüglich des Schwerpunktes besäße, wie der vorgelegte Pendelkörper. (Siehe Fig. 2)<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Es ist, wenn  $m$  die Masse des Pendelkörpers,  $T_s$  das auf den Schwerpunkt bezogene Trägheitsmoment des Pendelkörpers und  $r$  den Abstand des Schwerpunktes von einem Drehpunkt mit minimaler Schwingungsdauer bezeichnet:

$$\lambda_{\min} = 2r; m \cdot r^2 = T_s.$$

Daraus erkennt man unmittelbar, daß für einen dünnen Reifen vom Radius  $r$  dieser Kreis selbst zugleich der Kreis minimaler Schwingungsdauer ist.

In der Umgebung von  $t_{\min}$  und  $\lambda_{\min}$ , wo  $\frac{dt}{dx} = 0$  und  $\frac{d\lambda}{dx} = 0$  wird, muß die Änderung der Schwingungsdauer, die einer kleinen Änderung der Schneidenlage oder der Massenverteilung entspricht, klein von höherer Ordnung sein. Wir wollen diese beiden Fälle zuerst getrennt und dann vereint untersuchen. (Siehe Fig. 3).

Annahme I.

Pendelkörper: Kreisring von der Ringbreite Null.

Abstand der Schneide vom Kreismittelpunkt  $= r \pm x$

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{T}{D}} = 2\pi \sqrt{\frac{mr^2 + m(r \pm x)^2}{mg(r \pm x)}}$$

oder, wenn Glieder von höherer Ordnung als  $(x/r)^2$  unterdrückt werden:

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{2r}{g}} \cdot \left(1 + \frac{x^2}{4r^2}\right).$$

Ist z. B.  $r = 1/2$  m,  $x = 1/2$  cm, somit  $x/r = 1/100$ , so beträgt die Änderung der Schwingungsdauer zufolge Verlegung der Drehschneide  $2,5 \cdot 10^{-5}$  sek.

Annahme II.

Pendelkörper: Kreisring von der Ringbreite  $d$ .

Schneide in der Mittelfaser. Abstand der Schneide vom Mittelpunkt  $= r$ .

Ähnliche Rechnung liefert mit gleicher Näherung:

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{2r}{g}} \cdot \left(1 + \frac{d^2}{16r^2}\right).$$

Annahme III.

Pendelkörper: Kreisring von der Ringbreite  $d$ .

Schneide an der inneren Peripherie des Kreisringes, somit Schneidenabstand vom Mittelpunkt  $r - d/2$ . Man erhält, durch Rechnung wie oben,

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{2r}{g}} \cdot \left(1 + \frac{d^2}{8r^2}\right).$$

Diskussion:

Wir stellen die Werte für die Schwingungsdauer im Falle I, II, III, nochmals zusammen:

I. Unendlich dünner Reifen, Schneidenabstand  $r \pm x$ , für  $x = \frac{d}{2}$

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{2r}{g}} \cdot \left(1 + \frac{d^2}{16r^2}\right).$$

II. Reifen von der Breite  $d$ , Schneide in der Mittelfaser, Schneidenabstand  $r$

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{2r}{g}} \cdot \left(1 + \frac{d^2}{16r^2}\right).$$

III. Reifen von der Breite  $d$ , Schneide an der inneren Peripherie des Kreisringes, somit Schneidenabstand  $r - d/2$

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{2r}{g}} \cdot \left(1 + \frac{d^2}{8r^2}\right).$$

Man sieht, daß sowohl die Verschiebung der Schneide um den Betrag  $x = d/2$  von der Kreisperipherie weg (I), als auch die Verbreiterung des unendlich dünnen Reifens zu einem Kreisringe von endlicher Breite  $d$ , beide eine Änderung der Schwingungsdauer verursachen, die, wenn  $d/r$  klein gegen eins ist, nur von der Größenordnung  $(d/r)^2$ , somit klein von höherer Ordnung ist.

In beiden Fällen (I und II) erfolgt jedesmal eine Vergrößerung der Schwingungsdauer und zwar in beiden Fällen um gleich viel. Ferner sieht man, daß diese beiden Wirkungen auf die Schwingungsdauer des Reifenpendels sich im Ergebnis einfach supraaddieren, da die Abweichung im Falle III gerade doppelt so groß ist, wie im Falle I oder II.

Für das Sekundenpendel von der Kreisringbreite  $d = 1$  cm wird  $d/2r = 1/100$  und somit die von der endlichen Reifenbreite und von der Verlegung der Schneide an die innere Peripherie zusammen hervorgebrachte Abweichung gleich  $\frac{d^2}{8r^2} = 5 \cdot 10^{-5}$  sek.

Die Abweichung ist also auch bei 1000 Schwingungen mit der Stechuhr z. B. noch nicht nachweisbar, was allen an ein Demonstrations-Sekundenpendel zu stellenden Anforderungen gewiß reichlich genügen wird.

Es sei hinzugefügt, daß in gleicher Weise auch die kleinen Unregelmäßigkeiten bei der Herstellung des Reifenpendels (Breite und Dicke des Reifens, seine Kreisgestalt u. a. m.) keinen merkbaren Einfluß auf die Schwingungsdauer des Reifenpendels haben. Es konnte daher auch bei dem vom Verfasser hergestellten Sekunden-Reifenpendel aus Schmiedeeisen von der ursprünglich nach dem Schmieden in Aussicht genommenen weiteren Bearbeitung durch Abdrehen ohne Beeinträchtigung der Zwecke, für die das Pendel zu dienen hat, Abstand genommen werden.

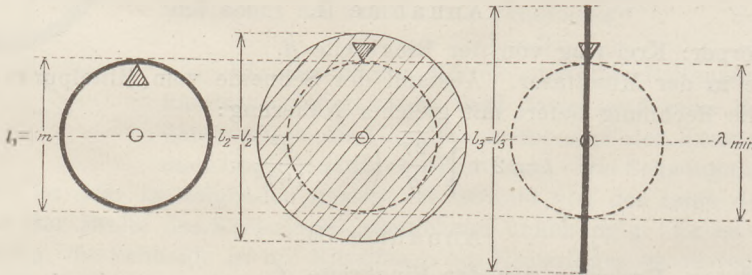


Fig. 4

Zum Schlusse ist es vielleicht nicht überflüssig zu erwähnen, daß gerade das Reifenpendel besonders geeignet erscheint, das Unstatthafte jener elementaren Darstellungsweise hervortreten zu lassen, wonach die „reduzierte Pendellänge“ eines physischen Pendels eine Art mittlerer Wert aus den Abständen aller Massenpunkte vom Drehpunkte sein soll. Das Reifenpendel hat die reduzierte Pendellänge  $\lambda = 2r$ , wiewohl alle seine Massenpunkte Abstände vom Drehpunkte haben, die kleiner oder höchstens gleich  $2r$  sind.

Läßt man das Pendel durch Drehung der Schneide um  $90^\circ$  in einer zur ursprünglichen Schwingungsebene normalen Ebene schwingen, so sinkt die Dauer einer vollen Schwingung von 2 Sek. auf  $\sqrt{3}$  Sek. Die Trägheitsmomente in beiden Fällen verhalten sich wie 4 : 3, die Schwingungsdauern somit wie  $2 : \sqrt{3}$ .

## II. Ein Satz bestehend aus drei einfachen Schwingungskörpern mit gleicher Schwingungsdauer.

Das im vorstehenden besprochene Sekunden-Reifenpendel von (rund) 1 m Durchmesser kann man durch zwei andere Pendel zu einem Satz einfacher Schwingungskörper wie folgt ergänzen:

	Länge (Durchmesser)	Trägheitsmoment $T_s$ bezogen auf den Schwerg.	Schneidenabstand vom Schwergpunkt
Reifen:	$l_1 = 1$ m	$\frac{1}{4} M l_1^2$	$q_1 = \frac{1}{2}$ m
Vollscheibe:	$l_2 = \sqrt{2}$ m	$\frac{1}{8} M l_2^2$	$q_2 = \frac{1}{2}$ m
Stab:	$l_3 = \sqrt{3}$ m	$\frac{1}{12} M l_3^2$	$q_3 = \frac{1}{2}$ m



Jeder der drei Pendelkörper trägt einen auf große Entfernung sichtbaren Maßstab, der die Länge des Körpers festzustellen gestattet. Durch zwei farbige Marken im selben Abstände  $\varrho = 1/2$  m bei allen drei Körpern ist Schwerpunkt und Drehpunkt besonders hervorgehoben. (Siehe Fig. 4.)

Hat ein Körper bezüglich irgend eines Drehpunktes die kürzeste Schwingungsdauer, deren er fähig ist, so ist die minimale reduzierte Pendellänge gleich dem doppelten Abstände der Drehschneide vom Schwerpunkte

$$\lambda_{\min} = 2\varrho.$$

Das Trägheitsmoment eines beliebigen Pendelkörpers bezogen auf den Schwerpunkt, ist ebensogroß, als ob die Masse des Pendelkörpers sich im Abstände  $1/2 \lambda_{\min}$  vom Schwerpunkte befände.

$$T_s = (1/2 \lambda)^2 M = \varrho^2 \cdot M.$$

Man hat somit, wenn man die Werte für das Trägheitsmoment, bezogen auf den Schwerpunkt,  $T_s$ , einsetzt:

Reifen:	Vollscheibe:	Stab:
$M\varrho_1^2 = 1/4 M \cdot l_1^2$	$M\varrho_2^2 = 1/8 M \cdot l_2^2$	$M\varrho_3^2 = 1/12 M \cdot l_3^2$
$\varrho_1 = 1/2 \cdot \frac{l_1}{\sqrt{1}}$	$\varrho_2 = 1/2 \cdot \frac{l_2}{\sqrt{2}}$	$\varrho_3 = 1/2 \cdot \frac{l_3}{\sqrt{3}}$

Da bei den drei Versuchskörpern  $\frac{l_1}{\sqrt{1}} = \frac{l_2}{\sqrt{2}} = \frac{l_3}{\sqrt{3}}$  ist, so ist

$$\varrho_1 = \varrho_2 = \varrho_3,$$

und daher auch die minimale reduzierte Pendellänge  $\lambda_{\min}$  für alle drei Schwingungskörper gleich. Läßt man die drei Körper daher um ihre, im gleichen Abstände  $\varrho = 1/2$  m vom Schwerpunkte angebrachten Schneiden pendeln, so schwingen sie unisono als Sekundenpendel.

Durch an den Körpern angebrachte Hilfsschneiden kann man zeigen, daß die Schneide im Abstände  $1/2$  m vom Schwerpunkte bei jedem der drei Versuchskörper wirklich die minimale Schwingungsdauer liefert.

Reichenberg i. B., 6. Nov. 1921.

## Die Kräfteverteilung an der Leiter.

Von Dr. E. Maey in Bonn.

Zu den Vorrichtungen des alltäglichen Lebens, an denen das Hebelgesetz und das Parallelogramm der Kräfte ihre Erläuterung finden können, gehört auch die Leiter. Ihre Besprechung im Unterricht dürfte daher auch durchaus angebracht sein. Ich beschränke mich aber nicht darauf, die Kräfteverteilung an ihr in einer Zeichnung darzustellen, sondern weise diese durch einige einfache Versuche nach, die ich hier mitteilen will, da ich sie sonst nicht gesehen habe. Ich benutze hier als Modell einer Leiter eine Latte von 80 cm Länge, 5 cm Breite und 1,5 cm Dicke. Wenn aber das zu ihrer Aufstellung benutzte Weinhold'sche Rahmengestell hoch genug ist, empfiehlt es sich, die Latte 1 m lang zu nehmen, weil man dann etwas mehr Spielraum hat; so hatte ich es früher in Remscheid. Auf einer breiten Seite ist sie mit einigen herabhängenden Haken zum Anhängen von Gewichten versehen, so z. B. in den drei Punkten, die ihre Länge in vier gleiche Teile teilen. Außerdem befinden sich am unteren Ende auf beiden Seiten Haken zum Einhängen von Kraftmessern. Als Einleitung dient folgende Versuchsreihe. Man lehne die Leiter gegen einen senkrechten Pfosten, z. B. den eines Weinhold'schen Gestells, und setze das untere Ende auf eine Spiegelglasplatte, um die Gefahr des Gleitens vorzuführen. Damit die Latte nicht seitwärts vom Pfosten abrutscht, ist sie am oberen Ende beiderswärts mit einer etwa 2 cm vorspringenden Leiste versehen. Ihr Neigungswinkel sei etwa  $70^\circ$ . Dann

hänge man 1 kg an den unteren Haken; die Leiter gleitet nicht. Auch wenn man die Last an den mittleren Haken hängt, gleitet die Leiter vielleicht noch nicht. Hängt man sie aber an den obersten Haken, so tritt dieses sicher ein. Diese Versuchsreihe beweist, daß es nicht genügt, die Standfestigkeit einer Leiter zu prüfen, indem man sie unten belastet und zeigt, wie so mancher Unglücksfall sich ereignen kann. Damit aber reizt sie zu einer genaueren Untersuchung der wirkenden Kräfte. Wir wenden uns daher der mathematischen Untersuchung dieser Kräfte nach Fig. 1 und 2 zu.

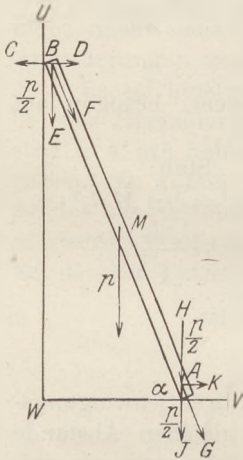


Fig. 1.

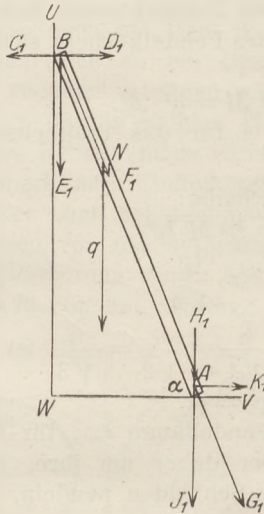


Fig. 2.

Die Leiter *AB* (Fig. 1) ist gegen eine Wand *WU* gelehnt und bildet mit dem ebenen Boden *WV* den Winkel  $\alpha$ . Ihr Gewicht sei  $p$ , ihre Länge  $l$ . Ihr Schwerpunkt liege in der Mitte  $M$ , ihre Belastung im Punkte  $N$  sei  $q$ ,  $AN = a$ ,  $BN = b$ . Der Festwert der Reibung am Boden sei  $r$ . Von dem geringen Einfluß der Reibung an der Wand sehen wir der Einfachheit wegen ab. Es empfiehlt sich, zunächst nur die Verteilung der Last  $p$  der unbeschwerten Leiter zu betrachten. Nach dem Hebelgesetz entfallen auf die Enden

die Teilkräfte  $BE$  und  $HA = \frac{p}{2}$ .  $BE$  zerlegt sich in die Teilkraft  $BC$ , welche gegen die Wand drückt, und in  $BF$ , die gegen den Stützpunkt  $A$  der Leiter

drückt. Letztere kann auch aufgefaßt werden als die Summe von  $BE$  und  $BD$ , wobei dieses die von der Wand ausgeübte Gegenkraft bedeutet. Diese Kraft  $BF$  wirkt wegen der Starrheit der Leiter in  $A$  als Kraft  $AG$ , die hier in die Teilkräfte  $AJ = \frac{p}{2}$  und  $AK = \frac{p}{2} \cotg \alpha$  sich zerlegt.  $HA$  und  $AJ$  ergeben zusammen  $p$ . Diese

beiden Kräfte  $p$  und  $\frac{p}{2} \cotg \alpha$  können leicht zur Anschauung gebracht werden, wenn man in die beiden Haken bei  $A$  Kraftmesser<sup>1)</sup> einhängt, die sich durch Schnüre an dem Rahmengestell befestigen lassen. Das von mir benutzte Leitermodell wiegt 0,5 kg. Stelle ich dieses unter dem Neigungswinkel  $\alpha = 68^\circ$  [ $\cotg \alpha = 0,4$ ] auf, so ergibt sich auch für  $HJ$  0,5 kg und für  $AK$  0,1 kg.

Entsprechend ist die Kräfteverteilung für die Belastung  $q$  im Punkte  $N$  (Fig. 2). Diese verteilt sich auf die Endpunkte  $A$  und  $B$ , und zwar ist  $AH_1 = q \cdot \frac{b}{a+b}$  und  $BE_1 = q \cdot \frac{a}{a+b}$ . Auch diese letztere pflanzt sich als Teilkraft  $BF_1$  durch die Leiter auf  $A$  als  $AG_1 = q \cdot \frac{a}{(a+b) \sin \alpha}$  fort, wo sie abermals in die senkrechte Teilkraft  $AJ_1 = q \cdot \frac{a}{a+b}$  und in die wagerechte  $AK_1 = q \cdot \frac{a}{a+b} \cotg \alpha$  zerlegt wird. Also hat dann der Boden bei  $A$  auch die ganze Last  $H_1A + AJ_1 = q$  zu tragen, während die Reibung durch  $AK_1 = q \cdot \frac{a}{a+b} \cotg \alpha$  beansprucht wird. Fassen wir beide Kraftwirkungen

<sup>1)</sup> Von E. Leybolds Nachfolger, Köln; Preisliste Nr. 1032 und 1033.

von  $p$  und  $q$  zusammen, so hat also die Reibung der Summe  $\cotg \alpha \left( \frac{p}{2} + q \frac{a}{a+b} \right)$  standzuhalten. Die Reibung selbst ist unveränderlich gleich  $r(p+q)$ , aber ihre Beanspruchung nimmt mit wachsendem  $a$  zu. Daher kann das Gleiten eintreten, falls die Belastung höher steigt. Auch diese Kräfteverteilung kann durch Kraftmesser veranschaulicht und nachgeprüft werden. So ergibt sich bei den oben genannten Werten von  $p$ ,  $q$  und  $a$  für  $HJ + H_1J_1$  stets 1,5 kg, dagegen für  $AK + AK_1$  je nach der Lage von  $N$  0,2 kg, 0,3 kg oder 0,4 kg.

Wenden wir dieses Ergebnis auf die Praxis an. Damit die Leiter sicher steht, muß sein

$$\cotg \alpha \left( \frac{p}{2} + q \frac{a}{a+b} \right) < r(p+q) \text{ oder}$$

$$\cotg \alpha < r \cdot \frac{p+q}{\frac{p}{2} + q \frac{a}{a+b}}$$

Soll die Leiter auch noch feststehen, wenn die Belastung durch  $q$  ganz oben erfolgt, d. h.  $b=0$  ist, so muß sein

$$\cotg \alpha < r \frac{p+q}{\frac{p}{2} + q}$$

Nun nehmen wir den möglichst ungünstigen Fall, daß  $p$  klein gegen  $q$  ist, so ist der Faktor von  $r$  doch immer, wenn auch wenig, größer als 1. Daraus ergibt sich als hinreichende Bedingung der Standfestigkeit

$$\cotg \alpha \leq r.$$

$r$  ist für Holz (Stirnfläche) auf Stein ungefähr 0,3, daraus folgt dann  $\alpha \geq 73^\circ$ . Es kann aber  $r$  auch auf glattem Boden 0,2 sein; das würde ergeben  $\alpha > 79^\circ$ . Soweit dürfte die Behandlung mit den Schülern lohnen. Eine entsprechende Betrachtung der bei  $B$  aufgelegten Leiter läßt sich theoretisch und praktisch in ebenso einfacher Weise durchführen. Das Ergebnis zeigt eine etwas günstigere Standfestigkeit. Die Behandlung selbst bietet aber nichts grundsätzlich Neues; sie dürfte daher auf der Schule im allgemeinen zu weit führen.

Nachtrag. Auf Wunsch des Herausgebers begründe ich im folgenden noch meine obige Bemerkung über den geringen Einfluß der Reibung an der Wand.

Setzen wir zur Abkürzung für die Summe der in  $B$  angreifenden Schwerkkräfte der belasteten Leiter, wie sie in obiger Berechnung auftrat,  $\frac{p}{2} + q \frac{a}{a+b} = k$ , so war ohne Berücksichtigung der Reibung an der Wand der Druck der Leiter gegen diese  $d = k \cotg \alpha$ . Trägt aber die Reibung an der Wand einen Teil der Last  $k$ , so ändert sich auch der Druck; es ist dann  $d = (k - f) \cotg \alpha$ , wobei  $f$  der Betrag ist, um den die Reibung beansprucht wird. Es ist demnach  $f < s \cdot d$ , wenn  $s$  der Reibungskoeffizient an der Wand ist. Wir setzen  $f = \varepsilon \cdot s \cdot d$ , worin der absolute Betrag von  $\varepsilon$  zwischen 0 und 1 liegt.  $\varepsilon$  kann auch negativ sein. Das trifft zu, wenn die Reibung in entgegengesetzter Richtung beansprucht wird, wenn nämlich beim Aufsetzen der Leiter diese in den Winkelraum  $UWV$  gleichsam eingekellt wird. Das ergibt dann  $d = \cotg \alpha (k - \varepsilon s d)$ ,  $\cotg \alpha = \frac{d}{k - \varepsilon s d}$ , oder nach  $d$  aufgelöst  $d = \frac{k \cotg \alpha}{1 + \varepsilon s \cotg \alpha}$ . Mit dieser Größe  $d$  wird auch die Reibung am Boden beansprucht. Diese ist aber jetzt  $r(p+q-f)$ , da auch die Last am Boden um  $f$  vermindert ist. Die Bedingung für die Standfestigkeit ist also

$$d < r(p+q-f) \text{ oder}$$

$$d < r(p+q - \varepsilon s d) \text{ oder nach } d \text{ aufgelöst}$$

$$d < \frac{r(p+q)}{1 + \varepsilon s r}$$

Setzen wir diese obere Grenze für  $d$  in die Gleichung für  $\cotg \alpha$  ein, so ergibt sich auch für dieses eine obere Grenze.

$$\cotg \alpha < \frac{\frac{r(p+q)}{1+\varepsilon sr}}{k - \frac{\varepsilon sr(p+q)}{1+\varepsilon sr}} = \frac{r(p+q)}{k(1+\varepsilon rs) - \varepsilon rs(p+q)}$$

$$< \frac{r(p+q)}{\frac{p}{2}(1-\varepsilon rs) + q \left( \frac{a}{a+b} - \frac{\varepsilon rs \cdot b}{a+b} \right)}$$

Dieser Grenzwert liefert für  $s=0$  wieder den oben gefundenen und zeigt den geringen Einfluß der Reibung an der Wand, auch wenn wir  $s=0,2$  oder  $0,3$  setzen. Die Größe  $\varepsilon$  hängt ganz vom Zufall ab, und dürfte während des Besteigens der Leiter zwischen  $-1$  und  $+1$  schwanken. Gleitet die Leiter, so ist sicher  $\varepsilon=+1$ , kurz zuvor kann aber auch  $\varepsilon=-1$  sein und das Ergebnis ungünstig beeinflussen. Um aber zu einem praktischen Grenzwert für  $\cotg \alpha$  zu gelangen, haben wir oben  $b=0$  gesetzt und  $p$  als klein gegen  $q$  angenommen. So erhalten wir auch jetzt wieder  $\cotg \alpha \leq r$ , so daß der Einfluß von  $s$  praktisch ohne Bedeutung ist.

## Eine selbstblasende Sirene.

Von Dr. H. Hermann in Tübingen.

Denkt man sich die Relativbewegung von Sirenenscheibe und Blaserohr von Seebecks Sirene vertauscht, so wird aus dem Blaserohr eine Schleuderpumpe, welche den erforderlichen Luftstrom selbst erzeugt. Um alle Sirenenschlitze gleichzeitig anzublase, würde man ebensoviel Blaseröhre, als Schlitze da sind, aus einer Kapsel

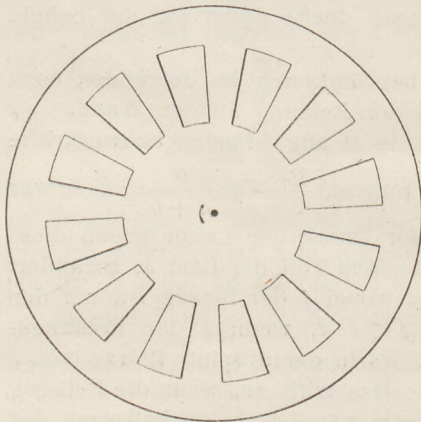


Fig. 1. ( $\frac{1}{3}$  nat. Gr.)

herausragen lassen. Statt dessen kann man auch schiefgebohrte Kanäle verwenden, welche durch Schrauben- statt durch Schleudwirkung blasen. Die Sirene besteht dann aus einem Laufrad und einem Standrad und kann als Umkehrung derjenigen von Cagniard de la Tour betrachtet werden. Das Standrad ist eine gewöhnliche Sirenenscheibe (Fig. 1) mit rechteckigen oder sektorförmigen Schlitzen. Das Laufrad erhielt man am einfachsten, wenn man bei der Anfertigung einer zweiten solchen Scheibe drei Seiten jedes Sektors durchschnitte, die vierte in der Figur stärker gezeichnete nur knickte, so daß die Sektorfüllung als Flügelchen schräg aus der Scheibenebene herausragt.

Da es sich bei mir darum handelte, zwei sehr junge freiwillige Mitarbeiter zu beschäftigen, ließ ich die Scheiben aus Zeichenpapier anfertigen. Zum Laufrad wurden 9 gleiche Scheiben über einander geklebt, jede gegen die vorhergehende ein wenig verdreht, so daß die Kanäle treppenförmige Wände erhielten, die durch Bekleben geglättet werden konnten. Die Sirene erwies sich als gut brauchbar.

Um sie zur Stimmgabelschaltung oder Nachprüfung zu verwenden, muß man die Schlitzzahl so wählen, daß die Umlaufzahl der normalen des Motors oder Turbinchens nahe kommt. Dies ergibt meist kleinere Schlitzzahlen als üblich, so daß man wenig Arbeit hat. Die Schlitze und Speichen machte ich gleich groß. Mein

Papierrad mit 12 Schlitzten ergibt einen Ton, welcher dem Stimmgabelton an Stärke sehr ähnlich ist und sich sehr gut mit ihm vergleichen läßt.

Für die Bestimmung der Umlaufgeschwindigkeit wende ich einen technischen Umlaufzähler mit springenden Ziffern an. Da er die Umlaufzahl des schwachen Motors merklich vermindert, muß er während des Versuchs dauernd mitlaufen. Ich befestige seinen Körper in einer weiten Präzisionsstativmuffe und kople die Achse mit der des Motors durch ein Stückchen Gummischlauch. Ist die Tonhöhe richtig geworden, so wird an den Hunderterziffern die Dauer von einigen hundert Umläufen mit der Stoppuhr festgestellt. Die Zehner dienen dabei als Signal, man übt sich darauf ein, sie mitzuzählen, um auf das Springen des Hunderters im genauen Zeitpunkt gefaßt zu sein<sup>1)</sup>. Ein Mitarbeiter achtet inzwischen auf die Tonhöhe, die bei meinem Motor (Spielzeug) mittels Gleitwiderstandsdraht fein geregelt werden muß, weil sie oft schwankt. Ein zweiter erhält die Stimmgabel am Tönen. Nach erfolgter Einübung fand ich mit den beiden kleinen Verfertignern der Sirene zusammen erst für 600 Umdrehungen 21,8 Sek.,  $n = 436$  Sek.; nach kurzer Pause fortfahrend für 700 Umdrehungen 25,2 Sek.,  $n = 432$  Sek. Dies ist die nach den Versuchsbedingungen mögliche Genauigkeit; der Fehler unter 1%.

Es schien mir jedoch didaktisch wünschenswert, eine Zahl, welche sich der Schüler dreiziffrig merkt, auch in der dritten Ziffer richtig bestimmen zu können. Da mir ein großer langsam laufender Elektromotor ( $\frac{1}{2}$  PS) zur Verfügung steht, verfertigte ich unter Mitwirkung älterer Schüler eine für diesen passende größere Sirene mit 48 Öffnungen. Lauf- und Standscheibe wurden aus Pappe verfertigt; die Öffnungen lagen zwischen Kreisen von den Durchmessern 27 und 37 cm. Die Standscheibe erhielt nach dem Prinzip der Königschen Wellensirene Öffnungen von der Gestalt einer halben, auf den Radien des Außenkreises nach innen aufgetragenen Sinuslinie; die Laufscheibe erhielt enge Schlitzte von  $45^\circ$  Neigung gegen die Scheibenebene. Die Scheitel der Sinuslinie und die Enden der Schlitzte wurden mit einem glühenden Nagel durch die Pappe gebrannt; der Rest der Arbeit geschah mit Hammer und Stemmeisen. Die Anfänge der Sinuslinie wurden durch die Tangente eines etwas später erreichten Punktes ersetzt, da sonst keine Speichen zwischen den Öffnungen bleiben würden.

In die Ankerzuleitung des Motors wurde behelfsmäßig ein größerer als der zum Anlassen vorhandene Regulierwiderstand eingeschaltet, während der im Nebenschluß dazu liegende Feldmagnet volle Leitungsspannung erhielt. Die Versuche wurden nach Mitternacht ausgeführt, da um diese Zeit nach Mitteilung des Elektrizitätswerks die Spannung am wenigsten schwankt. Trotz der großen Zugkraft des Motors erhielt ich stets entweder zu niedrige Umlaufzahlen oder sinkende Tonhöhe, wenn der Zähler in der in der Technik üblichen Weise mit seiner Gummi-Achsenkappe in die Körnung der Motorachse gedrückt wurde. Daher wurde auch hier eine Kupplung zwischen Motor und Zähler verwandt. In den überstehenden Bohrungsraum der Riemenscheibe des Motors wurde ein Kork mit kleiner Mittelbohrung gedrückt, in die Mittelbohrung ein zweiter kleiner Kork vom selben Durchmesser wie die Zählerachse, und auf diese und den kleinen Kork ein kurzes Stück harten Gummischlauchs gestreift. Mit Hilfe der Schwebungen wurde der richtige Vorschaltwiderstand erst zwischen zwei ganze Ohmzahlen, dann zwischen zwei Zehntelohm eingeschlossen.

<sup>1)</sup> Hat man keinen Zähler und keine Stoppuhr, so kann man die Welle oder Scheibe des Motors durch ein langes Band ohne Ende mit einer leer laufenden Scheibe verbinden und sich eine mit Farbstofflösung beschickte Wasseruhr (Mariottesche Flasche mit tropfendem Hahn) eichen, welche bei richtig gewordener Tonhöhe auf das Band gebracht wird. Für 3000 Umdr./Min. ergab sich bei einem Scheibendurchmesser von 2 cm und einer Bandlänge von 8 m (Ausnutzung des ganzen Experimentiertisches) eine Meßzeit von zwei Sekunden, nach der die Wasseruhr wieder entfernt werden muß.

Eine andere Lösung der Aufgabe (stroboskopische Verlangsamung der Umdrehungen) findet man bei Schreber-Springmann, Experimentierende Physik (Leipzig 1905) I. S. 114.

Zwischen diesen beiden Werten wurde der Widerstand während des Versuchs gewechselt, sobald Schwebungen vernommen wurden. So wurden mit zunehmender Übung zunehmend genaue Werte der Schwingungszahl  $n$  erhalten. Mit Ganzohmwechsel fand man für 1000 Umläufe (48000 Schwingungen) erst 110,0 Sek. ( $n = 436,4$ , Sek.), das zweitemal 110,6 ( $n = 434,0$ ); mit Zehntelohmwechsel anfangs, als die Lage der Grenzzehntel noch gesucht werden mußte, wieder 110,0 Sek.; das zweite Mal 110,4 Sek. ( $n = 434,8$ ). Die gewünschte Genauigkeit war damit erreicht.

Mit Rücksicht auf andere Arbeiten kann ich der Frage nicht nachgehen, wie weit sich diese Genauigkeit, etwa zwecks Ermittlung des Temperaturkoeffizienten der Gabel, noch steigern ließe (vielleicht mit konstanten Umlaufgeschwindigkeiten und Abzählen der Schwebungen). Sollte ein Feinmechaniker sich der Herstellung der Sirene widmen, so ist zu beachten, daß sich die Wellenzylinder einer Königschen Sirene in derselben Weise selbstblasend betreiben lassen, wenn man in ihrem Innern einen mit schräg geschnittenen Schlitz parallel der Achse versehenen Hohlzylinder von wenig kleinerem Durchmesser umlaufen läßt; hierbei wirken Schaufeldruck und Fliehkraft auf die Luft<sup>1)</sup>.

## Über Selbstanfertigung von Apparaten für die Lehre vom Wechselstrom.

Von Wilhelm Reucker in Düsseldorf.

### A. Vorbemerkung.

Im Sommerhalbjahre 1921 wurde auf Veranlassung der Düsseldorfer Veranstaltungen der staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht eine Vortragsreihe über elektromagnetische Schwingungen und Wellen für Lehrer aller Schulen gehalten. Für die Nichtfachleute sollten die Vorträge eine Einführung in dieses interessante Gebiet sein, für die Fachlehrer mittlerer und höherer Schulen eine methodische Anregung. Aus dem umfangreichen Gebiet greife ich die Lehre von den Eigenschaften des Wechselstromes heraus. Die weitaus größte Zahl der Versuche wurde mit selbstverfertigten Apparaten ausgeführt. In dieser Zeit der Lehrmittelnote dürfte es für manchen Fachlehrer von Interesse sein, einiges über den Bau der Apparate zu erfahren. Die erforderliche Gesamtapparatur umfaßt eine Anzahl von Maschinen, Apparaten und Instrumenten für den allgemeinen Gebrauch, außerdem aber Apparate die die Eigenschaften des Wechselstromes im besonderen zeigen. Erstere werden zweckmäßig aus der Fabrik bezogen, letztere können mit einfachen Hilfsmitteln selbstverfertigt werden.

### B. Die Apparatur.

#### I. Gekaufte Maschinen, Apparate und Instrumente.

1. Ein Gleichstromwechselstromumformer (Ruhstrat-Göttingen), der dreiphasigen Wechselstrom von 50 Perioden liefert. Auf das Grundbrett sind außer dem Umformer noch montiert:

a) Ein Transformator, der den 60 voltigen Maschinenstrom (galvanisch gemessen) auf zwei Stufen von 12 und 4 Volt herabtransformiert.

b) Ein kleiner Drehstrommotor für Dreiphasenstrom.

Um von der Maschine Strom in beliebiger Kombination entnehmen zu können, habe ich drei Klemmen angelötet, die es ermöglichen, eine, zwei und drei Phasen zu benutzen.

2. Ein hochempfindliches Drehspulgalvanometer mit Lichtzeiger (Physikalische Werkstätten, Göttingen). Es dient nicht bloß zur Messung der Stromstärke, sondern

<sup>1)</sup> Die Sirene wird von den Elektrotechnischen Werkstätten Schempff und Plaste in Freiburg in B. geliefert.

eignet sich auch vorzüglich zu den Versuchen über die Entstehung des Wechselstromes.

3. Eine große Braunsche Röhre (Physikalische Werkstätten).
4. Ein variabler Kondensator von 2—10 Mikروفarad (Physikalische Werkstätten).
5. Ein Funkeninduktor, ein Braunsch'sches Elektrometer und eine Influenzmaschine (Leybold-Cöln).
6. Teile des Volkmann-Beckschen physikalischen Baukastens.

## II. Selbstverfertigte Apparate.

Zur vollen Ausnützung der gekauften Maschinen usw. ist eine Reihe von Apparaten erforderlich, die man sich selbst herstellen kann. Solche sind: 1. eine Anzahl Glühlampen, 2. eine Anzahl Spulen, 3. ein Rotationsspiegel, 4. Rotationsapparate für das Drehfeld, 5. ein Thermoelement, 6. ein induktionsfreier Widerstand.

1. An Lampenmaterial benutze ich 2 Einzellampen, einen Satz aus 2 und einen aus 3 Lampen. Lampen und Fassungen werden gekauft. Die Grundbretter, worauf sie montiert werden, stellt man aus möglichst starkem Kistenholz her. Ist ein Brett nicht dick genug, so schraubt man 2 Bretter mit rechtwinklig zueinander verlaufenden Fasern mittels Holzschrauben zusammen. Die Größe der Grundbretter ist von der Zahl der Lampen abhängig. Für die Einzellampe ist ein quadratisches Brett von 10 cm Seitenlänge geeignet, die 2 Lampen sind auf einem etwas größeren rechteckigen, die 3 auf einem noch größeren quadratischen Brett zu befestigen. An der Stelle, wo die Lampe sitzen soll, wird das Brett durchbohrt (5 mm), desgleichen neben der Stelle, an der eine Klemme eingeschraubt werden soll. Nachdem die 2 Leitungsdrähte (1 mm) an der Lampenfassung befestigt sind, werden sie durch die weitere Öffnung gezogen und dann die Fassung angeschraubt. An der Unterseite des Brettes schneidet man Rinnen ein, durch die die Drähte geführt werden. Nachdem letztere durch die kleinen Öffnungen nach oben gezogen sind, werden sie an Klemmen befestigt. Etwas komplizierter ist der Dreilampensatz für Dreieck- und Sternschaltung des Dreiphasenstroms. Auf ein quadratisches Grundbrett von 30 cm Seitenlänge werden in die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks von etwa 10 cm Seitenlänge drei Lampenfassungen geschraubt. Die eine Zuleitung zur Lampe führt zu einer Flachklemme, an der der Strom eingeführt wird, die andere zu einer zweiten Flachklemme, auf der ein federnder Messingstreifen von 10 cm Länge drehbar befestigt ist. Daher kann der Streifen sowohl auf die Flachklemme der benachbarten Lampe (Dreieckschaltung) als auch auf einen Messingknopf im Mittelpunkt des gleichseitigen Dreiecks gelegt werden (Sternschaltung). Werden die Grundbretter vor der Befestigung der Lampen und Klemmen abgehobelt und nach der Montage schwarz oder braun lackiert, so machen sie einen gefälligen Eindruck.

2. An Spulenmaterial ist erforderlich: a) Eine große Selbstinduktionsspule mit Eisenkern, b) drei kleinere Spulen, c) drei rechteckige Spulen und d) eine kürzere dickdrähtige Spule mit Eisenkern (Thomsonspule). Die große Selbstinduktion besteht aus 2 gleichen ineinander steckbaren Spulen. Sie ist als Doppelspule gebaut, damit sie auch zu Versuchen über die Entstehung der Induktions- und der Selbstinduktionsströme benutzt werden kann. Die Länge der Spulen beträgt 30 cm, die lichte Weite der inneren 6 cm, die der äußeren 8 cm. Als Grundlage der Spulen wurden Pappröhren verwandt. Hat man keine passenden zur Hand, so leimt man sie auf eine Unterlage aus Papier. Die Köpfe der inneren Spule habe ich aus Papierstreifen zusammengeleimt, die der äußeren Spule aus einem Holzbrett herausgesägt. Die innere Spule sitzt auf einem 2 cm dicken quadratischen Grundbrett von 15 cm Seitenlänge. Hierauf sind auch ihre Zuführungsklemmen geschraubt, während die der äußeren Spule im unteren Holzring stecken. Hierdurch ist es möglich, beide Spulen einzeln und zusammen bequem zu gebrauchen. Vor dem Aufwickeln des

Drahtes wurden die Röhren paraffiniert und über einer Flamme erwärmt, damit das Paraffin gleichmäßig einziehen konnte. Das Wickeln der Spulen geschah mit einer Handwickelmaschine, die ich aus Teilen des Volkmannschen Baukastens herstellte. Ihr Aufbau geschah in folgender Weise. Am Arbeitstisch wurden 2 Tischklemmen befestigt und 2 Eisenstäbe hineingesteckt. An dem einen Stab brachte ich mittels einer Kreuzmuffe eine Kugellagerachse mit einem Scheibenhalter an. Letzterer faßte mit seinen 3 Stiften wohl zentriert in ein Holzbrettchen, das ich vorläufig auf das eine Ende der Pappröhre genagelt hatte. Das andere Ende der Röhre wurde in ähnlicher Weise mit einer Kurbel verbunden und diese am Stab der zweiten Tischklemme mit einer Kreuzmuffe drehbar angebracht. An den beiden senkrechten Stäben befestigte ich dann noch mit Kreuz- und Stabmuffen einen Querstab zum Auflegen der Hände. Läßt man nun die Spule durch einen Helfer drehen, so windet sich der Draht gleichmäßig auf. Benutzt wurde 1 mm-Draht mit Baumwollisolierung (Dynamodraht). Nach jeder Lage wurde paraffiniert und erwärmt. Jede Spule hat 4 Drahtlagen, beide zusammen über 1500 Windungen. Beiläufig sei bemerkt, daß die Wickelmaschine bei Verwendung von dünnem Draht auch für Motorbetrieb eingerichtet werden kann. Mit einer solchen habe ich eine lange Seibtsche Spule von über 6600 Windungen hergestellt. Der Eisenkern der Selbstinduktion besteht aus Eisendraht von 1 mm Dicke (Blumendraht). Die Drahtstücke wurden auf passende Länge geschnitten, im Verbrennungsofen ausgeglüht, gleichmäßig und fest aneinandergelegt, mit einer dünnen Kordel zusammengebunden und endlich mit einer Papierlage überzogen, die schwarz lackiert wurde. Ein dickerer Eisendraht, woran oben ein Ring gebogen war, wurde in das Bündel geschoben, um es bequem handhaben zu können.

In ähnlicher Weise wie die Selbstinduktion wurde die Thomsonspule (d) hergestellt. Sie ist 12 cm lang und so weit, daß der Eisenkern der Selbstinduktion auch in sie paßt.

Die drei kleineren Spulen dienen zur Herstellung des Drehfeldes der Braunschenschen Röhre. Sie sind 12 cm lang. Ihre Pappröhren wurden aus geleimtem Papier auf einem Eisenstab von 13 mm Dicke hergestellt, die Köpfe sind Korkringe, die in Tischlerleim getaucht wurden. Das Wickeln geschah mit der Hand. Verwendet wurde Dynamodraht. Jede Spule hat 4 Lagen. Schwarzer Lacküberzug der Köpfe und roter Lack auf den Windungen gibt ihnen ein gefälliges Aussehen. Befestigt werden die Spulen mit eisenfreien Baukastenstäben. (Billigster Ersatz des Gestelles von H. SIMON, *ds. Zeitschr.* 33, 161.)

Die drei rechteckigen Spulen, die zur Demonstration des Drehfeldes mittels einer Magnetnadel und anderer Vorrichtungen dienen, sind auf Rähmchen aus Zinkblech gewickelt. Jedes Rähmchen ist 10 cm breit, das kürzeste ist 20 cm lang. Die zwei anderen sind um so viel länger, daß sie alle drei ineinander geschoben werden können. Das Zinkblech wurde zunächst in Streifen von 15 mm Breite geschnitten, die Ränder der Längsseiten um 2 mm aufgebogen, zusammengelötet, und dann, nachdem vorher an den Biegestellen in den aufgebogenen Rand Einschnitte gemacht worden waren, zu einem Rechteck gebogen. Die zusammenstoßenden freien Enden wurden durch Papier gegeneinander isoliert. Das Aufwinden des 0,9 mm dicken seidenumspunnenen Drahtes erfolgte mit der Hand. Jede Spule hat 4 Drahtlagen. Die Polklemmen sind an einem Holzklötzchen befestigt, das an das Zinkrähmchen angeschraubt wurde. Die kürzeste der drei Spulen trägt an der Innenseite des Rähmchens ein Holzklötzchen mit einem kurzen Eisenröhrchen (aus Dosenblech gewunden), worin ein sehr spitzes Stahlstäbchen gesteckt werden kann. Das Stahlstäbchen ist ein zugespitztes Stück von einem Regenschirmgestell. Es dient zur Anbringung der Magnetnadel und anderer Rotationskörper.

Als Rotationskörper (4) sind zu benutzen: a) eine Magnetnadel b) ein Aluminiumring, c) ein Aluminiumzylinder, d) ein Kurzschlußanker. Der Aluminiumring ist das zweite Stück eines zusammenschiebbaren Trinkbechers. Der erste Ring



wird auf der Thomsonspule gebraucht. Der Aluminiumzylinder ist die Hülle, in der die Kalodermarasierseife der Firma Wolf und Sohn in den Handel gebracht wird. Der Kurzschlußanker ist dem in der Technik gebräuchlichen nachgebildet. Als Grundlage diente eine Glühstrumpfhülle. Sie wurde mit Tusche geschwärzt, dann wurden acht Längsstreifen aus dünnem Aluminiumblech aufgelegt und an beiden Enden mit einem Aluminiumstreifen und einem Kupferdraht kurz geschlossen. Im Innern des oberen Deckels wurde mit Siegellack ein ganz kurzes einseitig zugeschmolzenes Glasröhrchen befestigt und im unteren Deckel eine Öffnung angebracht. Öffnung und Glasröhrchen müssen genau in der Achse des Zylinders sein, damit er sich auf der Stahlnadel leicht dreht.

Der zur Demonstration der Sinuskurve benutzte Rotationspiegel (3) ist ein kubischer Holzkasten von 10 cm Kantenlänge, dessen Boden und Wände aus Kistenholz mit Holzschrauben genau zusammengefügt wurden. Das Grundbrett enthält drei Öffnungen, in die der Scheibenhalter des Baukastens paßt. Die vier Seitenwände sind mit quadratischen Spiegelglasstücken bedeckt, die oben und unten durch eine schwarzlackierte Fassung aus Dosenblech zusammengehalten werden. Mittels des Scheibenhalters wird der Spiegel auf der Kugellagerachse befestigt und diese mit einer Riemenscheibe, einer Schnur, einer Kurbel und einigen anderen Teilen des Baukastens zu einer Universalschwungmaschine zusammengesetzt. Zur Zerlegung des elektrischen Funkens (Feddersen Versuch) benutze ich einen leichteren selbstverfertigten Spiegel aus einer doppelten Spiegelglasplatte, der mit dem Scheibenhalter auf den Baukastenelektromotor gesetzt wird.

Die Umformung des Wechselstroms in meßbaren Gleichstrom demonstriere ich mit einem Thermoelement (5) nach Klemencic. Es besteht aus einem 12 cm langen quadratischen Grundbrett, in dessen vier Ecken kleine Porzellanknöpfe als Isolatoren befestigt sind. Um die Hälse der Knöpfe sind ein Kupfer- und ein Nickelindraht so geschlungen, daß sie über der Mitte des Quadrats ineinandergreifen.

Zur Regulierung der Stromstärke benutze ich außer einem für Gleichstrom gebräuchlichen Schieberheostaten einen induktionsfreien Flüssigkeitswiderstand, den ich aus einer etwa 56 cm langen mittelweiten Verbrennungsröhre herstellte. Ihr unteres Ende ist durch einen paraffinierten Kork verschlossen, durch den ein 2 mm dicker Kupferdraht geht, an den eine Kupferplatte (Pfennig) genietet ist. An eine zweite Platte mit vier kleinen Bohrlöchern ist ein 60 cm langer Kupferdraht genietet. Dieser führt durch einen Korkstopfen am anderen Ende der Röhre und kann darin leicht auf- und abgeschoben werden. Eine verschiebbare Polklemme hindert das Herabsinken des eingestellten Drahtes. An der Außenseite der Röhre ist mit einem Schreibdiamanten eine Zentimeterskala eingeritzt, deren Nullpunkt an der festen Kupferplatte liegt. Die Röhre wird mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt. Pro Zentimeter Flüssigkeitssäule beträgt der Widerstand 2,4 Ohm.

### C. Schaltungen<sup>1)</sup>.

#### 1. Spannungsmessung.

I. Auf dem Tische brennen gleichzeitig: a) 1 Kohlefadenlampe mit Gleichstrom, b) 2 Kohlefadenlampen in Reihe mit Gleichstrom, c) 1 Kohlefadenlampe mit Wechselstrom (Differenz zweier Phasen). Die Helligkeit von c) zeigt eine Spannung zwischen 55 und 110 Volt an.

II. Die 3 Kohlefadenlampen auf einem Grundbrett werden a) in Sternschaltung, b) in Dreieckschaltung mit den 3 Phasen des Umformers gespeist. Sie brennen bei b) heller als bei a), weil bei b) die effektive Spannung von der Differenz zweier Phasen, bei a) nur die Spannung der einfachen Phase in Wirksamkeit ist.

<sup>1)</sup> Genaueres siehe in Müller-Pouillet's Lehrbuch 4. Bd. S. 853—896.

## 2. Messung der Stromstärke.

Eine Phase der Maschine, der Flüssigkeitswiderstand und das Thermoelement nach Klemencic sind in Reihe geschaltet, ein angeschlossenes empfindliches Gleichstromgalvanometer mit Verschaltwiderstand zeigt die Stromstärke an.

## 3. Induktiver Widerstand.

I. Eine Phase, die große Doppelspule und eine Kohlefadenlampe (a) sind in Reihe geschaltet, eine Metallfadenlampe (b) parallel zur Spule. Bei eingestecktem Eisenkern brennt (a) dunkel, (b) hell, bei herausgezogenem Kern (a) hell und (b) dunkel. Die Reihenlampe zeigt die Stromstärke und ihre Abhängigkeit von der Selbstinduktion der Spule (Drosselspule) an, die Parallellampe veranschaulicht die Spannungsdifferenz an den Spulenden.

II. Eine Phase, der Flüssigkeitswiderstand und die große Selbstinduktion ohne Kern sind in Reihe geschaltet. Parallel zum Flüssigkeitswiderstand und der Selbstinduktion ist je eine Kohlefadenlampe (a und b) geschaltet. Die Lampen werden durch Regulierung der Flüssigkeitssäule auf gleiche Helligkeit gebracht. Bei eingesenktem Kern brennt (a) dunkel und (b) hell. Um die Lampen wieder auf gleiche Helligkeit zu bringen, muß die Flüssigkeitssäule verlängert werden. Bei langer Flüssigkeitssäule und kernfreier Spule brennt (a) hell und (b) dunkel. Da der Ohmsche Widerstand der Spule 8 Ohm und der der Flüssigkeitssäule pro Zentimeter 2,4 Ohm beträgt, läßt sich 1. der reine induktive Widerstand der Spule, 2. der induktive Widerstand bei eingeschobenem Kern berechnen.

## 4. Einfluß einer Kapazität.

Eine Metallfadenlampe und der variable Kondensator sind in Reihe geschaltet. Wechselstrom bringt die Lampe zum Glühen, Gleichstrom hingegen nicht. Die Helligkeit der Lampe, also auch die Wechselstromstärke, nimmt mit der Kapazität zu.

## 5. Magnetisches Kraftfeld des Wechselstroms.

I. Vorversuch: Das Kathodenstrahlenbündel einer Braunschen Röhre, die mit einer Influenzmaschine betrieben wird, wird a) mit einem Dauermagnet, b) mit einer von Gleichstrom verschiedener Stärke und Richtung durchflossenen Spule abgelenkt. Der wandernde Lichtfleck demonstriert die Gesetzmäßigkeiten der Ablenkung eines vom Strom durchflossenen Leiters im magnetischen Kraftfeld.

II. a) Das Kathodenstrahlenbündel wird durch eine Phase des Wechselstroms, die durch einen Vorschaltwiderstand und eine der drei gleichen kleineren Spulen fließt, abgelenkt. Ist die Spule wagrecht befestigt, so entsteht aus dem Lichtfleck ein senkrechter Lichtstreifen, der im Rotationsspiegel als Sinuslinie erscheint.

b) Der Wechselstrom fließt durch 2 der drei gleichen kleineren Spulen, die senkrecht zueinander aufgestellt sind. Die Lichtstrecke bildet mit den Spulenrichtungen einen Winkel von  $75^\circ$  (1. Lissajoussche Figur).

c) Eine Phase des Wechselstromes wird geteilt. Der erste Zweig fließt durch den Flüssigkeitswiderstand und eine der drei Spulen, der zweite durch die große Selbstinduktion und die zweite kleinere Spule. Ist der Ohmsche Widerstand der Flüssigkeit gleich der Impedanz der Selbstinduktionsspule, so entsteht aus dem Lichtfleck eine Kreislinie, die durch Einsenken des Eisenkerns in eine mehr oder weniger gestreckte Ellipse verwandelt wird (2. Lissajoussche Figur). Der Versuch demonstriert die Phasenverschiebung durch eine Selbstinduktion. Aus dem Einphasenstrom ist Zweiphasenstrom geworden, der ein magnetisches Drehfeld besitzt.

d) Das Drehfeld des dreiphasigen Wechselstroms kann gezeigt werden, indem man die drei gleichen Spulen sternförmig an der Braunschen Röhre anordnet, sie bilden Winkel von  $120^\circ$ . Nachdem sie in Dreieckschaltung miteinander verbun-

den sind, werden die drei Phasen der Maschine, jede mit einem induktionsfreien Widerstand eingeschaltet. Der Lichtfleck wird zur Kreislinie (Drehfeld des Dreiphasenstroms).

III. a) Zwei von den drei Rahmenspulen werden rechtwinklig ineinander geschoben und auf das Stahlstäbchen eine kleine Magnetnadel gesetzt. Wird zweiphasiger Wechselstrom (Schaltung wie IIc) benutzt, so kommt die Nadel in Rotation. Desgleichen rotieren der Aluminiumring, der Aluminiumzylinder und der leichte Kurzschlußanker. Wird letzterer mit einem horizontalen Papierzeiger versehen und am inneren Rähmchen mittels eines dünnen Drahtes befestigt, so gibt die Zeigerdrehung ein Maß für die Stromstärke ab (elektrodynamische Strommessung).

b) Soll das Drehfeld des dreiphasigen Wechselstroms veranschaulicht werden, so werden die 3 Rähmchen so aufgestellt, daß sie Winkel von  $120^{\circ}$  bilden und dann durch Dreieckschaltung miteinander verbunden. Werden nun die 3 Phasen, jede mit einem Widerstand, eingeschaltet, so kommen die kleinen Rotationskörper (Nadel, Ring usw.) in Bewegung.

IV. Über den Eisenkern der Thomsonspule wird ein leichter Aluminiumring geschoben. Schaltet man eine Phase des Wechselstroms mit einem regulierbaren Widerstand ein, so wird der Ring, je nach der Stromstärke, mehr oder weniger hoch emporgehoben. Hält man ihn fest, so erwärmt er sich. Spulenstrom und Ringstrom haben eine Phasendifferenz von  $180^{\circ}$ .

#### 6. Transformierung des Wechselstromes.

I. a) Die Pole der Sekundärspule eines Induktoriums werden mit den Polen eines Braunschens Elektrometers verbunden. Läßt man nun eine Phase des etwa 75-voltigen Maschinenstroms mit einem Vorschaltwiderstand durch die Primärspule des Induktoriums fließen, so zeigt das Elektrometer eine Spannung von mehreren 1000 Volt an.

b) Bei Einschaltung einer Phase in den auf den Umformer montierten Transformator kommt ein 3 mm dicker Eisendraht zum Glühen (Spannung 4 Volt, Stromstärke 30 Ampere).

## Die Glüh-Kathodenröhre im Unterricht.

Von Dr. F. Keutel in Peine.

In den letzten Jahren sind in dieser Zeitschrift neben einem ausführlichen Bericht<sup>1)</sup> mehrere Aufsätze über die Glüh-Kathodenröhren, auch Elektronenröhren, Kathodenröhren und noch anders benannt — im folgenden stets mit G K R abgekürzt — erschienen, in denen einzelne Versuche mit diesen Röhren näher beschrieben sind. Die folgenden Zeilen sollen einen Beitrag zur Behandlung der G K R im Unterricht bringen, hauptsächlich soll gezeigt werden, in welchem Ausmaß in theoretischer und experimenteller Hinsicht eine unterrichtliche Behandlung dieses neuen Gebietes geschehen kann.

Es gibt kein physikalisches Instrument von einer derartigen Vielseitigkeit wie die G K R. Ähnlich dem Mikroskop erschließt sie uns eine neue Welt. Mit ihr hebt ein neuer Abschnitt in der Nachrichtenübermittlung an; ich erinnere nur an unsere drahtlosen Großstationen Nauen und Eilvese, an den Rundfunk durch die Post, an die drahtlose Telephonie längs Leitungen z. B. zwischen Berlin und Hannover und an das Rheinlandkabel. Unsere Schüler hören von diesen neuen Wundern der Technik und fragen danach, so daß eine Besprechung der G K R im Unterricht angebracht erscheint, falls die experimentellen Hilfsmittel und die Neigung des Lehrers hierfür

<sup>1)</sup> Dies. Zeitschr. 32. 206. 1919.

vorhanden sind. Übrigens sind diese experimentellen Hilfsmittel verhältnismäßig einfach. Um die grundlegenden Erscheinungen zeigen zu können, braucht man wenigstens eine, besser zwei Röhren, 100 Volt Gleichstrom möglichst aus einer Batterie, im Notfall aus der Lichtleitung, einen, möglichst zwei Drehkondensatoren, die aber auch durch verschiebbare Blechplatten ersetzt werden können, und schließlich einige Meter Draht und mehrere gut isolierte Klemmen. Die theoretische Behandlung denke ich mir etwa in der Art, wie wir sie im Kriege bei der Ausbildung unserer Funker angewandt haben, deren Schulbildung eine sehr verschiedenartige war; jedoch muß bei der Behandlung der G K R im Schulunterricht vorausgesetzt werden, daß die Wellenlehre mit ihren Anwendungen auf Akustik und Elektrizität, sowie die Kathodenstrahlen den Schülern bereits vertraute Dinge sind. Um Mißverständnisse vorzubeugen, will ich betonen, daß es sich immer nur um eine einfache Veranschaulichung der Vorgänge in den G K R handelt, daß alle tiefer gehenden wissenschaftlichen Fragen von der Behandlung in der Schule ausgeschlossen sind. Aber das ist ja auch auf anderen Gebieten nicht anders, wir können auch hier nur in den Vorhof der Erkenntnis führen.

Im folgenden will ich die Versuche unter Angabe der experimentellen Hilfsmittel beschreiben, die mir in meinem Unterricht zur Verfügung standen. Dabei lege ich in dieser Darstellung den Hauptwert darauf, daß die Versuche mit den einfachsten Mitteln ausgeführt werden können, selbst auf die Gefahr hin, daß sie nicht glänzend ausfallen, da nur wenige Schulen in der Lage sein dürften, mit fertig geschalteten Apparaten die Versuche anzustellen.

1. Elektronenemission. Ein Elektroskop wird durch einen glimmenden Span entladen. Weiter zeige ich die Versuche 2 und 3 aus dem Bericht über „Elektronenversuche mit Flammen“ (*ds. Ztschr.* 32. 137; 1919). Sodann gehe ich zu Vakuumröhren über. Zunächst benutze ich eine Glühlampe mit eingeschmolzener Hilfselektrode, ein Platindraht dicht am Glühfaden, wie sie in anderer Ausführung in dem Bericht über G K R in dieser Zeitschr. 35. 33. 1922 näher beschrieben ist. Bringt man den Glühfaden zum hellen Glühen und verbindet ihn über ein Galvanometer von etwa  $10^{-7}$ A Empfindlichkeit mit der Hilfselektrode, so beobachtet man einen schwachen Elektronenstrom, der auf etwa 1 mA anwächst, wenn man noch eine Spannungsquelle von 30 ÷ 100 Volt zwischen die Elektrode als Anode und den Glühfaden als Kathode legt. Eine schulgemäße Erklärung der Erscheinung gebe ich weiter unten. Durch Umpolen der Spannungsquelle wird ferner die Gleichrichterwirkung einer derartigen G K R gezeigt; wenn der Glühdraht Anode ist, so hält er die Elektronen zurück, in demselben Sinne wirkt die negative Ladung der Hilfselektrode, so daß in der Röhre kein Elektronenstrom zustande kommen kann. Es kann also der Elektronenstrom nur von einer glühenden Kathode aus zu einer Anode durch das Vakuum fließen. Hierbei ist noch darauf hinzuweisen, daß nach Übereinkommen als Stromrichtung immer die von der Anode zur Kathode gilt, entgegengesetzt demnach unserem Elektronenstrom.

Um die physikalischen Vorgänge bei der Elektronenemission den Schülern zu veranschaulichen, bringe ich folgendes Beispiel: Ich habe ein geschlossenes Gefäß mit kochendem Wasser, über der Wasseroberfläche ist reiner Wasserdampf von beispielsweise Atmosphärendruck; dieser auf das Wasser ausgeübte Druck hemmt den weiteren Austritt von Wasserdampfmolekülen. Will ich trotzdem mehr Wasser verdampfen, so muß ich die Temperatur steigern, dadurch wächst aber auch der Druck im Dampfraum. Nehme ich jetzt den Dampf über dem Wasser z. B. durch Absaugen mit einer Pumpe weg, so sinkt der Druck im Dampfraum und neue Dampfteile können aus der Oberfläche austreten bis zur Erreichung des jeweils durch Temperatur und Druck bedingten Gleichgewichtes. Nun zur G K R. Wenn ein Draht glüht, so sendet er negative elektrische Atome, Elektronen, aus, die als „Elektronenwolke“ infolge ihrer negativen Ladung auf den Glühdraht elektrostatisch zurückwirken, indem sie den Austritt von weiteren Elektronen verhindern. Es stellt sich schließlich ein der Temperatur des Glühfadens entsprechendes dynamisches Gleichgewicht ein wie bei

der Verdampfung. Da aber, wie eine eingehendere Untersuchung gezeigt hat, die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Glühdrahtoberfläche eine verschiedene ist, so folgt daraus, daß die Elektronenwolke am Glühdraht am dichtesten ist und daß nur die Elektronen mit der größten Austrittsgeschwindigkeit entgegen der sie zurücktreibenden negativen Ladung der Elektronenwolke die Anode erreichen können. Schalte ich daher jetzt ein empfindliches Galvanometer zwischen Anode und Kathode, so erhalte ich einen schwachen durch die schnellsten Elektronen verursachten Strom. Lege ich dann zwischen Anode und Kathode eine Spannung, so wirkt das erzeugte elektrische Feld der negativen Ladung der Elektronenwolke in der Nähe des Heizfadens entgegen und zieht schließlich bei genügend hoher Anodenspannung alle Elektronen zur Anode. Sättigungsstrom.

Im Anschluß hieran benutze ich eine gekaufte Dreielektrodenröhre, wie sie für Verstärker und Überlagerer üblich sind. Ich verweise hier auf die Fig. 1. in ds. Ztschr. 32. 206. 1919. Mit der Röhre nehme ich einige Punkte der Charakteristik bei steigender Anoden- und Gitterspannung auf, wie es WEISS in ds. Ztschr. 33. 96, 1920 näher beschrieben hat.

2. Das Gitter. Das Gitter sei durch eine Vorspannung von 1—3 Volt negativ geladen. Dann werden die vom Glühdraht ausgeschleuderten Elektronen zurückgestoßen, so daß nur ein schwacher Strom der schnellsten Elektronen oder auch völlige Unterbindung des Elektronenstroms eintritt. Umgekehrt bei positiver Ladung des Gitters. Die Elektronen werden jetzt angezogen, sie erhalten eine größere Geschwindigkeit, so daß nunmehr auch die Elektronen, welche wegen der negativen Ladung der Elektronenwolke (Raumladungseffekt) die Anode nicht erreichen konnten, zu ihr gelangen. Legen wir an das Gitter nunmehr eine Wechselspannung, so findet eine abwechselnde Verstärkung und Schwächung bis zu völliger Abdrosselung des Anodenstroms statt. Diese Steuerwirkung des Gitters ist um so größer, je stärker es auf die Elektronenwolke einwirken kann, demnach muß es dicht bei der Kathode liegen. Daß

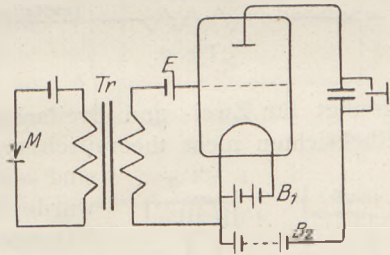


Fig. 1.

dabei Elektronen auch auf das Gitter fliegen und dadurch den Gitterstrom bedingen, ist für die schulgemäße Behandlung unerheblich, die Behandlung des Durchgriffs und der Steilheit geht über die hier gezogenen Grenzen hinaus. Zur Veranschaulichung diene ein mechanischer Vergleich. Das Gitter wirkt wie ein Wasserleitungshahn. Die durch den Hahn laufende Wassermenge wird zwar durch den Hahn gesteuert, aber sie ist unabhängig von der Arbeit zum Aufdrehen des Hahns. Ähnlich das Gitter. Der Anodenstrom ist unabhängig vom Ladestrom des Gitters, das wegen seiner kleinen Kapazität (wenige Zentimeter) schon durch geringe Elektrizitätsmengen auf verhältnismäßig hohe Spannung (hier von der Größenordnung 1 Volt) aufgeladen wird. Die Analogie zwischen Hahnbohrung und Gitterweite, Wasserdruck und Anodenspannung läßt sich leicht weiterspinnen.

Diese Steuerwirkung des Gitters, daß man mit schwachen Gitterladeströmen verhältnismäßig starke Röhrenströme (bei unseren Röhren etwa 4 mA, bei großen Senderöhren über 1 A) steuern kann, ist die Eigenschaft, welche die Dreielektrodenröhren so vielseitig verwendbar macht.

3. Verstärker. Die Verstärkerwirkung ergibt sich aus obigem sofort. An Gitter und Kathode wird der zu verstärkende Telephonstrom gelegt. Als Sender benutze ich hierfür die Taschenuhr auf einem Telephonhörer, mit der Gitter und Kathode ohne Zwischenschaltung einer Batterie verbunden ist, oder auch die Uhr auf einem Mikrophon unter Zwischenstaltung eines Transformators. (Fig. 1). *M* ist Mikrophon, *Tr* der Transformator, *B<sub>1</sub>* die Heizbatterie von 4—6 Volt, *B<sub>2</sub>* die Anodenbatterie von 70—100 Volt mit dem Telephon *T* und *E* ein Element von 1 Volt, das die negative

Vorspannung für das Gitter liefern soll, damit man auf einem günstigen Punkte der Charakteristik arbeitet.  $E$  kann aber auch unter geringer Verschlechterung der Verstärkerwirkung fortgelassen werden zur Vereinfachung der Schaltung. Die im Sendetelephon oder im Transformator induzierten Wechselströme laden das Gitter wechselnd positiv und negativ auf, wodurch der Anodenstrom in demselben Rhythmus gesteuert wird. Geringe Spannungsschwankungen am Gitter können demnach große Stromschwankungen im Anodenkreis hervorrufen. Schaltet man in diesen ein Telephon  $T$ , so erhält man in ihm einen gegenüber dem ursprünglichen verstärkten Strom. Ich benutze zu diesen Versuchen ein lautsprechendes Telephon, das aus einem Telephon von Siemens (Reichspostmodell) mit einem Schalltrichter zusammengebaut ist, unter Zwischenschaltung eines Transformators, damit der Nutzwiderstand dem hohen Widerstand der GK R möglichst angeglichen wird. Dadurch läßt sich z. B. das Ticken einer Taschenuhr oder der Herzschlag mit einem Zweiröhrenverstärker einer ganzen Klasse vorführen. Zu dessen Verständnis genügt der Hinweis, daß man den durch die erste Röhre verstärkten Strom wieder dem Gitter einer zweiten und noch mehr Röhren zuführen kann und dadurch eine Vervielfachung der Verstärkung erzielt.

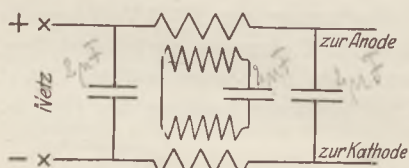


Fig. 2.

Hier seien einige Worte über die „Anodenbatterie“ eingefügt. Maschinenstrom eignet sich für den Verstärker schlecht, da die Kollektorgerausche durchzuhören sind, doch lassen diese sich durch Vorschalten einer Drosselkette (*ds. Ztschr.* 33. 68. 1920) weitgehend unterdrücken. Die von mir benutzte Drosselkette ist aus vorhandenen Apparateilen zusammengeschaltet, sie genügt für Zwei- und Dreifachniederfrequenzverstärkung, obwohl sie aus geldlichen Rücksichten nicht theoretisch einwandfrei hergestellt werden konnte. In der Fig. 2 sind die Kondensatoren je  $2 \mu F$  groß, als Drosselspulen wurden die Primärwicklungen zweier kleinen Telephontransformatoren benutzt, deren Sekundärwicklungen über  $2 \mu F$  kurzgeschlossen wurden. Außerdem benutze ich als Anodenbatterie 70 Taschenlampelemente, die aus verbrauchten Batterien ausgesucht sind. Bei jedem Element ist der Boden durchlöchert und es ist dann mit 2 ccm Salmiaklösung in einem Gläschen mit ebenen Boden (aus passender Glasröhre hergestellt) als nasses Element angesetzt. Die Batterie hat  $80 \div 90$  Volt, die Elemente lassen sich leicht nachmessen und verbraucht werden von Zeit zu Zeit ersetzt. Erwähnt sei auch,

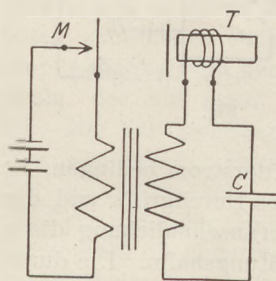


Fig. 3.

daß man eine derartige Batterie für kürzere Zeit dadurch immer wieder regenerieren kann, daß man sie wie einen Akkumulator unmittelbar an eine  $100 \div 110$  Volt-Leitung legt.

4. Röhrensender. Um das Verständnis des Senders mit Rückkoppelung vorzubereiten, führe ich zunächst einen Summer vor, der aus einem Telephon und einem Mikrophon aufgebaut wird (Fig. 3).  $M$  ist das Mikrophon,  $T$  das Telephon,  $C$  ein Kondensator von etwa  $10^4$  cm, der aber nicht nötig ist, wenn man darauf verzichtet, die Tonhöhe auch durch Änderung von  $C$  zu beeinflussen. Im letzteren Fall spricht der Summer allerdings nicht mit jedem Telephon an, man muß dann durch enge Koppelung zwischen  $M$  und  $T$  und durch Änderung der Selbstinduktion im Telephonkreis, durch Umpolen oder Auswechseln des Telephons das Ansprechen erzwingen. Die beiden Kreise mit  $M$  und  $T$  sind durch die Primäre und Sekundäre eines gewöhnlichen Telephontransformators elektromagnetisch gekoppelt, außerdem noch mechanisch durch die Luftstrecke zwischen beiden Membranen. Nähert man das Telephon bis auf etwa 15 cm dem Mikrophon, so ist nichts zu hören, weil die Koppelung zwischen beiden Membranen zu lose ist. Bei weiterer Annäherung gerät das Telephon durch die geringste Erschütterung einer Membran in lautes Tönen. Die Erklärung

ist einfach: Wird z. B.  $M$  erschüttert, so bekommt  $T$  über den Transformator einen Stromstoß, den es als Schallwelle auf  $M$  zurückgibt.  $M$  wird wieder erregt, das Spiel wiederholt sich, wobei die Schwingungszahl von der Eigenschwingung der Telephonmembran und von der Selbstinduktion und Kapazität des Telephonkreises abhängt. Die zur Aufrechterhaltung der Schwingungen nötige Energie wird aus dem Element geliefert. Weiter ist darauf hinzuweisen, daß die Schwingungen sich aufschaukeln bis zu einem Gleichgewichtszustand ähnlich wie das Ansteigen des Stromes bei einer Dynamo. Gerade der Hinweis auf das Dynamoprinzip von SIEMENS ist hier wichtig, da es als Leitgedanke auch beim Röhrensender auftritt.

Nach diesen Vorbereitungen kann der Sender mit Rückkoppelung (Fig. 4) leicht verständlich behandelt werden, siehe auch *ds. Ztschr.* 33. 99. 1920, daselbst eine andere Schaltung der beiden Batterien. Gegebenenfalls mag kurz noch auf die Dynamomaschine mit Fremderregung, Analogon: Gitterfremderregung, hingewiesen werden. Die Erklärung des Röhrensenders bringe ich in der Art wie beim Unterricht im Felde. Wenn die Röhre eingeschaltet wird, fließt durch sie ein Elektronenstrom, wodurch die Anodenbatterie  $B_2$  an den Kondensator  $C$  im Schwingungskreis gelegt wird. Dieser lädt sich auf und entladet sich nunmehr in Form einer gedämpften Schwingung im Schwingungskreis  $LC$ . Diese Schwingung wird durch die Rückkoppelung  $LS$  dem Gitter zugeführt, das sie als verstärkte Schwingung wieder dem Anoden und damit dem Schwingungskreis zuführt. Das Spiel wiederholt sich. Hierbei findet ein Aufschaukeln der Energie im Schwingungskreis statt bis zum Gleichgewichtszustand, der durch die Verluste durch Ausstrahlung usw. bedingt ist. Man erhält so eine Schwingung mit gleichbleibender Amplitude, die wegen der Verluste natürlich gedämpft ist, trotzdem meist ungedämpfte Schwingung genannt. Hinweis auf das Uhrpendel. Dies genügt zum Verständnis des Prinzips des Röhrensenders, alles weitere wie die Schaltung der Rückkoppelungsspule  $S$  und andere Schaltungen geht über den Rahmen des Schulunterrichts hinaus.

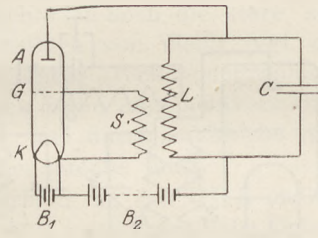


Fig. 4.  
Fig. 4 ist entnommen aus *ds. Ztschr.* 32. 208. 1919.

Die Schwingungen zeigt man leicht auf zwei Wegen. Einmal nimmt man die Konstanten  $L$  und  $C$  des Schwingungskreises so groß, daß ein Telephon tönt, man erzeugt also mittelfrequenten Wechselstrom (*ds. Ztschr.* 33, 144, 1920; 34, 222, 1921). Sodann nimmt man mit Hochfrequenz qualitativ eine Resonanzkurve (näheres über die Ausführung *ds. Ztschr.* 33,99, 1920) auf. Bemerkenswert ist die scharfe Resonanz im Gegensatz z. B. zum Schwingungskreis eines Teslatransformators mit Zinkfunkenstrecke, das Resonanzmaximum läßt sich auf  $1/10^0$  bei den üblichen Drehkondensatoren einstellen. Ist die Energie für das Galvanometer zu klein, z. B. durch zu starke Dämpfung bei Verwendung von Klingeldraht, so koppelt man fester und heizt die Röhre stärker.

5. Schwebungsempfang. Die interessanteste Anwendung nach meiner Ansicht findet die GKR als Überlagerer beim Empfang ungedämpfter Wellen. Zur Vorführung braucht man 2 Röhren, zwei ungefähr gleiche Schwingungskreise von z. B. je 10 Drahtwindungen auf Papperohr von 10–15 cm Durchmesser und 1–2 Drehkondensatoren. Ein Verstärker ist nicht nötig, zweckmäßig aber ein Lautsprecher, wie oben beschrieben. Die GKR können von derselben Batterie oder, ebenfalls unter Parallelschaltung eines  $2\mu F$  Kondensators zur Stromquelle, vom Gleichstromnetz betrieben werden. Um das Prinzip des Schwebungs- (Interferenz-, Heterodyn-) Empfanges (*ds. Ztschr.* 32, 209, 1919) verständlich zu machen, führe ich wieder ein Beispiel aus dem Unterricht im Felde an, das für den Schulunterricht vielleicht überflüssig ist, da den Schülern Schwebungen experimentell und theoretisch bekannt sind. Zwei Soldaten marschieren nebeneinander, der eine mit 100, der andere mit 101 oder

99 Schritt in der Minute. Untersucht wird nun, wann beide im Gleichschritt sind. Zunächst bei Beginn. Dann kommen sie immer mehr auseinander. Nach  $\frac{1}{2}$  Minute tritt der eine mit dem rechten Fuß, der andere mit dem linken auf, von da ab kommen sie allmählich immer mehr zusammen, bis sie nach 1 Minute, dann nach 2 vollen Minuten usw. wieder im Gleichschritt sind. Habe ich also zwei ungedämpfte Sender mit rund 3000 m Wellenlänge, der eine mit genau 100 000, der andere mit 101 000 Schwingungen in der Sek., so tritt nach je 100 Schwingungen des einen Senders ein Schwingen beider „im Gleichschritt“ ein. Dies wiederholt sich 1000mal in der Sek. Lassen wir beide Sender gemeinsam auf einen aperiodischen Kreis (siehe auch *ds. Ztschr.* 33, 99; 1920) mit Telefon und Detektor induzieren, so wird die Membran 1000mal in der Sek. verstärkt angezogen, d. h. wir hören den Ton 1000. Dieselben Verhältnisse treten auf, wenn der eine Sender 100 000 und der andere 99 000 Schwingungen hat.

Den Aufbau für den Schulunterricht zeigt Fig. 5. Die Bezeichnung ist dieselbe wie bei den früheren Figuren. Der aperiodische Kreis enthält die Spule  $S_3$ , den Kontaktdetektor, der sich leicht z. B. aus einem kurzen Stück Bleistiftgraphit und einem Stück Bleiglanz von etwa  $1 \times 1 \times 1$  cm zusammenbauen läßt, und das Telefon. Alle Spulen  $L$  und  $S$  enthalten wenige Windungen.  $S_1$  und  $S_2$  sind auf eine kleine Papphülle gewickelt und in  $L_1$  und  $L_2$

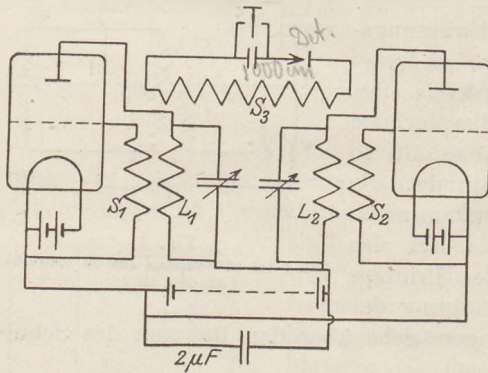


Fig. 5.

hingestellt. Ferner stehen  $L_1$  und  $L_2$  dicht nebeneinander, so daß man die flache, weitere Spule  $S_3$  auf  $L_1$  und  $L_2$  gleichzeitig legen kann. Parallel zum Telefon ist eine Kapazität von etwa 1000 cm, parallel zur Anodenbatterie eine von  $2 \mu F$  geschaltet, um für die Schwingungen einen Weg geringeren Widerstandes als den durch die Batterie zu schaffen. Beim Arbeiten beider Sender auf fast gleicher Welle gibt das lautsprechende Telefon den entsprechenden Differenzton. Dieser wirkt anfangs überraschend, wir verglichen ihn im Felde mit dem Zwitschern eines

Kanarienvogels. Man geht mit dem Drehkondensator des einen Kreises  $\frac{1}{10^0}$ -weise auf die Resonanzlage zu, der anfangs sehr hohe Ton wird tiefer und tiefer, in der Resonanzlage ist kein Ton zu hören, dann setzt auf der anderen Seite der Resonanzlage spiegelbildlich der Ton wieder ein. Die Empfindlichkeit gegen Kapazitätsänderungen zeigt man durch Nähern der Hand an eine Spule, während auf irgend einen Überlagerungston eingestellt ist. Hier gegebenenfalls Hinweis auf Kapazitätsmessungen mit einer Empfindlichkeit von  $10^{-7}$ . Zum Abschluß kommt ein kurzer Hinweis auf die praktische Verwendung des Schwebungsempfanges.

Je nach der vorhergegangenen Durchnahme der drahtlosen Telegraphie im Unterricht, wobei ich die physikalische Entwicklung des Problems in den Vordergrund stelle (vom Knallfunken über die Löschfunkenstrecke zum ungedämpften Sender), möge danach im Unterricht noch einiges über unsere deutschen Großstationen, ihre Reichweiten, Größe des Telegrammverkehrs, über den Rundfunk und Rundspruch, über die wirtschaftliche und politische Seite gesagt werden. Meistenteils wird nur wenig von dem oben Behandelten in der Schule verwendet werden können, da die Sammlung und die Neigung des Lehrers auf diesem Gebiet nicht mitmachen.

Vom Standpunkt des Nachrichtenwesens aus scheint mir der größte Fortschritt darin zu liegen, daß die Empfangsenergie nicht mehr zur Erregung eines Telefons oder irgend eines Fernschreibers verbraucht wird, sondern nur noch zur Steuerung eines Lokalstromes. Denn die Entwicklung drängt merklich dahin, am Empfangs-



ort große lokale Energien auszulösen, z. B. durch Ladeströme einer Hilfselektrode wie bei den GKR oder auch durch elektrostatische Kräfte wie bei dem neuen Relais von Johnsen und Rahbeck.

Ganz unerwähnt sollte die Schule die GKR nicht lassen wegen der überragenden physikalischen und technischen Bedeutung. Sodann bieten sie vielfache Anknüpfungspunkte an Vorhergegangenes, ich erinnere nur an Elektrostatik, Dynamoprinzip, Schwebungen; theoretisch bieten sie keine Schwierigkeiten, wenn man sich auf eine physikalische Veranschaulichung der Vorgänge beschränkt, wie es oben mehrfach gezeigt ist. Um für derartige neue Unterrichtsstoffe Zeit zu gewinnen, muß mancher nur aus Tradition mitgeschleppte Ballast über Bord; durch straffe Zusammenfassung, Unterordnung unter Leitgedanken, schließlich auch dadurch, daß einzelne Gebiete nur in den Grundzügen, andere dafür mehr bis ins einzelne durchgenommen werden, läßt sich auch für neue Gedanken und Entdeckungen Platz und Zeit schaffen. Ebenso müssen technische Fragen und technisches Denken in unserem Unterricht einen wenn auch noch so bescheidenen Platz finden, das erheischt die harte Wirklichkeit von uns.

Als Literaturquellen führe ich außer den Aufsätzen in dieser Zeitschrift die letzten Jahrgänge der E. T. Z. und vor allem das Jb. f. drahtl. Telegr. an. Wissenschaftlich vorzüglich ist das Buch von MÖLLER, Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen (Sammlung Vieweg). Außerdem möchte ich noch die klare, zur Einführung in das Gebiet geeignete Darstellung in dem Buch von WIGGE (vgl. *ds. Ztschr.* 35. 97. 1922) erwähnen; ferner das Buch von GÜNTHER, „Wellentelegraphie“, Franckhsche Verlagsbuchhandlung Stuttgart, eine im besten Sinne allgemeinverständliche Darstellung, die keinerlei Vorkenntnisse voraussetzt, und durch zahlreiche Abbildungen unterstützt, vom Induktionsstrom bis zur Rahmenantenne führt.

Wie man sich auch vom Standpunkt des Schulunterrichts zu den GKR stellen mag: immer werden sie ein Schulbeispiel dafür sein, wie rein wissenschaftliche Untersuchungen — über Gasentladungen und Elektronenemission —, die ohne jede Nebenabsicht auf technische Verwendbarkeit unternommen wurden, doch von hervorragender praktischer Bedeutung werden können.

### **Kleine Mitteilungen.**

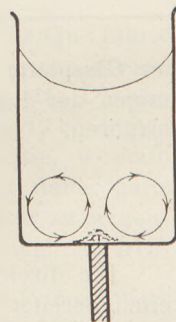
#### **Ein Schwungkraftparadoxon.**

Beitrag zur Physik des täglichen Lebens.

Von Prof. Dr. F. Kurlbaum in Berlin.

Wohl viele haben beim Teetrinken bemerkt, daß beim Umrühren des Tees die Teeblättchen und Zuckerkrümeln sich auf der Mitte des Bodens der Tasse sammeln, statt sich als schwerere Körper unter dem Einfluß der Zentrifugalbeschleunigung als Wandbelag an die Gefäßwände anzulegen, wie man es nach den gyrometrischen Erscheinungen erwarten sollte.

Die unerwartete Erscheinung erklärt sich einfach, wenn man die Tasse auf eine Schwungmaschine setzt. Bei Beginn der Drehung fliegen natürlich die schweren Teilchen sofort als Wandbelag nach außen und bleiben dort, bis die Tasse plötzlich zum Stillstand gebracht wird. Nun aber wandern die Teeblättchen und Zuckerkrümeln sofort nach der Mitte des Bodens der Tasse. Dies hat seine Ursache darin, daß der Inhalt der Tasse weiter rotiert, die Flüssigkeitsteilchen am Boden aber werden in ihrer Bewegung durch Reibung am Boden stark verlangsamt. Dadurch wird die Zentrifugalbeschleunigung am Boden der Tasse geringer als in den höheren Schichten, und die Wasserteilchen fliegen deshalb in den oberen Schichten unter größerer Zentrifugalbeschleunigung als in der Bodenschicht nach außen, so daß die



Wasserteilchen am Boden in der entgegengesetzten Richtung, also nach innen gedrängt werden, wobei sie die schwereren Teilchen mitnehmen und in der Drehungsachse anhäufen, selbst wenn der Boden der Tasse in der Mitte etwas erhöht ist.

Sehr deutlich ist die Erscheinung in einem Becherglas mit Wasser und etwas feinem Sand zu sehen, der sich als Berg in der Mitte des Gefäßes ansammelt, nachdem man mit einem Löffel umgerührt hat. Die nebenstehende Abbildung veranschaulicht schematisch die entstehenden Strömungen und die Anhäufung in der Mitte des Gefäßes.

### Ein Apparat zur Projektion von Wirbelringen in Wasser.

Von Dr. Paul Werner in Nikolsburg.

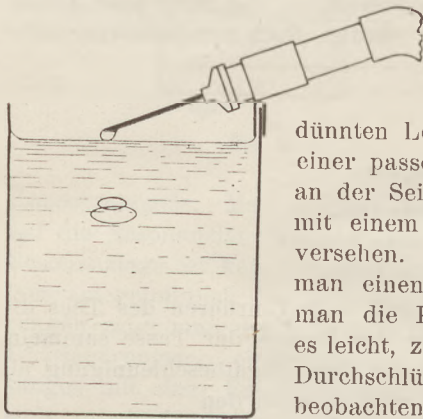
Läßt man einen Tropfen gefärbten Wassers in eine größere Menge Wasser fallen, so sieht man den Tropfen als Wirbelring fortschreiten. Siehe Dr. Karl Rosenberg in d. Zeitschr. 31, S. 797, 1918. Begünstigt und regelmäßig gestaltet wird die Erscheinung durch folgende Anordnungen:

1. Der Tropfen muß aus einem engen Röhrchen austreten. Sehr geeignet dafür sind die Kanülen der Injektionsspritzen, wie sie in der Medizin verwendet werden.

2. Der Tropfen muß die Oberfläche des Wassers berühren, bevor er sich von der Kanüle ablöst.

3. Die Oberfläche des Wassers muß rein sein, so daß die Tropfen glatt und mit ziemlicher Wucht durch die Oberflächenspannung in das Wasser hineingeschleudert werden. Sehr viel hilft Ansäuern des Wassers mit nur einigen Tropfen verdünnter  $H_2SO_4$ .

4. Das spezifische Gewicht des gefärbten Wassers soll gleich oder nur ganz wenig größer als 1 sein. Erschütterungen sind möglichst fernzuhalten.



Zur Ausführung des Versuchs verfährt man wie folgt. Der Kolben der Injektionsspritze wird abgeschraubt und ein Schlauch mit kleinem Trichter angesetzt. Nun wird mit einer ver-

dünnten Lösung von  $KMnO_4$  gefüllt. Die Spritze wird mit einer passenden Klammer unter einem Winkel von ca.  $20^\circ$  an der Seitenwand der Küvette befestigt und der Trichter mit einem Drahhaken zum Einhängen in passender Höhe versehen. Durch Heben und Senken des Trichters kann man einen oder mehrere Tropfen austreten lassen. Indem man die Küvette der Höhe nach passend verstellt, gelingt es leicht, zwei Wirbelringe hintereinander abzulassen und das Durchschlüpfen derselben zwei bis dreimal hintereinander zu beobachten. Es ist dabei von Vorteil, daß die Ringe groß und die Bewegungen verlangsamt erscheinen. Hängt man eine Glasplatte als Brücke wagrecht in die Küvette ein, so kann man die Erscheinungen der Reflexion zeigen. Auch die Strahlbildung läßt sich mit dem Apparate vorführen.

### Zur Interferenz der Lichtwellen.

Von H. Thörner in Vechta.

Die direkte Demonstration der Interferenz des Lichtes hat mir viele Schwierigkeiten bereitet, und dabei ist sie als grundlegender Versuch viel einleuchtender und übersichtlicher als die Beugung. Ein alter Fresnel'scher Spiegel, der sich von alters her noch in der Sammlung befand, versagte gänzlich; ein stumpfwinkliges Prisma, das für diesen Versuch angeboten wird, lieferte auch kein Ergebnis; die beiden Licht-

linien waren viel zu weit auseinander. Dann habe ich einen Apparat angefertigt, der in dieser Zeitschrift (22, 94, 1909) von VOLKMANN angegeben wurde, bei dem zwei Deckgläser rechtwinklig gestellt werden, der ergab den gewünschten Erfolg.

Nun hat meine Kurzsichtigkeit mir zu einem weiteren Erfolg verholfen. Eine gewöhnliche Fensterscheibe weist manche Unebenheiten auf, also wird man, wenn man das Spiegelbild einer Lampe in einer solchen Scheibe betrachtet, öfters Stellen finden, wo, wenn auch nur auf kurze Strecken, 2 Lichtstreifen, Spiegelbilder derselben Lichtstelle, ganz nahe beieinander verlaufen, die, unter geeigneter Vergrößerung betrachtet, die Interferenz der von diesen beiden Lichtstreifen ausgehenden Lichtstrahlen zeigen müssen. Wenn ich das Bild aus etwa 3—4 m Entfernung mit bloßem Auge betrachte, so liefert meine schwache Kurzsichtigkeit gerade die genügende Vergrößerung, um die Interferenzstreifen gut erkennen zu können. Sehe ich durch die Brille, sehe ich die beiden Streifen nebeneinander, sehe ich über die Brille hinweg, sehe ich die Interferenzstreifen. Für normale Augen muß man natürlich ein Konvexglas gebrauchen. Verdunkelung des Zimmers ist nicht nötig<sup>1)</sup>.

### **Zum Auer von Welsbachschen Versuch des weißglühenden Aluminiumdrahtes.**

Von C. Hoffmann in Ravensburg.

In dieser Zeitschrift (34, 277; 1921) wird die Entdeckung berichtet, die der Erfinder der Metallfadenglühlampe gelegentlich gemacht hat: ein sehr feiner Aluminiumdraht läßt sich durch den elektrischen Strom allmählich bis zur Weißglut erhitzen, obgleich die Schmelztemperatur des Aluminiums  $660^{\circ}$  ist. Es wird dabei auch auf die einschlägige Versuchsreihe hingewiesen, die von H. Kröncke in der Zeitschrift „Praktische Schulphysik“, 1. Jahrg. 1921, S. 121 angegeben wird; diese bezieht sich auf 0,3 mm dicken Aluminiumdraht von 10 cm Länge, wobei die Stromstärke bis auf 10 Ampere gesteigert wurde. Da mir nur Aluminiumdraht von 0,5 mm Dicke zur Verfügung stand, habe ich den Versuch mit diesem ausgeführt und folgendes Ergebnis erhalten. Ein Draht von 10 cm Länge, zwischen zwei Holtzschen Fußklemmen, geriet bei langsam gesteigerter Stromstärke etwa bei 15 Amp. in helle Rotglut und ließ nun eine Steigerung der Stromstärke bis zu 25 Amp. zu, ohne durchzureißen, wobei er in blendendem Licht erstrahlte. Bei weiterer Steigerung der Stromstärke zerriß der Draht unter Funkensprühen in viele kleine Stückchen. Eine Wiederholung des Versuches nach erfolgter Abkühlung ließ aber ein solcher Draht nicht zu, auch bei langsamer Steigerung des Stroms schmolz er bei etwa 15 Amp. durch. Hingegen erwies es sich als möglich, bei einem frischen Draht sofort den Strom von 25 Amp. einzuschalten, der Draht ging rasch durch Rotglut zur Weißglut über, ohne durchzureißen, hielt aber eine Wiederholung ebenfalls nicht aus, sondern riß auch bei etwa 15 Amp. ab. Nach dem Erkalten war die ziemlich dicke Oxydschicht um den Draht sehr deutlich zu sehen.

Der Versuch mit einem Draht derselben Dicke und von 20 cm Länge führte so ziemlich zu den gleichen Ergebnissen; auch hier konnte sofort die ganze Stromstärke eingeschaltet werden. Bei diesem Versuch ist die Verlängerung des Drahtes eine außerordentlich starke und augenfällige; bei Verwendung von etwa 12 cm hohen Holtzschen Fußklemmen krümmte sich der Draht fast bis zur Tischplatte, weshalb es sich empfiehlt, eine Asbestunterlage zu verwenden. Der Versuch ist daher ganz besonders gut geeignet, die Längenausdehnung bei wachsender Temperatur zu zeigen; infolge des blendenden Lichtes kann hier auch sehr gut die Erscheinung der Irra-

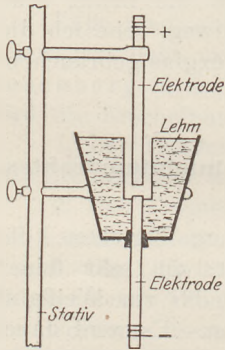
<sup>1)</sup> Zusatz von W. VOLKMANN betreffend den Versuch mit dem stumpfwinkligen Prisma. Wenn das Prisma mit nicht hinreichend stumpfem Winkel in einen Glastrog voll Benzol gestellt wird (Kunstgriff von Abbe), so wird der Abstand der Lichtlinien klein genug werden. Hat etwa das Glas einen kleineren Brechungsindex als Benzol so empfiehlt sich, es mit einem Gemisch von Benzol und Äther oder mit Terpentinöl oder mit Alkohol zu versuchen.

diation beobachtet werden, indem man den glühenden Draht abwechselnd mit bloßem Auge oder durch ein Rauchglas betrachtet. Jedenfalls zeigen diese Versuche, daß der Aluminiumdraht nicht eben „sehr fein“ zu sein braucht.

### Ein selbst herstellbarer elektrischer Ofen.

Von W. Franck in Hamburg (O.-R. Uhlenhorst).

In einen gewöhnlichen Blumentopf aus braunem Ton von 8 cm Höhe, 5,5 cm unterem und 10 cm oberem Durchmesser wird das Loch im Boden durch Ausbohren erweitert und ein durchbohrter Korkstopfen eingesetzt, durch den eine 1 cm dicke Bogenlampenkohle von 15 cm Länge hindurchführt. Dann breitet man auf dem Boden



des Tiegels eine 3 cm dicke Schicht von feuchtem Lehm (Töpferlehm) aus, so daß das Ende der Kohle  $\frac{1}{2}$  cm weit aus ihr hervorragt, stellt hierauf ein Glasrohr von 2,5 cm Durchmesser senkrecht auf die Mitte der Schicht, füllt den übrigbleibenden Raum des Topfes mit Lehm aus und zieht das Rohr wieder heraus. Der Ofen muß einige Tage trocknen und ist dann zur Verwendung bereit. Man setzt ihn, wie die Figur zeigt, in einen Stativring. Das Stativ trägt auch an einer Klammer die positive Kohle, die durch einen Korken von der Klammer isoliert ist. Der 1 mm dicke Kupferdraht ist an die galvanisch verkupferten Enden der Kohlen angelötet. Der Flammenbogen wird durch Verschiebung der oberen Klammer reguliert. Um die Verwendbarkeit des Apparats zu prüfen, wurde in ihm mit

Strömen von wechselnder Spannung und Stärke Calciumcarbid hergestellt, wofür der elektrische Ofen im Unterricht ja besonders gebraucht wird. Die Lehmpackung kann für eine Reihe von Versuchen verwendet werden, bevor sie erneuert werden muß.

Versuchsergebnisse: I. 110 Volt Netzspannung, 40 Volt Klemmenspannung, 5 Amp. Dauer des Versuchs  $\frac{1}{4}$  Stunde. Aus 25 g des Calciumoxyd-Kokspulvergemisches wurde soviel Carbid gewonnen, daß daraus mit Wasser 470 ccm Azetylen entwickelt werden konnten. Das Gemisch war vorher im bedeckten Eisentiegel  $\frac{1}{4}$  Stunde lang mit dem Bunsenbrenner geglüht worden. Es muß auch bei der Verwendung dieses Ofens allmählich eingefüllt werden, und es ist notwendig, durch häufige Verschiebung der positiven Kohle dafür zu sorgen, daß immer neue Teile der reagierenden Stoffe vom Flammenbogen getroffen werden.

II. 220 Volt Netzspannung, 40 Volt Klemmenspannung, 5 Amp., 25 g CaO + C. Dauer  $\frac{1}{4}$  Stunde. — Ausbeute 230 ccm Azetylen.

III. 220 Volt Netzspannung, 50 Volt Klemmenspannung, 10 Amp., 25 g CaO + C. Dauer 7 Minuten. — Ausbeute 620 ccm Azetylen.

IV. 110 Volt Netzspannung, 50 Volt Klemmenspannung, 2 Amp., 30 g CaO + C. Dauer 20 Minuten. — Ausbeute 100 ccm Azetylen.

Der Blumentopf mit innerer Lehmauskleidung läßt sich auch an Stelle der hessischen Tiegel für Thermitversuche verwenden.

### Zur Darstellung elektrischer Oszillationen.

Von H. Koch in Feldkirch (Vorarlberg).

Im Jahrgang 1920 dieser Zeitschrift S. 186 bringt Herr O. Jahn eine Versuchsanordnung zur objektiven Darstellung der oszillatorischen Entladung. Das angegebene Verfahren, bei dem die Funkenstrecke auf einer rotierenden Hartgummischeibe angebracht ist, bewährt sich glänzend. Jede Flaschenentladung zeigt sich auch einem großen Zuhörerkreise deutlich als zusammengesetzt aus einer Reihe von Teilentladungen.

Herr F. Bremer beschreibt im Jahrgang 1921 S. 126 die Versuchsanordnung, bei der die Entladung durch eine Spektralröhre erfolgt. Im rotierenden Spiegel zeigt sich dieselbe Elektrode abwechselnd als Anode und Kathode. Eine mit Stickstoff gefüllte Röhre ist besonders geeignet, da die Elektrode jetzt der ganzen Länge nach in blauem, dann an der Spitze in gelbrotem Lichte aufleuchtet.

Nun ist aber die Beobachtung mit rotierendem Spiegel bei großem Zuhörer- kreise nicht eben die bequemste. Es liegt daher nahe, die Vorteile der Entladung durch Geißlerröhre mit jenen einer wirklich bewegten Funkenstrecke zu verbinden. Dies läßt sich nun unschwer ausführen, indem man die Geißlerröhre auf der Hartgummischeibe befestigt. Es kann dabei die Mitte der Röhre nahezu mit der Drehungsachse der Schwungmaschine zusammenfallen, oder man befestigt die Röhre so, daß die eine Elektrode sich ungefähr in der Mitte der Gummiplatte befindet. Es ist zweckmäßig, die eine Hälfte der Röhre durch aufgeklebtes schwarzes Papier abzu- dunkeln. Die Umdrehungszahl kann bei großem Induktor eine ganz mäßige sein. Bei einem 50 cm-Induktor genügten 120 Umdrehungen in der Minute vollkommen. Im übrigen benutzt man die in Fig. 1, S. 126 (1921) angegebene Schaltung. Bei jeder Entladung zeigt sich ein aus blauen und gelbroten Feldern zusammengesetztes Bogenstück. Da die blauen Felder zudem länger sind als die roten (vgl. Fig. 3 des zuletzt erwähnten Artikels), so läßt die Erscheinung an Deutlichkeit nichts zu wünschen übrig und ist ihre Sichtbarkeit von der Stellung des Beobachters unab- hängig. Die Stromzuführung erfolgt nach dem Vorschlage von Herrn Jahn durch Schleifringe. Statt dessen kann man auch den einen Pol mit der Schwungmaschine selbst verbinden (bei Handbetrieb Kurbel isoliert fassen), für die zweite Stromzulei- tung klebt man einen 2 - 3 cm breiten Stannioring von entsprechend großem Halb- messer auf die Hartgummischeibe und läßt einen Metallpinsel darauf schleifen. Aus Lamettafäden ist ein solcher leicht herstellbar. Falls Vorrichtungen vorhanden sind, um Geißlerröhren während des Betriebes rotieren zu lassen, können sie statt der Schwungmaschine ohne weiteres verwendet werden. Auffallend ist, daß bei der in Fig. 2, S. 186 (1920) angegebenen Schaltung die Röhre zwar die Teilentladungen aus- gezeichnet erkennen läßt, dagegen die zu erwartenden Helligkeits- und Farbenunter- schiede nicht zeigt.

### Veranschaulichung großer und kleiner Maßzahlen im Chemie- und Astronomieunterricht.

Von Dr. Christoph Schwantke in Berlin-Pankow (Realg.).

1. Zur Begründung der Begriffe Atom und Molekel durch den Knallgasversuch braucht man das Avogadro'sche Gesetz: gleiche Anzahl von Teilchen in gleichen Räumen; da ist es erwünscht, eine anschauliche Vorstellung von der Zahl der Teilchen in 1 ccm geben zu können. Eine Karte von Großberlin und Umgebung, die ein Gebiet von  $(30 \text{ km})^2$  zeigte, brachte mich auf den Gedanken, das ccm Luft auseinandergezogen vorzustellen auf einen das allen Schülern bekannte Gebiet über- deckenden Würfel von 30 km Kante, dann werden alle Luftteilchen zu Pünkt- chen von etwa  $\frac{3}{4}$  mm Durchmesser im durchschnittlichen Abstände 1 cm (freie Weg- länge 30 cm). Der Riesenwürfel enthält ja  $(3 \cdot 10^6)^3 = 27 \cdot 10^{18}$  ccm; die Loschmidt- sche Zahl ist  $27,6 \cdot 10^{18}$ .

In der Vergrößerung von 3000000 : 1 kann man sich dann noch weitere Ab- messungen versinnlichen, besonders die Größen der Lichtwellen. Die von sichtbarem Licht werden 2,30 m bis 1,10 m lang, so daß jedem Schüler einleuchtend wird, daß keine Atome gesehen werden können. Dagegen werden Röntgenwellen auf  $\sim \frac{1}{4}$  mm vergrößert und man erkennt, wie mit ihnen Kristallstrukturen erkannt werden; in der Vergrößerung wird der Punktabstand der Kristallgitter  $\sim 3$  mm.

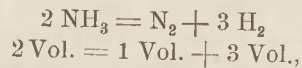
2. Auf eine Wandfläche wurde ein 4 m messender Sektor eines Erdhauptschnittes gemalt mit Angabe von Kern, Silikatschale, Wasser und Lufthülle, die obersten 16 km der festen Kruste wurden besonders gefärbt und auf einem Streifen unter dem Bild für sich nochmals auf 2 m auseinandergezogen und dort Silikat-, Ton-, Sand-, Kalkgesteine mit verschiedener Farbe gegeben. So wird deutlich, wie wenig man von der Erde chemisch kennt und wie sehr dünn die Verwitterungsrinde ist, die unseren Erdboden darstellt.

3. Die durch zwei Türen überschaubare Länge unserer Chemieräume (23,75 m) wurde als Maßstab der Entfernung Sonne-Erde benützt und die Sonne durch eine Milchglasglocke von 22 cm Durchmesser mit einer Glühlampe, die Erde an der anderen Wand durch einen Stecknadelkopf von 2 mm Dicke veranschaulicht. Überrascht sind die Schüler gewöhnlich am meisten durch die Angabe, daß im Maßstabe des Modells der uns nächste Fixstern  $\alpha$  Centauri in 6000 km Entfernung, d. h. irgendwo in Amerika angebracht werden müßte.

### Die vollständige quantitative Analyse des Ammoniaks als Unterrichtsversuch.

Von Prof. Dr. Paul Rischbieth in Hamburg.

Der vor längerer Zeit von mir beschriebene Versuch der Dissoziation des Ammoniaks mit darauffolgender Analyse des Stickstoff-Wasserstoffgemisches durch Palladium (*ds. Zeitschr.* 15, 80) führt zu der Gleichung:



ergibt also das Atomverhältnis und das Molekulargewicht des Ammoniaks. Er hat den Nachteil, daß die Zersetzung durch den Induktionsfunken ziemlich lange dauert, wobei das Geräusch des Funkeninduktors auch noch störend wirkt. Versucht man mit hoher Funkendichte zu arbeiten, so werden die Platindrähte glühend, und man kann jeden Augenblick das Springen der Bürette erwarten — heute ein kaum zu ersetzender Schaden. Da der Prozeß umkehrbar ist, so ist die Zersetzung nicht ganz vollständig, wenn auch unter diesen Umständen die Reaktionsgeschwindigkeit in der entgegengesetzten Richtung nur gering ist. Trotz der unlängst in dieser Zeitschrift mitgeteilten schönen Versuche von FRIEDRICH C. G. MÜLLER erscheint mir doch ein Versuch wünschenswert, der wie jener erste die vollständige Analyse des Ammoniaks, aber in kurzer Zeit und mit einfachen Mitteln ergibt. Einen solchen möchte ich im folgenden beschreiben.

Ein abgemessenes Volum Ammoniak wird mit Kupferoxyd verbrannt, der Stickstoff gemessen und das reduzierte Kupfer unmittelbar danach wieder mit Sauerstoff oxydiert, dessen Volum bestimmt wird und verdoppelt das Volum des Ammoniakwasserstoffs ergibt.

Das Ammoniakgas wird aus starker Ammoniakflüssigkeit entwickelt, die sich in einem etwas weiteren Probierröhr befindet, in dessen Stopfen eine mit Kalistückchen gefüllte Trockenröhre steckt. Diese hängt am oberen Ansatzrohr der bekannten 100 ccm-Gasbürette, die gut gereinigt sein muß. Sie ist mit Wasser gefüllt, auf dem eine etwa 2 cm dicke Schicht von weißem Paraffinöl schwimmt, das man durch den Trichteraufsatz leicht einfließen lassen kann. Man erwärmt nun das Probierröhr, drängt die Luft in die Bürette und läßt sie durch den Trichteraufsatz nach außen entweichen. Nachdem man dies einige Male wiederholt hat, ist alle Luft vertrieben. Jetzt erwärmt man die Ammoniakflüssigkeit etwas stärker und fängt ca. 50 ccm des Gases in der Bürette auf. Beim Sinken der Niveauflüssigkeit nimmt das Öl, falls die Bürette sauber ist, alles an den Wänden befindliche Wasser mit, so daß das Niveau nur noch unbedeutend steigt. Nun entfernt man den Entwicklungsapparat und schiebt über das Ansatzrohr ein kurzes Schlauchstück, in dem eine 11—12 cm

lange, 0,8 cm weite Jenenser Röhre steckt, die mit körnigem in Sauerstoff geglühtem Kupferoxyd zwischen zwei kleinen Asbestpföpfchen gefüllt ist. Das andere Ende des Röhrchens ist mit einer Hempelschen mit destilliertem Wasser gefüllten Gaspipette oder mit der Glühdrahtpipette verbunden. Nachdem man die Röhre mit darunter gestelltem Schlitzbrenner erwärmt hat, läßt man das Ammoniakgas durch Heben des Niveaurohrs in die Röhre treten, wo alsbald Kupferoxyd reduziert wird. Man zieht das entstandene Stickstoffgas in die Bürette zurück, entfernt den Brenner, läßt abkühlen und liest nach 5 Minuten den Bürettenstand ab. Während des Abkühlens ist darauf zu achten, daß kein Sperrwasser in die Röhre tritt. Jetzt trennt man die Verbindung zwischen Kupferröhre und Bürette, läßt den Stickstoff durch den Trichter-aufsatz — ein brennender Span erlischt — entweichen und füllt die Bürette aus Stahlflasche oder Gasometer mit Sauerstoff. Nachdem das Kupferrohr wieder mit der Bürette verbunden und der Bürettenstand abgelesen ist, leitet man den Sauerstoff mehrfach hin und her durch die nun stärker zu erhitzende Röhre, entfernt die Flamme und liest nach dem Abkühlen abermals den Bürettenstand ab. In mehreren Versuchen ergaben:

40 Vol.  $\text{NH}_3$  20 Vol.  $\text{N}_2$  und 30 Vol.  $\text{O}_2$ , somit 60 Vol.  $\text{H}_2$ ,

d. h. es enthalten 2 Vol. Ammoniak = 1 Vol.  $\text{N}_2$  und 3 Vol.  $\text{H}_2$ .

Auf diese Weise ist es möglich, in etwa 20 Minuten Dichte, Molekulargewicht, prozentische Zusammensetzung und Atomverhältnis des Ammoniakgases zu ermitteln. Verzichtet man auf das zweimalige Abkühlenlassen des Röhrchens und damit auf einen höheren Grad der Genauigkeit, so kann man den Versuch in zehn Minuten beendigen. Das Ausglühen des Kupferoxyds im Sauerstoff darf nicht unterbleiben, denn — wie hier auch für andere Fälle bemerkt werden mag — ist z. B. das Kupferoxyd pro analysi Merck (Stengelchen) durchaus kein reines Kupferoxyd, sondern enthält viel Oxydul. Wenige Gramme absorbieren beim Glühen in Sauerstoff 20 ccm und mehr davon.

Der schöne und bei Verwendung der Gasbürette elegante Versuch A. W. HORMANN'S, der Ermittlung der Zusammensetzung des Ammoniaks durch Einwirkung von Chlorgas auf Ammoniak (diese Zeitschr. 15, 79), bietet durch die innerhalb der Bürette entstehende grüne Flamme, sowie die dichten Salmiaknebel und durch die eigenartige Beweisführung des Lehrreihen so viel, daß man ihn auch neben dem obigen ausführen wird, obwohl er über Dichte und Molekulargewicht nichts aussagt. Diese sind in bekannter Weise durch Wägen einer mit Ammoniakgas gefüllten kleinen Doppelhahnkugel zu ermitteln.

Bei dieser Gelegenheit kann man auch das Äquivalentgewicht bestimmen. Kühlt man die mit Ammoniakgas gefüllte Hahnkugel etwas ab und taucht sie in Wasser, so strömt das Wasser in die Kugel ein. Entleert man sie nunmehr in ein Becherglas und titriert mit  $n/1$  HCl unter Anwendung von Methylorange als Indikator, so ergibt sich das Äquivalentgewicht des Ammoniaks nach der Proportion  $a:b = x:1000$ , wo a das Gewicht des in der Kugel enthaltenen Ammoniaks und b die verbrauchten ccm  $n/1$  Salzsäure bedeuten.

Der erste Versuch eignet sich mehr für den Unterricht, die beiden letzten für das Praktikum.

## Für die Praxis.

**Darstellung elektrischer Kraftlinien.** Von Kurt Rindfleisch in Berlin. In dem Experimentierbuch von Dr. KARL ROSENBERG werden mehrere Versuchsanordnungen beschrieben, elektrostatische Kraftlinien sichtbar zu machen. Als Streumittel werden dort Rutilpulver oder feine Härchen oder kurz geschnittene Hanffäden empfohlen.

In den von der Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht ein-gerichteten Übungen wurden Gipskristalle (nach C. Fischer, ds. Zeitschr. 29, 204; 1916) oder Hydrochinon benutzt. Beim Ausprobieren mehrerer anderer Salze fand sich nun, daß Magnesiumsulfat ausgezeichnet zur Darstellung der Kraftlinien geeignet ist. Die benutzten Glasplatten waren mit Schellackfirnis nicht überzogen. Es empfiehlt sich, das Magnesiumsulfat aus einer Streubüchse auf der Glasplatte zu verteilen. Die Stanniolbelegungen waren mit den Elektroden einer kleinen Influenzmaschine verbunden.

**Einige chemische Schülerversuche.** Von R. Winderlich in Oldenburg i. O. Um die Salznatur der Mennige zu zeigen, ist es zweckmäßig, mit Essigsäure statt mit Salpetersäure zu erwärmen. Es wird dann der basische Anteil des Plumboorthoplumbats gelöst und kann mit den Bleireaktionen nachgewiesen werden; Metableisäure  $\text{PbO}(\text{OH})_2$  bleibt übrig und geht rasch in Blei(4)oxyd  $\text{PbO}_2$  über. Hierbei kann nicht wie beim Einwirken der Salpetersäure an eine Oxydation gedacht werden. Beim Kochen des frischen Blei(4)oxyds mit Kalilauge zeigt sich sein saurer Charakter, es entsteht das Metaplumbat  $\text{K}_2\text{PbO}_3$ .

Beim Erhitzen spaltet  $\text{PbO}_2$  leicht Sauerstoff ab, was bereits SCHEELE angab. Indigolösung wird beim Schütteln mit  $\text{PbO}_2$  sofort gebleicht [SCHÖNBEIN in Pogg. Ann. (1849) 78, 162]. Im  $\text{SO}_2$ -Strom glüht  $\text{PbO}_2$  von selbst auf [VOGEL, in Kastners Archiv (1824) 4, 434]. Schwefelwasserstoff fängt an  $\text{PbO}_2$  augenblicklich Feuer [VANINO und HAUSER, Ber. d. Deutsch. Ch. Ges. (1900) 33, 625; wieder erwähnt diese Ztschr. (1900) 13, 165]. Trockene Schwefelblumen entzünden sich beim Zusammenreiben mit  $\text{PbO}_2$ , dgl. Weinsäure [WALKER, in Pogg. Ann. 5, 536 und PERSOZ im Journ. f. prakt. Ch. (1841) 23, 54], ebenso Oxalsäure und Zitronensäure [BÖTTGER, Journ. pr. Ch. (1836) 8, 478]; die Zitronensäure muß scharf getrocknet sein.

(Diese Angaben wollen darauf hinweisen, wieviel Brauchbares für gelegentliche Schulversuche in alten Zeitschriften zu finden ist.)

Bei Durchsicht verschiedener Schulchemiebücher fand ich fast durchweg Ferrooxyd ohne Angabe erwähnt, wie man den Stoff erhalten kann, obgleich das sehr einfach und für Schülerübungen geeignet ist. Es wird trockenes Ferroxalat erhitzt, das Gas aufgefangen, der Rückstand nach dem völligen Erkalten gewogen und auf Asbest ausgeschüttet.

$\text{FeC}_2\text{O}_4$	0,79	0,64	0,67 g
$\text{FeO}$	0,39	0,32	0,33 g

Genau 1 g  $\text{FeC}_2\text{O}_4$  hinterließ 0,50 g  $\text{FeO}$  und gab bei  $21^\circ$  und 767 mm Druck  $325 \text{ cm}^3$  Gas; daraus (ohne Rücksicht auf die Spannung des Wasserdampfes)  $v_0 = 304 \text{ cm}^3$  und das Litergewicht 1,64, während theoretisch das Litergewicht für ein äquimolares Gemisch von  $\text{CO}_2$  und  $\text{CO}$  1,61 wäre. ( $\text{CO}_2$  löst sich im Sperrwasser.) Das Gas trübte Kalkwasser und brannte mit schwachblauer Flamme. Der sammet-schwarze pulverige Rückstand glühte beim Durchfallen der Luft hell auf, versengte und verglimmte Papier und wurde zu rotem Ferrioxyd. Die Rechnung zeigt, daß nur  $\text{FeO}$  entstanden sein kann.

MAGNUS, der als einer der ersten diese Zersetzung beschrieb, glaubte, daß Eisen zurückbleibe [Pogg. Ann. 3, 88]. DÖBEREINER hingegen hatte festgestellt: „Das kleesaure Blei- und Eisenoxyd gaben nichts anderes als Kohlensäuregas und Kohlenoxydgas, aber in so verschiedenen Verhältnissen, daß ich nicht wagen konnte, nach diesen die Zusammensetzung der Sauerkleesalze zu berechnen. Das kleesaure Kupferoxyd gab mir ein reines Resultat.“ [Schweigg. Journ. (1816) 16, 107.] Kupferoxalat zerfällt in  $\text{Cu}$  und  $\text{CO}_2$ .



## Berichte.

### 2. Forschungen und Ergebnisse.

**Neuere Forschungen zur Lichtanregung und Ionisation von Atomen und Molekülen durch Elektronenstöße.** Von Dr. A. WENZEL, Brandenburg a. H.

Die Bohrsche Atomtheorie gibt bestimmte quantitative Beziehungen zwischen der Frequenz der Spektrallinien und der zu ihrer Erzeugung erforderlichen Energie. Wenn einem Elektron auf seiner Grundbahn um den Atomkern oder auf einer weiter außerhalb liegenden Bahn Energie zugeführt wird, so kann es als kleinst möglichen Energiebetrag den aufnehmen, der es auf die nächst höhere Elektronenbahn führt. Nach sehr kurzer Zeit springt es auf die ursprüngliche Bahn zurück und sendet dabei eine monochromatische Strahlung der Frequenz  $\nu$  aus, die sich aus dem Energieverlust  $E_n - E_o$ , beim Zurückspringen von der  $n$ -ten zur  $o$ -ten Elektronenbahn und der Planckschen Konstanten  $h$  nach der Bohrschen Frequenzbedingung berechnet:

$$\nu = \frac{E_n - E_o}{n \cdot h} \quad (1)$$

Die zur Bewegung der Elektronen im neutralen Atom nötige Energie kann sowohl durch Strahlung als auch durch Geschwindigkeitsverlust bewegter Elektronen aufgebracht werden. Wird ein normales, d. h. nicht ionisiertes oder angeregtes Atom durch Elektronen von wachsender Geschwindigkeit bombardiert, so tritt bei einer gewissen Geschwindigkeit ein Energieverlust ein. Hierbei ist ein Elektron von seiner Grundbahn zur nächst höheren übergegangen. Mit wachsender Geschwindigkeit wiederholen sich diese Energieverluste bei bestimmten Geschwindigkeitsstufen, wobei das Elektron jedesmal in höhere Bahnen überspringt, bis bei einer weiteren kritischen Geschwindigkeit der bombardierenden Elektronen das Atom aus dem Atomverband herausgeschleudert, das Atom also ionisiert wird. Die Elektronenenergien, bei denen Geschwindigkeitsverluste eintreten, entsprechen den Absorptionsfrequenzen des neutralen Atoms. Die größte Energie, die ein Elektron eines Atoms aufnehmen kann, ist die, die es freimacht, also die Ionisierungsenergie, der die höchste Frequenz, die ultraviolette Grenzfrequenz der Absorption, entspricht. Geht nämlich das Elektron in den Atomverband zurück, so tritt die Emission der Seriengrenze ein.

Die Messung der Ionisierungs- wie der Anregungsenergie der einzelnen Spektrallinien — d. h. Übergangsenergie des Elektrons von einer Bahn zur nächst höheren — ist für verschiedene Stoffe von Franck und Hertz (1) und nach der Lenardschen (2) Methode mit

geringen Änderungen von B. Davis und F. Goucher (3), Frank Horton (4) und Franck und Knipping (5) u. a. durchgeführt worden. In die erforderlichen Geschwindigkeiten wird das stoßende Elektron dadurch versetzt, daß es passende elektrische Felder durchlaufen muß. Die Energie eines Elektrons mit der Ladung  $\epsilon$  und Masse  $\mu$ , das ein Feld von der Spannung  $V$  durchlaufen und dadurch die Geschwindigkeit  $v$  erhalten hat, ist nämlich:

$$\epsilon \cdot V = \frac{\mu v^2}{2}. \quad (II)$$

Da  $V$  und  $v^2$  durch den universellen Faktor  $\frac{2\epsilon}{\mu}$  miteinander verbunden sind, gebraucht man an Stelle der Geschwindigkeiten meist die sie erzeugenden Spannungen  $V$  in Volt. Erzeugt werden die Elektronen z. B. durch einen Glühdraht  $G$  (Fig. 1), denn ein stark glühender Draht vermag den freien Elektronen eine so große Energie zu verleihen, daß sie aus dem Draht austreten können. Ihre Austrittsgeschwindigkeit sei  $V_o$ . Durch das zwischen  $G$  und dem Netz  $N$  befindliche elektrische Feld der Spannung von der Stärke  $V_1$  erhalten sie die Geschwindigkeit  $V_o + V_1$ , also eine Energie  $\epsilon (V_o + V_1)$ , sofern der Raum zwischen  $G$  und  $N$  gasfrei ist. Die Energie der Elektronen ist also nur abhängig von ihrer Entfernung von  $G$ .

Wird in den Raum  $GN$  ein Gas eingeführt, so stoßen unterhalb einer Mindestgeschwindigkeit die Elektronen mit den Atomen oder Molekülen elastisch, d. h. ohne Energieverlust zusammen, sofern es sich um Edelgase oder Metallatome handelt, die bekanntlich keine Elektronenaffinität besitzen. Der Zusammenstoß mit mehratomigen Gasen ist aber um so unelastischer, je größer ihre Elektronenaffinität ist. In diesem Fall werden die Versuche noch dadurch erschwert, daß Dissoziation der Moleküle in die Atome neben der Ionisation hergeht, eine Schwierigkeit, die bei Edelgasen und Metalldämpfen fortfällt.

Der Energieverlust der Elektronen, die durch den Zusammenstoß mit den Atomen einen Zickzackweg machen und nur langsam vorwärtskommen, ist sofort meßbar, wenn er gerade vor  $N$  erfolgt, da dann die Elektronen vor  $N$  keine Geschwindigkeit mehr haben. Um dies zu untersuchen, wird das zylindrische Platinnetz  $N$  von 18 cm Durchmesser von einem Platinzylinder  $Z$  in 1—2 mm Abstand umschlossen, der über ein Galvanometer geerdet ist ( $E$  in Fig. 1). Zwischen  $N$  und  $Z$  liegt eine kleine Spannung  $V_2$  zur Verlangsamung der Elektronengeschwindigkeit.  $V_1$  wird mit einem Potentiometer in kleinen Stufen

gesteigert. Ist  $V_1 > V_2$ , so fließt über das Galvanometer ein mit  $v_1 \rightarrow v_2$  wachsender Strom zur Erde ab. Haben die Elektronen eine so große Geschwindigkeit, daß sie durch Ionisation ihre Energie verlieren, so sinkt die Stromstärke im Galvanometer, denn es fehlt der Elektronentransport und die erzeugten Ionen haben so geringe Geschwindigkeit, daß sie die Gegenspannung  $V_2$  nicht überwinden können. So wird also der erste Energieverlust, der dicht vor  $N$  stattfindet, gemessen. Wird die Spannung  $V_1$  weiter gesteigert, so rückt die erste Ionisierungszone näher zur Elektronenquelle und der Galvanometerstrom steigt wieder. Ist aber die beschleunigende Spannung gleich der doppelten Verlustspannung geworden, so tritt die erste Ionisierungszone in

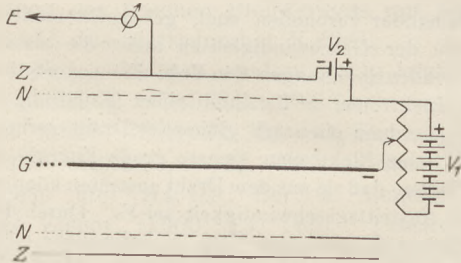


Fig. 1.

die Mitte zwischen  $G$  und  $N$  und eine zweite von neuem vor  $N$  ein; der Galvanometerstrom fällt wieder. Nach dem ersten Energieverlust tritt nämlich wieder eine erneute Beschleunigung der Elektronen ein, die vor  $N$  die zur Ionisierung notwendige Elektronengeschwindigkeit hervorgebracht hat. Die Differenz zweier aufeinanderfolgender durch Ionisierung bedingter Stromabfallpunkte gibt zugleich den wahren Absolutwert des Energieverlusts beim Stoß an.

Bei dieser Methode wird mit normalem oder mäßig vermindertem Druck gearbeitet. Für die Untersuchung der Ionisierungs- und Anregungsspannungen in zweiatomigen Gasen ist dagegen die Verwendung hoher Vakua von Vorteil. Die Anordnung wird dann so getroffen, daß infolge des verzögernden elektrischen Feldes nicht die Elektronen über die Auffangelektrode  $Z$  und das Galvanometer als Indikatorstrom abfließen, sondern erst die durch Ionisation gebildeten positiven Ionen einen Strom zwischen Elektronenquelle und Auffangzylinder erzeugen.

Im Gegensatz zur Messung der Ionisationsspannung ist die Messung der Anregungspotentiale infolge lichtelektrischer Effekte schwieriger. Die ersten schwachen Energieverluste der stoßenden Elektronen entsprechen den Anregungspotentialen, d. h. den Spannungen, bei denen ein Elektron von seiner Grundbahn um

den Atomkern auf eine höhere Bahn gebracht wird. Daß beim Zurückschnellen des Elektrons in die Grundbahn Strahlung vom Atom ausgeht, stellten Franck und Hertz am Hg-Dampf bei 4,9 Volt Elektronengeschwindigkeit fest. Wird Hg-Dampf mit 4,1 Volt-Elektronen erregt, so sendet er nur die Linie  $253,6 \mu\mu$  aus. Da solche ultraviolette Strahlung an den Metallelektroden lichtelektrisch Elektronen auslöst, die den Zylinder  $Z$  positiv aufladen, würden eine Bildung positiver Ionen im Raume  $NZ$  vorgetäuscht werden. Um festzustellen, ob lichtelektrische Elektronen oder positive Ionen zwischen  $NZ$  sind, legen Davis und Goucher (3) zwischen  $N$  und  $Z$  ein zweites Netz  $N_1$ . Zwischen  $N_1$  und  $Z$  schalten sie ein schwaches elektrisches Feld ein, sodaß die Richtung des Feldes gewechselt werden kann. Sind dann zwischen  $G$  und  $Z$  lichtelektrische Elektronen vorhanden, so wechselt mit Umkehrung des elektrischen Feldes zwischen  $N_1$  und  $Z$  auch die Aufladung von  $Z$ , während sie davon unabhängig ist, wenn positive Ionen zwischen  $G$  und  $Z$  vorhanden sind.

In ähnlicher Weise sind noch andere Methoden zur Messung von Anregungspotentialen angewandt worden, so von Franck und Einsporn (6), Compton (7), J. J. Thomson und Langmuir (8) und ihren Mitarbeitern. Sie alle gestatten die Untersuchung der Anregungspotentiale nur solcher Spektrallinien, die einen lichtelektrischen Effekt geben; sie müssen also im Ultravioletten liegen. Gegenüber dem optischen Nachweis der Spektrallinien bietet diese Methode den Vorteil, daß sie keine Grenzen nach dem Ultravioletten hin kennt und Quantenübergänge liefert, die bei Emission oder Absorption von Licht nicht auftreten.

Von den zahlreichen Ergebnissen dieser Forschungen, wofür auf die ausführlichen Arbeiten von Franck (1) und W. Gerlach (9) verwiesen werden muß, seien hier nur einige erläutert.

Da in Metaldämpfen und Edelgasen sich keine negativen Elektronen bilden, vielmehr die Zusammenstöße der Elektronen mit den Atomen völlig elastisch verlaufen bis auf diejenigen, die die zur Anregung von Quantensprüngen notwendige Energie übertragen, so bieten sich in ihnen die kleineren methodischen Schwierigkeiten dar. Die Dämpfe von Metallen, die unter  $400-500^\circ \text{C}$  einen merklichen Dampfdruck haben, sind wieder leichter zu behandeln als die Edelgase. Einmal verursachen kleine verunreinigende Gaszusätze keine Fehler, da die Abtrennungsarbeit ihrer Valenzelektronen höher als die der Metaldämpfe liegen. Dann liegt aber auch bei den Metallen das Absorptionsgebiet im gut zugänglichen Spektralgebiet, weshalb ihre Absorptionsserien zumeist

bekannt sind und einen Vergleich mit der Bohrschen Theorie gestatten.

Zwei Aufgaben haben die Messungen von Anregungs- und Ionisierungsspannungen. Jeder quantenmäßig absorbierten Energie entspricht eine monochromatische Strahlung, deren Frequenz  $\nu$  sich ergibt aus:

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = \frac{\epsilon V}{h}, \text{ oder: } \lambda = \frac{30 h \cdot c}{\epsilon_{\text{stat}} \cdot v_{\text{volt}}} = 1232 \cdot \frac{1}{v_{\text{volt}}} \mu\mu, \quad (\text{III})$$

worin die Plancksche Konstante  $h = 6,53 \cdot 10^{-27}$ ,  $c = 3 \cdot 10^{10}$ ,  $\epsilon = 4,77 \cdot 10^{10}$  ist. Hiernach dienen die Spannungsmessungen entweder bei bekanntem  $h$  der Kontrolle des optisch gemessenen Serienschemas, oder wenn dieses völlig bekannt ist, können die Ergebnisse umgekehrt zur Korrektur der Konstante  $h$  verwendet werden. So ergab sich nach Franck (1) als Gesamtergebnis vieler

Untersuchungen mehrerer Forscher ein Wert  $h = 6,56 \cdot 10^{-27}$  Erg/sek.

Die an einigen Metallen erhaltenen Ergebnisse sind nach Tabellen von Franck (1) und Gerlach (9) in Tabelle I wiedergegeben.

Ähnlich sind auch Blei und Thallium von Foote und Mohler (1) untersucht worden. Als Anregungsspannungen haben sich bei *Th* 1,07 Volt und bei *Pb* 1,26 Volt und als Ionisierungsspannungen bei *Th* 7,3, bei *Pb* 7,93 Volt ergeben. Da bei beiden Metallen das Serienschema noch nicht bekannt ist, gestatten die Untersuchungen über Elektronenstoß also die optisch unbekannte Grenze der Absorptionsserie vorzuberechnen.

Von den Edelgasen sind bisher Helium, Argon und Neon untersucht worden. Während über die Ergebnisse bei Neon und Argon, deren komplizierte Spektralseriensysteme aufzuklären Paschen (10) für Neon und teilweise Nissen (11) für Argon gelungen ist, noch strittig sind [vgl. Franck (1)], haben die Untersuchungen des Heliums sehr interessante Ergebnisse zu Tage gefördert. Als Anregungspotential wurde 21,25 Volt, als Ionisationspotential 25,3 Volt von Franck und Knipping (12) und Horton und Davies (13) gemessen. Der erste nur unter bestimmten Bedingungen zu erhaltende Energieverlust von 20,5 Volt führt zu einer metastabilen, energiereicheren Form, auf der sich das „Helium“-spektrum aufbaut, während das Potential von 21,25 Volt das Resonanzpotential des normalen Heliums ist und gleichzeitig zur Grundstufe des Spektrums des sog. „Parheliums“ führt. Zur Deutung dieser Erscheinungen nehmen Franck und Reiche (14) an, das normale Heliumatom besteht aus einem doppelt positiv geladenen Kern, der von zwei Elektronen in stark zueinander geneigten Bahnen unkreist wird. In höherquantigen Zuständen existiert aber auch ein Heliumatom mit komplizierteren Elektronenbahnen. Beide, das „Helium“ und das „Parhelium“ haben ganz getrennte Spektralseriensysteme [vgl. Landé (15) und Paaschen (16)].

Wie schon erwähnt, sind die Untersuchungen in mehratomigen Gasen sowohl experimentell wie theoretisch schwieriger. Denn ihre Elektronenaffinität verursacht selbst bei Spannungen, die nicht zur Lichtanregung genügen, unelastische Stöße, wobei z. B. ein Elektron eingefangen wird und ein negatives Ion entsteht. Solche negativen Ionen können an den Elektroden Doppelschichten bilden. Störend tritt oft auch noch die Dissoziation der Moleküle in die Atome hinzu, die mit der Ionisation in Zusammenhang steht. Trotz dieser Schwierigkeiten liegen schon eine große Zahl von Ergebnissen vor, von denen in Tab. I die von *N*, *H* und *O* nach einer Zusammenstel-

Tabelle I.

Metall	Energieverlust in Volt <i>A</i> = Anregung <i>I</i> = Ionisierung <i>R</i> = Resonanz	Wellenlänge $\lambda$ in $\mu\mu$ (ber. n. III)	Wellenlänge $\lambda$ in $\mu\mu$ (beobachtet)	Seriengrenze $\lambda$ in $\mu\mu$
<i>Na</i>	2,13 <i>R</i>	589	589	241,2
	5,13 <i>I</i>	—	—	
<i>K</i>	1,55 <i>R</i>	769	769	285,6
	4,1 <i>I</i>	—	—	
<i>Rb</i>	1,6 <i>R</i>	780	780	296,8
	4,1 <i>I</i>	—	—	
<i>Mg</i>	2,56 <i>A</i>	457,2	—	162,1
	4,42 <i>A</i>	285,3	—	
<i>Ca</i>	7,71 <i>I</i>	—	—	202,7
	1,90 <i>A</i>	657,4	—	
<i>Zn</i>	2,85 <i>A</i>	422,8	—	—
	6,01 <i>I</i>	—	—	
<i>Cd</i>	4,1 <i>A</i>	30,10	307,6	131,9
	~ 6 <i>A</i>	—	213,9	
<i>Hg</i>	9,3 <i>I</i>	133	—	137,8
	3,88 <i>A</i>	318	326	
<i>Gas</i>	~ 6 <i>A</i>	—	228,8	—
	8,92 <i>I</i>	138,5	—	
<i>N</i>	4,90 <i>A</i>	252,0	253,7	118,7
	6,73 <i>A</i>	183,5	—	
<i>H</i>	10,38 <i>I</i>	119,1	—	—
	7,2 <i>A</i>	—	—	
<i>O</i>	8,5 <i>A</i>	—	—	—
	17,75 <i>I</i>	—	—	
<i>H</i>	25,4 <i>I</i>	—	—	—
	30,7 <i>I</i>	—	—	
<i>O</i>	9,0 <i>A</i>	—	—	—
	15,5 <i>I</i>	—	—	
<i>H</i>	11 <i>A</i>	—	—	—
	17,1 <i>I</i>	—	—	
<i>H</i>	30,45 <i>I</i>	—	—	—

lung von Franck (1) wiedergegeben sind. — Die Deutung dieser Resultate ist noch zu unsicher, als daß hier darauf eingegangen werden kann.

Überblickt man die große Zahl von Bestimmungen von Anregungs-, Resonanz- und Ionisationsspannungen in einatomigen Gasen, so kann man eine gute Übereinstimmung mit der Bohrschen Theorie vom Atombau und von den Spektralserien feststellen. Liefern somit einerseits all diese Messungen gute Mittel zur Berechnung der Planckschen Konstante  $h$ , so dienen sie andererseits der Ergänzung und der Kontrolle optischer Methoden zur Festlegung von Serienbeziehungen und gestatten, neue Serienglieder in optisch schwer zugänglichen Spektralbezirken aufzufinden. Wesentlich neu ist dabei die Feststellung metastabiler angeregter Atome ( $He$ ), sowie der Nachweis von Zusammenhängen zwischen Dissoziation und Ionisation mehratomiger Gase.

#### Literaturübersicht.

1. Franck u. Hertz: Phys. Zeitschr. 17. 409 u. 430, 1916 u. 20, 132. 1919 und Franck: ebenda 22. 388 ff. 1921 (Zusammenfassender Bericht mit Literatur).
2. Lenard: Heidelb. (k. Abh. Nr. 34, 1911 und No. 5, 1918.
3. B. Davis u. F. Goucher: Phys. Rev. 10. 84, 1917.
4. Frank Horton u. Ann Davies: Proc. Roy. Soc. 95. 408 1919 u. 98. 124. 1920.
5. Franck u. Knipping: Phys. Zeitschr. 20. 481. 1919.
6. Franck u. Einsporn: Zeitschr. f. Phys. 2. 18 1920.
7. Compton: Phil. Mag. 40 553. 1920.
8. Found: Phys. Rev. 15. 132. 1920 u. Slead u. Gosling Phil. Mag. 40. 1920.
9. W. Gerlach: Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie. Braunschweig 1921.
10. F. Paschen: Anm. d. Phys. 63. 201 1920.
11. A. Nissen: Phys. Zeitschr. 21. 25 1920.
12. Franck u. Knipping: Zeitschr. f. Phys. 1. 320. 1920.
13. Horton u. Davies: Phil. Mag. 39. 592. 1920.
14. Franck u. Reiche: Zeitschr. f. Phys. 1 154. 1920
15. Landé: Phys. Zeitschr. 20. 298. 1919.
16. Paaschen: Anm. d. Phys. 45 625. 1914.
17. Horton u. Davies: Phys. Mag. 41. 921. 1921 und Proc. Roy. Soc. 97. 1. 1920.

#### Das Strahlungsgleichgewicht der Sterne.

Im 7. Band der „Zeitschrift für Physik“ (Nov. 21) ist, als Zusammenfassung früherer Arbeiten, von A. S. EDDINGTON in Cambridge eine Arbeit über „das Strahlungsgleichgewicht der Sterne“ erschienen, die einen der bedeutendsten Fortschritte der letzten Jahre auf dem Gebiet der Astrophysik bildet. Im folgenden soll ganz kurz der Inhalt der gehaltreichen Arbeit angegeben werden:

Drei Hauptprobleme treten hervor: 1. Welche Werte haben Druck und Temperatur im Innern der Sterne? 2. Welches ist die Energiebilanz der Sterne? Woher nehmen sie die ausgestrahlte Energie? 3. Welches ist der Grund für die durch Beobachtung festgestellte, höchst merkwürdige Tatsache, daß die Sternmassen alle in der Größenordnung zwischen  $10^{33}$  und  $10^{34}$  Gramm liegen?

EDDINGTON betrachtet die Sterne als Gaskugeln, die durch Gravitationskräfte zusammengehalten werden; er kann daher vielfach die Rechnungen von EMDEN<sup>1)</sup> benutzen. Zwei sehr wesentliche neue Gesichtspunkte bringt er jedoch in die Untersuchung hinein: erstens nämlich zieht er den bei den sehr hohen Temperaturen im Sterninnern beträchtlichen Strahlungsdruck zur Erklärung mit heran; er betrachtet das Gleichgewicht nicht als Strömungs-, sondern als Strahlungsgleichgewicht. Zweitens sieht er die Hauptquelle der Energie nicht in der Kontraktion, wie man es früher tat, sondern in intraatomaren Prozessen (etwa ähnlich der Radioaktivität). Daß die Strahlung einen Druck ausübt auf die Körper, auf die sie auffällt, ist bekanntlich eine Forderung der Maxwell'schen Theorie, die 1901 durch Versuche von LEBEDEV zuerst bestätigt wurde. Jede Strahlung besitzt außer der Energie auch Impulsmoment, das zugleich mit der Energie absorbiert wird. Der Strahlungsdruck ist bei irdischen Lichtquellen ungeheuer klein; er wächst indessen, ebenso wie die Gesamtenergie der Strahlung, mit der 4. Potenz der Temperatur, kann daher bei hohen Temperaturen sehr beträchtlich werden. Er ist numerisch gleich dem dritten Teil der Energiedichte.

Betrachten wir nun einen Punkt im Innern des Sterns in der Entfernung  $r$  vom Mittelpunkt. Energiestrahlung aller Wellenlängen wird durch ihn nach allen Richtungen hin- und herfluten. Würde der Stern nicht nach außen strahlen, so wäre im Gleichgewicht die Intensität der Strahlung für alle Richtungen gleich. Bedenkt man nun, daß der nach außen gehende Mehrbetrag durch die Ausstrahlung der relativ kalten Sternoberfläche bestimmt ist, während die Gesamtstrahlung im Innern mit der 4. Potenz der Temperatur wächst, so erkennt man, daß jener Mehrbetrag nur einen winzigen Bruchteil der Gesamtstrahlung ausmacht. In guter Annäherung kann man die Intensität der Strahlung in einer Richtung, die mit der Verlängerung des Radius den Winkel  $\vartheta$  bildet, in der Form ansetzen

$$J = A + B \cos \vartheta.$$

$A$  und  $B$  sind Funktionen von  $r$ . EDDINGTON, der  $J$  zunächst genauer nach Kugelfunktionen entwickelt, zeigt, daß die Größenordnungen von  $A$  und  $B$  sich wie  $1:10^{-10}$  verhalten<sup>2)</sup>.

$A$  wird in jedem Punkt mit dem Durchschnittswert der Strahlung, also der Energiedichte zusammenhängen. Diese ist nach dem Boltz-

<sup>1)</sup> Emden, Gaskugeln. Leipzig 1910.

<sup>2)</sup> Für die Sternoberfläche gilt der Ansatz nicht mehr, da dort  $A$  und  $B$  von gleicher Größenordnung werden. Hier liegt noch eine gewisse Lücke der Theorie.

mannschen Gesetz  $a \cdot T^4$  ( $T$  abs. Temperatur,  $a = 7,06 \cdot 10^{-15}$ , Boltzmannsche Konstante). In der Tat wird

$$A = \frac{ac}{4\pi} T^4$$

( $c$  Lichtgeschwindigkeit).

$B$  ist andererseits bestimmend für den Betrag an Energie, der nach außen gestrahlt, der im Gleichgewichtszustand also im Innern erzeugt wird. Nennt man die durch eine Kugelfläche vom Radius  $r$  insgesamt nach außen gehende Energie  $L_r$ , so wird

$$\frac{16}{3} \pi^2 r^2 B = L_r.$$

Eine Beziehung zwischen  $A$  und  $B$  erhält man durch eine Energiebetrachtung der üblichen Form: der Überschuß der aus einem unendlich kleinen Zylinder herauskommende Energie gegenüber der eingestrahlenen ist gleich der im Innern emittierten Temperaturstrahlung, vermehrt um die neu erzeugte Energie und vermindert um die absorbierte Energie. Die Rechnung liefert

$$\frac{dA}{dr} = -k\varrho B \quad \text{oder} \\ \frac{d(T^4)}{dr} = -\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{k\varrho}{ac r^2} L_r.$$

Hierin ist  $\varrho$  die Dichte,  $k$  der Massenkoeffizient der Absorption, d. h.: wenn Strahlung einen kurzen Weg der Länge  $ds$  durchläuft, so wird der Bruchteil  $k\varrho ds$  der Strahlung auf diesem Wege absorbiert.

Nummehr kommt der zweite Hauptgesichtspunkt der Theorie zur Geltung. In der gewöhnlichen Hydromechanik gilt für eine im Gleichgewicht befindliche Kugel

$$\frac{dp}{dr} = -g \cdot \varrho,$$

wo  $g$  die durch die Newtonschen Gravitationskräfte an der Stelle  $r$  hervorgerufene Beschleunigung ist. Eddington ersetzt den gewöhnlichen hydrodynamischen Druck  $p$  durch die Summe aus gewöhnlichem und Strahlungsdruck, also, da der Strahlungsdruck  $\frac{1}{3} a T^4$  ist, durch

$$P = p + \frac{1}{3} a T^4. \quad \text{Es wird}$$

$$dP = -g\varrho dr.$$

$g$  läßt sich aus dem Newtonschen Gesetz berechnen ( $f$  Gravitationskonstante).  $dr$  kann man nach der obigen Gleichung durch  $d(T^4)$  ausdrücken. Ist weiter  $M_r$  die innerhalb der Kugelfläche vom Radius  $r$  befindliche Masse, und bezeichnet man das Verhältnis  $\frac{L}{M}$  (Ausstrahlung durch Masse) für den ganzen Stern mit  $Q$ , für eine Kugel vom Radius  $r$  mit  $\frac{L_r}{M_r} = Q \cdot \eta$ , wo  $\eta$  eine Funktion von  $r$  ist, so läßt sich die

Gleichung schreiben

$$(1) \quad dP = d\left(p + \frac{a}{3} T^4\right) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{ac}{Q\eta k} \cdot d(T^4).$$

Dies ist die Grundgleichung der Eddingtonschen Theorie, aus der sich alles Folgende ergibt.

Über die Abhängigkeit der Größen  $k$  und  $\eta$  von Temperatur und Substanz weiß man gar nichts. Eine Abschätzung unter Verwendung der vom Sirius bekannten Daten ergibt nur, daß sicher  $k\eta < 630$  CGS ist. Eddington rechnet nun zunächst mit den Annahmen

$$\eta = 1 \\ k = \text{Const.}$$

Diese beiden Annahmen beruhen auf zwei ganz verschiedenen Erwägungen.  $Q$  ist die pro Masseneinheit erzeugte Energie, im Durchschnitt auf den ganzen Stern berechnet,  $Q\eta$  hat dieselbe Bedeutung, aber im Durchschnitt für eine Kugel vom Radius  $r$  berechnet. An der Oberfläche ist also  $\eta = 1$ . Selbst wenn nun die Energie von der Kontraktion herrührte und die Temperatur zwischen  $5000^\circ$  und  $5000000^\circ$  schwankte, so würde sich  $\eta$  nur von 1 an der Oberfläche bis 1,7 im Zentrum ändern. Der Einfluß der Temperatur auf die intraatomaren Vorgänge, die nach Eddingtons Anschauung allein oder doch ganz überwiegend die Energie liefern, ist sicher noch weit geringer<sup>1)</sup>. So ist  $\eta = 1$  eine sehr gute Näherung. Anders dagegen ist es mit  $k$ . Da über  $k$  gar nichts bekannt ist, wird rein heuristisch  $k = \text{const.}$  gesetzt. Das Ergebnis lehrt, daß der Ansatz den tatsächlichen Verhältnissen gut entspricht. Die Grundgleichung (1) läßt sich nun integrieren. Setzt man zur Abkürzung

$$(2) \quad \frac{kQ}{4\pi c f} = 1 - \beta, \quad \text{so ergibt sich}$$

$$P = \frac{1}{1 - \beta} (P - p),$$

$$(3) \quad p = \beta \cdot P.$$

$\beta$  hat also eine bemerkenswerte Bedeutung: Von dem Gesamtdruck  $P$  macht der hydrodynamische Druck den Bruchteil  $\beta$ , der Strahlungsdruck den Bruchteil  $1 - \beta$  aus.

Man muß nunmehr eine Zustandgleichung für die Sternsubstanz annehmen. Je nach der Dichte unterscheidet man in der Astronomie Riesensterne ( $\varrho$  sehr klein) und Zwergsterne.

Riesensterne: Hierfür nimmt Eddington die Zustandgleichung der idealen Gase als gültig an,  $p = \frac{R}{m} \varrho T$  ( $R$  Gaskonstante,  $m$  Molekulargewicht). Aus der Grundgleichung erhält man durch Integrationen, wenn  $M$  die Gesamt-

<sup>1)</sup> Nach Nernst käme ein solcher Einfluß überhaupt erst für Temperaturen  $> 10^{10}$  Grad in Betracht, die im Stern nicht erreicht werden.

masse des Sternes bedeutet, die sehr merkwürdige Beziehung

$$(4) \quad 1 - \beta = 0,0026 M^2 m^4 \beta^4.$$

Hierbei ist  $M$  in Einheiten der Sonnenmasse gemessen.  $\beta$  hängt somit (außer vom Molekulargewicht) nur von der Gesamtmasse  $M$  des Sternes ab. Das ist ein sehr folgenreiches Ergebnis.

Zunächst folgt aus (2), da ja  $Q = \frac{L}{M}$  ist,

$$(5) \quad L = \frac{4\pi cf}{k} M(1 - \beta),$$

also auch  $L$  hängt nur von  $M$  ab, d. h.: die Gesamtstrahlung eines Riesensterns ist ausschließlich eine Funktion seiner Masse und bleibt unbeeinflusst durch Änderungen der Dichte des Sterns im Laufe seiner Entwicklung.

Es handelt sich hier natürlich um die bolometrische, nicht um die visuelle Helligkeit der Sterne. Wie weit die zweifellos in erster Näherung vorhandene Richtigkeit des Satzes wirklich geht, läßt sich z. Zt. noch nicht übersehen.

Zu noch wichtigeren Ergebnissen führt die numerische Auswertung der Gleichung (4). Dazu ist die Kenntnis des Molekulargewichts  $m$  erforderlich. Bei der ausgezeichneten Rolle, die das Eisen im Aufbau des Universums führt, hat Eddington zuerst mit  $m = 54$  (entsprechend einatomigen Eisen) gerechnet. Das Eisen wird jedoch bei den hohen Temperaturen im Stern sehr weitgehend dissoziiert sein. Wären sämtliche 26 Elektronen des Eisens vom Atomkern abgetrennt, so würde, da alle 27 Teile als unabhängig zu betrachten sind, das mittlere Molekulargewicht  $\frac{56}{27}$  oder 2 sein. Eddington führt seine Rechnungen durch für  $m = 2,8$  und  $m = 4^1$ ). Die Auflösung der Gleichung (4) nach  $\beta$  liefert folgende Werte für  $1 - \beta$ .

Werte für  $1 - \beta$ .

$M$ (Sonne = 1)	$m = 2,8$	$m = 4$	$m = 54$
0,5	0,036	0,106	0,920
1,0	0,106	0,232	0,943
1,5	0,174	0,320	0,953
3,0	0,320	0,471	0,967
4,5	0,409	0,561	0,973
6,5	0,487	0,615	—
9,0	0,561	0,667	—
13,0	0,615	0,717	—
50,0	0,791	0,850	—

<sup>1)</sup> Nach Eggert (Phys. Zeitschr. 20, 570, 1919) ist das Molekulargewicht des völlig dissoziierten Eisendampfes bei den in Frage kommenden Temperaturen und Drucken 3,2, also in guter Übereinstimmung mit dem Wert 2,8.

Was lehrt nun diese Tabelle? Der Druck an irgend einer Stelle im Sterninnern hält dem durch die Gravitation bedingten Gewicht der darüber lagernden Sternmasse das Gleichgewicht. Der Strahlungsdruck macht von dem Gesamtdruck den Bruchteil  $1 - \beta$  aus. Die letzte Spalte der Tabelle zeigt, daß für  $m = 54$  der Strahlungsdruck allein 92–97% der Gravitation aufhebt. Daß ein solcher Stern, selbst wenn er nicht rotiert, stabil sein kann, ist äußerst unwahrscheinlich; er wird bei der ersten Gelegenheit vom Strahlungsdruck gesprengt. Hohe Molekulargewichte sind also unmöglich, die Atome sind mithin ionisiert. Nach dem Wirken der Zentrifugalkraft bei rotierenden Massen ist anzunehmen, daß Gefahr des Zerfallens vorliegt, solange  $\frac{1}{3} - \frac{1}{2}$  der Gravitationskräfte durch den Strahlungsdruck aufgehoben wird. Ein Blick auf die ersten Spalten der Tabelle macht sofort verständlich, daß Sterne sehr großer Masse (z. B. Beteigeuze) äußerst selten sind. Andererseits ist für  $M = 0,5$  der Strahlungsdruck so klein, daß er zu einem weiteren Zerfall gar nicht beitragen kann. Es werden sich demgemäß die Sternmassen etwa um den Wert 1,5–2 häufen. Mögen die Zahlenwerte im einzelnen noch unsicher sein, die Lösung des Rätsels der Gleichheit der Sternmassen ist gefunden: die schnelle Zunahme des Strahlungsdrucks von einem geringen zu einem vorherrschenden Faktor bedingt die geringe Schwankung der Massen. Da Gleichung (4) gar keine astronomische Konstante enthält, ruft Eddington stolz aus: „Ein Physiker auf einem von undurchdringlichen Wolken eingeschlossenen Planeten wäre in der Lage vorauszusehen, daß Ungewöhnliches zu erwarten ist für Gaskugeln, deren Massen zwischen  $10^{33}$  und  $10^{34}$  gr liegen“<sup>1)</sup>. Eine Diskussion der statistischen Untersuchungen über Riesensterne der Spektraltypen  $F$ ,  $G$  und  $M$  zeigt, in wie außerordentlich engen Grenzen ihre Massen liegen. Als ein (freilich nicht ganz sicheres) Beobachtungsergebnis nimmt Eddington an, daß ein Riesenstern von  $1\frac{1}{2}$  Sonnenmassen die absolute bolometrische Helligkeit  $\frac{M}{M_{\odot}}$  hat. Er ist also 5,4 Größenklassen<sup>2)</sup> heller als die Sonne (die ein Zwergstern ist). Aus dieser Annahme ergibt sich nach (5)  $k = 23$ , d. h., um auf den Bruchteil  $\frac{1}{e} = \frac{1}{2,718}$  reduziert zu werden, muß die Strahlung eine Schicht von  $\frac{1}{23}$  gr über

<sup>1)</sup> Die Masse der Sonne ist  $1,94 \cdot 10^{33}$  gr.

<sup>2)</sup> Ein Stern ist eine Größenklasse heller als ein anderer, wenn er  $100^{\frac{1}{5}} = 2,514$  mal so viel Energie ausstrahlt wie dieser. Die Gesamtstrahlung der Sonne ist  $3,8 \cdot 10^{33} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ .

1 qcm durchsetzen; das entspricht im Zentrum des Sterns einer Länge von etwa 0,4 cm, in Luft von Atmosphärendruck etwa 33 cm. Die Stärke der Absorption erklärt sich aus der Kurzwelligkeit der Strahlung.

Die weitere Rechnung liefert einen Einblick in die Temperaturverhältnisse der Sterne. Wir denken uns einen Riesenstern von  $1\frac{1}{2}$  Sonnenmassen, seine mittlere Dichte sei  $\rho_m = 0,002 \frac{\text{gr}}{\text{cem}}$ .

Der Radius wird dann  $R = 7 \cdot 10^8$  km, die effektive Temperatur der Oberfläche<sup>1)</sup>  $6400^\circ$  C. Im Zentrum des Sternes sind dann (für  $m = 2,8$ )

Dichte  $\rho_o = 0,109 \frac{\text{gr}}{\text{cem}}$

Druck  $p_o = 2,54 \cdot 10^{13} \frac{\text{Dyn}}{\text{qcm}} = 25$  Mill. Atmosph.

abs. Temperatur  $T_o = 6590000^\circ$  C.

Die Durchschnittstemperatur ist  $3880000^\circ$  C. Eine Temperatur unter  $1000000^\circ$  C haben nur 2–3% der Sternmasse, die freilich einen beträchtlichen Raum einnehmen.

Zwergsterne. Zwergsterne haben größere Dichten als Riesensterne. Eddington benutzt für sie die Zustandsgleichung von Van der Waals, wobei er das bei den hohen Drucken unwesentliche Zusatzglied  $a\rho^2$  wegläßt:

$$p = \frac{RT}{m} \cdot \frac{\rho_o}{\rho_o - \rho}$$

Die Rechnung gestaltet sich ähnlich wie bei Riesensternen; wie bei diesen wird  $k = 23$ ,  $m = 2,8$  bzw. 4 gesetzt. Die unbekannte Größe  $\rho_o$  wird so bestimmt, daß sich für einen Zwergstern von den Dimensionen der Sonne gerade auch die Sonnenstrahlung ergibt. Man erhält  $\rho_o = 4,0$ . Nunmehr ist alles übrige nur eine Frage der Rechnung. Interessant ist die folgende Tabelle, in der die Dichten ( $\rho_c$  im Zentrum,  $\rho_m$  im Mittel) in Einheiten des Wassers, die Massen in Einheiten der Sonnenmasse gemessen sind. Statt der Strahlung ist die effektive Temperatur angegeben.

Effektive Temperaturen von Sternen ( $m = 2,8$ ).

$\rho_c$	$\rho_m$	$M = 0,1$	$M = 0,2$	$M = 0,5$	$M = 1,0$	$M = 1,5$	$M = 3,0$	$M = 4,5$	$M = 9,0$
3,6	2,35	900°	1340°	2290°	3420°	4350°	6520°	8240°	12240°
3,2	1,36	1550	2320	3950	5920	7480	11080	13780	19210
2,8	0,776	2000	3000	5120	7620	9570	13770	16580	21420
2,4	0,431	2290	3430	5830	8610	10700	14800	17300	21300
2,0	0,240	2440	3640	6170	9030	11070	14830	16950	20290
1,6	0,129	2470	3700	6240	9030	10920	14230	16040	18830
1,2	0,066	2420	3610	6060	8670	10380	13260	14810	17210
0,43	0,008	2010	3000	4970	6910	8080	9960	10950	12550

Man erkennt, daß für jede Sternmasse im Lauf der Entwicklung (Zunahme der Dichte) ein Maximum der effektiven Temperatur existiert. Unsere Sonne z. B. hat den Höhepunkt ihres Fixsternlebens längst überschritten; sie war nie heißer als  $9000^\circ$  C, hat also den Spektraltyp A nie erreicht. Setzt man die Temperatur der kältesten sichtbaren Sterne zu  $3000^\circ$  an, so ergibt sich für ihre Masse mindestens  $\frac{1}{8}$  (bzw. für  $m = 4$ ,  $\frac{1}{10}$ ) Sonnenmasse. Tatsächlich hat Russell die kleinste bisher bekannte Sternmasse zu  $\frac{1}{8} - \frac{1}{10}$  Sonnenmasse bestimmt.

Die Temperaturen im Innern eines Zwergsterns sind etwas kleiner als die im Innern eines Riesensterns gleicher Masse. Z. B. ergibt sich für das Zentrum der Sonne für  $m = 2,8$

$4540000^\circ$  C, bzw. für  $m = 4$ ,  $6560000^\circ$  C.

<sup>1)</sup> Unter effektiver Temperatur eines Sternes versteht Eddington die Temperatur desjenigen schwarzen Körpers, der denselben Betrag an Strahlung pro Flächen- und Zeiteinheit emittiert.

Eddington diskutiert zum Schluß einige mögliche Verbesserungen seiner Theorie, z. B. eine etwaige Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Dichte, ohne jedoch Rechnungen durchzuführen.

Eine Frage drängt sich noch auf: Welcher Art mögen die intraatomaren Prozesse sein, die die Energie liefern?<sup>1)</sup> Zweierlei kommt nach Eddington in Betracht: 1. Umwandlung von Elementen, 2. paarweise Vernichtung von Elektronen und Verwandlung ihrer Energie in Strahlung. Was das erste angeht, so stellt sich Eddington vor, daß im Stern vor allem ein Aufbau von Elementen stattfindet. *H* hat das Atomgewicht 1,008; denkt man sich die Atomkerne der andern Elemente aus Wasserstoff-

<sup>1)</sup> Eine einfache Rechnung zeigt, daß die ausgestrahlte Energie unmöglich durch Kontraktion allein geliefert werden kann, denn es müßte dann die ganze Phase als Riesenstern in weniger als 80000 Jahren durchlaufen werden.

kernen (Protonen) aufgebaut, so tritt in ihnen  $H$  mit dem Gewicht 1,000 auf. Da nun jede Masse  $m$  nach der Relativitätstheorie den Energiegehalt  $mc^2$  hat, so bedingt jener Massendefekt eine Energieausstrahlung bei der Atombildung. Nimmt man weiter mit Eddington eine Temperaturabhängigkeit der Umwandlung und damit der Energieerzeugung an, so wird z. B. die Erscheinung der sog. Cepheiden<sup>1)</sup> erklärlich. Strahlt ein Stern zu stark, so wird er durch den Strahlungsdruck ausgedehnt; er kühlt sich ab, die Energieerzeugung, die Ausstrahlung, der Druck lassen nach; er zieht sich zusammen, erwärmt sich; das Spiel beginnt von neuem. Ich möchte

<sup>1)</sup> Periodisch veränderliche Sterne; Repräsentant  $\delta$  Cephei.

übrigens darauf hinweisen, daß z. B. Nernst<sup>1)</sup> diese Temperaturabhängigkeit für unmöglich hält, und daß er nicht Aufbau, sondern nur Abbau komplizierter Atome im Stern annimmt.

Wie dem nun auch sei, 2 Punkte jedenfalls scheinen gesichert zu sein: Die Energie wird durch intraatomare Vorgänge erzeugt, und der Strahlungsdruck ist ein so bedeutsamer Faktor, daß hiernach der Materie nicht in erster Linie die Aufgabe zufällt, Energie zu transportieren (Konvektion), als vielmehr die eingeschlossene Ätherenergie zurückzudämmen. Eine Theorie auf dieser Grundlage zuerst aufgestellt zu haben, ist Eddingtons Verdienst. *Ernst Lamla.*

<sup>1)</sup> W. Nernst, Das Weltgebäude im Licht der neueren Forschung. Springer 1921.

### 5. Technik und mechanische Praxis.

**Die Holzwarthsche Gas- und Ölturbine.**  
Originalbericht in schulmäßiger Darstellung von Dr. R. REINICKE in Danzig-Langfuhr.

Deutsche Intelligenz und deutsche Tatkraft haben in unseren Tagen ein Problem seiner Lösung entgegengeführt, an dem sich die hervorragendsten Techniker aller Kulturstaaten mehrere Jahrzehnte lang vergeblich versucht haben: die Gas- und Ölturbine.

Während man bei der Dampfturbine einfach hochgespannten Wasserdampf aus einer Anzahl von Düsen gegen Drehschaufeln ausströmen läßt, erwies es sich als praktisch undurchführbar, nach demselben Prinzip eine Anzahl Feuerstrahlen kontinuierlich gegen ein Schaufelrad zu richten. Den hierbei in Düsen und Beschauflung auftretenden ungeheuer hohen Dauertemperaturen von gegen 2000° vermöchte nämlich kein Material zu widerstehen. Andererseits stand die vielfach in Vorschlag gebrachte Vorkühlung der Feuergase vor ihrer Arbeitsleistung im schärfsten Widerspruch zu den bisher im Gasmaschinenbau befolgten und bewährten Grundsätzen.

Alle diese Schwierigkeiten hat der Diplomingenieur HANS HOLZWARTH in engster Anlehnung an den Zweitaktmotor glücklich überwunden. Im folgenden sei der Gedankengang, der ihn zum Ziele geführt haben mag, in auch dem Obersekundärer verständlichen kurzen Zügen wiedergegeben.

Mehrere Zylinder, z. B. sechs, wurden so um ein Turbinenrad herum tangential gelagert, daß die Schaufeln die Rolle von sich in einer Richtung fortbewegenden Kolben übernehmen konnten, derart, daß an die Stelle eines sich entfernenden Kolbens sofort ein neuer trat. Um eine einseitige Beaufschlagung der Schaufeln zu erzielen, mußten die Zylinder nach der Radseite hin sich kegelförmig verengen. Sie verloren hierdurch ihre

eigentliche, ursprüngliche Bedeutung und wurden zu Verbrennungskammern. Zwischen Ausströmungsöffnung und Explosionsraum mußte ein besonderes Ventil gelegt werden, das sog. Düsenventil, damit während des Aufladens mit Gas-Luft Gemisch ein zeitweiser Abschluß der Kammer herbeigeführt werden konnte. An die Stelle der

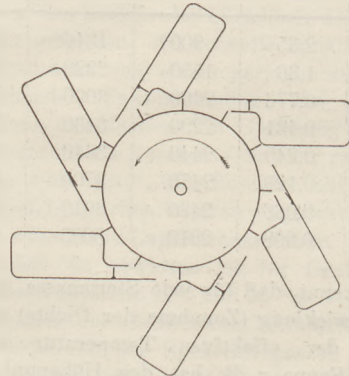


Fig. 1.

früheren scharfen Kanten endlich traten abgerundete Formen, um eine schnellere und vollständigere Verbrennung durch die ganze Masse hindurch zu gewährleisten (Fig. 1).

Der Arbeitsvorgang in jeder einzelnen Kammer gestaltet sich nun an der Hand der schematischen Figur 2 folgendermaßen: Zunächst werden bei geschlossenem Düsenventil  $D$  durch besondere von der Welle aus zwangsläufig betätigte Luft- bzw. Gaseinlaßventile  $L$  und  $G$  Luft und Gas hereingepreßt, die in besonderen Verdichtern auf etwa  $2\frac{1}{3}$  Atm. vorkomprimiert worden sind. Während sich die Ladung infolge der Durchmischung noch in wirbelnder Bewegung befindet, erfolgt an mehreren Stellen gleichzeitig die Zündung durch tief eingesenkte elektrische Hochspannungszünd



vorrichtungen  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $Z_3$ . Hierdurch steigt der Druck unter Temperaturerhöhung bis gegen  $2000^\circ$  auf etwa 12–14 Atm. an. Das sich expandierende Gas öffnet das breite, leicht bewegliche (nicht zwangsläufig gesteuerte) Düsenventil  $D$  und strömt aus der so freigegebenen Düse gegen die gerade davor liegende Drehschaufel des Turbinenrades.

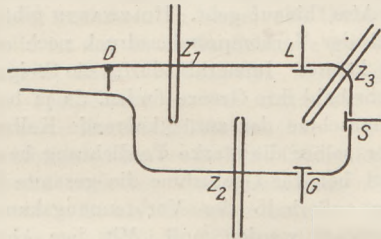


Fig. 2.

Verbrennungskammer sowie Düse sind, um der enorm hohen Verbrennungstemperatur standhalten zu können, genau wie der Zylinder bei der Kolbenmaschine rings von einem Kühlwassermantel umgeben. Einerseits um die Verbrennungsprodukte aus der Explosionskammer hinauszufegen, andererseits, um die Schaufeln zu kühlen, läßt man unmittelbar nach erfolgter Expansion durch ein wiederum von der Welle aus betätigtes besonderes Spülluftventil  $S$  kalte Luft in das Laufrad eintreten. Hierdurch wird erreicht, daß die mittlere Temperatur im Schaufelraum auf etwa  $450^\circ$  herabgesetzt wird. Weiches Elektrolyteisen erwies sich als das einzige Material, das sowohl der immer noch verhältnismäßig hohen Temperatur als auch der trommelfeuerähnlichen Beaufschlagung auf die Dauer gewachsen ist.

Figur 3 zeigt den Längsschnitt durch eine HOLZWARTHSCHE Gasturbine von 10000 Kilowatt Leistung, deren Modell 1921 auf der elektrotechnischen Ausstellung in Essen zu sehen war. Der Raumersparnis halber sowie im Interesse einer vereinfachten Steuerung der Ventile sind die Verbrennungskammern (im vorliegenden Falle acht) je um  $90^\circ$  herum gebogen und mit ihrer Längsrichtung parallel zur Maschinenwelle gelagert. Jede faßt etwa 150–200 Liter. Links sieht man die beiden Einlaßventile für Luft und Gas. Dank seiner günstigen Lage in der Längsachse der langgestreckten Explosionskammer fungiert das Luft-einlaßventil zugleich auch als Spülluftventil. Da, wo die doppelte Kammerwandung durchbrochen ist, werden Zündkerzen und Thermo-

meter eingesetzt. Oben rechts befindet sich das mächtige Düsenventil, das bereits durch die erste ankommende Explosionswelle angehoben wird, so daß die darauf folgenden Hauptwellen ungehindert den großen Querschnitt passieren können. Es schließt sich ein hakenförmig gebogener Auslaß an, der sich nach dem Ende zu nach Art der bei Dampfturbinen benutzten Laval-Düse verengt. Das rechts unmittelbar oberhalb des gemauerten Stützpfilers angebrachte Laufrad ist ähnlich wie z. B. bei der Girard-Wasserturbine mit Axialbeaufschlagung ausgeführt, d. h. der Feuerstrom fällt parallel zur Achse in die entsprechend schräg gestellten Schaufeln ein. (Vorhin bei den grundsätzlichen Erörterungen war der Einfachheit der Darstellung halber Tangentialbeaufschlagung angenommen worden.) Im Gegensatz zur Dampfturbine ist

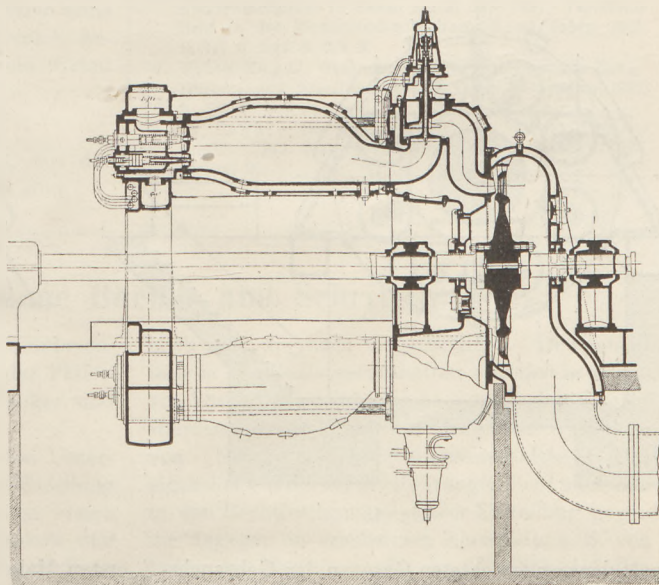


Fig. 3.

hier das Turbinenrad so einfach wie nur irgend möglich gebaut: man gebraucht weder Druckstufen noch Geschwindigkeitsstufen, es genügt vielmehr ein einziger Schaufelkranz. Nach erfolgter Arbeitsleistung werden die Flammengase durch das dicke rechts unten befindliche Rohr abgeleitet.

Figur 4 stellt dieselbe Maschine in Kopfansicht dar. Man erkennt die acht im Kreise um die Welle herum gelagerten Verbrennungskammern mit ihren beiden Einlaßventilen. Die Treppenstufen im Mauerwerk geben eine ungefähre Vorstellung von den Größenverhältnissen.

In Figur 5 endlich ist die Maschine von der anderen Stirnseite gesehen abgebildet. Die vier großen Aufbauten sind die Düsenventile für die

oberhalb der Achse gelegenen Kammern; die zu den vier anderen Verbrennungsräumen gehörigen ragen (wie übrigens auch in Figur 3 sichtbar) nach unten. Der schraffierte Kreis ist wieder der Gasableitungskanal.

Da Verpuffung und Druckentladung jeder einzelnen Kammer zusammen nur etwa 0,1 Sekunden andauern und andererseits jede Kammer ein vollständiges Spiel innerhalb ungefähr zwei Sekunden durchmacht, so verbleibt genügend Zwischenzeit zum Ausspülen, Abkühlen und Neuaufladen. Für alle acht Verbrennungsräume zusammengenommen ergibt sich in der Stunde die große Zahl von  $8 \times 30 \times 60 = 14400$  Spielen. Das Laufrad vollführt dabei etwa 25 Umdrehungen in der Sekunde, während die Welle einer Groß-

gasmaschine mit Kolben nur  $1\frac{1}{2}$  Umläufe pro Sekunde macht. Welch gewaltige Anforderungen werden bei der Gasturbine an das Material gestellt!

Auffallend erscheint die geringe Vorkompression der Ladung auf nur etwa zwei Atm., während man bei Kolbengasmaschinen jetzt bis auf 12 Atm. hinauf geht. HOLZWARTH gibt zwar an, daß der Vorkompressionsdruck noch erhöht werden könnte. Immerhin dürfte die Steigerung wohl sehr bald ihre Grenze finden, da ja bei der Kolbenmaschine der zurückkehrende Kolben im Zylinder selber die starke Verdichtung bewirkt, während bei der Gasturbine die gesamte Kompression außerhalb der Verbrennungskammern vorgenommen werden muß. Mit dem Abtrans-

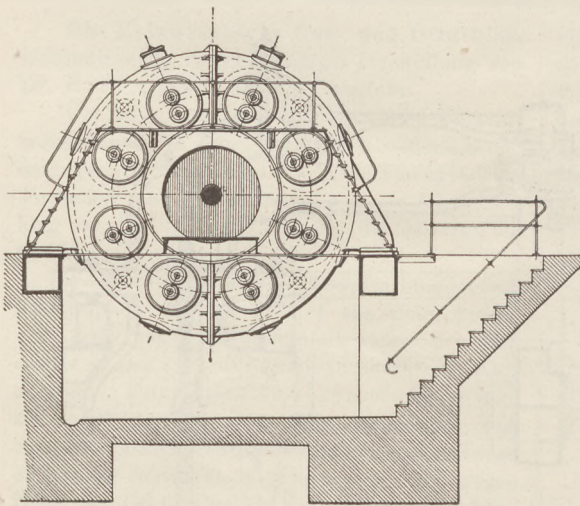


Fig. 4.

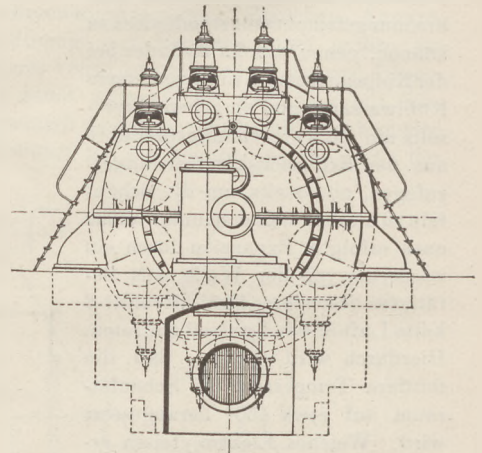


Fig. 5.

port der vorverdichteten Gase an den Gebrauchsort sind aber naturgemäß Energieverluste verbunden, die mit dem Grade der Vorverdichtung sehr rasch ansteigen. So ist man schließlich zu einem Kompromiß gezwungen. In den geschilderten Umständen liegt es im wesentlichen begründet, weshalb die Gasturbine hinsichtlich der Wärmeausnutzung hinter der Kolbengasmaschine zurücksteht.

Die Gesamtwirtschaftlichkeit einer Gasturbinenanlage wird erhöht durch moderne Abwärmeverwertung: die immer noch sehr heißen Abgase macht man in einer Dampfturbine nutzbar, die ihrerseits die Kompressoren antreibt. So wird allein aus der Abhitze die gesamte Verdichtungsarbeit gewonnen.

Das hier über die Gasturbine Gesagte läßt sich sinngemäß auch auf die Ölturbine übertragen. In der Tat ist eine solche ebenfalls von HOLZWARTH durchkonstruiert und Ende 1920 zum

ersten Male in Betrieb genommen worden. Sie arbeitet nach dem Dieselverfahren insofern, als die Kammern nicht mit vorkomprimiertem Gas-Luft-Gemisch, sondern mit Preßluft allein aufgeladen werden. Ferner wird wie bei jenem der flüssige Brennstoff mit Hilfe von Druckluftzerstäubern als Nebelwolke in die Kammern eingespritzt. Selbstzündung erfolgt indessen abweichend vom Dieselprinzip nicht, weil man aus dem vorhin dargelegten Grunde die Vorkompression nicht sehr weit treiben kann. Es findet vielmehr genau wie bei der Gasturbine elektrische Zündung statt, so lange die Wirbelbewegung des Ölnebel-Luft-Gemisches noch andauert. Daraus ergibt sich der große Vorteil, daß für das Öl ein Einblasedruck von 3-4 Atm. ausreicht, während man bei Dieselmotoren hierzu 60-80 Atm. benötigt.

Wie außerordentlich regelmäßig die Verbrennungen auch bei der Ölturbine vonstatten

gehen, läßt Figur 6, ein auf etwa  $\frac{2}{3}$  verkleinertes Original-Indikatordiagramm darstellend, erkennen.

Durch Vergrößerung des Düsenquerschnitts ist die Ausströmdauer auf weniger als 0,1 Sek. herabgesetzt. Dadurch ist es möglich geworden, jede Kammer bereits pro Sekunde ein vollständiges Spiel ausführen zu lassen. Die Umlaufzahl der Welle ist auf 45 in der Sekunde gesteigert, wohingegen dank verbesserter Kühlung die mittlere Temperatur in den Schaufeln keine nennenswerte Erhöhung erfahren hat.

Im übrigen befindet sich die Ölturbine ganz naturgemäß noch im Versuchsstadium. So benötigt man z. B. als Brennstoff Benzol. Die bei Dieselmotoren üblichen billigen Betriebsstoffe lassen sich noch nicht verwenden. Was die bei der Gasturbine bisher erreichten Erfolge anlangt, so faßt ein bewährter Fachmann, der durch seine mehrbändige Technische Thermodynamik <sup>1)</sup> bekannte Prof. Schüle in Görlitz, sein Urteil folgendermaßen zusammen <sup>2)</sup>:

<sup>1)</sup> Verlag Julius Springer, Berlin.

<sup>2)</sup> Zitiert nach Literaturangabe 3, aus der auch die Figuren 3 bis 6 übernommen sind.

„Nach meinen im Mai d. J. (1921) vorgenommenen Versuchen hat die HOLZWARTH-Gasturbine hinsichtlich der Wirtschaftlichkeit der Energieerzeugung das Gebiet der Dampfturbine erreicht. Die im Gange befindlichen Versuchsarbeiten zeigen eine aufsteigende Entwicklung, und die Zeit, wo die Gasturbine die höchste Stufe der Dampfturbine erreichen und überschreiten und somit eine Mittelstellung zwischen der Dampfturbine und Gaskolbenmaschine einnehmen wird, dürfte nicht mehr fern sein.“

#### Literatur:

1. Hans Holzwarth, Die Gasturbine. München 1911. R. Oldenbourg
2. — Die Entwicklung der Holzwarth-Gasturbine seit 1914 In: Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure, Band 64, 1920, S. 197 ff.
3. W. Schüle, Die Gas- und Ölturbine. Vortrag, gehalten auf der Jahresversammlung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker in Essen am 31. Mai 1921. Veröffentlicht in der Elektrotechn. Zeitschrift, 42. Jahrg 1921, S. 777 ff und S. 821 ff.
4. Fritz Engel, Gasturbinen. In: Anzeiger für Berg-Hütten- und Maschinenwesen. Essen. 43. Jahrg. 1921, S. 133 ff. und S. 181 ff.
5. W. Schüle, Die Gas- und Ölturbine. In der Zeitschrift „Die Naturwissenschaften“, 9. Jahrg. 1921, S. 1039 ff.

## Neu erschienene Bücher und Schriften.

**Geisteswissenschaften und Naturwissenschaften.** Von ERICH BECHER, Ord. der Philos. an der Univ. München. München, Dunker und Humblot, 1921. 328 S. M. 60,—.

Der Verfasser gibt seinem Buch den Untertitel: Untersuchungen zur Theorie und Einteilung der Realwissenschaften. Man kann im ersten Augenblick erschrecken bei dem Gedanken, daß dem Problem der Wissenschaftseinteilung ein Buch von 328 S. größten Formats gewidmet ist, allein bei der Lektüre überzeugt man sich bald, daß das besagte Problem nur das Gerüst abgibt, an das Becher seine tief eindringenden Untersuchungen über die Theorie der Wissenschaften, m. a. W. erkenntnistheoretische Reflexionen, anknüpft, in denen er, wie er sagt, eine Art Anatomie der Wissenschaften geben will. Er teilt zunächst das gesamte Gebiet in Ideal- und Realwissenschaften. Die Gegenstände der letzteren werden als unabhängig vom Denken existierend vorgestellt, die ersteren dagegen behandeln Objekte, „deren bloßes Sosein vom Denken erfaßt wird“. Der Hauptteil des Buches beschäftigt sich mit den Realwissenschaften. Er zerfällt in drei Kapitel, von denen das erste wieder die Gegenstände, das zweite die Methoden und das dritte die Erkenntnisgrundlagen behandelt. Als die naturgemäße Einteilung erscheint dem Verfasser

auch hier die nach Gegenständen. Demgemäß teilt er die Realwissenschaften zunächst in solche von körperlichen und solche von seelischen Gegenständen ein und gewinnt damit die Trennung von „Natur- und Geisteswissenschaften“. Der eigentliche Wert der Ausführungen liegt natürlich in den Rechtfertigungen dieser Einteilung gegen die dagegen zu erhebenden Einwände, z. B. von seiten des Monismus oder im Hinblick auf den Vitalismus und dgl. Hier sowie in dem zweiten auf die Methoden bezüglichen Kapitel setzt der Verfasser sich auch ausführlich mit den von Rickert, Windelband, Stumpf, Erdmann und anderen befürworteten Einteilungen in „Natur und Kulturwissenschaften“ in „nomothetische und idiographische“ Wissenschaften usw. auseinander. Im dritten Kapitel endlich, das für den Naturwissenschaftler das interessanteste ist, behandelt B. die Erkenntnisgrundlagen, d. h. Fragen, wie die nach den apriorischen Voraussetzungen der Wissenschaften, nach Inhalt und Bedeutung des Kausalbegriffs, des Ding- und Substanzbegriffs u. a. m. Wenn auch vieles von dem, was wir hier finden, schon in seiner Naturphilosophie (in der „Kultur der Gegenwart“) steht, so erscheint es doch hier in anderem Zusammenhange und gibt einen starken Eindruck davon, wie natürlich und un-gezwungen der von Becher vertretene kritische

Realismus allen wissenschaftlichen Tatbeständen gerecht wird. Im einzelnen hätte Ref. freilich einige Bedenken, vor allem in betreff des Kausalbegriffs, aber die gehören nicht hierher. In einem kurzen Schlußkapitel zeigt der Verfasser noch, daß auf Grund der von ihm vertretenen Auffassung sich auch für die vielgeschmähte „Metaphysik“ eine sinnvolle Aufgabenstellung ergibt.

*Bevink.*

**Elemente der Relativitätstheorie.** (Kinematik und Dynamik des eindimensionalen Raumes). Von Dr. P. GRUNER, Prof. d. theor. Phys. a. d. Univ. Bern. 80 S. Paul Haupt, Akad. Buchhandlung, Bern 1922. M. 28.—

Unter den Klagen über die Schwierigkeiten der Relativitätstheorie steht die über ihre Unanschaulichkeit obenan. Da war es glücklicher Gedanke des Verf. — und insofern füllt das Heft doch eine „Lücke“ aus, — durch Beschränkung auf eine Raumdimension und unter Verwendung der Minkowskischen Überlegungen die Ergebnisse der Theorie anschaulich darzustellen. G. wählt als Zeitvariable  $ct$  und nicht  $ict$  und muß daher schiefwinklige Koordinaten benutzen. Aber sein Ziel wird vollkommen erreicht: höchst einfach gestaltet sich die Ableitung der Lorentz-Transformation (Drehung des Koordinatensystems), leicht sind die Verzerrungen der Raum- und Zeitmaße an den verschiedenfarbig gezeichneten Figuren abzulesen! Auf dem von PLANCK beschrittenen Wege über das Prinzip der kleinsten Wirkung wird dann die Dynamik des Punktes entwickelt und der Energie-Impuls-Tensor eingeführt. — Der 2. Teil behandelt die allgem. R.-Th. Natürlich ist hier das meiste mathematisch nur angedeutet, aber man findet doch den Nachweis, daß die Einsteinschen Grundgleichungen in erster Annäherung die Newtonsche Theorie ergeben, und die Formel für die Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Entfernung beim kugelsymmetrischen Gravitationsfeld. Hervorzuheben sind besonders die Darstellung der Überlegungen, die zur Aufstellung der beiden Einsteinschen Grundgesetze der Gravitation führen, und der Versuch, die eigenartige Raum-Zeit-Messung der A. R.-Th. physikalisch verständlich zu machen. Man sieht, was die Zurückführung aller Messungen auf räumliche und zeitliche Koinzidenzen bedeuten soll, — aber man kann nicht zugeben, daß erkenntnistheoretisch der Sinn jener Messungen damit erschöpft ist. Der von A. Höfler gegen Mach erhobene Einwand bleibt bestehen: der Ausschlag des Galvanometers ist nicht die Stromstärke! — Doch es war ja nicht der Zweck des Buches, philosophisch zu sein. Die mathematisch-physikalischen Verhältnisse sind um so besser und klarer dargestellt!

*Sellien.*

**Einsteins Relativitätstheorie** und ihre Stellung im System der Gesamterfahrung. Von Dr. KARL BOLLERT. 70 S. Th. Steinkopff, Dresden und Leipzig. 1921. M. 12.—

Nach einer kurzen mathematischen Einleitung in die Relativitätstheorie, bei der die Rechnungen der allgemeinen Relativitätstheorie für den Fall einer einzigen Zentralsonne mit ganz einfachen Mitteln durchgeführt werden, so daß man die Lichtstrahlenkrümmung und die Rotverschiebung formelmäßig erhält, wendet sich Bollert zu den philosophischen Überlegungen, die im wesentlichen am kritischen Idealismus der Marburger Kantschule (speziell an Cassirer) orientiert sind. Das Problem der Realität wird erörtert und gezeigt, wie die Relativitätstheorie sich in das „System der Objektivationsstufen“, in die der genannte Idealismus den Erkenntnisprozeß auflöst, einordnet. Mit Notwendigkeit muß eine immer weitergehende „Loslösung vom Anthropomorphismus“ eintreten, um eine immer größere Allgemeinheit der Erkenntnis zu erreichen, um allen Zusammenhängen gerecht zu werden, — wenn auch in der konkreten Messung die anschaulichen Momente ihre Stellung behalten. So haben die Weltparameter der allgemeinen Relativitätstheorie keine anschauliche Bedeutung mehr — aber im Unendlichkleinen muß ihre Zurückführung auf die anschaulichen Raum- und Zeitgrößen möglich sein, muß die Euklidische Geometrie gelten. In diesem Sinn sind die reinen Anschauungsformen „die logischen Grundlagen jeder Bestimmbarkeit der Erfahrung überhaupt und sind nicht selbst Erfahrungen“ (S. 62). — Nicht Kants Erkenntnistheorie also, sondern Newtons Physik ist durch die Relativitätstheorie abgelöst bzw. widerlegt: ein Resultat, zu dem im wesentlichen alle Kritiker der Relativitätstheorie gekommen sind, die von Kant aus zu ihr Stellung genommen haben.

*Sellien.*

**Wo irrt und was übersieht Einstein?** Von Prof. F. KAROLLUS (Brünn). 20 S. Brünn, C. Winiker, 1921.

Die kleine Schrift wendet sich gegen Einsteins Verbindung des Rel.-Prinzips mit dem der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Karollus erklärt den Michelsonschen Versuch mit Hilfe des Satzes, daß die Relativgeschwindigkeit des Lichtes bei der Reflexion erhalten bleibt, benutzt also einen für die Emissionstheorie des Lichtes gültigen Satz und fordert seine experimentelle Bestätigung. Das kommt im wesentlichen auf die Ritzsche Theorie hinaus, die der Lorentzschon gegenüber eine Rolle gespielt hat. Hier bietet der Michelsonsche Versuch keine Schwierigkeiten.

S.

**Moderne Magnetik.** Von FELIX AUERBACH  
Mit 167 Abb. Leipzig 1921. Johann Ambrosius  
Barth. 304 S. M. 48.—, geb. M. 55.—.

Es war unzweifelhaft ein glücklicher Gedanke des Verfassers, gleichzeitig mit der umfassenden Darstellung im großen von Grätz herausgegebenen Handbuch denselben Gegenstand auch in einer Auswahl und Form zu behandeln, die ihn weiteren Kreisen zugänglich macht. Wesentliche Teile der Magnetik waren bis vor kurzem so wenig geklärt, daß das Durcharbeiten der überaus reichen Literatur eine höchst undankbare Aufgabe war. Die praktischen Anwendungen des Magnetismus in der Elektrotechnik richteten die Aufmerksamkeit auf ganz andere Fragen als die, denen frühere Forscher sich zugewendet hatten, man kann sagen auf Erscheinungen, denen die früheren Forscher absichtlich aus dem Wege gegangen waren. Erst in den letzten Jahrzehnten sind wesentliche Fortschritte in der Entwirrung der durch Nachwirkungserscheinungen so unübersichtlichen Vorgänge in den ferromagnetischen Stoffen gemacht worden, und nur Wenige, deren Ausdauer im sichtenden Lesen der nicht selten einander widersprechenden Veröffentlichungen nicht erlahmte, konnten sich ein leidlich klares Bild machen. Von hier bis zur übersichtlichen Darstellung ist noch ein weiter Schritt, für den die Leser dieses Buches dem Verfasser nur dankbar sein können.

W. Vn.

**Leitfaden der geometrischen Optik und ihrer Anwendung auf die optischen Instrumente** von Prof. Dr. P. GRUNER. 148 S. 93 Abb. 1921. Bern. Paul Haupt. M. 24.—.

Das Buch will in kurzem, übersichtlichem Auszug darstellen, was die ausführlichen Lehrbücher, z. B. Czapski, in einer für den Anfänger schwer zu bewältigenden Form und Fülle geben. Sicher bietet es dadurch dem Studierenden eine wertvolle Hilfe. Nicht überall folgt Gruner den von ihm benannten Führern, bisweilen geht er auch andere Wege. So schaltet er erfreulicherweise die ganze Herleitung der Kollineationslehre aus. Die Begründung hierfür hätte kräftiger ausgesprochen werden sollen. Sie steht auf Seite 15 unten in kleiner Schrift und wird leider unwirksam gemacht durch die Überschrift des nachfolgenden Kapitels: „Paraxiale Strahlen (Kollineare Abbildung)“. Diese Gleichsetzung ist zu beanstanden! Die Kollineationslehre nimmt in einer physikalisch nicht zu rechtfertigenden Weise die Projektion des Strahles auf die Achse als das entscheidende Maß der Lichtausbreitung, sie gründet sich damit auf den Tangens, statt auf den Sinus, der allein zu physikalischen Tatsachen in Beziehung steht, sie definiert die Brennweite falsch und ist, physikalisch betrachtet, ein

Irrweg. Es ist auch keine hinreichende Rechtfertigung der Kollineationslehre, wenn sie bei Beschränkung auf das paraxiale Gebiet richtige Formeln gibt, denn sie gewinnt dieselben auf einem physikalisch nicht zu rechtfertigenden Umwege. Dagegen erhält die ältere Gaussische Optik dieselben Formeln auf einem physikalisch einwandfreien Wege durch die unter den gegebenen Beschränkungen erlaubte Rechenhilfe der Gleichsetzung des Sinus mit dem Tangens sehr kleiner Winkel. Eine kräftige Absage an die Kollineationslehre ist also durchaus am Platze.

Auf Seite 132 wird versehentlich dem Galileifernrohr ein großes Gesichtsfeld zugesprochen. Die Schraffierung der Linsenquerschnitte ist nicht gut. Die übliche Bezeichnung der Glasart durch die Schraffenlage hätte beibehalten werden sollen.

Das Buch ist als Einführung in die geometrische Optik zu empfehlen und bereitet gut für das Studium der größeren Bücher über den Gegenstand vor.

W. Vn.

**Sehen und Messen.** Von ALFRED HAY. 95 S. 38 Abb. 1921. Leipzig u. Wien. Franz Deuticke. Kr. 48.—, M. 10.—.

Das Büchlein, dessen Titel nicht sehr bezeichnend für den Inhalt ist, verfolgt das Ziel, der Photogrammetrie Freunde zu werben. Zu dem Zweck sucht Verfasser Angaben über einige neuere Instrumente und Methoden, die aus Büchern und Zeitschriften ausgezogen sind, zu einem geschlossenen Bild der Arbeitsweise und Leistungsfähigkeit der Photogrammetrie zu gestalten. Der Stil ist nicht immer sehr ansprechend, die mathematischen Ableitungen sind knapp gehalten. Die ersten 37 Seiten behandeln das Einzelbild, wobei kurz auf die Besonderheiten des Fliegerbildes hingewiesen wird. Der Rest des Buches ist dem stereoskopischen Bilde gewidmet, dessen überragender Wert immer noch nicht genügend gewürdigt wird.

W. Vn.

**Die Grundlagen praktischer Leibesübungen.** Von Oberlehrer BRUNO MAHLER. Mit 59 Fig. Leipzig. Theod. Thomas 1920. VIII u. 121 S. M. 7.—, geb. M. 10.—.

Das Buch ist dem Deutschen Reichsausschuß für Leibesübungen zur Eröffnung der ersten Deutschen Hochschule für Leibesübungen gewidmet und bezweckt, durch wissenschaftliche, physikalische Zergliederung auch einfacher Bewegungen, eine Steigerung des Erfolges zu ermöglichen. Zur Kennzeichnung seien aus der Fülle des mit großem Fleiß zusammengetragenen Stoffes einige Kapitel genannt: Bestimmung des Druckes auf die Unterstützungsflächen bei turnerischen Stellungen mit Hilfe des Momentansatzes, Akkommodation der Augen bei Ausübung der Leibesübungen, Reaktionszeit bei Zeitmessungen, Wanderungspläne unter Berücksichtigung der

Beleuchtung in der Natur, Bestimmung der Südrichtung mit der Uhr, der Schnellauf, Einfluß des Luftwiderstandes, gleichwertiges Maß für die verschiedenen volkstümlichen Übungen. Wenn auch der Stoff in erster Linie den Turnlehrer angeht, so wird doch auch der Physiklehrer daran Interesse nehmen und es gern sehen, wenn das Büchlein dem Schüler der Oberstufe zugänglich gemacht wird.

*Kisse.*

**Kosmische Wettertheorie** nach der Apex-Grundlage von Gymn.-Prof. MATTHIAS GAUTSCH in Anwendung auf die Monate Juni Juli bearbeitet von Dr. FRANZ GÖSCHL. VIII u. 34 S. Verlagsbuchhandlung „Styria“ Graz—Wien. 1920. M. 6,—.

Die Theorie will die bekannten irdischen Wetterfaktoren nicht in Abrede stellen, sondern nur einige Lücken ausfüllen. Ihr Grundgedanke ist folgender: Die Erde fängt auf ihrer gemeinsamen Wanderung mit der Sonne nach dem Apex (Zielpunkt) kosmischen Staub auf, der z. T. die zur Wolkenbildung nötigen Kondensationskerne liefert. Dabei kommt es zunächst darauf an, ob die Sonne oder die Erde voraneilt; in dessen soll auch die Stellung der Planeten und des Mondes für die Menge der aufgefangenen Materie maßgebend sein. Die Hauptstütze der Theorie erblickt der Verfasser in der Beobachtung, daß an bestimmten, sich aus der Theorie ergebenden Terminen sich sog. Einstrahlungswolken bilden, deren Streifungsrichtung von der jeweiligen Stellung des Apex abhängt. Die Theorie erklärt ferner, warum in den Jahren 1916—1918 die Sommermonate feucht, im Jahre 1911 dagegen sehr trocken waren. 19 Figuren erläutern den Text.

*Kisse.*

**Das Fliegen**, eine gemeinfächliche Darstellung des Flugwesens von ALEX. BRAUN, Prof. a. d. Technischen Hochschule in Stuttgart. Mit 12 Abbildungen. (Illustrierte Taschenbücher für die Jugend.) Herausgegeben von der Redaktion des guten Kameraden, Stuttgart, Berlin, Leipzig, Union deutsche Verlagsgesellschaft. 168 S.

Das Büchlein ist für die Jugend geschrieben und soll bei ihr Liebe und Verständnis für die Flugtechnik wachhalten. Mit Recht vermeidet daher der Verfasser trockene theoretische Darlegungen und knüpft überall an die Anschauung und die Erfahrung des täglichen Lebens an. Daß er damit in manchen Fällen nur eine ungefähre Vorstellung erweckt, weiß er selbst sehr wohl und soll ihm auch nicht zum Vorwurf gemacht werden. Der Referent empfiehlt das Büchlein seinen Amtsgenossen zur Einreihung in die Schülerbüchereien der Tertia und Sekunda sowie zu Geschenkszwecken.

*Kisse.*

**Die geschichtliche Entwicklung der Chemie** von Dr. EDUARD FÄRBER. Mit 4 Tafeln.

Berlin, Julius Springer, 1921. XI und 312 S. M. 78.—, geb. M. 90.—.

Fast acht Jahrzehnte sind verflossen, seit Hermann Kopps klassische „Geschichte der Chemie“ erschienen ist. Ihr folgte im Jahre 1889 Ernst v. Meyers kürzere, aber ebenfalls treffliche „Geschichte der Chemie von den ältesten Zeiten bis zur Gegenwart“. Seither ist unsere Kenntnis auf diesem Gebiete durch biographisches Material, Monographien und Einzel-Darstellungen — erinnert sei nur an Edmund O. von Lippmanns umfassendes Werk über die Alchemie (*ds. Zeitschr.* 33, 77) — wesentlich gefördert worden. Von einer neuen Geschichte der Chemie ist daher nicht nur zu verlangen, daß sie die so sehr bedeutsamen Strömungen und Ergebnisse der letzten Jahrzehnte berücksichtigt, sondern auch, daß sie die tiefere Einsicht für die ältere Zeit, die wir inzwischen gewonnen haben, verwertet. Beiden Aufgaben ist der Verfasser gerecht geworden. Ihm lag aber noch ein anderes Ziel am Herzen. Er wollte im Gegensatz zu seinen Vorgängern, die die Entwicklung im wesentlichen realistisch aufgefaßt haben, sie mehr von einem idealistisch-philosophischen Standpunkt aus darstellen. Hierüber spricht er sich — allerdings nicht mit voller Klarheit — in der Einleitung aus. Jedenfalls ist seine Absicht, um es mit möglichst schlichten Worten zu sagen, die leitenden Ideen und inneren Zusammenhänge aufzuhellen und dagegen die Aneinanderreihung von Tatsachen sowie biographische und Literaturangaben möglichst einzuschränken. Im Zusammenhang mit dieser Tendenz steht die Neigung des Verfassers, die Darstellung an geeigneten Stellen zu unterbrechen und seine erkenntnistheoretischen Grundanschauungen zu Worte kommen zu lassen. Mancher Leser wird derartige Betrachtungen als störend empfinden und sagen, daß beispielsweise eine an Schellingsche Naturphilosophie erinnernde Erörterung über den „Ausgangspunkt aller Wissensbildung“, nicht in eine Geschichte der Chemie gehöre. Aber es ist zuzugeben, daß eine philosophische Grundstimmung in dem Buche lebt. Man verfolge beispielsweise durch die verschiedenen Zeitalter die Analyse der Begriffe Stoff und Qualität, die der Verfasser für „eines der ganz großen Themen einer geschichtlichen Betrachtung der chemischen Erkenntnis“ erklärt. Hier ergibt sich, daß in den Anfängen die Elemente nichts sind als die Prinzipien, die einer einzigen beobachteten Erscheinungsart zugrunde gelegt werden — der Schwefel für das Farbegebende, Merkur für das metallisch Flüchtige usw. —, daß diese Auffassung sehr allmählich schwindet, aber später im Phlogiston, dem Prinzip des Verbrennlichen, neu auflebt, und daß schließlich heutzutage die Elemente und die

Stoffe überhaupt „Komplexe von Eigenschaften“ darstellen, die durch ihr gesamtes Verhalten ihre Eigenart bewahren müssen.

Nach dieser Charakterisierung des Standpunktes des Verfassers seien noch einige Einzelheiten erwähnt. Was die Einteilung des Stoffs betrifft, so ergeben sich, wenigstens in den Unterabteilungen, die üblichen Abschnitte (Alchemie, Jatrochemie usw.). Den Schluß bilden die „Entwickelungen in den letzten Jahrzehnten“, wo mit weisem Maßhalten die Grundlinien der neuen Untersuchungen über Edelgase, Lösungen, Radioaktivität usw. klar und übersichtlich gezeichnet sind. Die angewandte Chemie ist ausgeschlossen, ebenso fehlen — wie schon angedeutet wurde —

kurze Zusammenfassungen der Lebensverhältnisse und Leistungen der einzelnen Forscher, wie sie E. v. Meyer in sehr übersichtlicher Weise bringt. Aus diesem Mangel erwächst dem Verfasser kein Vorwurf; er sei nur erwähnt, um zu zeigen, daß neben dieser neuen Geschichte der Chemie auch die älteren Darstellungen ihren Wert behalten. Von Irrtümern, die das Buch enthält, sei nur erwähnt, daß Torbern Bergman, dessen Anregungen bekanntlich in Goethes Wahlverwandtschaften fortleben, nicht mit doppeltem *n* geschrieben wird. — Möge das gedankenreiche Werk, dessen äußere Ausstattung gleichfalls zu loben ist, in den Kreisen unserer Fachgenossen die gebührende Beachtung finden. *J. Schiff.*

### Korrespondenz.

**Stereoskopisches Sehen ohne Betrachtungsapparat.** Zu der unter dieser Überschrift im 6. Heft d. vor. Jg. S. 271 wiedergegebenen Mitteilung von K. GENTIL bemerkt Herr St. R. W. Horn in Ohligs folgendes:

Im allgemeinen richtet sich die Akkommodation des Auges nach der Lage des Konvergenzpunktes der Augenachsen. Die Krümmung der vorderen Linsenfläche paßt sich immer der Entfernung dieses Konvergenzpunktes an. Daß aber die Akkommodation auch unabhängig von der Konvergenz der Augenachsen arbeitet, daß das Auge sich Entfernungen anpaßt, die größer oder kleiner als die Entfernung des Konvergenzpunktes sind, zeigt uns das stereoskopische Sehen ohne Betrachtungsapparat. Der Konvergenzpunkt, also das scheinbar räumliche Bild liegt vor bzw. hinter der Zeichnungsebene; das Auge aber muß auf die Entfernung der Zeichnung akkommodieren. Diese anormale Akkommodationstätigkeit ist wohl auch der Grund für die Schwierigkeit, die viele Personen bei der Ausführung dieser Augenkunststücke haben. Es gelingt wohl beim ersten Versuch, die Augenachsen so zu richten, daß sich die Bilder decken. Weil aber die Akkommodation sich zunächst nach der Entfernung des Schnittpunktes der Augenachsen richtet, ist das räumliche Bild nicht scharf, die Täuschung also nicht vollkommen, und deshalb faßt die Psyche das scheinbare Bild noch nicht räumlich auf. Dann kommt plötzlich ein Moment, wo die Akkommodation sich ändert; das Auge akkommodiert ohne Änderung der Konvergenz auf die Entfernung der Zeichnung, das Bild wird scharf und die Täuschung vollkommen; die Psyche faßt bei anormaler Akkommodation die sich deckenden Bilder als räumliches Bild auf.

**Aufnahme funkentelegraphischer Wellen.** Die Mitteilung in Heft II S. 103 ist nach den Annalen der Hydrographie 1922 Nr. II (Heraus-

geg. von der Seewarte in Hamburg) dahin zu ergänzen, daß das Nauener Zeitsignal mit gedämpfter Welle immer noch gegeben wird, aber auf  $\lambda = 3100$  m und gleichzeitig ungedämpft auf  $\lambda = 12600$  m. Das letztere ist natürlich nicht mit Detektor aufnehmbar.

In der ebenda gemachten Angabe über das Signal des Eiffelturms ist Z. 6 v. u. ein Druckfehler zu berichtigen. Statt *m* (—) muß *t* (—) stehen.

**Die staatliche Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht** (Berlin W. 35, Potsdamer Straße 120) steht im Begriff, eine neue Auflage ihres Musterverzeichnisses von Einrichtungen und Lehrmitteln für den physikalischen Unterricht herauszugeben. Sie bittet alle Vertreter dieses Faches, ihr zur Neubearbeitung etwaige Ausstellungen, Vorschläge und Wünsche mitzuteilen.

Gleichzeitig wird darauf hingewiesen, daß die Musterverzeichnisse für den chemischen, mineralogisch-geologischen und naturwissenschaftlichen Unterricht noch in diesem Jahr erscheinen sollen. Auch das mathematische Verzeichnis steht nahe vor seiner Vollendung.

Der Schulrat und Professor an der Lehrerbildungsanstalt in Wien, KONRAD KRAUS, ist am 2. März 1922 im 72. Lebensjahr verstorben. Um den Unterricht hat er sich besonders durch sein „Experimentierbuch“ verdient gemacht (vgl. *ds. Zeitschr.* 21, 207; 24, 253). Nicht mindere Anerkennung hat sich seine „Methodik der Naturlehre“ (vgl. *diese Zeitschr.* 23, 374) erworben. Von seinen Lehrbüchern ist der „Grundriß der Chemie für Lehrerseminarien“ in neuer Bearbeitung durch H. Böttger auch in reichsdeutschen Anstalten eingeführt worden. Unter seinen Schülern haben sich J. Deisinger, H. Kaller und der verstorbene Sigmund Kraus auch als Mitarbeiter dieser Zeitschrift betätigt. *J. K.*

### Himmelserscheinungen im Juli und August 1922.

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

MEZ	Juli						August						
0 <sup>h</sup>	4	9	14	19	24	29	3	8	13	18	23	28	
♀	AR	5 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	5.41	6.1	6.29	7.50	7.47	8.31	9.14	9.53	10.29	1.11	12.31
	D	19 <sup>o</sup>	20	21	22	23	22	20	18	15	11	7	4
+	AR	9 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	9.43	10.5	10.27	10.49	11.10	11.30	11.51	12.10	12.30	12.50	13.9
	D	17 <sup>o</sup>	13	13	11	9	6	4	1	1	4	6	9
☉	AR	6 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup>	7.9	7.30	7.50	8.10	8.30	8.49	9.8	9.27	9.46	10.5	10.23
	D	23,0 <sup>o</sup>	22,5	21,9	21,1	20,1	19,0	17,8	16,5	15,0	13,5	11,8	10,1
♁	AR	16 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup>	16.38	16.36	16.36	16.37	16.40.	16.44	16.50	16.56	17.4	17.13	17.23
	D	- 26 <sup>o</sup>	- 26	- 26	- 26	- 26	- 25	- 26	- 26	- 26	- 27	- 27	- 27
♃	AR		12 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup>		12.44		12.49		12.54		13.0		13.7
	D		- 3 <sup>o</sup>		- 3		- 4		- 5		- 5		- 6
♅	AR			12 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup>					12.19				12.26
	D			1 <sup>o</sup>					0				0

Δ = Sternzeit - mittl. ☉ Zeit für Mer. v. Stargard; Zeitgl. = mittl. ☉ Zeit - wahre ☉ Zeit.

Δ	6 <sup>h</sup>	7.	7.	7.	8.	8.	8.	9.	9.	9.	10.	10.
	44 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup>	4.26	24.9	43.52	3.35	23.17	43.0	2.43	22.26	42.8	1.51	21.34
Zeitgl.	-3 <sup>m</sup> 57 <sup>s</sup>	-4.48	-5.29	-5.59	-6.16	-6.19	-6.1	-5.37	-4.54	+3.58	-2.49	-1.29

Breite von Berlin. Je 5. Aufgang und folgender Untergang des oberen ☉-Randes. Ortszeit.

☉ Aufg.	3 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup>	3.47	3.53	3.59	4.6	4.13	4.21	4.30	4.38	4.45	4.54	5.2
☉ Unterg.	20 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup>	20.22	20.17	20.13	20.6	19.58	19.50	19.40	19.21	19.21	19.10	18.59

Breite von Berlin. Je 5. Aufgang und folgender Untergang des oberen ☾-Randes. Ortszeit.

Juli	☾ Aufgang	0 <sup>d</sup> 23 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	6. 5.38	11. 9.12	16.11. 8	21.14. 4	26.20. 3
	☾ Untergang	1 <sup>d</sup> 11 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup>	6.14.35	11.19.33	17. 0.50	22. 6. 3	27. 9.18
Aug.	☾ Aufgang	1 <sup>d</sup> 2 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup>	6. 6.43	11. 8.51	16.11. 9	21.16.15	26.23. 0
	☾ Untergang	1 <sup>d</sup> 11 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup>	6.16.19	11.21.34	17. 2.49	22. 6.45	27. 9.18

Mondphasen MEZ	Neumond		Erstes Viertel		Vollmond		Letztes Viertel	
			Juli 1 <sup>d</sup> 23 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup>		Juli 9. 4. 7		Juli 17. 6.11	
	Juli	24 <sup>d</sup> 13 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup>	Juli 31. 5. 22	Aug. 7.13.19	Aug. 15.21.46			
	Aug. 22 <sup>d</sup> 21 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup>	Aug. 29. 12. 55	Sept. 6. 8. 47					

Der Mond tritt zu folgenden Zeiten (MEZ) in die abgerundeten Sternbilder des Tierkreises.

Sternbild	W	S	Z	K	L	J	Wg	Sp	Sz	Sb	Ws	Fs
Länge	25 <sup>o</sup>	55 <sup>o</sup>	85 <sup>o</sup>	115 <sup>o</sup>	145 <sup>o</sup>	175 <sup>o</sup>	205 <sup>o</sup>	235 <sup>o</sup>	265 <sup>o</sup>	295 <sup>o</sup>	325 <sup>o</sup>	355 <sup>o</sup>
Juli	17,3	19,8	22,0	24,2	26,2	28,2	30,4	1,5	3,8	6,2	8,7	11,1
Aug.	13,7	16,2	18,4	20,6	22,6	24,6	26,6	28,7	31,0	2,4		

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

♀	Tag	♀ Abendstern nachm.		♂ (Sp) nachm. vorm. nachm.		♃ (Jungfrau) nachm. vorm. nachm.		♅ (Jungfrau) nachm. nachm.	
unsichtbar	Juni 29	D <sub>a</sub> 9,4 <sup>h</sup>	U 10,4	D <sub>a</sub> 10,3	U 1,8 <sup>v</sup>	D <sub>a</sub> 10,1	U 0,0 <sup>v</sup>	D <sub>a</sub> 10,3	U 11,9
A = Aufgang,	Juli 19	D <sub>a</sub> 9,0 <sup>h</sup>	U 9,8	D <sub>a</sub> 9,9	U 0,3 <sup>v</sup>	D <sub>a</sub> 9,7	U 10 <sup>n</sup>	D <sub>a</sub> 9,9	U 10,6
U = Untergang,	Aug. 8	D <sub>a</sub> 8,4 <sup>h</sup>	U 9,0	D <sub>a</sub> 9,1	U 11,2 <sup>n</sup>	D <sub>a</sub> 8,9	U 9,5 <sup>n</sup>	D <sub>a</sub> 9,1	U 9,3
D <sub>a</sub> = Abenddämm.,	28	D <sub>a</sub> 7,6 <sup>h</sup>	U 8,1	D <sub>a</sub> 8,2	U 10,4 <sup>n</sup>	D <sub>a</sub> 8,1	U 8,3 <sup>n</sup>	(Ag 19; 8,6)	
D <sub>m</sub> = Morgendämm.	Spt. 17	D <sub>a</sub> 6,8 <sup>h</sup>	U 7,2	D <sub>a</sub> 7,3	U 9,8 <sup>n</sup>	(Sp 7; 7,0)			

Verfinsterungen der Jupiter-Monde (MEZ). Nachmittags-Stunden. E = Eintritt in den Schatten. A = Austritt.

Juli 12; 10<sup>h</sup> 9<sup>m</sup> E III

Juli 14; 10<sup>h</sup> 26<sup>m</sup> A I

M. Koppe.

Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagshandlung gestattet.