

Ein Demonstrations-Kathodenstrahl-Oszillograph.

Von Manfred von Ardenne in Berlin-Lichterfelde.

Um in einem größeren Kreise Schwingungsvorgänge deutlich zu veranschaulichen, ist eine Mindestgröße des vorzuführenden Bildes notwendig, damit es auch in seinen Einzelheiten allen erkennbar bleibt. Diese Mindestgröße liegt bei den Abmessungen üblicher Hörsäle für physikalische Experimentalvorlesungen bei Formaten von $\frac{1}{4}$ bis 1 qm Flächeninhalt. Die Erzeugung von Schwingungsfiguren ausreichender Helligkeit und in den erwähnten Formaten gelang bisher nur unter Anwendung mechanischer Oszillographen mit relativ großen Spiegeln und Systemen. Da die Eigenschwingung mechanischer Demonstrationsoszillographen in der Regel kaum wesentlich höher als 1000 Hertz lag, ließen sich nur solche niederfrequenten Vorgänge naturgetreu demonstrieren, in denen keine Frequenzkomponenten über 1000 Hertz vorkamen. Bei dem geschilderten Stande wird daher ein neuer, vom Verfasser entwickelter Demonstrationsoszillograph, der mit BRAUNscher Röhre arbeitet und daher die Demonstration aller niederfrequenter und vieler hochfrequenter Vorgänge gestattet, Interesse begegnen.

Der rationellste und sicherste Weg, um mit BRAUNschen Röhren Figuren der oben erwähnten Größe entstehen zu lassen, besteht darin, die Fluoreszenzschirmbilder in entsprechender Vergrößerung optisch auf einem Projektionsschirm abzubilden. Die Schreibfleckhelligkeit ist bei üblichen Röhren auch bei Anwendung von Anodenspannungen von 2000 bis 3000 V gerade noch nicht ausreichend, um eine Vergrößerung auf die genannten Formate zuzulassen. Eine befriedigende Projektion von Fluoreszenzschirmbildern auf die genannten Formate kann erst durchgeführt werden, wenn Kathodenstrahlanordnungen zur Verfügung stehen, deren Schreibfleckhelligkeit um etwa 1 Größenordnung höher liegt als bei den bisher gegebenen Einheiten und ferner eine Projektionsoptik extrem hoher Lichtstärke Anwendung findet.

Eine neue Kathodenstrahlröhre mit stark verbessertem Wirkungsgrad.

Die Verhältnisse bei der Gaskonzentration sowie praktische und wirtschaftliche Gesichtspunkte lassen die Anwendung von Anodenspannungen über 3000 bis 4000 V als unzweckmäßig erscheinen. Auch die Steigerung des von der Kathode abgehenden Elektronenstromes stößt auf erhebliche Schwierigkeiten, solange die heute üblichen einfachen Elektrodensysteme beibehalten bleiben sollen. Die für die Projektion erforderliche Zunahme der Fleckhelligkeit kann daher nur schwer und kaum auf rationelle Weise durch Steigerung des Anodenstroms und der Anodenspannung, d. h. der Anodenruheleistung Braunschauer Röhren erreicht werden. Unter Beibehaltung üblicher Anodenruheleistungen von $\frac{1}{2}$ bis 1 Watt ist die erforderliche Helligkeitssteigerung um eine Größenordnung durch eine entsprechende Verbesserung des Röhrenwirkungsgrades gelungen.

Der Wirkungsgrad Braunschauer Röhren ist gegeben durch das Verhältnis der gesamten nach der Betrachtungsseite abgestrahlten Lichtmenge zur Anodenruheleistung. Er wird verringert

1. durch Verluste im Strahlstrom,
2. durch Geschwindigkeitsverluste der Strahlelektronen,

3. durch Verluste bei der Umwandlung der kinetischen Energie des Strahles in Lichtenergie.

Die Ergebnisse der Untersuchung der drei Verlustquellen seien im folgenden kurz mitgeteilt.

Zu 1. Die Bestimmung des wirksamen Strahlstromes am Fluoreszenzschirm kann bekanntlich durch eine kleine Faraday-Käfiganordnung oder durch analoge mit Glas abgeschirmte Fangelektroden erfolgen. Bei gasgefüllten Kathodenstrahlröhren üblicher Dimensionierung beträgt, wie die Messung erkennen läßt, der Strahlstrom an der Schreibstelle nur etwa 30% des gesamten Anodenstromes. Dieser Prozentsatz ist, wie die Messung Fig. 1 zeigt, stark abhängig von der Länge der Elektronenbahn im Gasraum. Die Abnahme des Strahlstromes mit zunehmender Weglänge erklärt sich aus der seitlichen Herausstreue von Elektronen aus dem Strahl, auf die bereits früher hingewiesen wurde¹. Die Streuverluste nehmen mit ansteigender Anodenspannung und sinkendem Gasdruck ab. Auch die Gasart ist von erheblichem Einfluß. Da jedoch

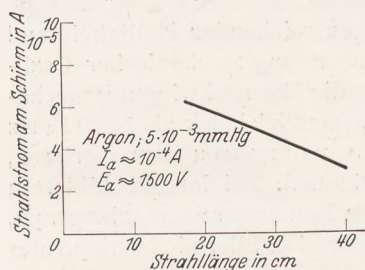


Fig. 1. Strahlstrom am Schirm in Abhängigkeit von der Strahlänge.

zur Verringerung der Stromverluste im Strahl kein anderer Weg, als die Länge der Strahlbahn zu reduzieren. Mit abnehmender Strahlänge nimmt die Ablenkempfindlichkeit, die im allgemeinen in mm/V Ablenkspannung angegeben wird, in nahezu gleichem Maße ab. Zunächst mag es erscheinen, als ob die Empfindlichkeitsabnahme einer Röhrenverkürzung entgegenstehen würde. Dies ist jedoch nicht der Fall. Bei der Projektion oder bei der photographischen Abbildung, wo beliebige Vergrößerungen bzw. Verkleinerungen möglich sind, wird es notwendig, nicht die

absolute Länge, sondern die Länge bezogen auf Fluoreszenzfleckdurchmesser anzugeben. Die Ablenkempfindlichkeit bezogen auf Fluoreszenzfleckdurchmesser sinkt mit abnehmender Strahlänge nicht sehr wesentlich, da der Fluoreszenzfleckdurchmesser gleichzeitig kleinere Werte annimmt. Erst wenn die gesamte Strahlänge nicht mehr groß ist gegenüber der Entfernung Kathode-Ablenkensystem, tritt eine kritische Abnahme der auf den Fleckdurchmesser bezogenen Empfindlichkeit ein. Die Abhängigkeit des Fluoreszenzfleckdurchmessers von der Strahlänge hat man sich so vorzustellen, daß die Abbildung der Kathode bzw. der Raumladung vor der Kathode auf dem Schirm mit zunehmender Strahlänge mit immer stärkerer Vergrößerung erfolgt. Nicht nur mit Rücksicht auf die kleineren Streuverluste im Strahl ist die Verkürzung des Strahlweges zweckmäßig. Bei der geschilderten Sachlage können und müssen Schirme von entsprechend kleinerem Durchmesser zur Anwendung kommen, ohne daß das Fluoreszenzbild unschärfer wird als bei den üblichen Kathodenstrahleinrichtungen. Mit abnehmendem Schirmdurchmesser können Projektionsoptiken von entsprechend kurzer Brennweite benutzt werden. Dies ist wichtig, da Optiken gleicher Lichtstärke nur mit relativ kurzen Brennweiten rationell hergestellt werden können. Auch die handliche Größe des Röhrenkolbens ist als Vorteil zu erwähnen. Neben der schließlich stattfindenden Abnahme der bezogenen Empfindlichkeit und der Bildschärfe ist als weitere Grenze die Abnahme der Lichtausbeute durch Sättigungserscheinungen im Schirm von Bedeutung. Ein vorteilhafter Kompromiß in der Dimensionierung scheint bei dem unten abgebildeten Röhrenmodell gelungen zu sein. Der Strom am Fluoreszenzschirm beträgt bei dem Modell nahezu 60% des gesamten Anodenstromes². Der Wirkungsgrad konnte somit

¹ MANFRED VON ARDENNE: Untersuchungen an BRAUNschen Röhren mit Gasfüllung. Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik 39, H. 1, 22 (1932).

² Der Strahlstrom am Schirm ist bei der unten abgebildeten Röhre und einer Anodenspannung von 1500 V etwa $0,6 \cdot 10^{-4}$ mA. Bei einer Anodenspannung von 3000 V liegt die wirksame Strahlleistung in der Größenordnung von $\frac{1}{10}$ bis $\frac{2}{10}$ Watt.

durch Verkürzung der Baulänge (~ 22 cm Strahlweg) auf etwa den doppelten Betrag gebracht werden.

Zu 2. Der Geschwindigkeitsverlust, den die Elektronen in der Röhre üblicher Bauart mit nicht abgeleiteten Fluoreszenzschirmen erfahren, liegt in der Größenordnung von 100 bis 150 V. Er wird bei der unten besprochenen Röhre dadurch beseitigt, daß ein leitender und mit der Anode verbundener Fluoreszenzschirm benutzt wird. Bei Anodenspannungen von einigen 1000 V bedeutet die Beseitigung des Geschwindigkeitsverlustes allerdings nur eine weitere Wirkungsgradverbesserung der Größenordnung 5%.

Zu 3. Der Leuchtschirmwirkungsgrad hängt von den Eigenschaften der Leuchtsubstanz sowie von den optischen Verhältnissen der Leuchtschirmanordnung ab. Soweit die Röhre für Projektionszwecke gedacht ist, kommt bei dem unten abgebildeten Modell eine Substanz zur Anwendung, deren spektrales Maximum für die visuelle Betrachtung günstig liegt und dessen Wirkungsgrad, insbesondere für Elektronengeschwindigkeiten von einigen 1000 Volt, ziemlich hohe Werte aufweist. Es ist das gleiche Material beibehalten, das bei den üblichen Röhren Anwendung findet. Wenn trotzdem der Fluoreszenzschirmwirkungsgrad das Drei- bis Vierfache des Wirkungsgrades der durchscheinenden und in den Kolbenboden eingebrannten

Fluoreszenzschirme aufweist, so ist das auf Unterschiede in der optischen Anordnung des Schirmes zurückzuführen.

Bei den Röhren mit durchscheinenden Schirmen bestehen folgende Verlustquellen:

a) Die Lichtenergie muß sich auf zwei Seiten verteilen, und es können daher nur dünne Fluoreszenzschichten zur Anwendung kommen.

b) Gerade die dem Elektronenstrahl

zugekehrte Seite des Materials, die heller leuchtet, ist von dem Beobachter abgekehrt.

c) Ein erheblicher Prozentsatz des Lichtes gelangt nicht an die Außenseite. Es wird durch Totalreflektion an der äußeren Grenzfläche Gas-Luft total zurückreflektiert und führt zur Bildung eines störenden Lichthofes¹.

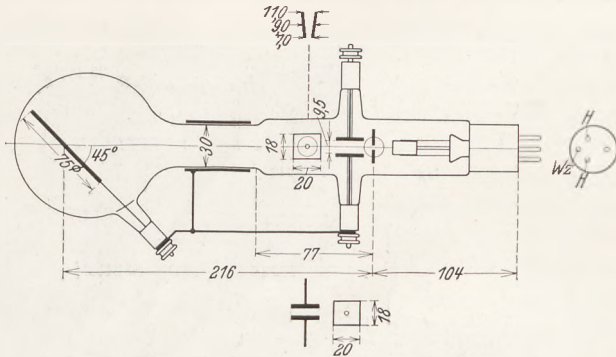


Fig. 2. Die Dimensionierung der Röhre mit stark verbessertem Wirkungsgrad.



Fig. 3. Plattenpaar mit schräg gestellten Platten zur Entzerrung des bei geneigtem Fluoreszenzschirm eintretenden Aufzeichnungsfehlers.

¹ M. VON ARDENNE: Bedeutung und Beseitigung der Lichthofstörung bei Kathodenstrahlröhren. Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik, im Druck; sowie das Buch: Die Kathodenstrahlröhre. Berlin 1933: Verlag Julius Springer. S. 93.

Die aufgezählten Verlust- und Störungsquellen lassen sich vermeiden bei Fluoreszenzschirmen, die nur für die Betrachtung von der dem Strahl zugekehrten Seite eingerichtet sind¹. Um mit lichtstarken Optiken, die geringere Tiefenschärfe aufweisen, die Abbildung zweidimensionaler Fluoreszenzfiguren zu ermöglichen, wird eine Schrägstellung des Schirmes sowie eine besondere Ausgestaltung des Kolbens notwendig. Durch die aus Fig. 2 erkennbare Formgebung und Dimensionierung ist es gelungen, Kombinationen mit Projektionsoptiken extremer Lichtstärke und einer Brennweite von nur 12 cm vorzunehmen, ohne daß der Glaskolben stört und kritische Schlieren aufweist, die bei dem großen Querschnitt des erfaßten Lichtbündels allerdings nur zu

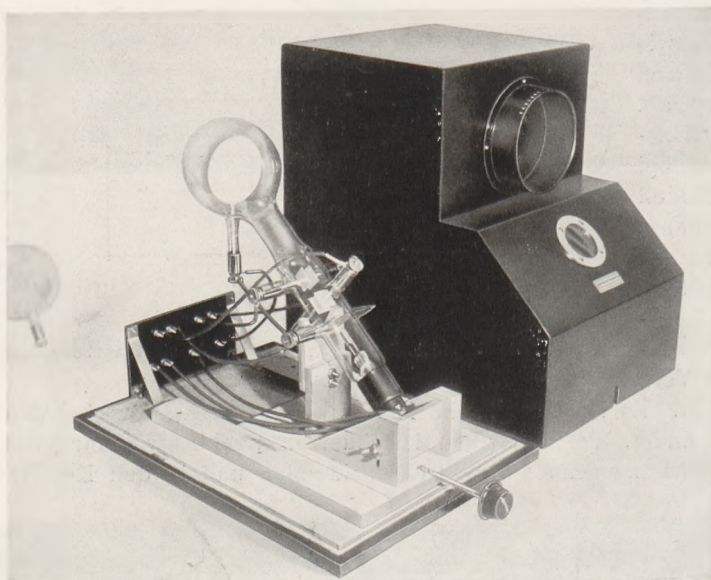


Fig. 4. Anordnung des Demonstrations-Oszillographen mit Projektionsoptik F 1.

einer leichten Verschleierung des Bildes führen können. Die Verzerrungen bei der Aufzeichnung durch den Elektronenstrahl infolge der Schrägstellung des Schirmes sind bei der Röhre dadurch vermieden, daß die Platten des einen Plattenpaares, wie aus der Fig. 3 hervorgeht, schräg gestellt werden. Auf diese Weise ist in Gebieten kleinerer Zeigerlänge eine größere Feldstärke zwischen den Ablenkplatten gegeben und umgekehrt. Die übliche runde Form des Fluoreszenzflecks geht selbstverständlich durch die Schrägstellung des Schirmes in eine ovale Form

über. Um trotzdem den für allgemeine Verwendung zweckmäßigen runden Brennfleck entstehen zu lassen, kommt bei der abgebildeten Röhre eine Kathode zur Anwendung mit ovaler Emissionsfläche, wobei die große Achse des Kathodenovals in Richtung des entzerrenden Plattenpaares in Fig. 3 orientiert ist. Die neue Röhre liefert somit trotz des schräg gestellten Schirmes eine völlig verzerrungsfreie Aufzeichnung und bietet die Möglichkeit verzerrungsfreier optischer Abbildungen. Das Fluoreszenzmaterial ist in ziemlich dicker Schicht auf eine polierte Aluminiumplatte aufgestäubt, durch die auch ein Teil der rückwärtigen Strahlung wieder in Nutzstrahlung umgewandelt wird. Die Fluoreszenzschicht ist jedoch nicht so dick, daß der entstehende Lichthof größer als der Fluoreszenzleck selbst wird. Die Lichtausbeute ist etwa 3 bis 4 mal so groß wie die Ausbeute bei den üblichen in den Kolbenboden eingesinterten Fluoreszenzschirmen und Betrachtung von der Außenseite. Die nutzbare Schreibfleckhelligkeit der abgebildeten Röhre ist somit 6 bis 8 mal so groß wie die entsprechende Helligkeit üblicher längerer Röhren mit durchscheinenden Schirmen.

Anordnung zur Projektion des Fluoreszenzschirmbildes.

Zur Projektion des Fluoreszenzschirmbildes wird die Röhre in der aus Fig. 4 erkennbaren Weise angeordnet. Im Hintergrund ist der Lichtschutzkasten mit der Projektions-

¹ Schirme für Beobachtung von der Vorderseite sind schon seit langem bekannt (z. B. A. WEHNELT und B. DONATH: Photographische Darstellung von Strom- und Spannungskurven mit der BRAUNSCHE Röhre. Wied. Ann. 69, 861 [1899]). Sie konnten sich jedoch wegen der verschiedenen, erst bei der neuen Röhre vermiedenen Verzerrungsursachen bei Niederspannungsröhren bisher nicht durchsetzen.

optik zu erkennen. Die Entfernung der Röhre von der Projektionsoptik kann durch eine einfache Schlittenanordnung innerhalb der erforderlichen Grenzen zum Zwecke der Scharfstellung verstellbar werden. Als Projektionsoptik kommt bei dem abgebildeten Gerät ein aus zwei Linsen bestehendes System mit dem geometrischen Öffnungsverhältnis $F 1$ zur Anwendung. Die auf Anregung des Verfassers durch H. GRAMATZKI von der Astro-Gesellschaft berechnete Optik besitzt gerade die Zeichnungsschärfe, die für die Zwecke der Abbildung von Fluoreszenzbildern erforderlich ist. Durch den Verzicht auf unnötig große Zeichnungsschärfe gelang es, eine Objektivkonstruktion zu finden, die trotz der extremen Lichtstärke auch noch bei der für Projektion erforderlichen Brennweite von 12 cm rationell herstellbar bleibt. Die Optik ist sphärisch, aber nicht chromatisch korrigiert, weil das zur Anwendung kommende Schirmmaterial nur in einem relativ schmalen Spektralbereich emittiert. Wird eine besonders scharfe Abbildung der Fluoreszenzschirmfigur gewünscht, so kann der chromatische Fehler auf einfache Weise weiter dadurch abgeschwächt werden, daß ein handelsüblicher Gelbfilter zwischengeschaltet wird oder daß ein Projektionsschirm zur Anwendung kommt, der in der grünlich-gelben Farbe des Fluoreszenzleuchtens gehalten ist. Der zwischen Schirm und Optik liegende Teil des Glaskolbens läßt sich, wie schon erwähnt, bei der abgebildeten Röhrentype außerordentlich schlierenfrei herstellen. Eine merkliche Verringerung der Abbildungsschärfe tritt durch die zwischengeschaltete Glaswandung nicht ein. Bei der völlig ebenen Form des Fluoreszenzschirmes gelingt mit der sphärisch korrigierten Optik eine scharfe Abbildung bis zu den Randgebieten. Mit einer Anodenspannung von 3000 V kann, wie der Verfasser kürzlich gezeigt hat¹, eine für Demonstrationszwecke völlig ausreichende Helligkeit beliebiger Fluoreszenzschirmbilder bei Formaten von $\frac{1}{4}$ bis 1 qm Flächeninhalt erreicht werden.

Die besprochene Steigerung der Fleckhelligkeit BRAUNSCHE Röhren hat selbstverständlich nicht nur für die Projektion von Kurven, sondern auch für die Anwendung der BRAUNSCHE Röhre für Fernsender und Fernsehempfänger sowie für die photographische Registrierung schnell veränderlicher Vorgänge besondere Bedeutung. Mit einem weiteren herausgebrachten Spezialrohr für die photographische Registrierung schnell verlaufender Vorgänge gelingt es, Schreibgeschwindigkeiten von über 5 km pro Sekunde zu erreichen. Dieses Rohr unterscheidet sich von der in Fig. 3 abgebildeten Röhre durch einen für photographische Zwecke besonders wirksamen, blau leuchtenden Schirm, durch ein größeres Schirmformat (10,5 × 10,5 cm) und etwas geringere Neigung des Schirmes.

Zusammenfassung.

Es wurde über eine BRAUNSCHE Röhrenanordnung für Demonstrationszwecke berichtet, bei der das Fluoreszenzschirmbild auf Formate von $\frac{1}{4}$ bis 1 qm Flächeninhalt projiziert werden kann. Eine ausreichende Helligkeit der Projektion ist erreicht durch eine Wirkungsgradsteigerung der BRAUNSCHE Röhren auf den 6 bis 8fachen Betrag und durch Anwendung einer neuen Projektionsoptik der Lichtstärke $F 1$.

Darstellung von Vorgängen auf Leitungen mit Hilfe von Vektormodellen.

Von S. Issakowitsch-Kosta und H. Krause in Berlin.

Starkstromleitungen, Telegraphen- und Fernsprechleitungen, Hochfrequenzspeiseleitungen, Lecher-Systeme sowie Antennen sind Gebilde, deren Induktivität L , Kapazität C , Widerstand R und Ableitung A längs der Leitung gleichmäßig verteilt sind. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen auf solchen Leitungen erfolgt mit der

¹ M. VON ARDENNE: Vortrag „Einige ausgewählte Themen aus dem Fernsehgebiet“, 12. 6. 33, Heinrich-Hertz-Institut.

endlichen Geschwindigkeit $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ km/sek. Die Vorgänge auf Leitungen sind meist recht kompliziert, und es ist die Aufgabe dieses Aufsatzes, die Ergebnisse der Leitungstheorie¹ ohne exakte Ableitung zu besprechen und an Hand von Modellen zu erläutern. Diese Modelle sind nicht mechanische oder hydraulische Analogien, sondern sie dienen dazu, die mathematischen Formeln, die auf einem exakten Wege gewonnen wurden, mit Hilfe von Vektoren der Anschauung zugänglich zu machen.

Telegraphengleichungen.

Legt man an eine Leitung einen Wechselstromerzeuger, so baut der in der Doppelleitung fließende Strom das magnetische Feld auf und erzeugt JOULESche Wärme; dadurch bewirkt er einen induktiven und einen OHMSchen Spannungsabfall. Die Spannung zwischen den Leitern erzeugt ein elektrisches Feld und einen Ableitungsverlust, der das Dielektrikum erwärmt; sie bewirkt deswegen einen kapazitiven und einen Ableitungsstromverlust. Diese gegenseitige Beeinflussung von Spannung und Strom wird durch die Telegraphengleichungen mathematisch ausgedrückt:

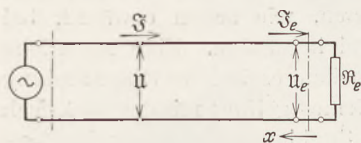


Fig. 1. Schematische Zeichnung einer elektrischen Leitung.

$$\begin{aligned} -\frac{\delta U}{\delta x} &= R J + L \frac{\delta J}{\delta t} \\ -\frac{\delta J}{\delta x} &= A U + C \frac{\delta U}{\delta t}. \end{aligned} \tag{1}$$

Diese partiellen Differentialgleichungen geben die Abhängigkeit von Spannung U und Strom J von Zeit t und Ort x an.

Setzt man sinusförmige Schwingungen voraus, so kommt man mit Hilfe der Vektorrechnung² zur allgemeinen Lösung der Telegraphengleichungen. Diese beschreibt alle Vorgänge auf Leitungen. Es ergeben sich aus ihr als Spezialfälle: fortschreitende, stehende bzw. pseudostehende Wellen in Abhängigkeit von der Belastung.

$$\begin{aligned} u &= \frac{u_e + \mathfrak{Z}_e \mathfrak{J}}{2} e^{\gamma x} + \frac{u_e - \mathfrak{Z}_e \mathfrak{J}}{2} e^{-\gamma x} = u_{fe} e^{\gamma x} + u_{re} e^{-\gamma x} = u_f + u_r \\ \mathfrak{J} &= \frac{u_e + \mathfrak{Z}_e \mathfrak{J}}{2 \mathfrak{Z}} e^{\gamma x} - \frac{u_e - \mathfrak{Z}_e \mathfrak{J}}{2 \mathfrak{Z}} e^{-\gamma x} = \mathfrak{J}_f e^{\gamma x} - \mathfrak{J}_r e^{-\gamma x} = \mathfrak{J}_f - \mathfrak{J}_r \end{aligned} \tag{2}$$

Es bedeuten (Fig. 1) u , \mathfrak{J} die Spannung bzw. den Strom im Punkte x , vom Ende aus gemessen, u_e , \mathfrak{Z}_e dieselben Größen am Ende der Leitung. $\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{R + i \omega L}{A + i \omega C}}$ wird als Wellenwiderstand und γ als Fortpflanzungsmaß bezeichnet. Es ist $\gamma = i \alpha + \beta$, also $e^{\gamma x} = e^{i \alpha x} e^{\beta x}$.

Das Glied $e^{i \alpha x}$ besagt, daß der Vektor im Punkte x um den Winkel αx entgegen dem Uhrzeigersinn gegenüber dem Vektor im Punkte $x = 0$ verdreht ist; es wird $\alpha = \frac{2 \pi}{\lambda}$ als Winkelmaß bezeichnet.

Das Glied $e^{\beta x}$ gibt die Dämpfung längs der Leitung an, wobei β das Dämpfungsmaß genannt wird.

Das erste Glied u_f , \mathfrak{J}_f der Gleichung (2) entspricht einer fortschreitenden, das zweite u_r , \mathfrak{J}_r einer reflektierten Spannungs- bzw. Stromwelle, worauf weiterhin noch genauer eingegangen werden soll.

Für verlustschwache Leitungen, z. B. Hochfrequenzleitungen, ist $R \ll \omega L$, $A \ll \omega C$. Deshalb ist der Wellenwiderstand $\mathfrak{Z} = Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$ rein ohmisch. Berücksichtigt man, daß die Dämpfung sehr klein ist, $\beta \sim 0$, $e^0 = 1$, also $e^\gamma = e^{i \alpha}$, so erhält man die Lösungen der Telegraphengleichungen für ideale Leitungen:

¹ F. BREISIG: Theoretische Telegraphie. Braunschweig 1925.

² H. G. MÖLLER: Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden und mit Vektoren. Leipzig: S. Hirzel 1928.

$$u = \frac{u_e + \Im_e \cdot Z}{2} e^{+i\alpha x} + \frac{u_e - \Im_e \cdot Z}{2} e^{-i\alpha x} = u_{fe} e^{i\alpha x} + u_{re} e^{-i\alpha x} = u_f + u_r \quad (3)$$

$$\Im = \frac{u_e + \Im_e \cdot Z}{2Z} e^{i\alpha x} - \frac{u_e - \Im_e \cdot Z}{2Z} e^{-i\alpha x} = \Im_{fe} e^{i\alpha x} - \Im_{re} e^{-i\alpha x} = \Im_f - \Im_r$$

oder

$$\begin{aligned} u &= u_e \cos \alpha x + iZ \Im_e \sin \alpha x \\ \Im &= i \frac{u_e}{Z} \sin \alpha x + \Im_e \cos \alpha x. \end{aligned} \quad (4)$$

Die Spannung bzw. der Strom in einem Punkte der Leitung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der erste ist abhängig von der am Ende der Leitung herrschenden Spannung, der zweite von dem am Ende fließenden Strom.

Belastungsfälle und ihre Modelle.

Das Verhältnis von Spannung und Strom am Ende der Leitung ist durch den Belastungswiderstand $\Re_e = R_e \cdot e^{i\varphi} = \frac{u_e}{\Im_e}$ gegeben. Dieser beeinflußt also in ausschlaggebender Weise den Ausbreitungsvorgang. Seine Grenzwerte sind ∞ (Leerlauf) und 0 (Kurzschluß); ein weiterer ausgezeichnete Wert $\Re_e = \Im$ (Anpassung), ist technisch besonders wichtig.

a) Fortschreitende Wellen.

Für eine mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossene Leitung ($\Re_e = R_e \cdot e^{i\varphi} = \Im$) ist $u_e = \Im_e \Im$. Es fallen die zweiten Glieder mit $e^{-\gamma x}$ in Gleichung (2) fort, und es ergeben sich rein fortschreitende Wellen. Für eine unendlich lange Leitung fallen ebenfalls die zweiten Glieder fort, da $e^{-i\alpha x} e^{-\beta x} = e^{-i\alpha \infty} e^{-\beta \infty} = 0$ ist:

$$\begin{aligned} u &= \frac{u_e + \Im_e \Im}{2} e^{\gamma x} = u_e e^{\gamma x} = U_e e^{i\omega t} e^{i\alpha x} e^{\beta x} \\ \Im &= \frac{u_e + \Im_e \Im}{2\Im} e^{\gamma x} = \Im_e e^{\gamma x} = \Im_e e^{-i\varphi} e^{i\omega t} e^{i\alpha x} e^{\beta x}. \end{aligned} \quad (5)$$

Demnach gilt für die Augenblickswerte:

$$\begin{aligned} u &= U_e e^{\beta x} \cos(\omega t + \alpha x) \\ i &= J_e e^{\beta x} \cos(\omega t - \varphi + \alpha x). \end{aligned}$$

Ein beliebiger fester Augenblickswert schreitet wegen $(\omega t + \alpha x)$ mit zunehmender Zeit zu kleinerem x , also zum Leitungsende mit endlicher Geschwindigkeit $v = \frac{\omega}{\alpha}$ fort.

Die fortschreitende Welle auf verlustbehafteter Leitung ist eine zeitlich ($e^{i\omega t}$) und räumlich ($e^{i\alpha x}$) sinusförmig veränderliche, räumlich ($e^{\beta x}$) abklingende Welle, Modell I, Fig. 2.

Es werden im folgenden nur verlustlose Leitungen betrachtet, also $\Im = Z$, $\beta = 0$.

Der geometrische Ort der Spitzen aller Vektoren $u = U_e e^{i\alpha x}$ ist eine rechtsgängige Schraubenlinie, deren Projektion auf die Zeitebene, die parallel zur Achse liegt, eine Sinuskurve ist. Diese gibt den Spannungsverlauf längs der Leitung für einen bestimmten Augenblick wieder. Soll der zeitliche Verlauf ($e^{i\omega t}$) der Wellen betrachtet werden, so muß das Modell in Rotation gebracht werden. Betrachtet man dann die Projektion des Modells, so sieht man eine zum Leitungsende fortschreitende Welle. Einer reflektierten Welle entspricht wegen $e^{-i\alpha x}$ eine Linksschraube.

Fig. 3 ist eine Photographie, also bereits die Projektion einer solchen Schraubenlinie, Modell II. In Fig. 4 ist das Modell II achtmal in Abständen von $\frac{\pi}{4}$, also nach Drehung um 45° , festgehalten worden, und man sieht, wie die Welle räumlich fortschreitet¹. Das Modell III (Fig. 5) der Spannung und des Stromes einer fortschreitenden

¹ Die Hüllkurve der fortschreitenden Welle, eine Gerade, gibt die Effektivwerte, die also überall gleich sind (Fig. 9, e).

verlustlosen Welle besteht aus zwei ineinanderliegenden Schraubenlinien. Es ist $u = \Im Z$, also sind Strom und Spannung in Phase, wie aus Gleichung (5) bei $\varphi = 0$ folgt.

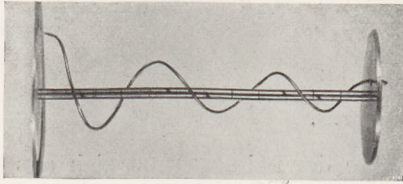


Fig. 2. Modell I, Augenblickswert einer gedämpften Welle.

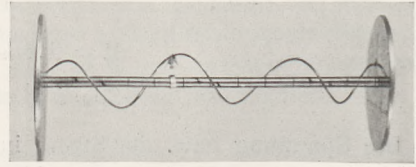


Fig. 3. Modell II, Augenblickswert einer fortschreitenden Welle.

b) Stehende Wellen.

Rein stehende Wellen bilden sich auf einer verlustlosen Leitung bei Leerlauf, also für $R_e = \infty$ und bei Kurzschluß: $R_e = 0$ und bei Blindbelastung: $R_e = i R_e$. Für Leerlauf ist $\Im_e = 0$, so daß das zweite Glied der Gleichung (4) verschwindet, während im Kurzschluß $u_e = 0$ wird und das erste Glied verschwindet.

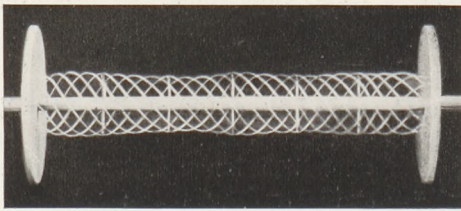


Fig. 4. Fortschreitende Welle, Modell II, zu 8 verschiedenen Zeiten aufgenommen.

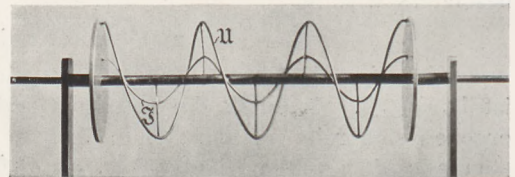


Fig. 5. Modell III, Spannung und Strom (Augenblickswerte) einer fortschreitenden Welle.

Für Leerlauf ergibt sich aus Gleichung (4) bzw. Gleichung (2), wenn $\beta = 0$, also $\gamma = i\alpha$ gesetzt wird:

$$u = u_e \frac{e^{+i\alpha x}}{2} + u_e \frac{e^{-i\alpha x}}{2} = u_e \cos \alpha x = U_e e^{i\omega t} \cos \alpha x \tag{6}$$

$$\Im = \frac{u_e}{Z} \frac{e^{+i\alpha x}}{2} - \frac{u_e}{Z} \frac{e^{-i\alpha x}}{2} = i \frac{u_e}{Z} \sin \alpha x = i \frac{U_e}{Z} e^{i\omega t} \sin \alpha x.$$

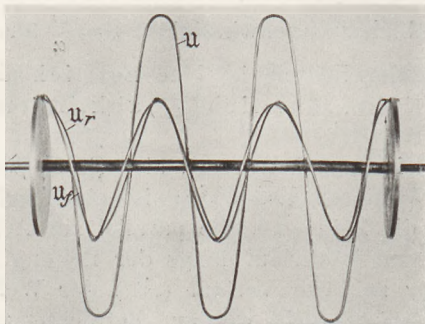


Fig. 6. Modell IV, Entstehung der stehenden Welle.

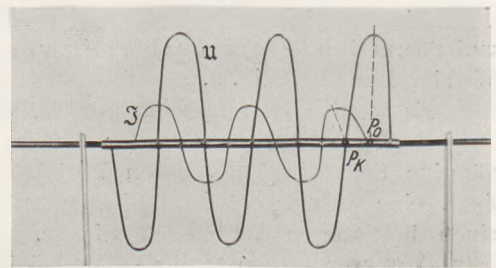


Fig. 7. Modell V, Strom und Spannung einer stehenden Welle (Augenblickswerte).

Bei Leerlauf hat also die Spannung (Strom) eine räumliche \cos (\sin)-Verteilung, die als Leerlaufverteilung bezeichnet wird (Fig. 9, a).

Für Kurzschluß ergibt sich

$$u = \Im_e Z \frac{e^{i\alpha x}}{2} - \Im_e Z \frac{e^{-i\alpha x}}{2} = i \Im_e Z \sin \alpha x = i Z I_e e^{i\omega t} \sin \alpha x \tag{7}$$

$$\Im = \Im_e \frac{e^{i\alpha x}}{2} + \Im_e \frac{e^{-i\alpha x}}{2} = \Im_e \cos \alpha x = I_e e^{i\omega t} \cos \alpha x.$$

Bei Kurzschluß hat also die Spannung (Strom) eine räumliche sinus (cos)-Verteilung, die analog als Kurzschlußverteilung bezeichnet wird (Fig. 9, b).

Aus Gleichung (6) und (7) sieht man, daß bei stehenden Wellen Strom und Spannung um 90° räumlich phasenverschoben sind, da z. B. bei Leerlauf der Strom nach einer sinus- und die Spannung nach einer cos-Funktion verläuft. Ebenfalls sind Strom und Spannung zeitlich um 90° phasenverschoben, da die eine Größe i als Faktor enthält. Z. B. für einen Augenblick, wo die Spannung an jedem Punkt den dort möglichen Maximalwert erreicht, ist der Strom auf der ganzen Leitung Null und umgekehrt. Man ersieht aus Gleichung (6) und (7), daß stehende Wellen durch Superposition einer fortschreitenden $e^{+i\alpha x}$ und einer gleichgroßen reflektierten $e^{-i\alpha x}$ -Welle entstehen. Stehende Wellen sind ebenfalls zeitlich sinusförmig veränderlich ($e^{i\omega t}$), im Gegensatz zu den fortschreitenden haben sie aber eine feste räumliche sinus (cos)-Verteilung.

Das Modell IV (Fig. 6), das die Bildung von stehenden Wellen darstellt, besteht aus einer rechts- und einer linksgängigen Schraubenlinie, die die fortschreitende bzw. reflektierte Welle darstellen. Die vektorielle Addition ergibt als stehende Welle eine ebene Sinuskurve. Dreht man also ($e^{i\omega t}$) das Modell, so sieht man auf der Zeitebene für jeden einzelnen Augenblick die fortschreitende, die reflektierte und schließlich deren Summe, die stehende Welle.

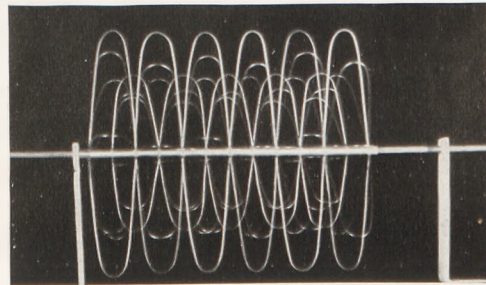


Fig. 8. Stehende Welle, zu 8 verschiedenen Zeiten aufgenommen.

Das Modell V (Fig. 7 und 10), welches die Beziehungen zwischen dem Strom und der Spannung einer stehenden Welle erläutert, besteht aus einer sinus- und einer cos-Kurve, deren Ebenen aufeinander senkrecht stehen. Dieses Modell kann gleichzeitig für Kurzschluß wie für Leerlauf verwendet werden, je nachdem, ob als Leitungsende der Punkt P_k oder P_0 angesehen wird.

In Fig. 8 ist das Modell V achtmal in Abständen von $\frac{\pi}{4}$, also nach einer Drehung um je 45° , photographiert worden, und man sieht das „Pulsieren“ der gegeneinander verschobenen Strom- und Spannungswelle.

Unter dem Scheinwiderstand einer Leitung im Punkte x versteht man das Verhältnis aus Spannung und Strom:

$$\mathfrak{S} = S e^{i\alpha} = \frac{U_x}{\mathfrak{I}_x}. \quad (8)$$

Der Scheinwiderstand der kurzgeschlossenen Leitung ist rein imaginär:

$$\mathfrak{S}_k = \frac{U}{\mathfrak{I}} = \frac{iZ \mathfrak{I}_e \sin \alpha x}{\mathfrak{I}_e \cos \alpha x} = iZ \operatorname{tg} \alpha x. \quad (9)$$

Man kann an dem Modell V und seiner perspektivischen Zeichnung Fig. 10 deutlich erkennen, wie an den Stellen, wo die Spannung oder der Strom die Vorzeichen ändern, das Voreilen der Spannung in bezug auf den Strom in Nacheilen übergeht und umgekehrt. Aus Fig. 7 und 10 sieht man, daß für $0 < x < \frac{\lambda}{4}$ die Spannung dem Strom zeitlich um 90° voreilt, der Scheinwiderstand \mathfrak{S}_k also induktiv ist. Für $\frac{\lambda}{4} < x < \frac{\lambda}{2}$ eilt die Spannung dem Strom um 90° nach. Der Scheinwiderstand \mathfrak{S}_k ist also kapazitiv usw. Die Nullstellen des Stromes (der Spannung) geben die Unendlichkeitsstellen (Nullstellen) des Scheinwiderstandes, dessen Verlauf in Fig. 11 dargestellt ist.

Der Scheinwiderstand einer leerlaufenden Leitung ist ebenfalls rein imaginär:

$$\mathcal{E}_0 = \frac{U}{Z} = \frac{U_e \cos \alpha x}{i \frac{U}{Z} \sin \alpha x} = -i Z \operatorname{ctg} \alpha x, \tag{10}$$

und zwar für $0 < x < \frac{\lambda}{4}$ ist \mathcal{E}_0 kapazitiv, da der Strom der Spannung zeitlich um 90° voreilt, und für $\frac{\lambda}{4} < x < \frac{\lambda}{2}$ ist \mathcal{E}_0 induktiv usw.

Es ist $\mathcal{E}_k(x) = \mathcal{E}_0 \left(x + \frac{\lambda}{4}\right)$, in Übereinstimmung mit der doppelten Verwendbarkeit des Modells IV.

e) Pseudostehende Wellen.

Für diejenigen Werte von R_e , die von den bereits besprochenen 0, Z und ∞ abweichen, gilt eine Wellenverteilung, die man als pseudostehende¹ Wellen bezeichnet.

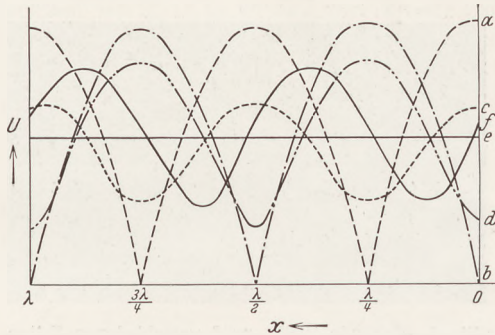


Fig. 9. Effektivwerte der stehenden, fortschreitenden und pseudostehenden Welle.

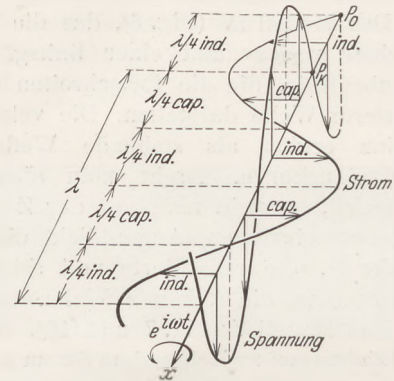


Fig. 10. Änderung der Phasenlage zwischen Strom und Spannung längs der Leitung bei stehenden Wellen.

In diesem Zustand ist die reflektierte Welle vorhanden und kleiner als die fortschreitende. Bei rein OHMScher Belastung sind die Knoten und Bäuche räumlich an denselben Punkten der Leitung wie bei Kurzschluß und Leerlauf. Man spricht daher

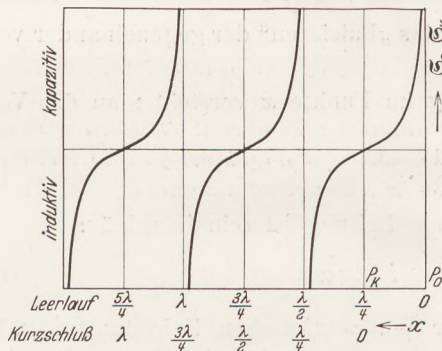


Fig. 11. Änderung des Scheinwiderstandes.

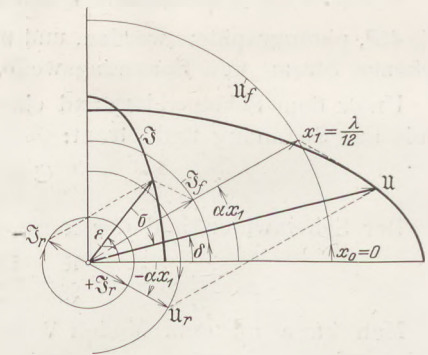


Fig. 12. Ellipsendiagramm für pseudostehende Wellen.

auch bei pseudostehenden Wellen von einer Leerlaufverteilung (Fig. 9, c, $R_e > Z$) und einer Kurzschlußverteilung Fig. 9, d, $R_e < Z$). Da die Minima nicht bis auf 0 zurückgehen, werden sie als Pseudoknoten bezeichnet.

Bei Belastung mit einem komplexen Widerstand $R_e = R_e e^{i\varphi}$ ergeben sich ebenfalls pseudostehende Wellen, bei denen die Pseudoknoten und -bäuche in Abhängig-

¹ Es wäre möglich, solche Wellen nicht als pseudostehende, sondern als pseudofortschreitende zu bezeichnen, da sie — ebenso wie fortschreitende Wellen — Leistung transportieren und ihre Augenblickswerte fortschreitenden Charakter haben.

keit von R und φ gegenüber der Leerlauf- bzw. Kurzschlußverteilung verschoben sind (Fig. 9, f).

Wie Fig. 12 zeigt, ergibt sich gemäß Gleichung (3) die Spannung u als vektorielle Summe aus u_f und u_r . Die Konstruktion ist für $x = \frac{\lambda}{12}$ ausgeführt. Der Strom ergibt sich als Summe von \mathfrak{S}_f und $-\mathfrak{S}_r$; $-\mathfrak{S}_r$ ist wegen des Minuszeichens \mathfrak{S}_r entgegengesetzt gerichtet. Die Spitzen der Spannungsvektoren u und Stromvektoren \mathfrak{S} liegen auf Ellipsen.

Vervollständigt man Fig. 12 für eine Wellenlänge, so erhält man das Ellipsendiagramm (Fig. 14), welches den Seitenriß des später beschriebenen Modells darstellt.

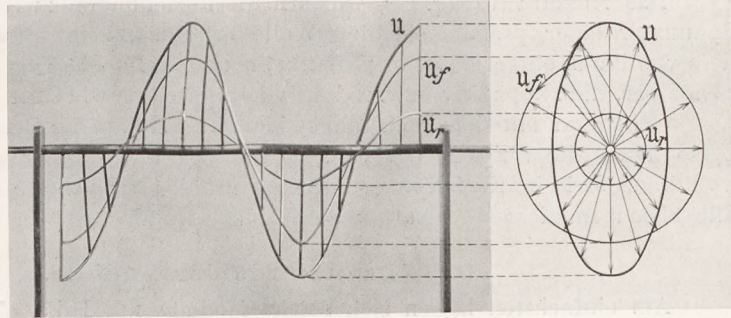


Fig. 13. Entstehung der pseudostehenden Welle (Photographie des Modells VI) und zeichnerische Darstellung seiner Seitenansicht.

Aus dem Ellipsendiagramm sieht man, daß immer ein Spannungsbauch mit einem Strom-Pseudoknoten bzw. ein Spannungs-Pseudoknoten mit einem Strombauch zusammenfallen.

Strom- und Spannung sind also räumlich um $\frac{\lambda}{4}$ verschoben. In den Knoten und Bäuchen sind Strom und Spannung in Phase, der Scheinwiderstand also ohmsch. Längs der Leitung ändert sich der Winkel $\sigma = \delta - \varepsilon$ zwischen Strom und Spannung; man sieht, daß in Abständen von $\frac{\lambda}{4}$ das Nacheilen der Spannung in bezug auf den Strom in ein Voreilen übergeht und als Folge hiervon ein Wechseln des Scheinwiderstandes von kapazitiven zu induktiven Werten auftritt.

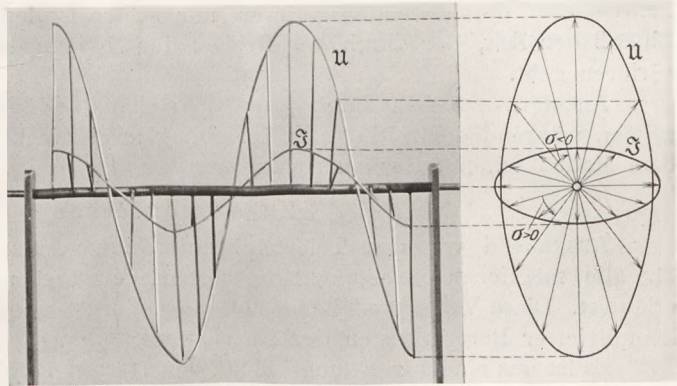


Fig. 14. Strom und Spannung einer pseudostehenden Welle (Photographie des Modells VII und zeichnerische Darstellung seiner Seitenansicht mit Konstruktionslinien).

Bei nichtohmscher Belastung sind Strom und Spannung am Ende gegeneinander um den Winkel φ , den Phasenwinkel der Belastungswiderstandes, verschoben. Das Ellipsendiagramm ist dasselbe wie in Fig. 14, die großen Achsen der Ellipsen sind ebenfalls aufeinander senkrecht, nur beginnt die Teilung bei einem Vektorpaar u_e, \mathfrak{S}_e , das den Winkel $\sigma = \varphi$ einschließt.

Aus dem Ellipsendiagramm ergibt sich das Modell einer pseudostehenden Welle, indem man die dort erhaltenen Vektoren längs der Leitung in Abständen von $\frac{\lambda}{12}$ unter Berücksichtigung der Winkel ε, δ aufträgt; die Spitzen liegen auf einem elliptischen Zylinder.

Die pseudostehende Welle ist eine zeitlich sinusförmig veränderliche Welle, welche einen fortschreitenden Charakter hat, wobei die Umhüllungskurve der Augenblickswerte eine stehende räumliche Verteilung hat.

Das Modell VI (Fig. 13), welches das Entstehen von pseudostehenden Wellen darstellt, besteht aus einer größeren rechtsgängigen und einer kleineren linksgängigen Schraubenlinie, die die fortschreitende und reflektierte Welle darstellen und schließlich deren vektorielle Summe: die pseudostehende Welle. Durch Drehen des Modells sieht man auf der Zeitebene die fortschreitenden Augenblickswerte. Bei schnellem Rotieren sieht man die Umhüllenden der Kurven der Augenblickswerte. Sie sind die Kurven der Maximalwerte, dem Betrag nach also den Effektivwerten proportional.

Das Modell VII (Fig. 14), welches die Beziehungen zwischen dem Strom und der Spannung einer pseudostehenden Welle erläutert, zeigt Strom und Spannung unter dem von ihnen eingeschlossenen Winkel σ und kann die Vorgänge auf der Leitung bei beliebiger, d. h. kapazitiv bzw. induktiv komplexer sowie OHMScher Belastung darstellen.

Geht man mit dem Belastungswiderstand R_c an die Grenzen ∞ , $i R_c$, 0, $-i R_c$; Z , so arten die Ellipsen der Fig. 14 in zwei aufeinander senkrechte Geraden bzw. zwei konzentrische Kreise aus, und man erhält als Spezialfälle der Modelle VI und VII alle bisher in diesem Aufsatz besprochenen Modelle.

Projizieren der Modelle.

Am einfachsten lassen sich solche Modelle mit Hilfe einer optischen Bank projizieren. Theoretisch braucht man paralleles Licht; da man aber meist eine Vergrößerung erzielen will, wird man kleine Verzerrungen in Kauf nehmen müssen.

Viel schwieriger ist das Photographieren, da wegen der Zentralprojektion starke Verzerrungen zu beobachten sind; man müßte, um diese zu vermeiden, sehr große Brennweiten nehmen, bzw. auf kleines Format photographieren und dann vergrößern, was umständlich ist.

Im übrigen liegt es im Wesen der Modelle, daß ihre Eigenschaften als Raumkurven sich durch Photographieren nur schlecht wiedergeben lassen, während der Einfluß der Zeit, der durch das Drehen der Modelle dargestellt wird, im Bilde ganz verloren geht.

An der optischen Bank kann man hauptsächlich die Bewegung der Wellen zeigen, während die zeitliche Verschiebung zweier Vektoren gegeneinander besser an dem Modell selber zu sehen ist.

Zusammenfassung.

Ausgehend von den Telegraphengleichungen wurden Vorgänge auf Leitungen für alle möglichen Belastungsfälle beschrieben und mit Hilfe von Vektormodellen erläutert. Diese Vektormodelle gestatten es, Vorgänge auf Leitungen unter Weglassung komplizierter Berechnungen der Anschauung zugänglich zu machen.

Es ist uns eine angenehme Pflicht, den Herren Präsident Prof. Dr. K. W. WAGNER und Prof. Dr. G. LEITHÄUSER für ihr großes Interesse an der Arbeit und ihre Unterstützung zu danken.

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung in Ber'in.

Kleine Mitteilungen.

Rollende Reibung.

Von O. Holm in Hamburg.

Es ist eine Erfahrungstatsache, daß ein auf einer ebenen Fläche rollendes Rad an der Berührungsstelle eine Hemmung erfährt, die eine einmal vorhandene Rollbewegung früher oder später zum Stillstand bringt. Da bei dem allmählichen Abbremsen des Rades durch den Rollwiderstand sowohl die fortschreitende Bewegung, als auch die Drehbewegung vernichtet werden, muß neben einer der Bewegungsrichtung entgegengesetzt gerichteten Einzelkraft ein der Drehung entgegenwirkendes Kräftepaar vorhanden sein, da Drehbewegungen nur durch Drehmomente beeinflusst werden. Das

hemmende Kräftepaar kommt nun dadurch zustande, daß die Auflagerreaktion des Radgewichtes G entsprechend Fig. 1 nicht senkrecht unter dessen Achse liegen bleibt, sondern durch die elastischen Verformungen von Rad und Fahrbahn während der Bewegung in Richtung der fortschreitenden Bewegung des Rades verschoben wird. Das Maß dieser Verschiebung, das mit f bezeichnet werden soll, nennt man den Hebelarm der rollenden Reibung. Das die Drehung hemmende Kräftepaar hat die Größe $G \cdot f = \text{Radbelastung mal Hebelarm der rollenden Reibung}$. Untersuchungen des Rollwiderstandes haben ergeben, daß f nicht von der Radbelastung G und dem Raddurchmesser d_1 , sondern nur von der Oberflächenbeschaffenheit und dem Material von Rad und Rollbahn abhängt.

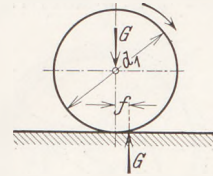


Fig. 1. Wirkungsweise des Rollwiderstandes.

Es kann gezeigt werden, wie dieses an sich außerordentlich unkomplizierte, einfache Gesetz des Rollwiderstandes bei der praktischen Anwendung auf geschickt gewählte Beispiele für den Mechanikunterricht sehr instruktiv werden kann, so daß die Aufgaben zum Prüfstein klaren, logischen Denkens werden.

Wir betrachten zunächst einige grundsätzliche Fälle des Rollvorganges. In Fig. 1 rollt ein Rad mit dem Durchmesser d_1 auf einer Ebene. Bezeichnen wir die minutliche Drehzahl des Rades mit n , so sind die sekundlichen Reibungsverluste

$$N_R = \frac{\pi \cdot M_R \cdot n}{30} = \frac{\pi \cdot G \cdot f \cdot n}{30} \quad (1)$$

Hierin bedeuten N_R die sekundliche Arbeit (Leistung!) des Rollwiderstandes in m kg/sek, M_R das Drehmoment der rollenden Reibung in m kg und f den Hebelarm der rollenden Reibung in m.

Fassen wir den in Fig. 1 dargestellten Vorgang so auf, daß sich das Rad um eine feste Achse dreht und die ebene Fläche in Laufrichtung an der Berührungsstelle durch Reibung fortschiebt, so ändert sich augenscheinlich an den Rollwiderstandsverhältnissen nichts; Gleichung (1) gilt auch für diesen Vorgang.

Fig. 2 zeigt das Abrollen eines Rades I mit dem Durchmesser d_1 auf dem Umfang eines zweiten Rades II mit dem Durchmesser d_2 . Der Anpreßdruck sei wieder G . Der auf das Rad I wirkende, um f verschobene Rückdruck G liefert zusammen mit dem Anpreßdruck G wieder das gleiche Kräftepaar wie in den bisher betrachteten Fällen, so daß auch hierfür Gleichung (1) ihre Gültigkeit behält.

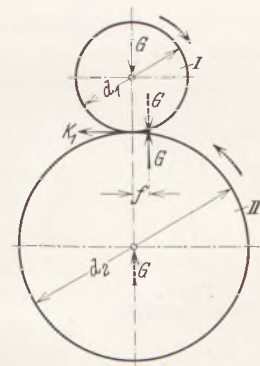


Fig. 2. Reibradgetriebe mit Außenberührung.

Anders werden die Verhältnisse nun aber, wenn man die Darstellung der Fig. 2 als Reibradgetriebe auffaßt, indem sich sowohl das Rad I als auch das Rad II um feste Achsen drehen und das Rad I das Rad II antreibt. Das der Drehung entgegenwirkende, unmittelbar am treibenden Rad I angreifende Drehmoment $G \cdot f$ bleibt zwar unverändert bestehen, jedoch wirkt ein gleiches Drehmoment, das aus dem Anpreßdruck G und der Achslagerreaktion G (gestrichelt gezeichnet!) entsteht, der Drehung des Rades II entgegen. Dieses muß durch eine von Rad I an Rad II durch Reibung übertragene Umfangskraft K_1 überwunden werden. Man erhält also:

$$K_1 = \frac{G \cdot f}{\frac{d_2}{2}} = \frac{2 G f}{d_2} \quad (2)$$

Das der Drehung von Rad I entgegenwirkende Drehmoment ist deshalb:

$$M_R = G \cdot f + \frac{K_1 \cdot d_1}{2} = G \cdot f + \frac{G \cdot f \cdot d_1}{d_2} = G \cdot f \left(1 + \frac{d_1}{d_2} \right) \quad (3)$$

Setzen wir diesen Wert in Gleichung (1) ein, so erhalten wir in diesem Fall für die sekundliche Rollreibungsarbeit den Ausdruck:

$$N_R = \frac{\pi \cdot G \cdot f \cdot n}{30} \left(1 + \frac{d_1}{d_2} \right). \quad (4)$$

Die zuletzt angestellten Betrachtungen lassen sich sinngemäß auf die Verhältnisse der Fig. 3 übertragen. Hier rollt ein Rad mit dem Durchmesser d_1 im Kranz eines zweiten Rades mit dem Innendurchmesser d_2 bzw. überträgt seine Drehbewegung auf das größere Rad. Wenn das kleine Rad in dem großen umläuft, gelten für den Rollwiderstand wieder unverändert die Beziehungen der Gleichung (1). Drehen sich beide Räder um feste Achsen, so ist wieder die Wirkung des Anpreßdruckes G auf das Rad II zu berücksichtigen. Die Zusammenhänge sind genau die gleichen wie beim Reibradgetriebe mit Außenberührung, mit dem einzigen Unterschied, daß dieses Mal das Drehmoment $G \cdot f$ an Rad II im Sinn der Drehung und nicht, wie bisher, in entgegengesetzter Drehrichtung wirkt. Man erkennt diese Tatsache ohne weiteres aus der Darstellung der Fig. 3, in der das an Rad II angreifende Kräftepaar wieder gestrichelt dargestellt ist. Infolgedessen ändert sich in Gleichung (4) nur das Vorzeichen in der Klammer, und man erhält für die sekundliche Rollreibungsarbeit dieses Mal den Ausdruck:

$$N_R = \frac{\pi \cdot G \cdot f \cdot n}{30} \left(1 - \frac{d_1}{d_2} \right). \quad (5)$$

Für den Grenzfall $d_2 = d_1$ verschwindet der Rollwiderstand, wie zu erwarten, da in diesem Fall aus dem Abrollen ein einfaches Mitnehmen wird. Für den Grenzfall $d_2 = \infty$ gehen die Gleichungen (4) und (5) in die Gleichung (1) über, da ein Kreis mit unendlich großem Durchmesser einer Geraden gleichzusetzen ist.

Bei den bisherigen Ableitungen überrascht, daß man unter sonst ganz gleichen Verhältnissen unterschiedliche Reibungsverluste errechnet, je nachdem ob man voraussetzt, daß das eine Rad um das andere umläuft oder sich beide Räder gleichzeitig drehend auf einander abwälzen. Die Relativbewegung ist in beiden Fällen unter allen Umständen die gleiche. Von ihr allein hängen die Reibungsverluste ab. Folglich muß man auch gleiche Ergebnisse erhalten.

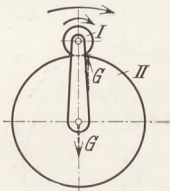


Fig. 4.
Umlaufgetriebe.

Tatsächlich läßt sich zeigen: die Annahme, die Reibungsverluste seien für den Fall, daß ein Rad um das andere herumläuft, durch Gleichung (1) gegeben, ist ein Trugschluß. Es gilt auch hier die Gleichung (4), wie Gleichung (5) richtig ist für den Fall, daß ein Rad in einem Ring umläuft. Man erkennt das, wenn man sich klar macht, daß das Rad I infolge einer Drehbewegung nur um das Rad II herumläuft, wenn es in der in Fig. 4 angedeuteten Weise durch einen Führungsarm mit der Achse des Rades II verbunden ist und von ihr in konstantem Abstand gehalten wird. Durch diesen wird auch der Anpreßdruck zwischen den Rädern erzeugt, der sich als Lagerreaktion in der Mitte auswirkt. Das gestrichelt gezeichnete Kräftepaar wirkt dem Umlauf des Führungshebels entgegen. Seine Mitberücksichtigung führt bei der Errechnung der Rollreibungsverluste wieder auf die Gleichung (4). Dieselben Verhältnisse erhält man, wenn das Rad II durch eine nach dem Zentrum des Rades I gerichtete Fernkraft (Magnetismus, Gravitation!) auf dessen Oberfläche festgehalten wird. Damit ist der anfängliche Widerspruch beseitigt und bewiesen, daß die Gleichungen (4) und (5) allgemeingültig sind.

Wir wollen die gewonnenen Erkenntnisse nunmehr auf ein interessantes Beispiel, das KRUPPSche Reibradgetriebe, anwenden. Es ist schematisch in Fig. 5 dargestellt. I ist das treibende, II das getriebene Rad. IV ist ein leer mitlaufender

Ring und *III* ein leer mitlaufendes Rad. Die Räder *I*, *II* und *III* sind gelagert, jedoch mit soviel Luft in den Lagern, daß sie durch den äußeren Ring mehr oder weniger fest gegeneinander gepreßt werden können. Das geschieht dadurch, daß sich der Ring, je nach Bedarf, selbsttätig mehr oder weniger exzentrisch einstellt. Hierdurch werden die Lagerstellen vollkommen vom Anpreßdruck der Räder entlastet, und die jederzeit sichere Mitnahme des getriebenen Rades ist gewährleistet.

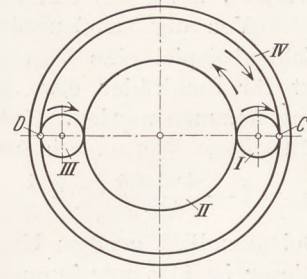


Fig. 5.
Entlastetes Reibradgetriebe.

Die selbsttätige exzentrische Einstellung des äußeren Ringes *IV* geht so vor sich, daß das treibende Rad *I* sich bei ungenügendem Anpreßdruck am Umfang etwas schneller bewegt als das getriebene Rad *II*. Infolgedessen wird der Ring *IV* in Fig. 5 bei der angenommenen Drehrichtung im Berührungspunkt *C* etwas schneller mitgenommen als auf der gegenüberliegenden Seite im Punkt *D*. Er verschiebt sich aus der Mitte nach unten und klemmt die Räder *I*, *II* und *III* so lange fester und fester zusammen, bis das Rad *I* auf dem Rad *II* nicht mehr schlupft.

Bezeichnen wir die Rolldurchmesser der Räder *I* bis *IV* mit d_1, d_2, d_3 und d_4 und den durch den äußeren Ring erzeugten, an sämtlichen Berührungsstellen gleich großen Anpreßdruck mit K_N , so ist die sekundliche Rollreibrungsarbeit des ganzen Getriebes:

$$N_R = \frac{\pi \cdot K_N f n_1}{30} \left[\left(1 + \frac{d_1}{d_2}\right) + \left(1 - \frac{d_1}{d_4}\right) + \left(1 + \frac{d_3}{d_2}\right) + \left(1 - \frac{d_3}{d_4}\right) \right]. \quad (6)$$

Hierbei ist noch vorausgesetzt, daß das Rad *III* dieselbe Drehzahl n_1 hat wie das Rad *I*. Das ist der Fall für

$$d_1 = d_3. \quad (7)$$

Dieser Sonderfall sei der Einfachheit halber angenommen. Dafür erhält man dann:

$$N_R = \frac{\pi \cdot K_N f n_1}{30} \left(4 + 2 \frac{d_1}{d_2} - 2 \frac{d_1}{d_4}\right) = \frac{K_N f n_1}{30} d_1 \left(\frac{2}{d_1} + \frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_4}\right). \quad (8)$$

Die Reibungsverluste hängen natürlich von der übertragenen Leistung ab. Die am treibenden Rad *I* eingeleitete Leistung werde mit N_1 , die am getriebenen Rad *II* abgenommene Leistung mit N_2 bezeichnet. Diese ist um die Reibungsverluste kleiner als jene:

$$N_2 = N_1 - N_R. \quad (9)$$

Der mechanische Wirkungsgrad des Getriebes ist:

$$\eta_m = \frac{N_2}{N_1} = \frac{N_1 - N_R}{N_1} = 1 - \frac{N_R}{N_1}. \quad (10)$$

$$N_1 = \frac{\pi \cdot M_{d_1} \cdot n_1}{30} = \frac{\pi \cdot K_1 \cdot d_1 \cdot n_1}{2 \cdot 30} = \frac{\pi \cdot K_N \cdot \mu \cdot d_1 \cdot n_1}{60}. \quad (11)$$

M_{d_1} ist das Drehmoment der treibenden Welle, K_1 die ihm entsprechende Umfangskraft am Rad *I*, μ ist der Koeffizient der gleitenden Reibung zwischen den Umfängen der Räder *I* und *II*.

Aus den Gleichungen (8), (10) und (11) ergibt sich:

$$\eta_m = 1 - \frac{4f}{\mu} \left(\frac{2}{d_1} + \frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_4}\right). \quad (12)$$

Wir führen den Begriff des Untersetzungsverhältnisses ε ein, der definiert ist durch die Gleichung

$$\varepsilon = \frac{n_1}{n_2} = \frac{d_2}{d_1} \quad (13)$$

und führen diese Größe in Gleichung (12) ein:

$$\eta_m = 1 - \frac{4f}{\mu d_1} \cdot \left(2 + \frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{2 + \varepsilon}\right). \quad (14)$$

Gleichung (14) läßt erkennen, daß der Wirkungsgrad vom Hebelarm f der rollenden Reibung, dem Reibungskoeffizienten μ , dem Durchmesser d_1 des treibenden Rades und dem Untersetzungsverhältnis ε abhängt. Auffallend ist, daß er seinen höchsten Wert erreicht, wenn das Untersetzungsverhältnis recht groß gewählt wird.

Von der Größenordnung der Wirkungsgrade solcher Reibradgetriebe soll ein Zahlenbeispiel eine Vorstellung vermitteln. Der Hebelarm f der rollenden Reibung ist für Stahlräder etwa gleich 0,005 cm. Der Reibungskoeffizient μ kann zu 0,1 angenommen werden. Der Raddurchmesser d_1 sei 3 cm, das Untersetzungsverhältnis 2. Mit diesen Werten erhält man:

$$\eta_m = 1 - \frac{4 \cdot 0,005}{0,1 \cdot 3} \left(2 + \frac{1}{2} - \frac{1}{2+2} \right) = 1 - \frac{4 \cdot 0,005 \cdot 2,25}{0,1 \cdot 3} = 1 - 0,15 = 0,85 = 85\%. \quad (15)$$

Bei unendlich großem Untersetzungsverhältnis erhielte man rund 87% Wirkungsgrad. Dieser ist also nur in engen Grenzen vom Untersetzungsverhältnis abhängig. Dagegen ist der Reibungskoeffizient μ von großem Einfluß. Mit $\mu = 0,2$ steigt der Wirkungsgrad für den berechneten Fall zum Beispiel auf 92,5%!

Ein weiteres interessantes Gebiet für Berechnungsbeispiele über rollende Reibung sind die Wälzlager (Kugel- und Rollenlager). Wie groß ist der Reibungsverlust in einem Wälzlager, welchen Einfluß haben hierauf Zahl und Größe der Wälzkörper usw.? Selbstverständlich gehört zu den Anwendungsgebieten auch die Berechnung der Rollwiderstände von Fahrzeugen aller Art. Das behandelte Anwendungsbeispiel ist deshalb ausgewählt worden, weil daran gezeigt werden konnte, daß die Lösung einer Aufgabe auch dann volle Aufmerksamkeit erfordert und sorgfältige Analyse der einzelnen Vorgänge verlangt, wenn sie sich auf scheinbar sehr einfachen Voraussetzungen aufbaut.

Zum Schluß sei der Vollständigkeit halber noch darauf hingewiesen, daß die gebrachte Lösung nur eine Näherungslösung ist und deshalb nicht als ganz streng richtig angesprochen werden darf, weil an zwei Stellen nicht ganz zutreffende, stillschweigende Voraussetzungen gemacht wurden. Welche Annahmen sind gemeint?

Die Zentralbeschleunigungsformel im einführenden Physikunterricht.

Von Dr. Hermann Knoll in Graz.

Eine im Jahre 1930 erschienene kurze Notiz „Elementare Ableitung der Zentrifugalkraft“, die Herr Privatdozent Dr. techn. R. LAUFFER in der Zeitschrift für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht (Leipzig: B. G. Teubner), S. 415 veröffentlicht hat, gab Veranlassung, in verschiedenen, meist dem Mittelschulgebrauche dienenden Lehrbüchern der Physik nachzusehen, auf welche Arten die Formel für die Zentralbeschleunigung abgeleitet wird. Eine Auswahl davon sei im folgenden mitgeteilt, um dann am Schlusse das LAUFFERSche Verfahren um so besser würdigen zu können.

I. E. MACH: Grundriß der Naturlehre. Wien: Tempsky 1891. Verwendet wird die bekannte, in III. besprochene Hodographenmethode (Fig. 1 und 2). Damit aber der Schüler nicht in die Versuchung komme zu meinen, es müsse im Dreieck ONP die Hypotenuse OP größer sein als die Kathete ON , so setzt MACH folgendes hinzu: Tritt zu $ON = v$ die sehr kleine, senkrechte Komponente w hinzu, so ist die resultierende Geschwindigkeit gleich $\sqrt{v^2 + w^2}$, und diese Wurzel ist angenähert gleich $v + \frac{w^2}{2v} + \dots$

Wird die Ablenkung nicht ruckweise, sondern kontinuierlich, dann verschwindet $\frac{w^2}{2v}$ gegenüber v , es ändert sich die Richtung, nicht die Größe der Geschwindigkeit.

II. E. GRIMSEHL: Lehrbuch der Physik. Leipzig: B. G. Teubner 1909. Es wird eine gleichförmig auf einem Kreise laufende Masse angenommen (Fig. 3) und die kurzen, gleich langen Bogenstücke $\widehat{A_0A_1} = \widehat{A_1A_2} = \widehat{A_2A_3} = \dots = v \cdot \Delta t$ werden durch die Sehnen $A_0A_1 = A_1A_2 = A_2A_3 = \dots$ ersetzt. Damit nun die von A_0 nach A_1

gekommene Masse im nächsten Zeitelement Δt nicht den Trägheitsweg $\overline{A_1 B_1}$ gehe, muß dieser Weg um den Winkel ε gedreht werden. Dieser Winkel ist auch der Winkel der beiden Bahnradien OA_0 und OA_1 . Diese Richtungsänderung kann nur durch Dazutreten einer neuen Bewegungskomponente $\overline{B_1 A_2}$ erfolgen (Fig. 4). Da die 3 Strecken $A_0 A_1$, $A_1 B_1$ und $A_1 A_2$ gleich lang sein sollen, ist das Dreieck $B_1 A_1 A_2$ gleichschenkelig. Ebenso ist das Dreieck $A_0 O A_1$ gleichschenkelig und dem erstgenannten ähnlich. Die Winkel bei A_1 und B_1 müssen daher gleich sein. Zeichnet man nun mit Hilfe der bis jetzt gegebenen Punkte A_1, B_1, A_2 das Parallelogramm $A_1 B_1 A_2 C$, dann muß die

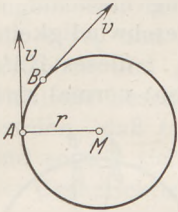


Fig. 1. Geschwindigkeit in 2 Punkten einer gleichmäßig durchlaufenen Kreisbahn.

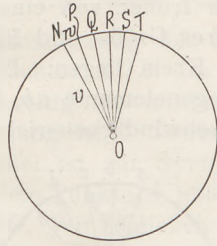


Fig. 2. Die Geschwindigkeiten der Fig. 1 in einem Punkte vereinigt.

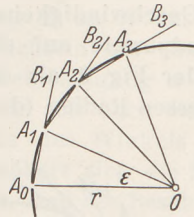


Fig. 3. Die Geschwindigkeiten in äquidistanten Punkten der Kreisbahn als Sehnen aufgefaßt.

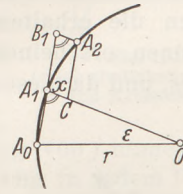


Fig. 4. Die Zusatzgeschwindigkeit bringt den Massenpunkt auf die Kreisbahn zurück und ihre Richtung fällt mit der des Radius zusammen.

Richtung von $A_1 C$ mit der von $A_1 O$ wegen der Ähnlichkeit der genannten Dreiecke zusammenfallen. Das bisherige Ergebnis ist: damit die Masse, in A_1 angelangt, nicht den Trägheitsweg $A_1 B_1$ gehe, muß sie gleichzeitig eine gegen den Mittelpunkt O der Kreisbahn gerichtete zusätzliche Wegstrecke $A_1 C = x$ in der Zeit Δt durchlaufen. Es gilt aber die Proportion $A_1 C : A_1 A_2 = A_0 A_1 : A_0 O$ oder $x : v \cdot \Delta t = v \cdot \Delta t : r$, also $x = \frac{(v \cdot \Delta t)^2}{r}$. Ferner ist $\frac{x}{\Delta t}$ die durchschnittliche Geschwindigkeit für die gegen das

Zentrum O gerichtete Bewegungskomponente. Also: damit die Masse, in A_1 angekommen, ihre Geschwindigkeitsrichtung um den Winkel ε ändere, d. h. statt nach B_1, B'_1, \dots nach A_2, B_2, B'_2, \dots gehe (Fig. 5), muß sie neben ihrer ursprünglichen Geschwindigkeit $\frac{A_1 B_1}{\Delta t} = c$ noch eine Geschwindigkeit $\frac{x}{\Delta t}$ besitzen, die sie auf ihrem Wege von A_0 nach A_1 durch einen äußeren Einfluß bekommen haben muß. Natürlich muß die Masse, in A_2 angekommen, um nach A_3 statt nach B_2 zu gelangen, auf dem Wege von A_2 nach A_3 eine neue, gleich große Geschwindigkeit $\frac{x}{\Delta t}$ dazubekommen. Und so ergeht es ihr in jedem Zeitelement Δt . Dividiert man aber einen Geschwindigkeitszuwachs durch die Zeit, in der er erreicht wurde, dann erhält man die mittlere Beschleunigung, falls sich an den Richtungen in dieser Zeit nichts Wesentliches ändert, und das stimmt hier. Somit erhält unsere Masse eine stets gegen O gerichtete Beschleunigung $b = \frac{x}{\Delta t} : \Delta t$. Mit dem oben berechneten Werte für x ergibt sich also die Normalbeschleunigung $b = \frac{(v \cdot \Delta t)^2}{r \cdot \Delta t} : \Delta t = \frac{v^2}{r}$.

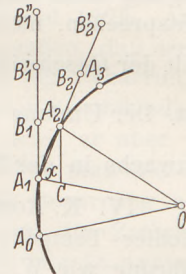


Fig. 5. Fortführung der Fig. 4.

III. J. G. WALLENTIN: Lehrbuch der Physik. Wien: A. Pichlers Wwe. & Sohn 1909. Dieser Autor spricht zuerst von der krummlinigen Bewegung im allgemeinen und geht dann erst auf die Bewegung auf dem Kreis über. Eine Masse gehe zur Zeit t durch den Punkt A und zur Zeit $t + \tau$ durch den Punkt A_1 der krummlinigen Bahn (Fig. 6) und habe dort die Geschwindigkeiten v und v_1 . Durch einen Punkt O der Zeichenebene legen wir die Strecken \overline{OV} und $\overline{OV_1}$ parallel und gleich den Geschwindigkeiten v und v_1 . Dann ist in der Fig. 7 der Vektor $\overline{VV_1}$ die Änderung der Geschwindigkeit in der Zeit τ ,

somit $\frac{VV_1}{\tau}$ die mittlere Beschleunigung während dieser Zeit. Wird τ unendlich klein, so nähert sich dieser Bruch der momentanen Beschleunigung zur Zeit t . Projizieren wir VV_1 auf die Verlängerung von OV , so stellen die Grenzwerte der Quotienten $\frac{VP}{\tau}$ und $\frac{PV_1}{\tau}$ die Tangentialbeschleunigung bzw. die Normalbeschleunigung zur Zeit t vor. Anwendung auf die gleichförmige Bewegung eines Punktes im Kreise: Der Punkt gehe von A (Fig. 8) aus nach gleichen, kurzen Zeiten nacheinander durch die Kreispunkte $1, 2, 3, \dots$. Die Richtungen der konstanten Geschwindigkeit sind durch die Pfeile v, v', v'', \dots bezeichnet. Trägt man wie früher von einem Punkte O (Fig. 9) die aufeinanderfolgenden Geschwindigkeiten ihrer Größe und Richtung nach auf, so werden die erhaltenen Endpunkte auf einem Kreis liegen. Die Geschwindigkeitszunahmen erscheinen in der Fig. 9 als die Bogenelemente ab, bc, \dots dieses Hilfskreises, und da diese auf dessen Radien (den Geschwindigkeitsrichtungen) normal sind,

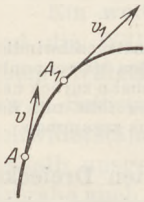


Fig. 6. Die Geschwindigkeiten einer Masse in 2 Punkten einer beliebig gekrümmten Bahn.

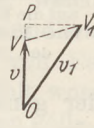


Fig. 7. Die Zusatzgeschwindigkeit VV_1 .

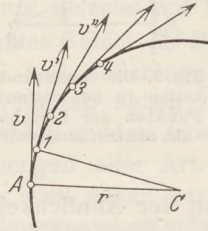


Fig. 8. Die verschiedenen Richtungen der Geschwindigkeiten einer im Kreis gleichmäßig umlaufenden Masse.

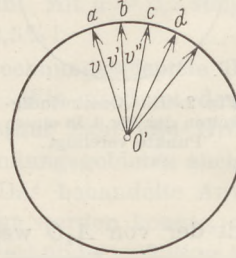


Fig. 9. Die Vereinigung der Geschwindigkeiten in einem Punkte.

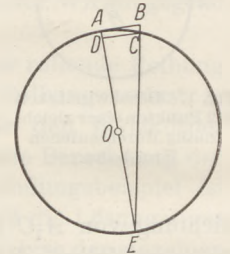


Fig. 10. Masse, an der Erdoberfläche horizontal abgeschossen.

so erkennt man, daß bei der betrachteten Kreisbewegung (Fig. 8) nur eine gegen C gerichtete Beschleunigung (Normalbeschleunigung) herrscht, welche Zentripetalbeschleunigung heißt und konstant bleibt, da gleichen Zeiten gleiche Bogenelemente der Fig. 9 entsprechen, nämlich ab, bc, \dots . Ist r der Radius des Kreises, in dem die Bewegung mit der Geschwindigkeit v stattfindet, so ist $v = \frac{2\pi r}{T}$, wobei T die Zeit eines Umlaufes ist. Der Umfang des Hilfskreises ist $2\pi \cdot \frac{2\pi r}{T}$ und stellt den gesamten Geschwindigkeitszuwachs in der Zeit T vor. Deshalb ist die Zentripetalbeschleunigung $\gamma = \frac{4\pi^2 r}{T^2} = \frac{v^2}{r}$.

IV. K. ROSENBERG: Lehrbuch der Physik, Ausg. K, 11. Aufl. Wien: Hölder-Pichler-Tempsky A.G. 1927. Dieses weitverbreitete Buch benutzt dieselbe Beweisführung wie WALENTIN.

V. ARTHUR L. KIMBALL: A College Text-Book of Physics. London: G. Bell & Sons 1917. KIMBALL geht von der Betrachtung des folgenden Falles aus: ein Projektil wird mit so großer Anfangsgeschwindigkeit in horizontaler Richtung abgeschossen, daß sein Fallweg gerade immer so groß ist wie nötig, um es in stets gleicher Höhe über dem Erdboden zu erhalten. Es sei c diese Geschwindigkeit; dann ist der gegen den Erdbahnmesser kleine Weg AB (Fig. 10), der in der Zeit t zurückgelegt wird, gleich $c \cdot t$. In derselben Zeit muß die Masse um den senkrechten Weg $AD = BC = x$ fallen, und da auch $AC = AB$ angenommen werden kann, ist $AD:AC = AC:AE$ oder $x:ct = ct:2r$, $x = \frac{c^2 t^2}{2r}$. Andererseits ist der Fallweg $x = \frac{1}{2} \cdot gt^2$; somit $\frac{1}{2} gt^2 = \frac{c^2 t^2}{2r}$ und $g = \frac{c^2}{r}$. Daraus läßt sich dann die notwendige Geschwindigkeit errechnen. Umgekehrt: soll eine gleichmäßig bewegte Masse, deren Geschwindigkeit c ist, den Kreis mit dem Halbmesser r nicht verlassen, so muß ihr die Normalbeschleunigung $g = \frac{c^2}{r}$ gegeben werden. Dann wird für diese Formel noch eine zweite Ableitung gegeben gemäß der

Fig. 11. Wenn eine Masse sich von A in der Zeit t nach B gleichmäßig auf dem Kreise bewegt, ändert sich ihre Geschwindigkeit bloß in der Richtung von v_1 in v_2 . Diese Änderung ist gleichbedeutend mit dem Hinzutreten der Geschwindigkeit f . Es ist also f der Geschwindigkeitszuwachs in der Zeit t , daher $a = \frac{f}{t}$ die mittlere Beschleunigung zwischen A und B . Da nun der Sektor AOB als Dreieck angesehen werden kann, das dem Dreieck v_1fv_2 ähnlich ist, so gilt $AO:AB = v_1:f$ oder $r:vt = v:at$, wobei v der absolute Wert von v_1 und v_2 ist.

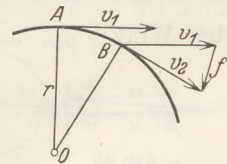


Fig. 11.
Geschwindigkeitsdreieck
und Kreissektor.

Daraus folgt $a = \frac{v^2}{r}$. Und diese Formel ist exakt, nicht bloß angenähert, da bei Annäherung des Punktes B an A das Dreieck v_1fv_2 und der Sektor AOB das Ähnlichsein als Grenzfall erreichen und gleichzeitig die mittlere Beschleunigung a in die wirkliche Beschleunigung in A übergeht. Es soll auch bemerkt werden, daß f parallel ist zur Symmetrale des Winkels AOB , und so wie sich B dem Punkte A nähert, nähert sich die Richtung von f immer mehr der Grenzrichtung AO . Wir schließen daher, daß die Beschleunigung in jedem Punkte des Kreisumfanges gegen den Mittelpunkt O gerichtet ist und gleich $\frac{v^2}{r}$ ist.

VI. E. LECHER: Lehrbuch der Physik. Leipzig: B. G. Teubner 1919. Es sei (Fig. 10) c die lineare Geschwindigkeit der kreisförmigen Bewegung eines Massenpunktes; von A aus würde der Körper infolge der Trägheit in der Zeit t den Weg $AB = ct$ zurücklegen. Es sei a die konstante Beschleunigung gegen O ; dann wäre der Weg in der Zeit t infolge dieser Beschleunigung allein $AD = \frac{1}{2}at^2$. Die Resultierende der Wege AB und AD ist AC . Dabei ist $AC^2 = AE \cdot AD$. Ist die Länge AC sehr klein gegen den Kreisumfang, so kann man dafür den Bogen AC oder die Wegstrecke AB setzen. (Hier liegt ein Mangel des Beweises, den nur die höhere Mathematik genau beseitigt.) Somit ist $AB^2 = AE \cdot AD$ oder $(ct)^2 = (2r) \left(\frac{at^2}{2} \right)$. Daraus folgt $a = \frac{c^2}{r}$. Die in Klammern gesetzte Bemerkung steht im Buche selbst.

VII. V. HEVLER: Lehrbuch der Physik. Reichenberg: Gebr. Stiepel 1925. Aus Merkwürdigkeitsgründen sei aus diesem Buche wörtlich zitiert: „Wir ersahen, daß jede krummlinige Bewegung als eine zusammengesetzte erscheint. Infolge der Beharrung, die hier zentrifugal wirkt, würde sich der Körper in der Tangente mit der Geschwindigkeit c weiterbewegen; durch den Zug nach innen (Zentripetalkraft) wird er aber in den Kreis abgelenkt und erhält dadurch eine Beschleunigung a . Bevor man diesen Zusammenhang erkannte, dachte man sich die zentrifugal wirkende Beharrung als Kraft und bezeichnete sie fälschlich als Fliehkraft. Diese Bewegung, die Zentralbewegung genannt wird, ist eine zwangläufige; die Beschleunigung tritt hier in erster Linie als Richtungsänderung der Geschwindigkeit auf. Da nun der Endpunkt dieser gedachten Doppelbewegung wieder ein Kreispunkt ist, so muß für das Dreieck ACE (Fig. 10) der Kathetensatz gelten; wir erhalten: $AC^2 = AD \cdot AE$, oder eingesetzt: $(ct)^2 = \frac{a}{2} \cdot t^2 \cdot 2r$ oder $c^2 = ar$. Dazu ist noch folgendes zu bemerken: wir dürfen nur für sehr kleine Zeiten t die Sehne \overline{AB} dem Bogen \widehat{AB} gleichsetzen; wir sehen aber, daß die gefundene Beziehung von der Zeit unabhängig ist. Wir erhalten weiter $a = \frac{c^2}{r}$.“ Nach dem Angeführten wird es niemanden wundernehmen, daß diese fälschliche „Fliehkraft“ einige Buchseiten später „gegen die Pole abnimmt“ und aus diesem Grunde „die Schwerkraft entsprechend zunehmen“ muß.

VIII. R. W. POHL: Einführung in die Mechanik und Akustik. Berlin: Julius Springer 1930. POHL geht von denselben Gedankengängen aus wie WALLENTIN in III., bezeichnet die Zusatzgeschwindigkeit \overline{VV}_1 der Fig. 7 mit Δu und den Zeitabschnitt, der zur Ausbildung des Δu notwendig ist, mit Δt , wählt dann das Δt so kurz, daß bei weiterer

Verkleinerung der Quotient $\frac{\Delta u}{\Delta t}$ sich nicht mehr ändert, und zerlegt endlich diesen Quotienten in die zueinander normalen Komponenten, die Bahnbeschleunigung und die Normalbeschleunigung. Letztere kann die Größe der Geschwindigkeit u nicht ändern. Wenn dann irgend einmal keine Bahnbeschleunigung vorhanden ist und die Größen Δt und Δu im genannten Sinne hinreichend klein, nämlich gleich dt und du geworden sind, dann dreht sich in der Zeit dt die Geschwindigkeit u gemäß der Fig. 12 um den Winkel $d\beta$, und es ist $du = u \cdot d\beta$. Also ist dann $\frac{du}{dt} = u \cdot \frac{d\beta}{dt}$, und $\frac{d\beta}{dt}$ wird die

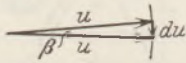


Fig. 12.
Geschwindigkeit und
normal dazu gerichteter
Geschwindigkeits-
zuwachs.

Winkelgeschwindigkeit genannt und mit ω bezeichnet. Ebenso wie in Fig. 7 die Größe $\frac{PV_1}{r}$, ist jetzt die Größe $\frac{du}{dt}$ die Normalbeschleunigung; sie werde mit b_r bezeichnet. Dann kann man die letzte Formel auch so schreiben: $b_r = u \cdot \omega$. Da nun diesmal keine Bahnbeschleunigung da ist, muß, wenn b_r konstant ist, die Geschwindigkeit, absolut genommen, fortwährend gleich groß bleiben, muß sich aber in jeder Sekunde um den gleichen Winkel ω drehen, das heißt aber, es muß die Masse in einem Kreise gleichmäßig umlaufen. Ist T die Umlaufdauer und r der Kreisradius, so ist einerseits $u = \frac{2\pi r}{T}$ und andererseits $\omega = \frac{2\pi}{T}$; die Formel $b_r = u \cdot \omega$ geht über in $b_r = \frac{2\pi r}{T} \cdot \frac{2\pi}{T}$, $b_r = \frac{4\pi^2 r}{T^2}$ oder $b_r = \frac{u^2}{r}$.

IX. J. SCHNIPPENKÖTTER und TH. WEYRES: Physik für höhere Lehranstalten. Berlin und Bonn: Ferd. Dümmler 1932. Es kann die Fig. 11 verwendet werden. Zieht man im Vektordreieck v_1/v_2 die Symmetrale, dann ist $\frac{f}{2} = v \cdot \sin \frac{d\varphi}{2}$, wobei $d\varphi$ der Winkel AOB ist. Wegen der Kleinheit von $d\varphi$ kann auch gesetzt werden: $\frac{f}{2} = v \cdot \frac{d\varphi}{2}$. Nun gilt aber die Proportion $\frac{2\pi r}{2\pi} = \frac{ds}{d\varphi}$, und dabei ist ds der Bogen AB . Es ist also $r \cdot d\varphi = ds$. Daher ist $\frac{f}{2} = v \cdot \frac{ds}{2r}$ oder $f = \frac{v}{r} \cdot ds$. Differenziert man diese Gleichung nach t und bezeichnet f mit dv , so entsteht $\frac{dv}{dt} = \frac{v}{r} \cdot \frac{ds}{dt}$. Der Differentialquotient $\frac{ds}{dt}$ ist aber die Beschleunigung, und der andere Differentialquotient $\frac{ds}{dt}$ ist v selbst. Somit entsteht schließlich die Endformel $\frac{dv}{dt} = \frac{v^2}{r}$.

X. E. DRINCOURT: Traité de physique. Paris: Colin 1908. Dieses für höhere Schulen bestimmte Lehrbuch verzichtet vollständig auf eine Erklärung des Zustandekommens einer Kreisbewegung und erwähnt nur, daß bei einer gleichförmigen Bewegung im Kreise Bogen zurückgelegt werden, die den zugehörigen Zeiten direkt proportional sind.

XI. An diese den angeführten Büchern entnommenen Ableitungen für die Größe der Normalbeschleunigung möge noch eine nicht veröffentlichte angeschlossen werden, die von Herrn Professor Dr. CHRISTOF FLEISS in Graz herrührt. Eine in die Bewegungsrichtung einer Masse fallende Beschleunigung ändert bloß die absolute Größe ihres Geschwindigkeitsvektors, nicht aber seine Richtung. Eine schief zur momentanen Geschwindigkeit gerichtete Beschleunigung kann in zwei Komponenten zerlegt werden, von denen die eine in die momentane Geschwindigkeit fallende nach dem eben Gesagten bloß die Geschwindigkeitsgröße ändert, so daß daher nur die senkrecht zur momentanen Geschwindigkeit gerichtete zweite Komponente eine Änderung der Richtung der Geschwindigkeit und nur diese Änderung bewirken kann. Kommt daher zu einer vorhandenen Anfangsgeschwindigkeit c_0 in der sehr kurzen Zeit dt durch eine Normalbeschleunigung b_n der Geschwindigkeitszuwachs $b_n \cdot dt$ hinzu, dann hat die Masse nach dieser Zeit eine neue Geschwindigkeit c_1 , und es ist dann aus der Fig. 13 ersichtlich:

$c_1^2 - c_0^2 = (b_n \cdot dt)^2$. Ist aber im nächsten gleich kurzen Zeitelement dt wieder eine gleich große, nun aber zu c_1 normale Beschleunigung da, dann ist am Ende dieser Zeit eine Geschwindigkeit c_2 vorhanden, die mit c_1 durch die gleiche Beziehung $c_2^2 - c_1^2 = (b_n \cdot dt)^2$ verbunden ist. Ähnlich entsteht eine Geschwindigkeit c_3 und die Gleichung $c_3^2 - c_2^2 = (b_n \cdot dt)^2$. Wird daher eine endliche Zeit t in k kleine Abschnitte geteilt, so daß $t = k \cdot dt$, so ist zuletzt $c_k^2 - c_{k-1}^2 = (b_n \cdot dt)^2$. Will man jetzt die Endgeschwindigkeit c_k mit der Anfangsgeschwindigkeit vergleichen, so braucht man bloß die aufgeschriebenen Gleichungen zu addieren und bekommt $c_k^2 - c_0^2 = b_n^2 \cdot (dt)^2 \cdot k = b_n^2 \cdot t \cdot dt$. Läßt man dt immer kleiner, k also immer größer werden, so ist ersichtlich, daß die Differenz $c_k^2 - c_0^2$ verschwindet, da b_n und t wohl endliche Größen sind, der letzte Faktor aber gegen Null konvergiert. Es ist damit zunächst der Beweis erbracht, daß

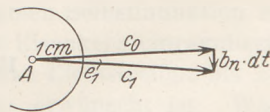


Fig. 13. Linearer und Winkelgeschwindigkeitszuwachs.

auch nach einer endlichen Dauer der Wirkung der Normalbeschleunigung die Geschwindigkeitsgröße sich nicht ändert. Nun zur Richtungsänderung: Denken wir uns in der Fig. 13 um A den Einheitskreis gezeichnet. Die Geschwindigkeiten c_0 und c_1 mögen den Winkel e_1 einschließen, der von derselben Größenordnung ist wie dt , so gilt, je kleiner dt ist, desto genauer die Proportion $e_1 : b_n \cdot dt = 1 : c$; dabei ist c die gemeinsame Größe aller Geschwindigkeiten c_1, c_2, \dots, c_k . Analog ist $e_2 : b_n \cdot dt = 1 : c, \dots, e_k : b_n \cdot dt = 1 : c$. Daraus ergibt sich $e_1 + e_2 + e_3 \dots + e_k = k \cdot \frac{b_n}{c} \cdot dt$ oder, wenn die Summe aller kleinen Drehungen mit e bezeichnet wird und man berücksichtigt, daß $k \cdot dt = t$ ist, die in der endlichen Zeit t erzielte Winkeländerung $e = \frac{b_n}{c} \cdot t$. Die in der Sekunde erzielte Winkeländerung, die Winkelgeschwindigkeit ω , ist daher gleich $\frac{e}{t}$ und somit gleich $\frac{b_n}{c}$. Bleibt der Absolutwert von b_n ungeändert, dann sind für gleich große dt die e_1, e_2, \dots alle gleich und die Masse bewegt sich in einem Kreise. Sein Halbmesser sei r . Dann ist $c = \omega \cdot r$, also $\omega = \frac{c}{r}$ und damit schließlich $\frac{c}{r} = \frac{b_n}{c}$, d. h. $b_n = \frac{c^2}{r}$. Es sei noch folgende Bemerkung hinzugefügt. Ist p die Normalkraft

und m die im Kreise umlaufende Masse, dann ist $b_n = \frac{p}{m}$; daher entsteht aus $\omega = \frac{b_n}{c}$ die Gleichung $\omega = \frac{p}{mc}$, und diese sagt aus: 1 Dyn ist nicht bloß die Kraft, welche der beliebig bewegten Masse 1 die Beschleunigung 1 erteilt, sondern auch die Kraft, welche der mit der Geschwindigkeit 1 bewegten Masse 1 die Richtung der Geschwindigkeit in einer Sekunde um den Winkel 1 dreht.

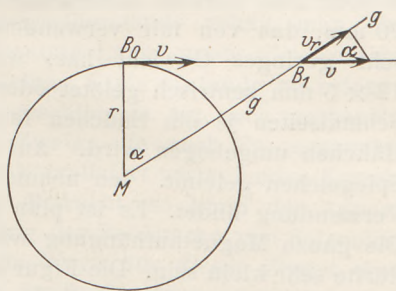


Fig. 14. Auf der Tangente fortschreitende Masse, beurteilt vom Mittelpunkte der Kreisbahn aus.

XII. Die eingangs erwähnte LAUFFERSche Betrachtung verwendet im Gegensatz zu allen anderen Ableitungen ausschließlich endliche Größen und macht einen sauberen Grenzübergang. Es soll sich, entsprechend der Fig. 14, eine Masse auf der Kreistangente gleichförmig bewegen und zur Zeit Null durch B_0 gehen, nach t Sekunden durch B_1 . Weil zur Zeit $t = 0$ die Geschwindigkeit v auf MB_0 senkrecht stand, fiel keine Komponente von v in die Richtung MB_0 . Zur Zeit t fällt die Komponente $v_r = v \cdot \sin \alpha$ in die Richtung des Leitstrahls g . Es hat sich also die Masse relativ zu g in der Zeit t beschleunigt weiterbewegt. Je weiter die Masse auf der Tangente fortschreitet, desto rascher entfernt sie sich von M . Die mittlere Relativbeschleunigung auf g während der Zeit t ist daher $b_{m,g} = \frac{v \cdot \sin \alpha - 0}{t}$. Da $B_0 B_1 = v \cdot t$

$= r \cdot \operatorname{tg} \alpha$, wird $b_{m,g} = \frac{v \cdot \sin \alpha}{r \cdot \operatorname{tg} \alpha : v} = \frac{v^2 \cos \alpha}{r}$. Es hat daher die Masse, wenn wir $\alpha = 0$ setzen, in B_0 zwar keine Relativgeschwindigkeit, aber die Relativbeschleunigung $b = v^2 : r$. Wünscht man nun, daß die Masse sich nicht von M entferne, sich nicht auf der Kreistangente, sondern auf dem Kreisumfange bewege, dann muß diese Relativbeschleunigung durch Hinzufügen einer gleich großen, auf M zu gerichteten Zentralbeschleunigung vernichtet werden.

Ein Oszillograph, zugleich Magnetoskop.

Von E. Hensel in Villingen.

Im 1. Heft des Jahrgangs 1933 dieser Zeitschrift beschreibt P. NICKEL einen Oszillographen, der als schwingendes System eine Drehspule im Feld eines festen Magneten vorsieht. Man kann auch nach dem umgekehrten Prinzip verfahren, also eine Magnetnadel im Innern eines fest eingebauten Solenoids schwingen lassen. Die so gewonnene Einrichtung, die in Fig. 1 von vorn und von der Seite gesehen abgebildet ist, besitzt manche Vorzüge. Zum Zweck der Selbsterstellung mögen einige dienliche Angaben

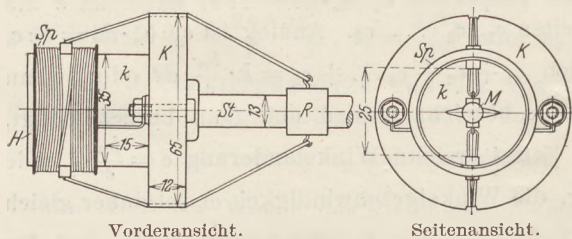


Fig. 1. Oszillograph, zugleich Magnetoskop. Magnet M mit Spiegel, an zwei Gummiringen im Hohlraum der Spule Sp hängend. Auf dem Klötzchen K das kleinere k , über letzteres der Preßspanzylinder H . Am Klötzchen K der Rundmessingstab St mit Stellring R .

willkommen sein. Den Grundstock bilden zwei zylindrisch geformte Holzklötzchen K und k von 65 bzw. 35 mm Durchmesser und 12 bzw. 15 mm Stärke, die konzentrisch aufeinandersitzen und vom Drechsler aus einem einzigen Stück Erlen- oder Pappelholz herausgedreht werden. Auf das kleinere Klötzchen wird ein Hohlzylinder H aus Preßspan geschoben und mit einigen Messingstiften befestigt, so zwar, daß er noch 20 bis 30 mm über die Stirnfläche dieses Klötzchens vorragt. In dem so geschaffenen Hohlraum schwingt eine kurze Magnetnadel M . Ich verwende dazu eine Kompaßnadel, wie sie zur Aufzeichnung von magnetischen Kraftlinien verwendet zu werden pflegt, z. B. von HERM. HAHN, vgl. dessen „Handbuch für physikalische Schülerübungen“, 2. Aufl., S. 309. Das dort in natürlicher Größe abgebildete Magnetchen hat eine Länge von 20 mm, das von mir verwendete ist jedoch nur 15 mm lang. Die Nadel, die ein sehr geringes Gewicht hat, wird auf einen Streifen Kupferschablonenblech von 12×5 mm zentrisch gelötet oder geleimt. Dem Blech wird oben und unten an den Schmalseiten je ein Endchen feiner Messingdraht aufgelötet, das nachher zu einem Häkchen umgebogen wird. Auf die andere Seite des Bleches wird ein kreisrundes Spiegelchen geleimt. Ich nehme ein solches, wie es auch bei Spiegelgalvanometern Verwendung findet. Es ist plan geschliffen und hat 10 mm Durchmesser oder weniger. Die ganze Magnetaufhängung wiegt nur 0,2 bis 0,3 g, und auch ihr Trägheitsmoment dürfte sehr klein sein. Die Figur läßt weiterhin erkennen, daß an den vorhin erwähnten Häkchen je eine Schleife anfaßt. Jede geht durch ein kurzes, durch den vorstehenden Teil des Preßspanzylinders gestecktes Glasröhrchen von bequemer lichter Weite, führt über den Umfang des Klötzchens K weg, das hier eine kleine Einkerbung erhält, und greift jenseits desselben in die Häkchen eines Messingringes R , der auf einem Rundmessingstab von 13 mm Durchmesser verschoben und mit einer Schraube (in der Zeichnung nicht sichtbar) festgestellt werden kann. Die beiden Schleifen sind Gummiringe, die auch P. NICKEL a. a. O. verwendet, nur brauchen sie natürlich nicht aufgeschnitten zu werden. Mit dem Stellring R können sie beliebig gespannt werden. Ferner erkennt man eine Drahtspule Sp auf dem vorstehenden Teil des Preßspanzylinders. Sie ist so gewickelt,

daß die Magnetaufhängung sich in der Mitte des Hohlraums der Spule befindet. Die Enden des 0,5 mm starken, umsponnenen oder emaillierten Kupferdrahtes führen zu zwei Steckbuchsen nahe am Umfang des Klötzchens *K*. Die Spule mit einer Breite von 20 mm kann etwa 10 bis 15 Windungslagen erhalten. Bei Verwendung von technischem Wechselstrom tritt, wenn die angegebenen Maße eingehalten werden, sichere Resonanz mit dem schwingenden System ein, im übrigen mögen im Einzelfall kleinere Abänderungen sich vielleicht als notwendig erweisen. Die Wechselstromstärke wird durch den Schalttafelwiderstand unter Hinzufügung einer variablen Selbstinduktion in Form einer größeren Spule dickeren Drahtes mit einschiebbarem Eisenkern einreguliert. Man erhält auf dem Schirm in 2 m Abstand je nach Stromstärke Lichtstreifen bis zu 30 cm und mehr Länge, was jedoch in der Regel keineswegs erwünscht ist. Was die Lichtprojektion betrifft, so wird man sich im allgemeinen der jeweils vorhandenen Einrichtung anpassen. Bequem ist die Projektionslampe mit optischer Bank nebst Zubehör von Zeiß oder verwandten Firmen. Man klemmt den Oszillographen mit dem Rundstab *St*, unter Verwendung passenden Stativmaterials, in einen der Reiter und probiert eine solche Stellung aus, daß auf dem Schirm das scharf begrenzte Bild der eng gestellten Irisblende erscheint.

Die vielseitige Verwendbarkeit des Oszillographen ist bekannt. Man kann z. B. der durch Wechselstrom erzeugten Sinusschwingung eine andere von anderer Frequenz und Amplitude überlagern. Ein einfaches Verfahren hierzu besteht darin, die ganze Apparatur einer mechanisch erzeugten Erschütterung zu unterwerfen. Ich schraube zu diesem Zweck an den Tisch den von R. W. POHL eingeführten „Experimentiermotor“, dessen Tourenzahl in weiten Grenzen variiert werden kann. Sollte die Erschütterung des Schwingsystems nicht kräftig genug sein, so kann man dadurch abhelfen, daß man an die Motorwelle eine kleine Scheibe oder auch einen Metallstab schraubt. Der rotierende Spiegel wirft dann auf die Projektionswand die Kurve, die sich aus der Addition der beiden komponierenden Schwingungen ergibt. Steigert man die Tourenzahl des Motors so weit, daß man in die Nähe der Wechselstromfrequenz kommt, so wird dies angezeigt durch das Auftreten der bekannten Schwebungskurven. Ein auf die Motorwelle aufgesetztes Tachometer liefert hierzu die erforderlichen Zahlenangaben.

Zur Darstellung Lissajousscher Figuren braucht man zwei möglichst gleich gebaute Oszillographen. Die Schwingachse des einen stellt man horizontal, die des andern vertikal ein. Die beiden Spulen werden parallel geschaltet, unter Vorschaltung einer variablen Selbstinduktion oder Kapazität in jedem der beiden Zweige. Auf dem Schirm erscheint eine Ellipse, die je nach den Unterschieden in Phase und Amplitude verschieden ausfallen wird. Bei passender Änderung der Zweigwiderstände erhält man eine Drehung der Ellipse aus der vertikalen in die horizontale Lage, unter gleichzeitiger Änderung ihrer Breite. Manchmal glückt es sogar, einen Kreis zustande zu bringen. Man kann den einen Oszillographen auf die vorhin geschilderte Art auch mechanisch erregen, unter Ausschaltung des Stromes in diesem Zweig. Je nach Frequenzunterschied erhält man die bekannten, mehr oder weniger kompliziert verlaufenden Kurven.

Läßt man die Spule des Oszillographen außer Betracht, so kann der Apparat ohne weiteres auch als Magnetoskop zur Untersuchung der Feldstärke von Solenoiden gebraucht werden. Es steht aber natürlich nichts im Wege, für diesen Zweck einen besonderen Apparat herzustellen, der mit Ausnahme der Spule alle wesentlichen Teile des beschriebenen Oszillographen enthält, in der Bauart jedoch einige zweckmäßige Änderungen erfährt. Auch können die Maße erheblich kleiner genommen werden, was der besonderen Verwendung des Instruments zum Vorteil gereicht. Auf ein prismatisches Klötzchen *a* (Fig. 2) mit den Maßen $30 \times 20 \times 15$ mm wird oben und unten je ein $20 \times 20 \times 10$ mm-Klötzchen *b* geleimt, das, wie die Seitenansicht zeigt, 5 mm über das erstere vorragt. Diese kleineren Klötzchen werden, wenn nötig, auf ihrer Oberseite so abgerundet, daß eine Vorsatzlinse mit ihrer zylindrischen Fassung darüber geschoben werden kann. In der Zeichnung ist diese gestrichelt abgebildet,

da sie nur unter Umständen nötig ist, die weiter unten Erwähnung finden werden. Außerdem wird diesen Klötzchen auf ihrer Vorder- und Oberseite mit einer kleinen Rundfeile eine Rinne eingefeilt zur Führung der beiden Gummiringe, die wie beim Oszillographen einerseits die Magnetaufhängung halten, andererseits in die Haken des Stellrings greifen und von diesem gespannt werden. Die Länge des Rundmessingstabs *St*, an dessen vorderem Ende das Magnetoskop angeschraubt ist, richtet sich nach der Länge des zu untersuchenden Solenoids. 40 cm Länge, bei 10 cm Durchmesser im Lichten, dürfte ausreichend sein. Wer es sich leisten kann, mag vielleicht auch zu der Wildermuthschen Solenoidspule greifen, die 64 cm lang ist, bei 25 cm Durchmesser. (Vgl. dessen Schrift „Apparate und Versuche“, S. 17.) Mit dem andern Ende des Rundstabs wird das Magnetoskop in einem feststehenden Stativ (Tischklemme) waagrecht gehalten, während das Solenoid konaxial darüber geschoben wird, bis die Magnetaufhängung sich in der Mitte des Hohlraums befindet. Das Solenoid liegt zweckmäßig in einem Holzgestell, mit dem es auf dem Tisch hin und her bewegt werden kann. Man wird zunächst die Feldstärkeänderungen im Innern

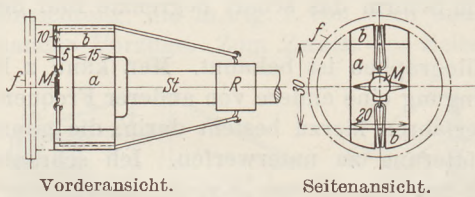


Fig. 2. Magnetoskop.
Magnet *M* mit Spiegel und Gummiringen. Klötzchen *a*, oben und unten das Klötzchen *b*, darüber führen die Gummiringe zu dem Stellring *R*.
Vorsatzlinse *f* mit zylindrischer Fassung.

und an den Öffnungen des Solenoids feststellen, indem man das Gestell so bewegt, daß das Magnetoskop in seiner Achse bleibt. Die Feldstärke bleibt konstant, solange man noch genügend weit von den Öffnungen entfernt ist, dagegen nimmt sie rasch ab, sobald man sich diesen nähert. Ebenso zeigt sich die Feldstärke unverändert, wenn man das Solenoid senkrecht zu seiner Achse verschiebt, so daß das Magnetoskop sich der Wandung des Hohlraums nähert. Auch wird man nachprüfen, wie sich diese Verhältnisse auf der Außenseite des Solenoids gestalten. Aufschlußreich ist dann des weiteren die Vergleichung zweier oder mehrerer Felder. Sie erweist die Abhängigkeit der Feldstärke von der Länge des Solenoids, der Windungszahl und der Stromstärke. Dagegen findet man, daß der Querschnitt unter sonst gleichen Voraussetzungen keinen Einfluß auf die Feldstärke hat. So erarbeitet sich der wichtige Begriff der Amperewindungszahl. Hierzu darf ich auf die Ausführungen in R. W. POHLS „Elektrizitätslehre“, S. 70 ff. verweisen. Bei der weiten Verbreitung, die dieses Buch gefunden hat, mag dieser Hinweis genügen.

Zum Nachweis der Feldstärkeänderungen und zur Vergleichung der Felder verschiedener Solenoide dient die Größe der Drehung, die die Magnetnadel des Magnetoskops bei Stromdurchgang erfährt. Man bedient sich hierzu einer Beleuchtungsvorrichtung, mittelst welcher ein Lichtzeiger auf den Spiegel der Magnetaufhängung fällt, der ihn auf eine in passender Entfernung aufgestellte Skala wirft. Sehr genaue Ablesungen gestattet z. B. die von Hartmann & Braun gelieferte Vorrichtung, bei der auf der Skala eine helle Fläche mit schwarzem Schattenstrich erscheint. Man kann damit noch Bruchteile von Millimetern ablesen, also die geringsten Feldstärkeänderungen feststellen. Hierzu muß, wie weiter oben schon angedeutet, das Magnetoskop mit einer passenden Vorsatzlinse versehen werden.

Punktförmige Aufnahme von Wechselstromkurven.

Von E. Aretz in Frankfurt a. M.

Zur experimentellen Untersuchung der Stromform des Wechselstromes sowie der Phasenverschiebungen im Kreise mit Induktivität und Kapazität stellt der Oszillograph ein wertvolles Hilfsmittel dar. Seiner Verwendung im Unterricht stehen jedoch — abgesehen von den hohen Anschaffungskosten — einige Nachteile entgegen, die dem Verfahren

der sog. punktförmigen Aufnahme der Stromkurven nicht anhaften¹. Bei diesem Verfahren, das schon 1880 von JOUBERT angegeben wurde, werden mittels eines synchron arbeitenden Kontaktes nacheinander mehrere Augenblickswerte der Wechselspannung gemessen, die dann auf Millimeterpapier zur Kurve zusammengesetzt werden. Dieses Verfahren, das zunächst sehr umständlich erscheinen mag, läßt sich durch ein einfaches, billiges Gerät (D.R.G.M.²) mit erheblichen methodischen Vorteilen im Klassenunterricht und auch bei Schülerübungen anwenden.

Das Gerät selbst ist in Aufbau und Wirkungsweise wesentlich einfacher und übersichtlicher als ein Oszillograph mit dem erforderlichen Zubehör. Die Verdunkelung des Raumes fällt weg. Das Messen der Augenblickswerte mit einem normalen Drehspulmeßgerät erfolgt unter Mitwirkung der Schüler, die nach Beendigung der Versuche die Kurven in ihr Heft eintragen. Die Aufnahme einer Kurve nimmt nur etwa 3 bis 5 Minuten in Anspruch. Phasenverschiebungen lassen sich direkt in Winkelgraden ablesen. Vorgänge, zu deren Beobachtung mittels Oszillograph mehrere Meßschleifen erforderlich sind, lassen sich mit dem „Kontaktgeber“ ohne weiteres untersuchen.

Der Kontaktgeber (Fig. 1) besteht aus einer Kontaktscheibe *a* (JOUBERT-Scheibe), die direkt auf dem freien Wellenende *b* eines Synchronmotors sitzt. Der Synchron-Motor (Fig. 2) ist nach dem bekannten Prinzip des LA COURSchen Rades aufgebaut. Er besteht aus einem eisernen Zahnrad von etwa 60 mm Durchmesser und 15 mm Stärke, das vor einem Elektromagneten mit stabförmigem, lamelliertem Kern leicht drehbar gelagert ist. Der Elektromagnet wird über einen Klingeltransformator oder über einen Vorschaltwiderstand an das Wechselstrom-Lichtnetz angeschlossen. Da das Rad 6 Zähne (Pole) hat, macht es bei der Netzfrequenz 50 Hertz genau 1000 Umdrehungen in der Minute. Nach dem Einschalten des Elektromagneten läuft dieser einfache Synchronmotor natürlich nicht von selbst an; er muß zunächst durch eine besondere Kraft auf die synchrone Drehzahl gebracht werden. Dieses sog. Anwerfen erfolgt nach geringer Übung mühelos von Hand. Synchronmotor und JOUBERT-Scheibe sind auf gemeinsamer Grundplatte aufgebaut und bilden ein Gerät: den „synchrone Kontaktgeber“. Durch die Wahl geeigneter mechanischer und elektrischer Abmessungen des Motors sowie durch Verwendung einer kleinen Schwungscheibe, die lose auf der Motorwelle sitzt, wird das „Pendeln“, das sonst meist bei Synchronmotoren auftritt, unterdrückt. Infolge des Pendelns würde auch der Zeiger des Meßgerätes im gleichen Takte pendeln und dadurch ein genaues Ablesen der Momentanwerte erschweren. Am Umfang der aus Isolierstoff bestehenden Kontaktscheibe (Fig. 1) sind drei um 120° versetzte Kontaktstücke *c* eingelassen, die mit dem Schleifring *d* leitend verbunden sind. Auf dem Schleifring ruht eine feste Bürste (nicht gezeichnet). Die Bürste *e*, die gegen den Umfang der Kontaktscheibe drückt, ist an einem drehbaren Bürstenträger *l*

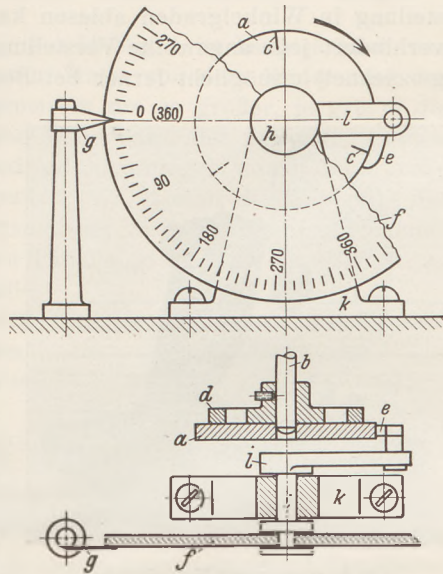


Fig. 1. Kontaktgeber.

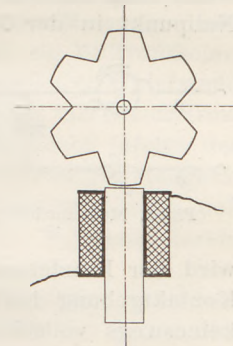


Fig. 2. Synchronmotor.

¹ Literatur: E. ORLICH: Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. Braunschweig: F. Vieweg & Sohn 1906. — A. LINKER: Elektrotechnische Meßkunde, S. 569 f. Berlin: Julius Springer 1932.

² Hersteller: Meiser & Mertig G. m. b. H., Dresden N. 6.

befestigt, auf dessen Drehachse i die Zeiteilscheibe f sitzt. Durch Drehen der Zeiteilscheibe kann man dem Bürstenträger und somit auch der Bürste jede gewünschte Stellung geben. Die Zeiteilscheibe ist mit einer elektrischen Gradeinteilung versehen und gleitet an dem feststehenden Zeiger g vorbei, so daß man die jeweilige Bürstenstellung in Winkelgraden ablesen kann. Die Reibung der Drehachse in ihrem Lager verhindert jede ungewollte Verstellung der Bürste. Die mechanische Ausführung (nicht gezeichnet) ermöglicht ferner bei Bedarf eine Verstellung der Teilscheibe gegenüber

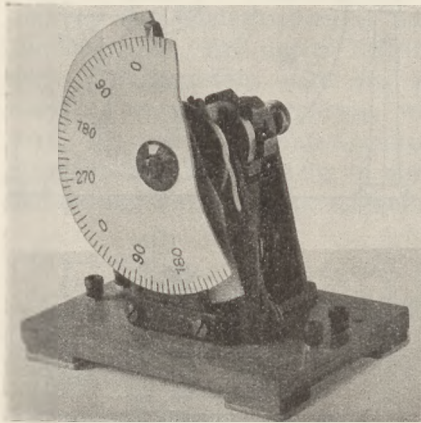


Fig. 3. Synchroner Kontaktgeber.

der Bürste selbst. Die Stromzuführung zur Kontaktscheibe erfolgt einerseits über die feste Bürste und andererseits über den Lagerbock k (Anschlußleitungen und Klemmen sind nicht gezeichnet).

Fig. 3 zeigt die Ausführung des ganzen Gerätes. Die hinter der Zeiteilscheibe sichtbare zweite Scheibe ist mit der drehbaren Bürste fest verbunden und dient dem bequemeren Verstellen der Bürste. Das freie Achsende des Motors trägt eine Schraubvorrichtung, die es ermöglicht, stroboskopische Scheiben einzuspannen, so daß mit dem Gerät auch noch einfache stroboskopische Versuche angestellt werden können.

Zur Aufnahme von Spannungskurven schaltet man nach Fig. 4. Hier bedeutet c die JOUBERT-Scheibe, d einen Blockkondensator von 1 bis 4 Mikrofarad und e einen Drehspulspannungsmesser.

Der Schalter f soll nur eingeschaltet sein, wenn der Motor läuft, damit bei Stillstand der JOUBERT-Scheibe das Drehspulinstrument nicht infolge eines zufälligen Kontaktes vom Wechselstrom durchflossen und dadurch gefährdet wird. Damit man die richtige Polung des Spannungsmessers nicht zu beachten braucht und um den Richtungswechsel beim Durchgang durch die Nulllinie besonders anschaulich zu machen, wählt man für den Klassenunterricht zweckmäßig ein Demonstrationsgerät mit dem Nullpunkt in der Mitte. Es ist jedoch auch jeder andere Drehspulspannungsmesser

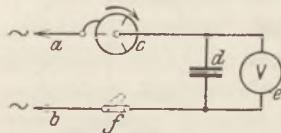


Fig. 4. Meßanordnung.

verwendbar; gegebenenfalls schließt man ihn über einen Polwender an. Nachdem der Synchronmotor angeworfen ist, legt man die Leitungsenden a und b an die zu untersuchende Wechselspannung. Durch die synchron umlaufende Kontaktscheibe erfolgt innerhalb jeder Periode ein kurzer Stromstoß während der Zeitdauer von etwa 3^0 elektrisch; das entspricht bei 50 Hertz etwa 0,17 Millisekunden. In dieser kurzen Zeit wird der Kondensator auf die Augenblicksspannung aufgeladen, die am Ende der Kontaktgebung herrscht. Die Entladung erfolgt über den Spannungsmesser, jedoch keineswegs vollständig, da sie infolge des hohen Widerstandes des Meßgerätes nur langsam vonstatten geht. Schon in der nächsten Periode erfolgt ein neuer Ladestromstoß, der die Spannung des Kondensators wieder auf die alte Höhe bringt. Der Zeiger des Meßgerätes, der den raschen Schwankungen der Kondensatorspannung nicht zu folgen vermag, stellt sich auf einen Mittelwert zwischen Ladespannung und niedrigster Entladespannung ein. Diese Mittelwerte sind den Augenblickswerten proportional. Durch Verstellung der Bürste kann man nach und nach alle Augenblickswerte während einer Periode messen. Praktisch genügt es meistens vollauf, die Augenblickswerte von 10^0 zu 10^0 (elektrisch!) zu messen. Da bei den meisten technischen Wechselströmen die positive Halbwelle das Spiegelbild der negativen Halbwelle ist, genügt im allgemeinen die Aufnahme einer Halbwelle. Um die Ablesung von 10^0 zu 10^0 bequem vornehmen zu können, empfiehlt es sich, nach Einstellung der Bürste auf den elektrischen Nullpunkt auch die Zeiteilscheibe auf Null zu stellen.

Es entspricht dem Wesen der punktförmigen Aufnahme, daß nur Spannungskurven aufgenommen werden können; da jedoch Strom und Spannung innerhalb eines OHMSchen Widerstandes gleiche Form und Phase haben, erhält man die Stromform durch Aufnahme der Kurve an einem OHMSchen Widerstand, der von dem zu untersuchenden Strome durchflossen wird.

Der Eigenstromverbrauch der Meßanordnung gemäß Fig. 4 ist hauptsächlich von der Kapazität des Kondensators und in geringerem Maße von dem Widerstand des Spannungsmessers abhängig, und zwar ist der Eigenstrom um so größer, je größer die Kapazität und je kleiner der Widerstand ist. Der Widerstand der Spannungsmesser soll 100 Ohm je Volt nicht unterschreiten. Für niedrige Spannungen nimmt man große Kapazität und für höhere Spannung kleine Kapazität. Wählt man die Kapazität des Kondensators und den Meßbereich des Spannungsmessers für die zu untersuchenden Effektivspannungen U ungefähr nach der folgenden Tabelle, so hält sich der Eigenstrom der Meßanordnung etwa zwischen 15 und 40 Milliampere. Bei diesen schwachen Strömen arbeitet der Kontaktgeber funkenfrei. Wenn Funken auftreten, beginnt der Zeiger zu schwanken, wodurch die Ablesung unsicher wird.

Die Tabellenwerte brauchen keineswegs genau eingehalten zu werden, sie sollen lediglich Anhaltspunkte für die Wahl des Kondensators und der Meßbereiche geben.

U in Volt	C in Mikrofarad	Meßbereich in Volt
4—10	4	15
10—30	3	75
30—60	2	150
60—120	1	300
120—230	0,5	500

Für den Klassenunterricht wählt man die einzelnen Größen zweckmäßig so, daß der Spannungsmesser beim höchsten Augenblickswert annähernd voll ausschlägt. Bei Schülerübungen im Praktikum benutzt man vorteilhaft ein billiges Feinmeßgerät (Mavometer oder dergl. reicht aus!); hierbei genügt ein Höchstwert von 50 Skalenteilen vollauf zur deutlichen Ablesung aller Augenblickswerte. Unter 4 Volt effektiv werden die Messungen zu unsicher.

Da die Ladeströme des Kondensators innerhalb einer Periode verschieden stark sind, läßt sich die Meßanordnung nicht eichen, d. h. mit der Meßanordnung gemäß Fig. 4 lassen sich nur qualitative Untersuchungen durchführen. Diese genügen jedoch für Unterrichtszwecke schon in vielen Fällen. Will man auch quantitative Messungen ausführen, so läßt man den Kondensator weg und wählt als Meßgerät ein Millivoltmeter, dem zur Einstellung eines geeigneten Ausschlages (etwa 50°) ein regelbarer Widerstand von einigen 100 Ohm vorgeschaltet wird. Diese Anordnung läßt sich mit Gleichstrom eichen. Das Millivoltmeter wird allerdings stark beansprucht, was jedoch infolge der kurzen Kontaktzeit nicht schadet. Es ist aber streng darauf zu achten, daß das Meßgerät nur eingeschaltet ist, wenn der Synchronmotor läuft; es könnte sonst geschehen, daß bei Stillstand des Motors zufällig Kontakt bestünde, wodurch das Meßgerät durchbrennen müßte.

Nachfolgend werden einige Beispiele von Kurvenaufnahmen geschildert, aus denen hervorgeht, daß der Kontaktgeber bei der Einführung und Vertiefung der Lehre vom Wechselstrom vorzügliche Dienste leisten kann. Ein besonderer methodischer Vorteil liegt in der Möglichkeit, die durch die Kurvenaufnahme ermittelte Phasenverschiebung durch Konstruktion des Spannungsdreiecks aus den gemessenen Effektivwerten zu prüfen.

1. Beispiel: Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung in einer eisenlosen Spule. Fig. 5 zeigt die Meßschaltung, die Kurven und das Spannungsdreieck. Die hier benutzte Spule L ist eine Zylinderspule aus 775 Windungen eines 0,8 mm dicken Kupferdrahtes, die in 16 Lagen untergebracht sind. Der OHMSche Widerstand der Spule beträgt 6 Ohm. Der Widerstand R hat 5 Ohm. L und R sind hintereinandergeschaltet. Die Punkte A und C sind mit der Wechselstromquelle verbunden. Als Wechselstromquelle dient das Lichtnetz. Zur Einstellung einer beliebigen Spannung an den Punkten A und C kann man einen Regelwiderstand vorschalten oder einen Spannungsteiler verwenden. Eine dritte Möglichkeit zur Einstellung der gewünschten

Spannung bietet ein Transformator, dessen Sekundärwicklung vielfach unterteilt ist. Im vorliegenden Falle war bei AC die Spannung 14,8 Volt eingestellt. An der Spule wurden 10 Volt und am Widerstand 5,9 Volt mit einem Ventil-Drehspul-Gerät gemessen.

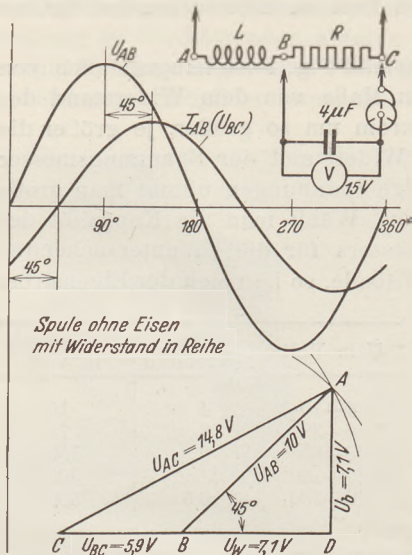


Fig. 5. Strom- und Spannungsverlauf in eisenloser Spule.

abgestellt werden, damit die richtige Phasenfolge erhalten bleibt. Bei nacheilendem Strom erhält man bei der zweiten Aufnahme zunächst Augenblickswerte von entgegengesetzter Richtung; deshalb ist auf die richtige Polung des Spannungsmessers zu achten. Die beiden Kurvenaufnahmen ergaben folgende Augenblickswerte in Skalenteilen:

Grad	U_{AB}	U_{BC}
0	0	—29
10	12	—24
20	24	—17,5
30	35	—10,5
40	45	— 3,5
50	54	3,5
60	60,5	10,5
70	66	17,5
80	69	24
90	70	29
100	69	34
110	66	37,5
120	60,5	40
130	54	41
140	45	41
150	35	40
160	24	37,5
170	12	34
180	0	29
190	—12	24
200	—24	17,5
usw.	usw.	usw.

Nach diesen Werten wurden die Spannungskurven U_{AB} und die Stromkurve J_{AB} (identisch U_{BC}) gezeichnet. Die Aufzeichnung der Kurven ergibt Sinusform für Strom und Spannung und eine Phasenverschiebung von genau 45 Grad; hier eilt der Strom der Spannung nach. Will man lediglich die Phasenverschiebung feststellen, so erübrigt sich die Messung der Augenblickswerte. Man stellt für beide Kurven nur die Augenblickswerte Null ein und liest den Winkel direkt an der Teilscheibe ab.

Das zur Prüfung des Ergebnisses gezeichnete Spannungsdreieck ABC ergibt ebenfalls die Phasenverschiebung 45°, wodurch die Richtigkeit der Kurvenaufnahme bestätigt wird.

Steht ein Wechselstrom-Spannungsmesser mit geeignetem Meßbereich nicht zur Verfügung, so kann man das Spannungsdreieck auch noch auf folgende Weise zeichnen. Man nimmt noch eine dritte Kurve auf, und zwar an den Punkten AC . Die Phasenverschiebung dieser Kurve zur Stromkurve ergibt den Winkel ACB . Die Spannung an R findet man nach dem OHMSchen Gesetz: $U_{BC} = I \cdot R = 1,18 \cdot 5 = 5,9 \text{ V}$.

Nunmehr läßt sich das Dreieck ABC aus der Grundseite und den beiden anliegenden Winkeln konstruieren. Aus dem Dreieck ABD kann man noch die Wirkspannung U_w und die induktive oder Blindspannung U_b ermitteln. Aus der Gleichung $U_b = I \cdot \omega \cdot L$ läßt sich die Induktivität L der Spule berechnen. Weiterhin ergibt sich aus dem OHMSchen Widerstand (Wirkwiderstand) der Spule und dem Phasenverschiebungswinkel das

Die Stromstärke betrug 1,18 Ampere. Nach der Messung der Effektivspannungen wurden die Augenblicksspannungen mittels des Kontaktgebers gemessen, und zwar zuerst an der Spule und dann am Widerstand. Man geht dabei folgendermaßen vor: Nachdem der Motor angeworfen ist, legt man die Meßanordnung an die Punkte AB und stellt durch Drehen an der Teilscheibe den Augenblickswert Null ein. Man verstellt die Teilscheibe gegen die Bürste so, daß der feste Zeiger auf einen Nullpunkt der Teilscheibe zeigt. Nun verstellt man die Bürste von 10^0 zu 10^0 und mißt jeweils die Augenblicksspannungen bis zu 180° . Endlich trennt man die Meßanordnung von der Spule und dreht darauf die Teilscheibe mit der Bürste auf den ursprünglichen Nullpunkt zurück. Lag vorher a an A und b an B , so wird jetzt a an B und b an C gelegt. Bei der Aufnahme der zweiten Kurve muß die Teilscheibe in gleicher Richtung gedreht werden, wie bei Aufnahme der ersten Kurve. Zwischen beiden Aufnahmen soll der Synchronmotor nicht

Widerstands-dreieck mit einem Scheinwiderstand von 8,5 Ohm und einem Blindwiderstand von 6 Ohm. In der hier angedeuteten Weise lassen sich die Kurvenaufnahmen zur Ermittlung und zur Erklärung charakteristischer Wechselstromgrößen sehr gut auswerten.

2. Beispiel: Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung in einer Spule mit stabförmigem Eisenkern. In die Spule des ersten Beispiels wird ein massiver Weicheisenkern mit den Abmessungen $30 \cdot 30 \cdot 150$ mm gesteckt. An Stelle des Widerstandes 5 Ohm schaltet man einen Widerstand von 20 Ohm mit der Spule in Reihe. Es wurde wieder die Stromstärke 1,18 A einreguliert. Die Effektivspannungen betragen: $U_{AB} = 40$ V; $U_{BC} = 23,6$ V; $U_{AC} = 54$ V. Die Kurvenaufnahmen ergaben eine Phasenverschiebung von etwa 67° ; eine nennenswerte Abweichung von der Sinusform konnte nicht festgestellt werden. Die weitere Auswertung der gemessenen Werte und eine Vergleichung mit den Ergebnissen des ersten Beispiels zeigen, daß durch

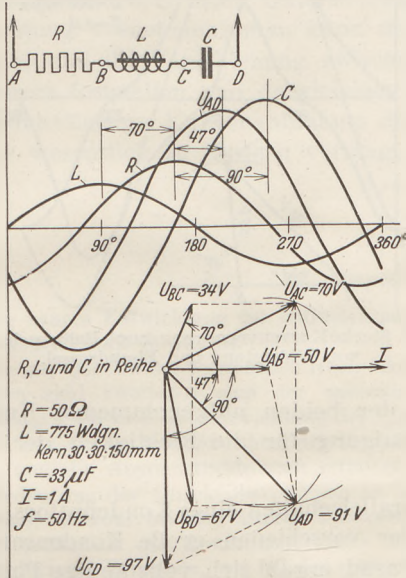


Fig. 6. Phasenverschiebungen im Kreise mit Widerstand, Induktivität und Kapazität.

Phasenverschiebung von etwa 67° ; eine nennenswerte Abweichung von der Sinusform konnte nicht festgestellt werden. Die weitere Auswertung der gemessenen Werte und eine Vergleichung mit den Ergebnissen des ersten Beispiels zeigen, daß durch

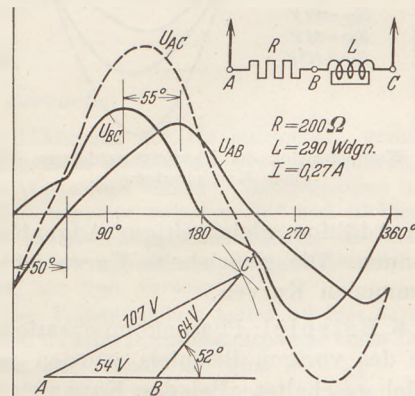


Fig. 7. Abweichung von der Sinusform durch Reihenschaltung von Widerstand und Eisendrossel.

Anwesenheit des Eisenkerns in der Spule folgende Größen höhere Werte annehmen: der Phasenverschiebungswinkel, der Scheinwiderstand, die Wirk- und Blindgrößen und die Induktivität. Wirkwiderstand und OHMScher Widerstand sind jetzt nicht mehr identisch wie bei der eisenlosen Spule.

3. Beispiel: Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung bei einem Kondensator. Man schaltet einen Kondensator von einigen Mikروفarad mit einem OHMSchen Widerstand in Reihe und führt die Kurvenaufnahmen und die Spannungsmessungen entsprechend dem ersten Beispiel durch. Kurven und Spannungsdreieck ergeben eine Voreilung des Stromes um genau 90° . Die Sinusform des Stromes bleibt erhalten.

4. Beispiel: Phasenverschiebungen im Kreise mit OHMSchem Widerstand, Induktivität und Kapazität. Fig. 6 zeigt die Schaltung, die Kurven und das Vektordiagramm. Es wurde dieselbe Spule wie in den beiden ersten Beispielen benutzt. Zur Beobachtung der Vorgänge in diesem Stromkreis mittels Oszillographen müßte man schon 4 Meßschleifen haben. Die Messung der Effektivspannungen wurde zwischen den Punkten AB, BC, CD, AC, BD und AD vorgenommen; aus diesen Werten (s. Fig. 6) wurde das Vektordiagramm konstruiert. Die Kurven wurden nur bei AB (R), BC (L), CD (C) und bei AD aufgenommen. Alle Kurven haben Sinusform. Beide Untersuchungen ergaben auch hier gleiche Winkel. Spannungen und Winkel sind in Fig. 6 eingetragen. Bemerkenswert ist, daß die Kondensatorspannung größer ist als die an den Punkten AD angelegte Spannung.

5. Beispiel: Spule mit geschlossenem Eisenkern und OHMSchem Widerstand in Reihe. Schaltung und Kurven sind in Fig. 7 dargestellt. Hier fällt sofort auf, daß die

Kurven keine Sinusform mehr haben. Die hier benutzte Spule hatte 290 Windungen; ihr geschlossener Eisenkern hatte den Querschnitt 45×45 mm und wog 7,5 kg. Der Widerstand R betrug 200 Ohm. Die Spannung an AC war 107 Volt und wurde direkt einem Stufentransformator entnommen. Am Widerstand (R) herrschten 54 Volt, an der Spule (L) 62 Volt. Die gestrichelte Kurve wurde nicht aufgenommen, sondern

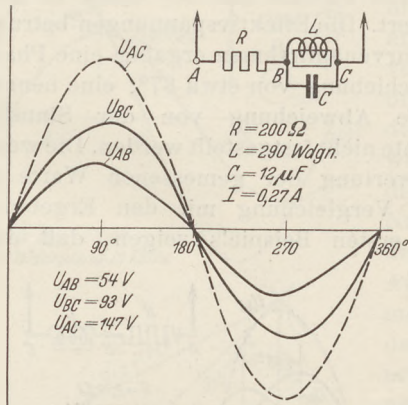


Fig. 8. Kompensation der Phasenverschiebung durch einen Kondensator.

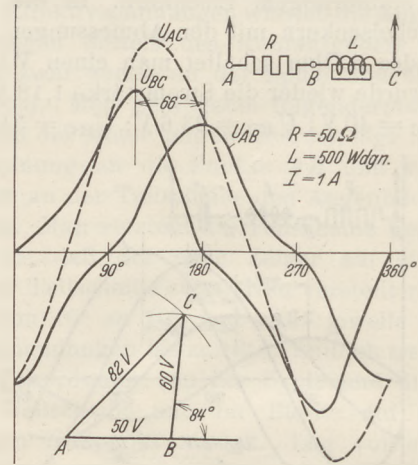


Fig. 9. Starke Kurvenverzerrung durch Reihenschaltung von Widerstand und Eisendrossel.

durch Addition gleichzeitiger Augenblickswerte der beiden aufgenommenen Kurven gewonnen. Die gestrichelte Kurve ist eine Bestätigung für die Richtigkeit der aufgenommenen Kurven.

6. Beispiel: Phasenkompensation durch Parallelschalten eines Kondensators. Der Spule des vorigen Beispiels wurden nacheinander verschiedene große Kondensatoren parallel geschaltet. Bei der Kapazität 12 Mikrofarad ergab sich vollständige Phasen-

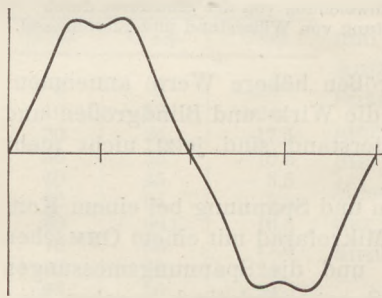


Fig. 10. Spannungskurve eines vierpoligen Generators.

kompensation. Die entsprechende Kurvenaufnahme ist in Fig. 8 dargestellt. Besonders interessant ist, daß durch die Parallelschaltung des Kondensators die Sinusform der Kurven annähernd wiederhergestellt wurde. Infolge der nun erzielten Phasengleichheit ist die Spannung bei AC gleich der algebraischen Summe der Teilspannungen: 147 Volt = 54 Volt + 93 Volt.

7. Beispiel: Starke Abweichung von der Sinusform zeigt Fig. 9. Die Kurven sind durch Reihenschaltung des Widerstandes 50 Ohm mit einer Drosselspule von 500 Windungen bei einem 580 g schweren geschlossenen Eisenkern entstanden. Die Stromstärke betrug 1 A. Das Spannungsdreieck ergibt den Winkel 84° zwischen Strom und Spannung. Die Nullpunkte der Kurven sind dagegen um 90° und die Scheitelpunkte um 66° verschoben. Auch hier wurde die Spannung direkt einem Stufentransformator entnommen.

Zahlreiche Versuche ergaben, daß eine starke Abweichung von der Sinusform immer bei der Reihenschaltung von Spulen mit geschlossenem Eisenkern und OHM-schen Widerständen auftritt. Für eine und dieselbe Spule ist die Kurvenverzerrung um so größer, je größer bei gleicher Stromstärke der in Reihe geschaltete Widerstand ist. Aus diesem Grund ist es erforderlich, daß die Spannungsregelung bei bestimmten Versuchen und Messungen nicht durch Vorschaltwiderstände und Spannungsteiler, sondern durch Stufen- oder Regeltransformatoren erfolgt.

Die angegebenen Beispiele wurden mit dem Wechselstrom des Frankfurter städtischen Lichtnetzes durchgeführt. Dieses Netz führt Strom von fast reiner Sinus-

form. Netze, die aus älteren oder kleineren Generatoren gespeist werden, liefern einen Strom, der oft nicht unerheblich von der Sinusform abweicht. Als Beispiel hierfür zeigt Fig. 10 die Spannungskurve eines leerlaufenden vierpoligen Drehstrom-Synchron-Generators der Siemens-Schuckert-Werke, Type F 163/1500, von 6,5 kVA.

Es sei noch daran erinnert, daß die Spannungsmessung mit Ventil-Drehspul-Geräten nur bei sinusförmigem Strom richtige Werte ergibt. Die Spannungsmessungen von Beispiel 6 ab wurden mit Thermo-Drehspul-Geräten durchgeführt.

Mit den angeführten Beispielen sind die Möglichkeiten der punktförmigen Aufnahme von Wechselstromkurven im Unterricht und im Praktikum noch nicht erschöpft. Es lassen sich z. B. noch Untersuchungen an Gleichrichtern mit und ohne Glättungseinrichtung vornehmen; man kann die Verschiebung zwischen den Phasen des Drehstromes und die Verschiebung zwischen dem Primär- und Sekundärstrom eines Transformators feststellen und dergleichen mehr. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die punktförmige Kurvenaufnahme das Verstehen charakteristischer Wechselstromvorgänge wesentlich zu fördern vermag.

Berichte.

1. Apparate und Versuche.

Die neuere Entwicklung der Diffusionspumpe. Von H. KRÖNCKE in Berlin.

Die mit Quecksilber betriebenen Hochvakuum-pumpen sind zweifellos eine der wesentlichen Grundlagen der neueren Entwicklung der Physik. Es sei nur an die Röntgenröhre, die Verstärker-röhre und die Anodenstrahlröhren erinnert, um die Bedeutung der Quecksilberpumpen zu kennzeichnen. Sowohl bei den älteren Pumpen, bei denen praktisch die TORRICELLI-Leere immer wieder hergestellt wurde, wie bei den rotierenden Quecksilberpumpen und vor allem bei der Queck-silberdiffusionspumpe von GAEDE ist das Queck-silber der wichtigste Bestandteil. In der Tat hat die Physik in dem Quecksilber ein Material zur Ver-fügung, das sich durch ganz besondere Eigen-schaften auszeichnet. Es ist bei normaler Tempe-ratur flüssig, hat ein besonders hohes spezifisches Gewicht, benetzt Glas nicht, hat geringe spezi-fische und Verdampfungswärme, es ist nicht viskos und hat einen verhältnismäßig kleinen Dampfdruck. Dem stehen allerdings auch eine Reihe Mängel gegenüber. Es greift zahlreiche Metalle an, der Dampf des Quecksilbers ist nicht ungefährlich, und schließlich ist der an sich zwar geringe Dampfdruck bei höheren Ansprüchen an das Vakuum doch so merklich, daß man den Quecksilberdampf durch besondere Kunstgriffe (Ausfrieren mit flüssiger Luft) beseitigen muß.

Die genannten Mängel sind zwar nicht von grundlegender Bedeutung, sie erschweren aber das Arbeiten mit Quecksilber besonders dort, wo flüssige Luft nicht ohne weiteres und nicht ge-nügend preiswert zur Verfügung steht. Zwar gibt es rotierende Pumpen von verhältnismäßig hohem Endvakuum (Molekularpumpe von GAEDE, zweistufige Ölluftpumpen). Alle diese rotierenden Pumpen haben aber den Nachteil, daß ihre Saug-geschwindigkeit in dem wichtigsten Gebiet des Vakuums, nämlich zwischen etwa 10^{-3} mm und etwa 10^{-5} mm Quecksilberdruck (im folgenden

zur Abkürzung mit Hg bezeichnet), verhältnis-mäßig klein ist und bei etwa 10^{-5} mm Hg sich dem Werte Null nähert¹. Demgegenüber hat die Diffusionspumpe zwischen 10^{-3} und 10^{-5} mm Hg ihre größte Sauggeschwindigkeit, die erst bei extrem hohem Vakuum, aber grundsätzlich nicht völlig auf Null, zurückgeht.

Der Vollständigkeit halber sei hier daran er-innert, daß die Diffusionsluftpumpe einen Dampf-strom aus schnell bewegten Diffusionspumpen an einem Spalt vorbeistreichen läßt (Fig. 1). Die auf der einen Seite H des Spaltes befindlichen Gas- und Dampf-teile diffundieren in den Dampfstrom D hinein und werden von diesem mitgerissen, wäh- rend umgekehrt auch Gas- oder Dampfteilchen aus dem Gebiet des bewegten Dampfes durch den Spalt hindurch nach H diffundieren können. Sorgt man dafür, daß der Dampfstrahl selbst genügend luftfrei ist und gibt man seinen Teilchen eine genügend große

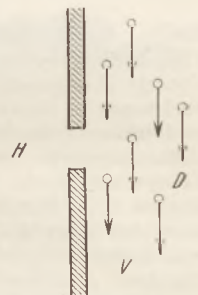


Fig. 1.
Diffusionsspalt;
rechts: Dampfstrom
im Vorvakuum,
links: Hochvakuum;
schematisch.

Geschwindigkeit, so tritt praktisch keine Diffusion des Dampfes durch den Spalt auf die Seite H auf. Um genügende Dampfgeschwindigkeit zu erzielen, muß die Flüssigkeit, woraus der Dampf gewonnen wird, genügend stark geheizt werden. Die Dif-fusionspumpe beginnt also erst oberhalb einer gewissen Temperatur zu arbeiten. Den Bereich

¹ Die genannten Drucke bedeuten jeweils den Partialdruck der Luft im Rezipienten; bei rotierenden Ölluftpumpen kommt dazu der Dampfdruck des kondensierbaren Öldampfes, der bei zweistufigen Pumpen etwa $5 \cdot 10^{-3}$, bei einstufigen etwa $5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg beträgt.

oberhalb dieser Temperatur nennt GAEDE „Verdrängungsbereich“ der Pumpe, weil nur bei diesen Temperaturen die Luft des Vorvakuums V vom Spalt weggedrängt wird und nicht nach H , dem Hochvakuum, hinüberdiffundieren kann¹.

Schon GAEDE hat in seiner grundlegenden Arbeit² über die Diffusionspumpe die Möglichkeit berücksichtigt, auch andere Stoffe als Quecksilber als Treibmittel in der Pumpe zu gebrauchen. Er beschreibt schon 1915² eine Diffusionspumpe, die mit Wasserdampf betrieben wurde, und mit der es ihm gelang, eine Röntgenröhre einwandfrei in Betrieb zu setzen, also ein Vakuum von etwa 10^{-3} mm Hg zu erzeugen. Dieser Versuch war aber zweifellos nur insofern für GAEDE von Bedeutung, als er einen anschaulichen Beweis für die Richtigkeit seiner Vorstellungen lieferte, während er wohl niemals im Ernst an die Verwendung von Wasserdampf als Treibmittel in Diffusionspumpen gedacht hat.

Während Wasserdampf in der Tat völlig ungeeignet sein dürfte, besteht doch grundsätzlich die Möglichkeit, daß sich unter den zahllosen Stoffen vor allem der organischen Chemie einige

lich, wenn die niedrigste Temperatur des Verdrängungsbereiches wesentlich überschritten wird. Bei organischen Stoffen besteht aber die Gefahr, daß sie sich bei zu hoher Temperatur zersetzen. Die Zerfallsprodukte des Treibmittels wirken aber wie eine Verunreinigung des Dampfes, was zur Folge hat, daß nicht mehr das gewünschte Vakuum erzielt werden kann. GAEDE nennt den Temperaturbereich, bis zu dem die Pumpe erhitzt werden kann, ohne daß das Treibmittel sich zersetzt, ihren „Stabilitätsbereich“. Es versteht sich von selbst, daß in einer Diffusionspumpe nur solche Stoffe als Treibmittel verwendbar sind, bei denen sich der Verdrängungsbereich und der Stabilitätsbereich überschneiden und damit einen bestimmten „Arbeitsbereich“ der Pumpe liefern.

Kohlenwasserstoffe.

C. R. BURCH¹ untersuchte die Rückstände der Petroleumgewinnung aus Mineralölen, indem er sie im Hochvakuum bei hoher Temperatur destillierte. Er gewann auf diese Weise Stoffe von sehr hohem Molekulargewicht, die auch bei hoher Temperatur keine merkliche Zersetzung zeigten

Tabelle 1. Rückstand von Rohpetroleum, das bei 320°C und normalem Druck destilliert war.

Temperatur	Menge	Mittleres Mol.-Gewicht	Eigenschaften
Fraktion 112—250°C	55%	498	Durchsichtig, orangerot, wachsartig
„ 250—314°C	25%	801	Durchsichtig, rot mit grünlichem Schein
Rest 314°C	20%	1550	Undurchsichtig, grün

finden, die in ähnlicher Weise wie Quecksilber für Diffusionspumpen verwendbar sind. Es dauerte aber geraume Zeit, bis ernstliche Untersuchungen in dieser Richtung angestellt wurden, und während die Entwicklung der Quecksilberdiffusionspumpe zweifellos im wesentlichen auf GAEDE zurückgeht, ist es das Verdienst des Engländers C. R. BURCH und der Amerikaner HICKMAN und SANFORD, geeignete andere Stoffe als Quecksilber ermittelt und ausgeprobt zu haben. Da diese Arbeiten nunmehr zu einem gewissen Abschluß gekommen zu sein scheinen, soll im folgenden kurz darüber berichtet werden.

Bei den englischen und amerikanischen Untersuchungen handelt es sich um 2 verschiedene Gruppen von Flüssigkeiten: Die Untersuchungen von BURCH betreffen hochwertige Kohlenwasserstoffe, die sich bei der Vakuumdestillation von Mineralölen ergeben, während HICKMAN und SANFORD Phthalate verwenden. Bevor aber auf die Ergebnisse der Versuche näher eingegangen wird, sei hier noch folgendes eingeschoben. Wie schon erwähnt, muß eine Diffusionspumpe so weit geheizt werden, daß die verdampfte Flüssigkeit eine gewisse Temperatur überschreitet — bis sie sich im „Verdrängungsbereich“ der Pumpe befindet. Bei Quecksilber ist es unbedenk-

und auch bei verhältnismäßig hohen Temperaturen einen äußerst geringen Dampfdruck hatten. Die genaue chemische Zusammensetzung dieser Stoffe kann offenbar nicht angegeben werden, da es sich wohl stets um Gemische handelt. Einen ungefähren Begriff von der Zusammensetzung derartiger Mineralölrückstände mag aber die obige Tabelle 1 geben.

In Einzelheiten hängen die Destillationsprodukte durchaus vom Ausgangsmaterial ab. So gab ein schwarzes Restöl, dem schon alle leichter verdampfenden Stoffe entzogen waren, als Hochvakuumdestillat bei 315°C eine rote Paste, während der verbleibende Rest ebenso flüssig war wie das Ausgangsöl. Bei bestimmten Ausgangsstoffen ergibt die Hochvakuumdestillation bei 320°C einen Stoff, der dem bekannten Vakuumfett (RAMSAY-Fett) ähnlich ist, aber einen weit geringeren Dampfdruck hat. So gelang es BURCH, Fette herzustellen, die bei 320°C einen Dampfdruck von weniger als 10^{-3} mm Hg haben. Es ist zu erwarten, daß ein solches Fett bei normaler Temperatur einen äußerst geringen Dampfdruck hat, und in der Tat wurde durch Untersuchungen von J. D. COCKROFT im Cavendish-Laboratorium festgestellt, daß dieses Fett bei 70°C einen Dampfdruck von weniger als 10^{-6} mm Hg hatte, bei Zimmertemperatur voraussichtlich weniger als 10^{-7} mm Hg.

¹ W. GAEDE: Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 210 (1932).

² W. GAEDE: Ann. d. Phys. **46**, 357 (1915).

¹ C. R. BURCH: Proc. of the Royal Soc. A **123**, 271 (1929).

Auch diese Ergebnisse sind für die Hochvakuumtechnik von größter Bedeutung, da es mit solchen Fetten nunmehr möglich ist, auch im Hochvakuum einwandfrei gedichtete Schiffe und Hähne zu gebrauchen, ohne daß man genötigt ist, den Dampf des Schmiermittels durch Kühlung mit flüssiger Luft abzufangen.

Weiterhin gelang es aber BURCH, Öle herzustellen (von BURCH als „Apiezonöl“ bezeichnet),

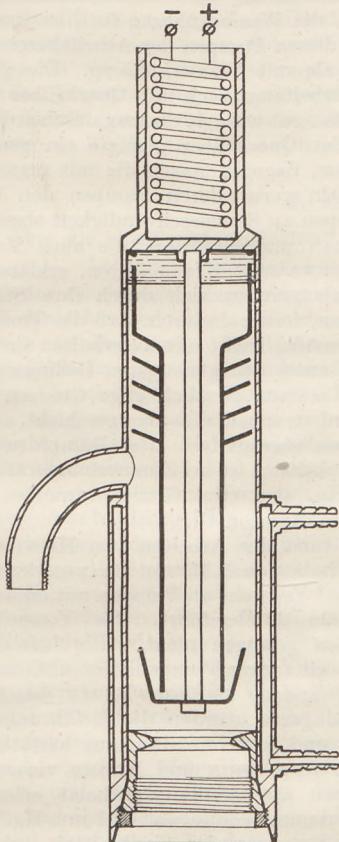


Fig. 2. Öldiffusionspumpe aus Metall; Querschnitt, schematisch.

die aus schweren Kohlenwasserstoffen zusammengesetzt sind und ebenfalls bei 100°C einen Dampfdruck von etwa 10^{-3} mm Hg, bei Zimmertemperatur aber nur etwa 10^{-7} mm Hg haben, und die auf verhältnismäßig hohe Temperatur erhitzt werden können, ohne daß sie oder ihr Dampf sich zersetzen, vorausgesetzt, daß keine Luft anwesend ist. BURCH hat selbst Diffusionspumpen mit solchem Öl betrieben, und es zeigte sich, daß man so zu einem Vakuum von etwa 10^{-7} mm Hg kommt, ohne flüssige Luft anzuwenden.

Wie erwähnt, darf der heiße Öldampf nicht mit Luft in Berührung kommen, weil er sich sonst zersetzt. Dies ist in der Tat einer der wichtigsten Nachteile der Öldiffusionspumpe. Sobald das Öl auf mehr als 50° erwärmt wird, muß der Zutritt von Sauerstoff in größeren Mengen unbedingt vermieden werden, weil sich sonst Zersetzungs-

produkte bilden, die nur durch längeres Pumpen oder Ölwechsel zu entfernen sind. Ferner erfordert eine Hochvakuumpumpe mit dem Öl von BURCH verhältnismäßig hohes Vorvakuum, nämlich 0,05 mm Hg, das herzustellen allerdings mit den heutigen hochentwickelten rotierenden Ölluftpumpen keine besondere Schwierigkeit macht. Vor allem aber ist es notwendig, die Wärmezufuhr zur Pumpe genau konstant zu halten, da bei zu starker Erwärmung das Öl zersetzt wird: die Pumpe hat nur einen Arbeitsbereich von 40° bis 50°C . Am besten geeignet ist daher elektrische Heizung, und die bisher fabrikmäßig hergestellten Öldiffusionspumpen werden aus diesem Grunde nur mit elektrischer Heizung geliefert.

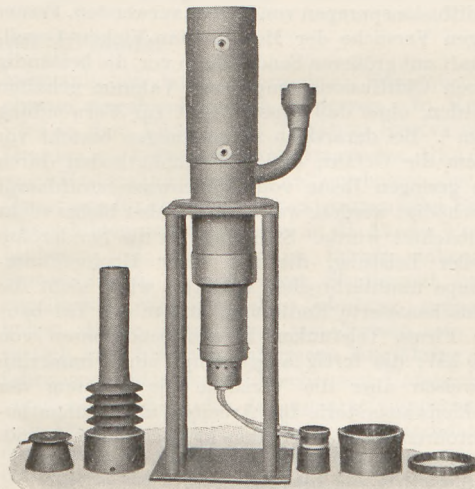


Fig. 3. Öldiffusionspumpe aus Metall; Innenteile herausgenommen ($\frac{1}{10}$ nat. Größe).

Eine Folge der Empfindlichkeit des heißen Apiezonöles gegen Überhitzung ist, daß man nicht wie für Quecksilber mehrstufige Hochvakuumdiffusionspumpen bauen kann, in denen die eine Stufe immer das Vorvakuum für die nächste gibt. Dagegen hat BURCH im Gegensatz zu dem Hochvakuumöl (Öl B) eine zweite Art Vakuumöl (Öl A) hergestellt, das selbst kein eigentliches Hochvakuum liefert (bis 10^{-5} mm Hg), dafür aber auch nicht so empfindlich gegen Überhitzung ist und das daher in einer zweistufigen Diffusionspumpe Verwendung finden kann. So besteht die Möglichkeit, eine derartige zweistufige Öldiffusionspumpe als Vorpumpe zu der eigentlichen Hochvakuumöldiffusionspumpe zu verwenden.

Die Leistungen der auf Grund der Entwicklung von BURCH fabrikmäßig gebauten Öldiffusionspumpen¹ aus Metall (Fig. 2 und 3) sind in der folgenden Tabelle 2 zusammengestellt.

¹ Die Pumpen wurden zuerst von der Metropolitan-Vickers Co. in England gebaut; jetzt werden sie auf Grund eines Lizenzvertrages von E. Leybolds Nachfolger A. G. hergestellt, die auch die Öle und Fette von BURCH liefert.

Tabelle 2.

	Betrieb- stoff	Vorvakuum	Mittlere Saug- geschwindigkeit	Endvakuum
Hochvakuum - Öldiffusionspumpe .	Öl B	$5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg	20 Liter/Sek.	10^{-7} mm Hg
Vorvakuum - Öldiffusionspumpe . .	Öl A	0,4 mm Hg	4 Liter/Sek.	10^{-5} mm Hg

Derartige Pumpen sind nunmehr (Febr. 1933) auch in Deutschland schon an den verschiedensten Stellen im Gebrauch. Erfahrungen über längere Zeit liegen hauptsächlich aus England vor. So berichten COCKCROFT und WALTON¹ in zwei Mitteilungen über ihre Versuche mit äußerst schnellen Kathodenstrahlen, daß sie zum Auspumpen ihrer Hochspannungs-Entladungsröhre Öldiffusionspumpen von BURCH verwenden. Ferner liegen Versuche der Metropolitan-Vickers-Gesellschaft mit größeren Senderöhren vor, die beständig durch Öldiffusionspumpen auf Vakuum gehalten wurden, ohne daß flüssige Luft zur Verwendung kam². Bei derartigen Anwendungen besteht vor allem die Gefahr, daß die Glühkathoden durch die geringen Reste von Kohlenwasserstoffdampf beschädigt werden, was aber offenbar bisher nicht beobachtet wurde. Sicherlich ist die Senderöhre großer Leistung, die mit einer Hochvakuumpumpe ununterbrochen entlüftet wird, nicht die wünschenswerte Endlösung, und in der Tat baut die Firma Telefunken bereits Senderöhren von 300 kW, die fertig ausgepumpt sind; immerhin beweisen aber die Versuche die Eignung der Kohlenwasserstoffe für Arbeiten mit Glühkathodenröhren, die als besonders kritisch bekannt sind.

Phthalate.

Offenbar unabhängig von BURCH wurden von K. C. D. HICKMAN und C. R. SANFORD³ im Laboratorium der Kodak-Gesellschaft ebenfalls Untersuchungen über hochsiedende organische Flüssigkeiten angestellt, mit der Absicht, diese als Treibmittel in Diffusionspumpen zu gebrauchen. Es wurden zahlreiche organische Flüssigkeiten, die in Betracht kamen, genau untersucht, wobei sich herausstellte, daß im wesentlichen zwei Phthalate als Treibmittel geeignet sind, nämlich n-Dibutylphthalat und Butyl-Benzyl-Phthalat. Beides sind klare Flüssigkeiten, die verhältnismäßig leicht verdampfen und im Vakuum verhältnismäßig hohe Temperaturen vertragen, ohne sich zu zersetzen. Das an zweiter Stelle erwähnte Phthalat scheidet aber deshalb aus, weil es schwer zu beschaffen und verhältnismäßig kostspielig ist. HICKMAN und SANFORD verwendeten besonders einfache Pumpen aus Glas von geringer Saugleistung; auch sie mußten elektrisch heizen; sie konnten aber wegen der kleinen Dimensionen die

Wasserkühlung entbehren, was in der Tat eine wünschenswerte und wesentliche Erleichterung ist. Ließ man die Wasserkühlung fort, so war allerdings bei diesen Pumpen der Arbeitsbereich noch schmäler als mit Wasserkühlung. Die gleichen Pumpen arbeiteten auch mit Quecksilber mindestens ebenso gut wie mit den organischen Flüssigkeiten. Bei Quecksilber genügte ein geringeres Vorvakuum, dagegen waren die mit organischen Treibmitteln verwendeten Pumpen den Quecksilberpumpen an Sauggeschwindigkeit ebenbürtig.

HICKMAN und SANFORD, die auch Versuche mit Kohlenwasserstoffen machten, erklären, daß die Phthalatpumpen sich durch ihre Stabilität auszeichnen, ferner dadurch, daß die Treibmittel verhältnismäßig leicht rein zu erhalten sind. Um allerdings unter den günstigsten Bedingungen zu arbeiten, müssen ziemlich enge Grenzen eingehalten werden; sobald dies aber geschieht, arbeiten die Pumpen einwandfrei. Der Dampfdruck von n-Dibutylphthalat ist bei Zimmertemperatur etwa 10^{-5} mm Hg, also zwei Größenordnungen höher als der von Apiezon-Öl.

Auf Grund der Arbeiten von HICKMAN und SANFORD haben auch M. VON BRANDENSTEIN und H. KLUMB¹ Versuche an Pumpen mit organischen Treibmitteln durchgeführt. Die Versuche mit Apiezonölen gelangen nicht völlig befriedigend, offenbar weil andere Pumpenkonstruktionen Verwendung fanden, als von BURCH beschrieben wurden; dagegen wurden die Erfahrungen von HICKMAN und SANFORD durchaus bestätigt. Die von v. BRANDENSTEIN und KLUMB verwendeten Glaspumpen mit n-Dibutylphthalat erforderten ein Vorvakuum von etwa 0,01 mm Hg. Nach längerem Entgasen des Treibmittels arbeiteten die Pumpen einwandfrei. Dieses notwendige Entgasen scheint ein unvermeidlicher Nachteil der Phthalate zu sein, die im kalten Zustande große Mengen Luft lösen und aus diesem Grunde auch nicht als Manometerflüssigkeit geeignet sind.

Auf Grund der Erfahrungen mit der Glaspumpe haben v. BRANDENSTEIN und KLUMB weitere Versuche mit einem eigenen Modell angestellt, das aus Metall und Glas hergestellt war und bei einem Vorvakuum von 0,03 mm Hg und einer Heizleistung von 100 bis 150 Watt ein Vakuum höher als 10^{-5} mm Hg ergab. Die Sauggeschwindigkeit der Pumpe wird als gut bezeichnet; Zahlenangaben darüber sind aber nicht veröffentlicht.

Daß auch andere Stoffe als Treibmittel durchaus verwendbar sind, zeigt schließlich ein Versuch von v. BRANDENSTEIN und KLUMB, bei dem

¹ J. D. COCKCROFT u. E. T. S. WALTON: Proc. Royal Soc. A 129, 477 (1930); 136, 619 (1932).

² Briefliche Mitteilung der Metropolitan Vickers Co. an Leybolds Nachf. A. G.

³ K. C. D. HICKMAN u. C. R. SANFORD: Journ. Phys. Chem. 34, 637 (1930); Rev. of Scient. Instr. 1, 144 (1930).

¹ M. VON BRANDENSTEIN u. H. KLUMB: Phys. Zeitschr. 33, 88 (1932).

Paraffin als Treibmittel verwendet wurde, das bei Zimmertemperatur fest ist und daher den Vorteil hat, keine Luft zu lösen.

Zusammenfassend darf wohl über den gegenwärtigen Stand der Öldiffusionspumpen gesagt werden, daß die anfängliche Mißerfolge einiger Autoren mit den Apiezonölen von BURCH durch Verwendung ungeeigneter Pumpentypen, durch zu geringes Vorvakuum oder andere Zufälligkeiten zu erklären sind. Nach wie vor ist zweifellos die Quecksilberdiffusionspumpe die einfachste Hochvakuumpumpe, da sie gegen Schwankungen des Betriebes in weitem Maße unempfindlich ist. Unter der Voraussetzung der notwendigen Vorsicht im Betrieb sind die Apiezonöle sowie gewisse Phthalate als Treibmittel für Diffusionspumpen

brauchbar; im größeren Umfange praktisch bewährt sind aber bis jetzt nur die Apiezonöle. Diese Öle haben vor dem Quecksilber vor allem den Vorteil, daß auch ohne Anwendung von flüssiger Luft extremes Hochvakuum zu erzielen ist und außerdem keine hygienischen Gefahren durch den giftigen Quecksilberdampf bestehen. Ihre Schwäche liegt in dem verhältnismäßig engen Arbeitsbereich und der Gefahr der Zersetzung, sobald, etwa durch Zerbrechen eines Glasteiles, Luft mit dem heißen Dampf des Treibmittels in Berührung kommt; immerhin lassen sich aber die Folgen solcher Zersetzung durch Ölwechsel schnell beheben, auch kann man das geschädigte Öl durch Abpumpen der Zersetzungstoffe wieder brauchbar machen.

4. Unterricht und Methode.

Über die chemische Ausbildung der Lehramtskandidaten.

Auf der diesjährigen Hauptversammlung des Vereins deutscher Chemiker in Würzburg beschäftigte sich die Fachgruppe für Unterrichtsfragen ausschließlich mit der Hochschulausbildung der künftigen Chemielehrer. Es waren drei Referenten bestellt, an deren Ausführungen sich eine rege Aussprache anschloß, die zur Aufstellung bestimmter allgemeiner Vorschläge Veranlassung gab.

In einem einleitenden Vortrage: „Zur chemischen Ausbildung der Lehramtskandidaten, insbesondere im Hinblick auf eine experimentelle Staatsexamensarbeit“ legte Prof. H. RHEINBOLDT, Bonn, die Grundzüge seines Unterrichtsverfahrens dar. Der Hauptwert der Ausbildung muß auf die präparative und apparativ-experimentelle Tätigkeit der Kandidaten gelegt werden; das analytische Praktikum ist entsprechend einzuschränken und nicht dazu da, zu einer analytischen Fertigkeit zu erziehen, sondern hauptsächlich dazu, den Kandidaten mit der Stoffwelt und ihren Reaktionen bekannt zu machen und ihn von Anfang an an sauberes Arbeiten zu gewöhnen. In dem experimentellen Praktikum, das mindestens 1 Semester (ganztägige Arbeitszeit gerechnet) erfordert, sollen die Kandidaten eine möglichst weitgehende Fertigkeit im Aufbau und der Handhabung von Apparaturen, in der Ausführung und Auswertung wichtiger Unterrichtsversuche erlangen. Es wird abgelehnt, diese Versuche an fertigen Apparaten in Form von „Vorlesungsversuchen“ ausführen zu lassen und gefordert, daß die Kandidaten zur Selbständigkeit erzogen werden und eine manuelle Geschicklichkeit in der Materialbearbeitung erwerben. Das erstrebenswerte Endziel ist, daß die Praktikanten in der Lage sind, selbst Versuchsanordnungen für bekannte oder neue Unterrichtsversuche zu ersinnen. In einem Seminar (obligatorisch für Haupt- und Nebenfach) sollen sich die Kandidaten im sachgemäßen Vorführen und Erklären von Demonstrationsversuchen vor einem größeren Kreise üben, während den Teilnehmern Gelegenheit geboten wird, in einem zweisemestrigen Kurs die wichtigsten Versuche der

anorganischen und organischen Experimentalchemie eingehend kennen zu lernen. In Kürze wird in dem Verlage von THEODOR STENKOPFF, Dresden, ein Leitfaden des Vortragenden „Chemische Unterrichtsversuche“ erscheinen, der die Grundlage für ein apparativ-experimentelles Praktikum bilden und die Schüler in die Praxis hinaus begleiten soll; auch den im Berufe stehenden Chemielehrern, die in ihrer Studienzeit keine eingehende experimentelle Schulung genossen haben, dürfte dieses Buch von Nutzen sein, da es sich ausschließlich auf eigene langjährige Erfahrungen stützt und zahlreiche neue Unterrichtsversuche enthält. An das apparativ-experimentelle Praktikum schließt sich für die Kandidaten, die Chemie als Hauptfach betreiben, ein präparativ-organisches Praktikum und ein physikalisch-chemischer Kurs an.

Nach einer derartigen Ausbildung, die etwa 3 Semester umfaßt, müssen die Kandidaten befähigt sein, als Abschluß ihres Studiums unter Anleitung eine experimentelle Untersuchung auszuführen. Den an den allermeisten Hochschulen üblichen literarischen Hausarbeiten kommt nach Ansicht des Vortragenden nur geringer Ausbildungswert zu. In Bonn, wo vor etwa 6 Jahren mit der Reform des Unterrichts der Lehramtskandidaten begonnen wurde, werden seit 5 Jahren experimentelle Staatsexamensarbeiten ausgegeben; seit mehreren Jahren erhalten Kandidaten mit Chemie als erstem Hauptfach prinzipiell nur experimentelle Staatsexamensarbeiten, deren Thematika sämtlichen Zweigen der Chemie entnommen werden. Mit diesem Verfahren, das im Rahmen der Prüfungsordnung ohne weiteres durchführbar ist und den allgemeinen Beifall der Studierenden selbst gefunden hat, sind die besten Erfahrungen gemacht worden. Bei der Themastellung hat allerdings immer das Interesse des Kandidaten im Vordergrund zu stehen, in dem Sinne, daß das Thema der Arbeit geeignet ist, seine experimentelle Ausbildung möglichst weitgehend zu ergänzen. Auch lassen sich die Arbeiten nicht ohne persönlichen Einsatz des Unterrichtsleiters durchführen, wenn bei einer Arbeitszeit von einem Semester etwas Brauchbares herauskommen soll. Die

Forderung praktischer Staatsexamensarbeiten erscheint dem Vortragenden vor allem auch darum geboten, weil die Lehramtskandidaten heute infolge der Bestimmungen der beiden chemischen Verbandsexamina leider kaum mehr die Möglichkeit haben, in Chemie zu promovieren, wodurch die Chemielehrer gegenüber denen anderer naturwissenschaftlicher Disziplinen in ihrer Ausbildungsmöglichkeit stark benachteiligt sind. Diesen Fehler auszugleichen, sind die experimentellen Staatsexamensarbeiten berufen; zudem ermöglichen sie dem Prüfenden, einen Kandidaten hinsichtlich seiner Fähigkeiten und seiner Gesamtpersönlichkeit weit besser beurteilen zu können, als dies in einer mündlichen Prüfungsstunde allein möglich ist.

Prof. J. v. BRAUN, Frankfurt a. M., betonte in seinem Vortrage: „Die Zweckmäßigkeit und Durchführbarkeit experimenteller Staatsexamensarbeiten bei Chemikern“, daß den üblichen literarischen Hausarbeiten bei ihnen nicht abzuerkennenden guten Seiten zwei schwerwiegende Mängel anhaften, einmal die Unmöglichkeit der Kontrolle, wieweit die Arbeit selbständig ohne persönliche Hilfe und ohne Benutzung mehr oder weniger versteckter Literatur (Monographien) durchgeführt wurde, und zweitens die Unmöglichkeit der Beurteilung, wieweit der Kandidat befähigt sein wird, den experimentellen Anforderungen seines späteren Berufes zu genügen. Er hält daher Arbeiten für erstrebenswert, die einen literarischen und einen experimentellen Teil enthalten, indem die Schilderung der eigenen Versuche durch Betrachtungen allgemeinerer Art und durch historische Überblicke ergänzt wird, was auch der erste Referent für zweckmäßig hielt. Der Durchführbarkeit des Verfahrens scheinen dem Vortragenden zwei Schwierigkeiten entgegenzustehen; einmal die Platzfrage an den Instituten und die Beschaffung der erforderlichen Apparate. Zweitens, daß Kandidaten, die schon in den Anfangssemestern ihres Studiums das chemische Praktikum beendet haben, zur Zeit ihrer Staatsexamensarbeit bereits zu stark aus der experimentellen Übung herausgekommen sind, um die praktische Arbeit in kurzer Zeit mit Erfolg aus-

führen zu können. Es müßte daher im Lehrplan gefordert werden, daß das chemische Praktikum entweder ganz oder wenigstens dessen letzter Teil auf einen späten Zeitpunkt des Studiums gelegt wird.

Prof. W. HÜCKEL, Greifswald, gab in seinem Vortrage: „Über die Themastellung bei experimentellen Staatsexamensarbeiten“ auf Grund eigener mehrjähriger Erfahrungen einen Überblick über die Art geeigneter Themata. Diese müssen dem Kandidaten ermöglichen, den Nachweis zu erbringen, daß er befähigt ist, nach möglichst verschiedenen Richtungen hin, apparativ sowie präparativ geschickt zu experimentieren. Dabei darf nicht verlangt werden, daß die praktische Staatsexamensarbeit wie eine Doktorarbeit grundsätzlich etwas Neues bringt; es genügt die Nacharbeitung bereits beschriebener Versuche. Rein quantitativ analytische Themata sind wegen der Einseitigkeit der Methodik ungeeignet, Untersuchungen an Naturstoffen und neue synthetische Versuche der organischen Chemie lassen sich nur mit besonders befähigten Kandidaten durchführen. Am einfachsten sind Themata der physikalischen Chemie, wo mit einer aufzubauenden Apparatur Serienmessungen ausgeführt werden können. Auch auf anorganischem Gebiet sind leicht geeignete Themata zu finden, besonders wenn physikalische Methoden zur Anwendung kommen. In diesen Fällen lassen sich die Arbeiten meist zwanglos in das wissenschaftliche Arbeitsgebiet des Dozenten eingliedern. In der organischen Chemie können Themata gestellt werden, die sich auf die Ausarbeitung von Arbeitsvorschriften für Ausgangsmaterialien beziehen; auch physikalische Messungen an neuen Präparaten erscheinen geeignet. In allen Fällen ist das Thema so allgemein zu fassen, daß bei der schriftlichen Ausarbeitung nicht nur eine Beschreibung der eigenen Versuche, sondern in einer Einleitung die Theorie der chemischen Vorgänge, die theoretischen Grundlagen der angewendeten Meßmethoden, ein historischer Überblick oder eine Darstellung der technischen und wirtschaftlichen Bedeutung der betreffenden Stoffe oder Methoden gegeben werden kann.

H. Rheinboldt.

5. Technik und mechanische Praxis.

Die 10. Deutsche (Jubiläums-) Funkausstellung in Berlin.

Ein Bericht über die jüngste Entwicklung im Bau von Rundfunkgeräten und über andere auf der Ausstellung gezeigte Apparate, die für den naturwissenschaftlichen Unterricht bedeutsam sind. Von FRIEDRICH MOELLER und WALTER F. ZORN in Berlin.

Kürzlich ist in dieser Zeitschrift über neuere Probleme in der Rundfunktechnik berichtet worden (46, 120; 1933). Die am Eingange dieses Berichtes erläuterten, für die Empfängerbautechnik vorhandenen physikalisch-technischen Schwierigkeiten bestehen in verstärktem Maße fort. Immer noch wächst die Zahl der in Europa vorhandenen Rundfunksender, immer noch steigt

die vom Einzelsender ausgestrahlte Sendeleistung; der Abstand der Sender voneinander beträgt heute bisweilen nur noch 8000 Hertz. Dabei ist die Güte der Sendung des Einzelsenders in physikalischer Hinsicht durchgehends gewachsen, denn eine Frequenzbescheidung seitens des Senders besteht nur in sehr beschränktem Umfang, und Mikrophone, Verstärker und Zuhörer haben eine fortdauernde erhebliche Verbesserung erfahren; ihre linearen und nichtlinearen Verzerrungen sind durch wissenschaftliche Untersuchungen größten Maßes im weitesten Umfange beseitigt. Eine gewollte Verzerrung besteht nur durch die sog. „Amplitudenbegrenzung“ am Sender, d. h. die Dynamik, das Verhältnis der kleinsten zur größten Lautstärke, erfährt eine automatische

Begrenzung, da eine in dieser Beziehung natürliche Wiedergabe nicht zu erreichen ist; ein Versuch dazu würde große nichtlineare Verzerrungen zur Folge haben.

Die deutsche Empfängerbauindustrie hat dieser Senderentwicklung Rechnung getragen. Da sich infolge des nahen Frequenzabstandes der Sender eine gegenseitige Störung zweier benachbarter Sender nur durch starke Frequenzbescheidung im Empfänger beseitigen läßt, die notwendigerweise eine Herabsetzung der Abbildungsgüte zur Folge hat, zeigen fast alle 28 Empfängerbau-firmen wie im vorigen Jahre so auch auf der Jubiläumsausstellung, jedoch in diesem Jahre weit zielsicherer, zwei Apparatypen, von denen der eine die Selektivität (auf Kosten der Klanggüte), der andere die Güte der Wiedergabe (auf Kosten der Selektivität) betont. Eine genügend große Selektivität wird bekanntlich (vgl. den erwähnten Bericht) mittels konstanter und willkürlich festzulegender Frequenzbescheidung im Superheterodynprinzip erreicht, das von einer Reihe von Firmen in 2 Apparat Ausführungen benutzt wird, in einem 3-Röhren- und einem 5-Röhrengerät. Hierbei ist allerdings zu bemerken, daß ausnahmslos in den Apparaten Mehrgitterröhren Verwendung finden, die oft eine doppelte Aufgabe erfüllen und überdies ein Vielfaches an Spannungsverstärkung im Vergleich zu den früher verwendeten Eingitterröhren leisten. Über diese Röhren wird weiterhin noch einiges zu sagen sein. Die 3-Röhren-Superheterodynapparate unterscheiden sich von den 5-Röhrenapparaten gleicher Art im allgemeinen dadurch, daß bei ersteren am Eingang eine Hochfrequenzstufe und im Mittelteil eine Zwischenfrequenzverstärkerstufe fehlt, wodurch der Apparat eine wesentlich kleinere Empfindlichkeit zeigt. Die Frequenzbescheidung geschieht in den selektivsten Apparaten schon bei 3000 Hertz, in der Regel bei 4000 Hertz. Die 5-Röhrenapparate sind durchweg mit einer Exponentialhexode zum Fadingausgleich versehen. Diese Apparate besitzen außerdem einen sog. Feldstärkenmesser, d. i. im wesentlichen ein Röhrenvoltmeter, der hinter der Hochfrequenzstufe eingeschaltet ist und die Intensität der einfallenden Welle abzulesen gestattet. Eine Reihe anderer kleiner Bequemlichkeiten, die diese Apparaturen besitzen, sind technischer Art und brauchen hier nicht Erwähnung zu finden.

Im Gegensatz zur amerikanischen Industrie, die nur noch auf hinreichende Selektivität zu achten scheint, hat die deutsche Industrie auch den zweiten Empfängertyp nicht vernachlässigt, der einen Zwischenfrequenzteil nicht besitzt und nur die Trägerwelle verstärkt, ein Verfahren der Hochfrequenzverstärkung, das deswegen „Geradeausverstärkung“ genannt wird. Eine Frequenzbescheidung mittels Bandfilter fehlt im allgemeinen bei diesen Apparaten, sie kann durch Änderung der Rückkopplung, also durch mehr oder weniger starke Entdämpfung, willkürlich eingestellt werden. Dadurch ergibt sich für diese Apparate der große Vorteil, daß ein feldstarker Sender amplitudentreu für alle Sprechfrequenzen

empfangen werden kann, wenn der Empfänger genügende Dämpfung besitzt, die Rückkopplung also völlig ausgeschaltet wird. Die Geradeausgeräte werden ebenfalls in verschiedenen Ausführungen gezeigt; man unterscheidet Einkreis-, Zweikreis- und Dreikreisgeräte, von denen die letzteren zweifache Hochfrequenzverstärkung besitzen und am empfindlichsten sind, während die ersteren notwendigerweise am unempfindlichsten und am wenigsten trennscharf sein müssen, dafür aber am besten abbilden. Alle, auch der Einkreisempfänger, sind mit einem sog. Kurzwellenteil ausgestattet, der oft schon in den Apparat eingebaut ist, oft auch als Zusatz geliefert wird. Da die Kurzwellensendung mehr und mehr in Anwendung kommt, wird der Kurzwellenteil in absehbarer Zeit wertvoll werden; englische Kurzwellenstationen empfängt man heute sehr störungsfrei bereits am Nachmittag; der Kurzwellenteil einer Apparatur kann für neusprachlichen Unterricht Bedeutung gewinnen.

Eine besondere Aufmerksamkeit auf der Funkausstellung erregte der von dem Konstruktionschef O. GRIESSING der Firma Seibt konstruierte Volksempfänger, der von allen 28 Empfängerbau-firmen angefertigt wird. Er enthält 2 Röhren, wenn er als Wechselstromnetzgerät ausgebildet wird, als Audion die Eingitterröhre RE 904, als Endröhre die Penthode RE 164; beide Röhren sind indirekt geheizt. Der Volksempfänger ist wohl der einzige Apparat, der noch eine Eingitterröhre besitzt. Ist am Ort Gleichspannung vorhanden, so wird der Volksempfänger mit indirekt geheizten 20-Volt-Röhren bestückt, die im übrigen die gleiche Aufgabe wie die Röhren des wechselstrombetriebenen Empfängers besitzen. Auch als Batterieempfänger wird der Apparat noch geliefert und enthält dann 3 Röhren, und zwar als Verstärker röhren zweimal die RE 034 mit nachfolgender Schutzgitterendröhre RE 174 d.

Neben dem Empfänger besitzt als wichtiges Übermittlungsorgan der Lautsprecher das größte Interesse sowohl des Konstrukteurs wie des Hörers. Das elektrodynamische System hat sich völlig durchgesetzt, und zwar wird es stets in der Form verwendet, die als Tauchspulenmodell bekannt und auch in dieser Zeitschrift beschrieben ist¹. Ein elektromagnetischer Lautsprecher findet sich nur noch im Volksempfänger eingebaut in der Freischwingerform, eine Konstruktionsausführung, bei der der schwingende Eisenanker nicht mehr wie in früheren Modellen bei großen Sprechamplituden gegen den mit den Sprechspulen versehenen permanenten Magneten schlagen kann, wodurch die Klirrgeräusche erheblich herabgesetzt werden. Einen wesentlich neuen Teil enthalten die neuen dynamischen Lautsprecher nicht, aber trotzdem muß von einem großen Fortschritt insofern gesprochen werden, als der Wirkungsgrad des Apparates, also die Ausnutzung der von der Lautsprecherröhre (Endröhre) gelieferten elektrischen Wechselstromleistung, sehr zugenommen hat. Das ist eine Folge der wissenschaftlichen

¹ Vgl. diese Zeitschrift 44, 30; 1931.

Untersuchungsmethoden, die für alle Materialien, aus denen der Lautsprecher besteht, Anwendung gefunden haben.

Empfänger und Lautsprecher sind heute in den weitaus meisten Fällen als Apparateinheit zusammengebaut, eine Entwicklung, die teils technische Gründe hat, teils aber auch sicherlich dem Wunsch des größeren Teils der Hörer entspricht, das gesamte Radiogerät einen möglichst kleinen Platz einnehmen zu lassen; dem Konstrukteur ist ein solcher Wunsch in diesem Falle sehr willkommen. Eine Abschaltung des (dynamischen) Lautsprechers bei eingeschaltetem Empfänger, was früher ohne Gefahr geschehen konnte, führt jetzt mit Sicherheit zur Zerstörung der Endröhre, da der Elektronenstrom, sobald eine Unterbrechung des Anodenstromkreises stattfindet, zum Schutzgitter der Röhre, an dem ja auch eine hohe Spannung liegt, hinüberwechselt und dieses durch Erwärmung zum Schmelzen bringt. Der Konstrukteur könnte solche Gefahr für die Endröhre dadurch beseitigen, daß er einen Ausgangstransformator anbringt und erst dessen Sekundärseite abschaltbar macht. Physikalisch jedoch ist diese Wahl der Schaltung nicht erwünscht, weil die Tauchspule des Lautsprechers stets niederohmig ist und lange Leitungen den Sprechstrom infolgedessen sehr herabsetzen. So scheint es, daß die Tendenz, Lautsprecher und Empfänger als Apparateinheit zu bauen, sich mehr und mehr durchsetzen wird. Das ist vom akustischen Standpunkt aus bedauerlich, weil die Wiedergabe des Lautsprechers unter dem Einbau in einen verhältnismäßig kleinen Kasten leidet. Es ist bekannt, daß die Wiedergabe der tiefen Töne nur dann gut erfolgen kann, wenn eine vor den Lautsprecher gesetzte sog. Schallwand benutzt wird, deren Dimension nicht zu klein sein darf.

Bei Beschaffung eines Radiogerätes für die Schule erhebt sich die Frage, welcher Art das Gerät sein muß, das von der Schulverwaltung zu kaufen ist; sie ist nicht schwer zu beantworten. Es kann in den seltensten Fällen sog. „Fernempfang“ für die Schule nutzbar verwendet werden. In der Regel wird stets, zumal bei Vorführungen vor der gesamten Schule etwa in der Aula (solche Veranstaltungen sind ja heute sehr wichtig geworden), gefordert werden müssen, daß der Ortssender möglichst tonrein und deutlich wiedergegeben wird. Das ist, wie der Bericht zeigt, mit Superheterodynapparaten nicht möglich, so daß für Schulzwecke stets ein einfaches Gerät zu wählen ratsam erscheint. Der Volksempfänger, so gute Dienste er im Hause leisten wird, ist für die Schule kaum geeignet, denn seine Endröhre besitzt nur eine geringe Ausgangsleistung (0,8 Watt), sein Lautsprecher ist noch elektromagnetisch gesteuert, und endlich besitzt er auch keine Möglichkeit, einen Tonabnehmer für Schallplattenwiedergabe anzuschließen, was heute für Schulzwecke recht nützlich geworden ist. So wird man je nach der Lage der Schule Ein- oder Zweikreisapparate wählen, die heute in der Regel eine Ausgangsröhre mit einer nutzbaren Leistung von 3 bis 4 Watt besitzen, so daß sogar ein kleinerer Schul-

saal ohne Verzerrung besprochen werden kann; für größere Räume muß ein Leistungsverstärker an den normalen Empfangsapparat angeschlossen werden. Zur Zeit können noch Apparaturen benutzt werden, bei denen Empfänger und Lautsprecher getrennt sind, so daß eine Schallwand angebracht werden kann. Ob das später noch ohne Schwierigkeit möglich werden wird, kann erst die Zukunft lehren. Die Kosten einer normalen Schulanlage überschreiten heute nicht mehr 200 bis 250 RM; für größere Säle allerdings muß immer noch eine Summe von 500 RM und mehr veranschlagt werden.

Die Entwicklung, der Bau und der Vertrieb der Empfängerröhren ist in Deutschland das alleinige Recht der Firma Telefunken; daß auch andere Firmen (z. B. Valvo) an diesem Rechte teilnehmen, beruht auf Lizenzverträgen mit der genannten Firma. Alle Empfangsapparate sind mit Telefunkenröhren oder mit lizenzierten Röhren ausgerüstet, die die gleichen Daten haben; daß der Empfängerbau deshalb bei allen Firmen einen parallelen Verlauf nehmen mußte, ist einleuchtend. Der Monopolzustand ist für die Preisbildung der Röhren nicht erwünscht, wie alle Monopolzustände; die technische Durchbildung der Röhren, die einen ungeheuren Fortschritt seit einem Jahre gemacht hat, liegt bei der Firma Telefunken ersichtlich in guten Händen.

Es wurde bereits erwähnt, daß die Eingitterröhre aus den modernen Geräten fast völlig verdrängt ist; sie wird in den bekanntesten Typen noch lange als Ersatzröhre für ältere Apparate fabriziert werden. Für neue Apparate sind 2-Gitterröhren, 3-Gitterröhren und sogar 4-Gitterröhren konstruiert worden, die nach der Anzahl der Elektroden Tetroden, Pentoden und Hexoden heißen. Bei den Tetroden ist über dem eigentlichen Steuergitter, an dem die Wechsellspannung liegt, in Richtung zur Anode ein zweites Gitter angebracht, das je nach seinem Zweck Schutzgitter oder Schirmgitter genannt wird. Dieses Gitter macht den wirksamen Durchgriff der Anodenspannung auf das Steuergitter sehr klein, ohne daß dadurch die „Verschiebungsspannung“ klein zu werden brauchte. Man erhält durch diese Maßnahme, die schon früh von W. SCHOTTKY angegeben wurde, einen großen Aussteuerbereich am Steuergitter und zugleich einen Verstärkungsfaktor, der den einer Eingitterröhre bei gleichem Aussteuerbereich um ein Vielfaches übertrifft. Bei den Schutzgitterröhren, die zur Hochfrequenzverstärkung dienen, also bei kleinen Amplituden, läßt sich der Verstärkungsfaktor leicht auf 300 und noch höher hinaufsetzen; die große Spannungsverstärkung der neuen Röhren wird dadurch verständlich. Die Schirmgitterröhren erfüllen außerdem noch den Zweck, die Kapazität Gitter-Anode auf ein Minimum herabzusetzen, wodurch ein Schwingen der Röhre nach der HUTH-KÜHN-Schaltung verhindert wird; die sog. Neutralisierung ist dadurch unnötig geworden (vgl. den Bericht 46, 120; 1933). Am Schutz- und Schirmgitter liegt stets eine hohe Spannung, die im allgemeinen etwa $\frac{2}{3}$ der Spannung beträgt, die die Anode erhält. Außer dem

Schutzgitter erhalten viele Röhren, insbesondere die Ausgangsröhren, ein weiteres drittes Gitter, das sog. Fanggitter, das direkt vor der Anode liegt und das Gleichspannungspotential Null hat, also mit der Kathode verbunden ist. Es hat den Zweck, die Sekundärelektronen, die an der Anode ausgelöst werden und dann zum Schutzgitter fliegen würden, unschädlich zu machen und abzuleiten. Das Fanggitter ist notwendig geworden, weil bekanntlich die Anodenspannung zeitweilig sehr kleine Werte erreicht, die weit unter dem konstanten Wert der Schutzgitterspannung liegt. Die Hexoden tragen zu diesen drei Gittern noch ein weiteres Steuergitter. Die Literatur über diese Röhren ist so gering, daß hier noch nicht darüber berichtet werden kann. Sie sind entwickelt worden, um in den Superheterodyn-
apparaten die Transponierung von der Hochfrequenz auf die Zwischenfrequenz besser und ohne Verzerrung vornehmen zu können. — Endlich ist noch einer Einrichtung zu gedenken, die manche Mehrgitterröhren besitzen, und die für den Schwundausgleich zu sorgen hat. Das Steuergitter dieser Röhren, z. B. der Röhre RENS 1214, besitzt einen veränderlichen Durchgriff, so daß bei Veränderung der Vorspannung, die automatisch oder willkürlich geschehen kann, der Verstärkungsfaktor der Röhre ein anderer wird (Exponentialröhren).

Noch eine weitere ganz neue Art der Röhrenkonstruktion muß hier erwähnt werden, die in Zukunft große Bedeutung gewinnen wird und die Aufgabe hat, die Gleichrichtung vor allem bei großen Amplituden zuverlässiger und linearer zu gestalten, als es bis jetzt nach dem Prinzip der Anoden- und Gittergleichrichtung möglich war. Die „Binode“ (Bianode, Doppelanode) besitzt außer der normalen Röhreneinrichtung, die verschieden sein kann, einen Einweggleichrichter mit gesonderter Anode, die die Gleichrichtung auch bei großen Amplituden ohne Verzerrung besorgt; auf diese Weise kann also die Binode mehrere Funktionen zugleich ausüben. — Es ist hier nur möglich gewesen, mit einigen Worten diese großartige Entwicklung der neuen Röhren zu schildern. In einiger Zeit soll darüber in einem besonderen Bericht ausführlichere Auskunft gegeben werden.

Die Durchbildung der neuen Röhrentypen hat zur Folge gehabt, daß Apparate mit mehr als 5 Röhren nicht mehr gebaut werden.

Endlich sei über den technischen Aufbau der Apparate noch erwähnt, daß er bei allen Firmen vorzüglich durchgebildet worden ist; jeder Schund ist völlig vom Markt verschwunden. Die Frage, von welcher Firma heute ein Apparat bezogen werden soll, kann kaum noch gestellt werden: Preise und Ausführungen sind in weitem Maße angeglichen worden. Bei Beschaffung eines Gerätes muß vielmehr in der Regel die rein technische Überlegung stattfinden, welchen inneren Aufbau die Apparatur besitzen soll, eine Fragestellung, die für Schulen bereits oben erläutert worden ist.

Aus der großen Zahl der neben den Rundfunkapparaten ausgestellten Gegenstände möge im folgenden eine kleine Auswahl solcher Geräte

besprochen werden, die für den Unterricht in Frage kommen.

Siemens & Halske haben die Reihe ihrer Meßinstrumente (der Type Z) erweitert. Der Meßbereich des Gleichstrominstrumentes mit Drehspulmeßwerk 10 mA/100 mV (Listenpreis 48 RM) kann sowohl durch einzelne ansteckbare Neben- und Vorwiderstände verändert werden, als auch durch Vorsatzkästen mit Drehschalter für 6 Strombereiche (70 RM) oder 6 Spannungsbereiche (60 RM). Ein neu herausgebrachter Strom- und Spannungsmesser 2 mA/100 mV mit Gleichrichter und Drehspulmeßwerk gestattet, je nach dem gewählten Zusatzgerät Gleich- oder Wechselströme im Frequenzbereiche 20 bis 5000 Hz zu messen.

Sehr handlich ist das für Gleich- und Wechselstrom umschaltbare Drehspulgerät Multavi II von Hartmann und Braun (Listenpreis 120 RM). Es besitzt einen eingebauten Drehschalter für 6 Strom- und 5 Spannungsbereiche und je eine Teilung für Gleich- und Wechselstrom. Die Gleichrichtung erfolgt durch einen eingebauten Trocken-
gleichrichter. Das Umschalten auf die verschiedenen Meßbereiche kann während des Betriebes erfolgen.

Bemerkenswert in der Formgebung ist der Gleichstrom-Vielfachmesser der A.E.G. (Preis 58 RM). Das Gehäuse hat eine runde Form, der äußere Mantel ist drehbar und bewirkt die Umschaltung der eingebauten 5 Strom- und 5 Spannungsbereiche, während gleichzeitig in einem Fenster der Umrechnungsfaktor erscheint. Der Anschluß des Instrumentes erfolgt durch 2 Klemmen, die nach Belieben in die dem Ablesenden zu- oder abgewandte Seite des Instruments gesteckt werden können.

P. Gossen & Co. bringt sein Mavometer nun auch mit senkrecht stehendem, unverdecktem Meßwerk und durchsichtiger Teilung als Demonstrationsinstrument, insbesondere auch für den Bildwurf, in den Handel (Preis 46 RM). Da alle Zusatzinstrumente zum Mavometer hier Verwendung finden können, so eignet sich das Instrument besonders für Schulen, die das liegende Mavometer im Unterricht benutzen.

Überraschend ist die Wirkung des von der gleichen Firma hergestellten direkt zeigenden elektrischen Belichtungsmessers „Photolux“ (Preis 26,50 RM). Der durch den Photostrom einer eingebauten lichtempfindlichen Zelle bewegte Zeiger gibt unmittelbar die Belichtungszeit an für eine Aufnahme mit Blende f/9 auf Negativmaterial von 23° Scheiner.

Bei elektrotechnischem Bedarfsmaterial wird immer mehr Porzellan durch Preßisoliertstoff ersetzt. Er zeichnet sich durch Leichtigkeit, Festigkeit und größere Maßhaltigkeit aus, so daß die eingesetzten Metallteile genauer passen und daher einen festeren Sitz behalten. Dies wirkt sich z. B. sehr angenehm aus bei den kleinen im Unterricht und bei Übungen vielfach verwendbaren Hebel-Aus- und Umschaltern, sowie bei Steckdosen und Fassungen für Lampen mit kleinem Gewinde. Auch die Edisonfassungen

üblicher Größe werden aus Preßisolerstoff hergestellt; sie sind insbesondere bei Versuchsanordnungen mit Wechselstrom 220 V den Metallfassungen vorzuziehen. Der Anschluß von Leitungen an selbstgefertigte Apparate wird erleichtert durch Verwendung von 2- und 3-poligen Lüsterklemmen, die nun auch mit Isolierstoffmantel geliefert werden; sie sind mit einer oder zwei Bohrungen für Befestigungsschrauben versehen. Diese Artikel sind meist in Installations- oder Radiogeschäften erhältlich, nötigenfalls vom Fabrikanten, z. B. von Gebr. Merten, Gummersbach (Rheinland), zu beschaffen.

Ein wunder Punkt bei allen mit Schnur und Stecker versehenen Apparaten ist die Verbindungsstelle Stecker-Schnur. Die A.E.G. bringt nun neuerdings einen Weichgummistecker in den Handel, der an eine 2 m lange Gummischlauchleitung anvulkanisiert ist, also mit ihr ein Stück bildet; 2 Lötenden dienen zum Anschluß der Leitung an den Apparat (Bestellnummer PI 284728, Preis 2,10 RM); auch Verlängerungsschnüre, also mit Stecker und Kupplung, werden hergestellt, vorläufig jedoch nur für Fernmeldezwecke.

Bemerkenswert ist auch der Saja-Kleinmotor der Firma Sander & Janzen, Berlin N58, ein Wechselstrom-Synchronmotor ohne Bürsten mit 78 Umdrehungen je Minute, der hauptsächlich zur Schallplattenwiedergabe benutzt wird, aber auch als Aquariendurchlüfter (Preis 23 bis 29 RM) und kleiner Antriebsmotor (Preis 9 RM) brauchbar ist. Da er auch für niedrige Spannungen, z. B. zum Anschluß an einen Klingeltransformator

gebaut wird, kann er unbesorgt Schülern in die Hand gegeben werden.

Endlich soll noch eine neuartige Form von Widerständen Erwähnung finden, die sicherlich vielfach nützlich werden kann. Die sog. Hochohmwiderstände der Radioindustrie, die als „Ableitung“ oder in kräftigerer Ausführung als Spannungsteiler in Netzanoden dienen, sind bekannt. Teilweise wurden diese Widerstände schon im vorigen Jahr aus dünnstem Draht gewickelt, wodurch ihre Zuverlässigkeit gegenüber den alten Silitstäben sehr zunahm. Ein Nachteil dieser Drahtwiderstände lag noch darin, daß der Draht offen lag, wodurch leicht Beschädigungen auftraten. Neuerdings ist jedoch dieser Mangel durch eine Schutzhülle beseitigt. Die Widerstände werden in allen Größen (etwa 5 bis 50 000 Ohm) in Stabform für die verschiedensten zulässigen Belastungen (6 bis 500 Watt) hergestellt; sie sind handlich und nicht teuer und können je nach Wunsch mit Klemmen oder mit Lötansatz versehen werden; ein Widerstand mit der zulässigen Belastung 8 Watt besitzt nur die bekannte Größe eines Ableitungssilitstäbchens und kostet etwa 2 RM. Die Bezeichnung, unter der diese Typen in den Handel gebracht werden, ist „Pantohm“.

Die Berichtersteller weisen zum Schluß darauf hin, daß hier nur eine kleine Auswahl der auf der Funkausstellung gezeigten Apparate besprochen werden konnte. Eine genauere Einsichtnahme z. B. in die umfangreichen Fernsehapparaturen, die Apparaturen für Heer und Marine und in zahlreiche andere neue Geräte gestattete die zur Verfügung stehende Zeit nicht.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Handbuch der Physik. Herausgegeben von H. GEIGER und K. SCHEEL. 2. Auflage. Berlin: Julius Springer 1933.

Die große Entwicklung der Atomphysik hat bereits in den wenigen Jahren seit dem Erscheinen der ersten Auflage des Handbuches der Physik eine teilweise Neuauflage notwendig gemacht. Der Verlag hat sich daher entschlossen, zunächst die Atomphysik, welche in den Bänden 22 bis 24 des Handbuches enthalten war, neu herauszugeben. Die großen Fortschritte der Atomforschung haben eine erhebliche Erweiterung notwendig gemacht. Deshalb erscheinen in der neuen Auflage die drei Bände in sechs Halbbänden. Hierdurch ist erstens die Handlichkeit des Werkes erhalten geblieben und zweitens eine erhebliche Erleichterung der Anschaffungsmöglichkeit für besonders interessierende Bände gegeben. Die zuerst erschienenen drei Halbbände, welche hier besprochen werden, beweisen die Notwendigkeit der Neuauflage, die jeder Physiker als eine verdienstvolle Tat des Verlages ansehen muß.

Band 22, Teil 1. Elektronen, Atome und Ionen. Redigiert von H. GEIGER. VII, 492 Seiten und 163 Abbildungen. Preis geh. RM 42.—; geb. RM 44.70.

Da die erste Auflage dieses Werkes in dieser Zeitschrift 42, 185; 1929 bereits eingehend gewürdigt wurde, seien jetzt die Änderungen besonders hervorgehoben. Das erste Kapitel: Elektronen, ist wiederum von W. GERLACH in München geschrieben. Es ist im wesentlichen unverändert geblieben, aber ergänzt worden. Im zweiten Kapitel behandelt K. PHILIPP-Berlin wieder Kernladung und Kernmasse. Eingehender behandelt wurde jetzt die Bestimmung der Kernladungszahl aus der Streuung von Elektronenstrahlen sowie die Massenspektroskopie. Neu hinzugekommen ist die Atomgewichtsbestimmung nach ASTON aus Packungsanteil und Intensitätsbestimmung; sowie vor allem eine übersichtliche Darstellung der immer wichtiger werdenden spektroskopischen Methoden zur Ermittlung von Isotopen, die besonders zur Bestimmung des Mischungsverhältnisses der Isotope geeignet sind. Der zweite Abschnitt über Kernstruktur stammt wieder von L. MEITNER-Berlin. Entsprechend den großen Fortschritten dieses Gebietes war eine völlige Neubearbeitung notwendig geworden, welche bestens gelungen ist. Auch der dritte Abschnitt dieses Kapitels: Künstliche Umwandlung und Anregung von Atomkernen ist völlig neu bear-

beitet worden, und zwar von H. FRÄNZ-Charlottenburg und W. BOTHE-Heidelberg. Besonderes Interesse dürften finden: die Darstellung der grundlegenden GAMOWschen wellenmechanischen Theorie des Atomkerns und der Abschnitt über Kernanregung, also über das Gebiet, das von W. BOTHE selbst begründet wurde. Zum Schluß sind auch die neueren Arbeiten über das Neutron, den Atomkern mit der Kernladung 0 und der Masse 1, kurz behandelt. Das zweite Kapitel dürfte für viele das interessanteste Kapitel des ganzen Bandes sein. Das dritte Kapitel behandelt die Radioaktivität. Der erste Abschnitt über den radioaktiven Zerfall, der von W. BOTHE-Heidelberg stammt, konnte fast unverändert übernommen werden. Im zweiten Abschnitt findet man die Darstellung von ST. MEYER-Wien über die radioaktiven Stoffe wieder, die sorgfältig auf den neuesten Stand ergänzt wurde. Den dritten kurzen, aber sehr inhaltreichen Abschnitt über die Verwendung der radioaktiven Elemente und Atomarten in der Chemie hat O. HAHN-Berlin ganz neu bearbeitet. Hier dürften die „Radiokolloide“, die Abscheidungen kleinster Substanzmengen an entstehenden Niederschlägen und besonders auch die Strukturuntersuchung oberflächenreicher und oberflächenarmer Substanzen besonderes Interesse finden. Der vierte Abschnitt: Die Bedeutung der Radioaktivität für die Geschichte der Erde wurde in dieser Auflage statt von O. HAHN von G. KIRSCH-Wien neu bearbeitet und ergänzt. Das folgende Kapitel über die Ionen in Gasen ist eine Neubearbeitung des früheren Verfassers K. PRZIBRAM-Wien, die wiederum bestens gelungen ist. Der Halbband schließt mit einem Kapitel von PANETH über das natürliche System der Elemente. Die Darstellung des Verfassers ist eine teilweise Umarbeitung und weitgehende Ergänzung der früheren Auflage.

Band 22, Teil 2. Negative und positive Strahlen. Redigiert von H. GEIGER. V, 364 Seiten und 345 Abbildungen. Preis geh. RM 32.—; geb. RM 34.70.

Der Inhalt dieses Bandes war früher in einigen Kapiteln des Bandes 24 behandelt. Die Umarbeitung und die Umgruppierung des Stoffes ist aber so grundlegend, daß eine knappe Inhaltsangabe notwendig erscheint. W. BOTHE-Heidelberg behandelt im ersten Kapitel den Durchgang von Elektronen durch Materie. Der Gegenstand der die Zerstreuung, Geschwindigkeitsabnahme und Absorption, sowie Ionisation und Sekundärstrahlung behandelt, ist vorbildlich klar dargestellt und berücksichtigt ebenso sorgfältig die theoretische wie die experimentelle Seite der Probleme. Im zweiten Kapitel: Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie, das wieder von E. RÜCHARDT-München stammt, mußte dagegen die vorläufig noch zu unentwickelte Theorie gegenüber einer umfassenden und interessanten Beschreibung der experimentellen Methoden und Ergebnisse zurücktreten. Inhalt: Allgemeines und Untersuchungsmethoden; Zusammensetzung, Umladungen, Ionisationsvermögen, Geschwindigkeitsverlust und Wesen der Absorption, sowie Streuung der Kanal-

strahlen. H. GEIGER-Tübingen gibt im folgenden Kapitel eine Darstellung der jetzigen Kenntnisse über den Durchgang von α -Strahlen durch Materie. Inhalt: Methoden zur Beobachtung von α -Strahlen, Natur des α -Teilchens, Geschwindigkeit und Reichweite, Ionisierungsvermögen und Streuung von α -Strahlen; Rückstoßstrahlen. Im vierten Kapitel berichten C. RAMSAUER-Berlin und R. KOLLATH-Berlin über den Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber langsamen Elektronen und Ionen. Daß eine Darstellung von RAMSAUER selbst über den Fragenbereich des Ramsauereffektes besonders anregend ist, versteht sich von selbst. Das Schlußkapitel ist von R. FRISCH-Hamburg und O. STERN-Hamburg verfaßt und behandelt das neue und so fundamental wichtige Gebiet der Beugung von Materiestrahlen. Beugung von Elektronen-, Ionen- und Molekularstrahlen. Es dürfte wohl keinen Physiker geben, der nicht gerade dieses vorbildlich klare Kapitel mit besonderem Interesse lesen wird.

Band 23, Teil 1. Quantenhafte Ausstrahlung. Redigiert von H. GEIGER. V, 373 Seiten und 209 Abbildungen. Preis geh. RM 32.—, geb. RM 34.70.

Da auch dieser Band des Handbuches bereits in seiner ersten Auflage in dieser Zeitschrift 42, 185; 1929 eingehend gewürdigt wurde, so ist es zweckmäßig, besonders die Änderungen gegenüber der ersten Auflage hervorzuheben. Als erstes Kapitel ist jetzt das zweite Kapitel der ersten Auflage, nämlich der schöne Aufsatz von L. LADENBURG-Princeton N.J. über die Methoden zur h-Bestimmung und ihre Ergebnisse, fast unverändert übernommen worden. Das zweite Kapitel behandelt den Inhalt des siebenten Kapitels der ersten Auflage, die Anregung von Quantensprüngen durch Stoß. Dieses Kapitel ist von neuen Bearbeitern, W. DE GROOT-Eindhoven und F. M. PENNING-Eindhoven in gänzlich neuer Weise und vom modernsten Standpunkt aus dargestellt. Während die vorzügliche Bearbeitung in der ersten Auflage durch J. FRANCK-Göttingen und P. JORDAN-Göttingen teils noch fast lehrbuchmäßig in das Gebiet einführt, wird jetzt ganz bewußt der Charakter des Handbuches betont. Die Zusammenstellung und kritische Sichtung des Materials ist den Verfassern vorbildlich gelungen. Es ist eine erfreuliche Bereicherung der physikalischen Literatur, daß neben der jetzt schon klassischen Darstellung von J. FRANCK und P. JORDAN, die ja auch als Monographie in der Sammlung: „Struktur der Materie“ im gleichen Verlag erschienen ist, nun auch diese völlig andere Bearbeitung vorliegt. Wer sich in das Gebiet erst einarbeiten will, wird vielen Gewinn haben, wenn er zuerst das ältere Werk von FRANCK-JORDAN und anschließend diese neue Darstellung liest. Das dritte Kapitel entspricht dem fünften Kapitel der ersten Auflage: Anregung von Lichtemission durch Einstrahlung. Verfasser ist auch in der neuen Auflage wieder P. PRINGSHEIM-Berlin. Die Vorzüge der ersten Auflage sind darum auch der zweiten Auflage erhalten geblieben. Die Flut von Arbeiten auf diesem Gebiete ist so groß, daß es

sehr zu begrüßen ist, daß gerade PRINGSHEIM die schwierige Sichtung des Materials vorgenommen hat, die nur einem so erfahrenen Spezialisten so vorbildlich gelingen konnte. Das vierte Kapitel: Photochemie, das den Inhalt des sechsten Kapitels der ersten Auflage enthält, ist wiederum von W. NODDACK-Charlottenburg bearbeitet worden. Trotzdem der Umfang und die Bedeutung dieses Gebietes in den letzten Jahren erheblich gewachsen ist, hat man dem Verfasser auch in dieser Auflage offenbar nur die gleiche Seitenzahl zugestanden wie früher. So war der Verfasser zu einer Knappheit der Darstellung gezwungen, die das Lesen dieses Abschnittes sehr erschwert. Es ist dringend zu wünschen, daß bei einer dritten Auflage diesem Gebiete ein weit größerer Platz eingeräumt wird als bisher. Sonst kann die Darstellung ihren Zweck nicht erfüllen.

Wer sich für die Ergebnisse und die Probleme der modernen Atomforschung interessiert, kann auf eingehendes Studium der hier besprochenen Bände nicht verzichten. Jeder Physiker ist dem Verlag für diese Neuauflage zu Dank verpflichtet.

Hiedemann.

Lehrbuch der Physik. Einheitsausgabe für höhere Lehranstalten. Von K. HAHN und P. HENCKEL. Leipzig-Berlin: G. B. Teubner 1933.

Unterstufe A mit 342 Fig. und 13 Bildnissen, 178 S. Kart. RM 3,20.

Unterstufe B mit 343 Fig. und 13 Bildnissen, 174 S. Kart. RM 3,20.

Oberstufe A mit 557 Fig. und 15 Bildnissen, 363 S. Geb. RM 5,60.

Oberstufe B mit 557 Fig. und 16 Bildnissen, 347 S. Geb. RM 5,60.

Oberstufe, Teil I, A und B mit 306 Fig. und 10 Bildnissen, S. 1 bis 192. Kart. RM 2,90.

Oberstufe, Teil II, A, mit 251 Fig. und 5 Bildnissen, S. 193 bis 363. Kart. RM 2,90.

Oberstufe, Teil II, B, mit 251 Fig. und 6 Bildnissen, S. 193 bis 347. Kart. RM 2,90.

Das neue Lehrbuch der Physik, das durch passende Unterteilung weitgehend den Forderungen nach bequemer Anschaffung Rechnung trägt und einheitlich für alle Schulgattungen bestimmt ist, stellt sich dar als ein Werk, welches in mehrfacher Hinsicht und in bestem Sinne die Bezeichnung modern verdient; es kann der Beachtung der Fachkollegen bestens empfohlen werden. Ausgezeichnet ist es einmal dadurch, daß es, in einfacher Sprache gehalten und dem Verständnis des Schülers angepaßt, mit bemerkenswerter Kunst und Geschicklichkeit die Probleme an ihn heranbringt, ihn vielseitig und gründlich damit zu befassen sucht und auf einfachem Wege, aber doch straff und zielstrebig, zu den neuesten Forschungsergebnissen hinführt. Das Streben nach Lebensnähe und Anschaulichkeit, durch die Schulreform gefordert, hat sich heute ganz allgemein im naturwissenschaftlichen Unterricht Geltung verschafft. Die HAHN-HENCKEL'Schen Bücher, denen man auf Schritt und Tritt die lange und vielseitige Unterrichtserfahrung anmerkt, zeichnen sich aus durch stärkste Nutzbarmachung des

Anschauungskreises des Schülers zur Einführung in das physikalische Denken auf der Unterstufe, durch umfassende und vertiefende Ausgestaltung der zu erarbeitenden Begriffe und Vorstellungen zu einem physikalischen Weltbild auf der Oberstufe. Es sind Lern- und Arbeitsbücher von großer praktischer Brauchbarkeit, die durch ihre klare, schlichte Sprache, durch die beständige Beziehung auf Leben, Technik und Versuch, durch Anregung zu eigenen Überlegungen und Aufgaben dem Schüler die Möglichkeit zu selbständiger Weiterarbeit geben, Interesse und Liebe für die physikalische Wissenschaft in ihm zu erregen vermögen.

Ganz besonders bemerkenswert aber ist das Lehrbuch dadurch, daß in der A-Ausgabe, Anregungen W. R. POHLS folgend, die Elektrostatik und der Magnetismus nicht mehr als einzeln stehende Gebiete behandelt werden, sondern einheitlich und wissenschaftlich geschlossen in eine abgerundete Lehre von der Elektrizität einbezogen worden sind. Zweifellos haben die Verfasser die Darstellung dieses Stoffgebietes unter folgerichtiger Durchführung des Feldbegriffs und unter Zuhilfenahme verschiedener beachtenswerter neuer Schulversuche und Messungen recht erheblich verbessert und dadurch methodische und sachliche Fortschritte gebracht, die wohl in der Folgezeit noch anregend auf Didaktik, Experiment und Stoffverteilung einwirken werden. In der Praxis des Unterrichts dürften durch diese Anregung manche neuen Apparate und Versuche auftauchen, an Hand deren sich schwierige Kapitel leicht und anschaulich auf gesicherter empirischer Grundlage werden entwickeln lassen; es gibt hier noch vieles zu erfinden und zu gestalten. Jedem Schulphysiker, der vielleicht selbst schon nach Verbindung und Vereinheitlichung der Teilgebiete der Elektrizitätslehre gesucht hat, wird diese Neugestaltung der A-Ausgabe besondere Freude bereiten.

Um Anhängern der bisher üblichen Behandlungsweise der Elektrizitätslehre unter Voranstellung der Elektrostatik die Möglichkeit der Benutzung erprobter und bewährter Versuchsanordnungen zugleich mit der Verwendung des Lehrbuches zu geben, ist in einer Ausgabe B die alte Stoffanordnung beibehalten worden. Die gerühmten Vorzüge der klaren und sicheren Herausarbeitung des Wesentlichen haben auch hier volle Geltung; reichliche und gute Abbildungen unterstützen und fördern die Gebrauchsmöglichkeit.

Auf jeden Fall ist dem methodisch vorwärts strebenden sowohl wie dem am Hergebrachten hängenden Physiklehrer ein ganz ausgezeichnetes Unterrichtswerk an die Hand gegeben, das leichte Verständlichkeit, Gründlichkeit und Stoffreichtum aufs glücklichste vereinigt. Der neue Lehrgang der Elektrizitätslehre der Ausgabe A dürfte die Fachkollegen noch weitgehend beschäftigen.

Nickel.

Technische Physik. Von GEORG WIEGNER und PAUL STEPHAN. Band I, Mechanik einschließlich der Meßtechnik. Fünfte Auflage. Mit 347 Ab-

bildungen. Berlin und Leipzig 1933. VI, 324 S. 8°. Teubners H. T. L. Bücherei, Band 102. Preis kart. RM 8,80.

Das Lehrbuch ist zur Benutzung an höheren technischen Lehranstalten bestimmt und schließt sich an deren Lehrpläne eng an. Der erste Band, der jetzt in fünfter Auflage vorliegt, behandelt den Stoff des ersten Halbjahres: die Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper einschließlich Meßtechnik und Materialprüfung. Kurzes Inhaltsverzeichnis: A. Allgemeine Eigenschaften der Körper — Aggregatzustände — Molekularkräfte. B. Mechanik. I. Gesetze des Gleichgewichtes im allgemeinen und insbesondere der Statik der festen Körper. II. Gesetze der Bewegungslehre. III. Gesetze der Dynamik im allgemeinen und insbesondere der Statik der festen Körper. IV. Hydromechanik. V. Aeromechanik.

Die Verfasser stellen sich zwei Aufgaben, entsprechend der Rolle der Physik als Naturwissenschaft und als Ingenieurwissenschaft. Der Studierende soll erstens einen Überblick über die physikalischen Gesetzmäßigkeiten erhalten, zweitens auf das Studium der technischen Spezialfächer vorbereitet werden. Es ist klar, daß die Lösung der ersten Aufgabe die Grundlage für die der zweiten bildet. Da aber von den Lesern dieses Buches keine Kenntnis auch nur der Anfangsgründe der höheren Mathematik erwartet werden durfte, so ließ sich naturgemäß die erste Aufgabe nicht in befriedigender Weise lösen; können doch schon die Grundbegriffe der Kinematik: die Geschwindigkeit und die Beschleunigung, nicht ohne Benutzung des Differentialquotienten einwandfrei erklärt werden. Die Verfasser helfen sich so, daß sie fast durchweg die induktive Methode benutzen. Fast alle Formeln werden unter Berufung auf das entsprechende Experiment begründet, so daß deren Zusammenhang mit den Grundgesetzen oft verborgen bleibt (Pendel, Schwingungen).

Um so besser ist den Verfassern die Lösung der zweiten Aufgabe (abgesehen von den Grundlagen) gelungen. Die Anwendungen auf die Technik sind in einer kaum zu überbietenden Fülle behandelt. Überall folgen im Anschluß an die (spärliche) Theorie Beschreibungen von Maschinen, Apparaten und Meßmethoden, begleitet von photographischen und schematischen Abbildungen. An geeigneter Stelle sind Tabellen mit technischen Daten eingefügt. Besonders gut und ausführlich sind die Abschnitte über die meßtechnischen Methoden und Materialprüfungsverfahren ausgefallen. Das Buch eignet sich daher auch als Nachschlagewerk für den fertigen Ingenieur und behält somit dauernd Wert.

Wenn noch einige Verbesserungen für eine weitere Auflage angeregt werden, so beziehen diese sich nur auf den rein physikalischen Teil. Es wäre wünschenswert, daß Grundbegriffe wie Kraft, starrer Körper, Trägheitswiderstand usw. schärfer erklärt werden und die wenigen Grundgesetze mehr zur Geltung kommen. Neben dem starren Körper könnte auch der Punkthaufen einige Berücksichtigung finden. Ferner sollte ein Schön-

heitsfehler bei der Erwähnung des PLANCKSchen Wirkungsquantums, das keineswegs ein Atom der Energie ist, beseitigt werden.

Zu betonen ist noch, daß sämtliche technischen Ausführungen streng modern gehalten sind. Überall werden die neuesten Errungenschaften der Technik gebührend berücksichtigt. Die vorliegende fünfte Auflage weist zahlreiche Verbesserungen und Ergänzungen, besonders auf dem Gebiete der Meßtechnik und Materialprüfung, auf. So sind die Beschreibungen einiger neuer Härtebestimmungsverfahren, Leistungsermittlungsmethoden, Druckwasserspeicherarten, Gas- und Dampfmeser u. a. m. hinzugekommen. Im Anschluß an jeden Paragraphen finden sich zahlreiche Aufgaben, zu deren Lösung durchgerechnete Musterbeispiele den Weg zeigen. Am Schluß befindet sich ein ausführliches Sachregister. Die Ausstattung des Buches ist vorzüglich, der Preis sehr mäßig; die Auswahl und Darstellung der zahlreichen Abbildungen der Instrumente und Apparate beweist große Sorgfalt. Das Buch stellt somit eine wertvolle Bereicherung der technischen Unterrichtsliteratur dar und wird den Studierenden, Lehrern und Absolventen der höheren technischen Lehranstalten sehr willkommen sein.

B. Germansky.

Sonderdruck der Übungsaufgaben mit Lösungen aus ABRAHAM-BECKER, Theorie der Elektrizität. Bd. 1, 9. Auflage. Leipzig und Berlin: B. G. Teubner 1932. 18 Seiten. Preis geh. RM 1.—.

Gerade beim Studium der theoretischen Physik sind Übungsaufgaben von ganz besonderem Wert. Die vorliegenden 101 Aufgaben sind ausgezeichnet ausgewählt und haben großen didaktischen Wert. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß sie in einem preiswerten Sonderabdruck erschienen und dadurch auch den Besitzern von älteren Auflagen des bekannten Werkes zugänglich sind. Zur Einführung in die Theorie der Elektrizität sind die Aufgaben hervorragend geeignet. Man kann daher dem Heft, besonders in den Kreisen der Studierenden, weiteste Verbreitung wünschen.

Hiedemann.

Fortschritte der physikalischen und technischen Akustik. Von F. TRENDELENBURG, Berlin-Siemensstadt. 132 Seiten mit 80 Abbildungen. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1932. Kart. RM 4,80.

Die vorliegende Schrift ist 1931 als zusammenfassender Bericht in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik erschienen. Es wird sicher allgemein begrüßt werden, daß der Verlag diesen Bericht durch Abdruck in Buchform leicht zugänglich gemacht hat. Für den Fachmann ist die Schrift als eine vorzügliche und klare Literaturübersicht sehr wertvoll. Für diesen Zweck wäre es allerdings angenehmer gewesen, wenn am Schluß noch einmal alle die Literaturangaben zusammengestellt worden wären, die in den Fußnoten zu finden sind. Die Darstellung ist elementar und doch bei aller Knappheit so klar, daß die Schrift auch für diejenigen ausgezeichnet

geeignet ist, welche sich nur über die Fortschritte auf diesem jetzt so wichtigen Gebiete unterrichten wollen. Die schönen und anschaulichen Abbildungen erleichtern das Verständnis und erhöhen den Wert des Buches. Im Inhalt wird zunächst über die Meßmethoden berichtet. Klanganalyse, Kompensationsmethoden zur genauen Bestimmung periodischer Druckschwankungen nach Amplitude und Phase, sonstige Verfahren zur Bestimmung von Schallfeldgrößen, Leistungsmessungen, raumakustische Messungen. Es folgt ein Abschnitt über Schallempfänger und Schallsender, wobei auch Musikinstrumente und ihre Klänge berücksichtigt werden. In einem Kapitel über Gehör und Sprache sind bereits die neuesten physiologischen Arbeiten verwendet. Die Raum- und Bauakustik wird in drei sehr interessanten Einzelabschnitten über Absorption, Reflexion und Schalldurchlässigkeit dargestellt. Das letzte Kapitel behandelt die aktuellen Probleme der Schallaufzeichnung und des Tonfilmes. Für den Unterricht dürfte sich manches aus der Schrift entnehmen lassen. Das wertvolle und interessante kleine Buch kann wärmstens empfohlen werden.

Hiedemann.

Objektive Spektralphotometrie. Von L. S. ORNSTEIN, W. J. H. MOLL und H. C. BURGER, Utrecht. (Heft 108/109 der „Sammlung Vieweg“) VI, 146 Seiten, mit 75 Abbildungen. Braunschweig: Friedr. Vieweg & Sohn A. G. 1932. Preis geh. RM 10,80.

Die Messung von Lichtintensitäten gehört heute zu den wichtigsten Methoden der Experimentalphysik. Es wird daher bei allen Fachgenossen lebhaft begrüßt werden, daß die bekannten holländischen Forscher ihre große experimentelle Erfahrung auf diesem Gebiete jedem zugänglich machen. Da eine Messung von Lichtgemischen nur selten physikalische Bedeutung hat, wird allein über spektrale Messungen berichtet, und hierbei wird außerdem auf die visuellen Methoden verzichtet. Diese weise Beschränkung wird gleichen Beifall finden wie die, daß auch von den objektiven Methoden nur solche ausführlich dargestellt werden, bei denen die Verfasser über persönliche Erfahrung verfügen. Das erste Kapitel ist den thermischen Methoden gewidmet, deren Bedeutung wohl in Zukunft zunehmen wird. Das zweite Kapitel enthält die lichtelektrischen Methoden. In vier Kapiteln wird ausführlich auf die bisher wichtigste und an Schwierigkeiten reiche Methode der photographischen Photometrie eingegangen. Das siebente Kapitel bringt die absolute Intensitätsmessung. Hierauf werden die für die Ausführung von Intensitätsmessungen wichtigen Eigenschaften der Spektralapparate behandelt. Im letzten Kapitel folgt die Deutung der Meßergebnisse vom Standpunkt der Atomphysik. 75 Abbildungen ergänzen die vorbildlich klare und schlichte Darstellung. Jeder, in dessen Arbeitsgebiet spektralphotometrische Messungen vorkommen, wird reichen Gewinn und manche Anregung aus diesem von Meistern meisterhaft geschriebenen Werk entnehmen können.

Hiedemann.

Theorie der physikalischen Dimensionen. Ähnlichkeitsbetrachtungen in der Physik. Von P. W. BRIDGMAN. Deutsche Ausgabe herausgegeben von H. HOLL. Leipzig und Berlin: B. G. Teubner 1932. 117 Seiten. Preis geb. RM. 6.80

Die Dimensionsbetrachtungen oder Ähnlichkeitsbetrachtungen haben in Physik und Technik ständig an Bedeutung gewonnen. Erstens erlauben sie eine bequeme Kontrolle mancher Rechnungen und Überlegungen, zweitens gibt eine einfache Dimensionsbetrachtung oft überraschend viele Aufschlüsse gerade in solchen Fällen, in denen eine exakte Durchrechnung noch nicht möglich ist. Die lebendige, humorvolle und anregende Darstellung dürfte wohl die beste über diesen Gegenstand sein. Die Übersetzung durch HOLL verdient volle Anerkennung bis auf eine Ausnahme. Die Wortbildung Dimensionskonstante, worunter eine Konstante mit Dimension oder eine dimensionierte Konstante verstanden ist, ist sinnwidrig. Dieses unglückliche Wort stört erheblich und müßte bei einer Neuauflage geändert werden. Die zahlreichen Anwendungsbeispiele aus Physik und angewandter Physik sind ein besonderer Reiz des Buches. Die Anschaffung des Buches kann jedem Physiker und besonders jedem in Physik Unterrichtenden warm empfohlen werden.

Hiedemann.

Handbuch der anorganischen Chemie. Herausgegeben von R. ABEGG, weiland Prof. an der Universität und der Technischen Hochschule zu Breslau, Dr. FR. AUERBACH und Dr. I. KOPPEL. 4. Band, dritte Abteilung, zweiter Teil, A, Lieferung I. Leipzig: S. Hirzel 1931. Preis geh. RM 40,—.

Das Fehlen der Chemie des Eisens in dem ABEGGschen Handbuch ist wohl von allen Benutzern stets als ein starker Mangel empfunden worden. Die neue Lieferung, die zwar erst einen Teil der physikalischen Chemie des Eisens umfaßt (Atomgewicht, Eisenatom, Darstellung von reinem Eisen, elektromotorisches und elektrochemisches Verhalten) läßt aber keinen Zweifel mehr aufkommen, daß die große Lücke in dem ausgezeichneten Werk bald ausgefüllt sein wird. Im einleitenden Kapitel über das Atomgewicht des Eisens wird der Leser gefesselt von den Ausführungen JUL. MEYERS über die ersten exakten Atomgewichtsbestimmungen von BERZELIUS, der für diese Konstante bereits recht genau die Zahl 56 ermittelte, die durch die neuesten und zuverlässigsten Bestimmungen von BAXTER (55, 83 und 55, 84) und von HÖNIGSCHMID (55, 85) nur eine geringe Änderung erfuhr. Die verschiedenen chemischen Methoden der Reindarstellung von Eisen und die Gewinnung von Elektrolyt-eisen werden beschrieben. Kristallform und Raumgitter, die Modifikationen und ihre Umwandlungspunkte, die mechanischen, thermischen, optischen und magnetischen Eigenschaften und das elektrochemische Verhalten werden unter Zuhilfenahme zahlreicher Tabellen und Diagramme ausführlich dargestellt. Von besonderem Interesse ist der Abschnitt über die mechanischen Eigen-

schaften, der auf 40 Seiten zusammengedrängt die Ergebnisse eines außerordentlich umfangreichen Schrifttums über Elastizität, Härte, Zugfestigkeit und Veredelung zusammenfaßt. Jedes Kapitel hat ein Literaturverzeichnis, das bis zum Jahre 1930 reicht.

Das ABEGGsche Handbuch ist durch die vorliegende Lieferung um ein ausgezeichnetes Nachschlagewerk über eines der wichtigsten Elemente bereichert worden.

Dm.

Lehrbuch der anorganischen Chemie. Von Dr. HEINRICH REMY, a. o. Prof. an der Universität Hamburg. Bd. 1, 718 Seiten und 92 Abbildungen, Bd. 2, 450 Seiten und 32 Abbildungen. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1931 und 1932. Preis Bd. 1 geb. RM 23,—; Bd. 2 geb. RM 16,80.

Das Lehrbuch der anorganischen Chemie von REMY wendet sich an Studierende, die schon die einfachen einführenden chemischen Vorlesungen gehört haben. Es ordnet seinen Lehrstoff nach dem periodischen System der Elemente, und zwar so, daß die Elemente der Hauptgruppen im ersten, die Elemente der Nebengruppen und die seltenen Erden im zweiten Bande beschrieben werden.

Das Lehrbuch stellt eine Vereinigung von anorganischer und physikalischer Chemie dar und ist daher umfangreicher als die bekannten Lehrbücher der anorganischen Chemie, die für die Studierenden der Chemie bestimmt sind. Die physikalische Chemie wird der neueren Entwicklung entsprechend stark betont; sie wird nicht etwa dem Lehrstoff der anorganischen Chemie zusammenhängend vorangestellt, sondern fügt sich in einer ganzen Reihe von besonderen Abschnitten jeweils dort ein, wo die anorganisch-chemischen Tatsachen zur Verallgemeinerung den Anlaß bieten. So werden in dem Abschnitt über Wasserstoff zwischen dessen Darstellung und Eigenschaften die elektrochemische Spannungsreihe, das Massenwirkungsgesetz, die thermische Dissoziation des Wassers und die Katalyse eingeschaltet. Damit sind die notwendigsten Grundlagen geschaffen für das Verständnis der BOHRschen Theorie des Atombaus, die auf etwa 10 Seiten im Anschluß an das Wasserstoffspektrum in einem besonderen Abschnitt abgehandelt wird. Sie wird so weit dargestellt, daß die Voraussetzungen erfüllt sind für das Verständnis der Isotopen, der Massenspektrographie und der Theorie der Valenz von KOSSEL, die das vierte Kapitel im Anschluß an die Beschreibung der Edelgase und ihrer Spektren bringt. An die Gruppe der Alkalimetalle schließt sich ein Kapitel über Kristallbau und Röntgenstrahlen an, das in sehr geschickter Darstellung von der Beugung der Röntgenstrahlen zu den Gitterstrukturen und Koordinationszahlen, zur Röntgenspektrographie der Eigenstrahlung, dem MOSELEYSchen Gesetz und dem Zusammenhang zwischen Eigenstrahlung und Atombau, Ordnungszahlen und Atomgewichten führt. Anschließend an die Erdalkalimetalle wird die Radioaktivität, im Anschluß an die Erdmetalle die Koordinationslehre, und nach der Kohlen-

stoff-Siliziumgruppe werden die Grundlagen der Metallographie behandelt. Die Sauerstoff-Schwefelgruppe bildet den Ausgangspunkt für ein besonderes Kapitel über Oxydation und Reduktion, und auf die Halogene folgt ein Abschnitt über Salzbildung und Neutralisation.

Der Verfasser hat sich erfolgreich bemüht, den umfangreichen Stoff der anorganischen Chemie übersichtlich zu gliedern und die Zahl der Einteilungsprinzipien, so weit als möglich, herabzudrücken. So wird großer Wert auf die Gruppen-zusammengehörigkeit der Elemente gelegt, die jeweils in einer zusammenfassenden, allgemeinen atomtheoretischen Betrachtung als Einleitung zu der Beschreibung der Hauptgruppen zum Ausdruck kommt. Ferner werden z. B. die Salze der Elemente der ersten Gruppe des periodischen Systems nicht einzeln behandelt, sondern, nach Anionen geordnet, für eine ganze Gruppe von Elementen zusammengefaßt. Die an die Einzel-elemente oder Elementgruppen anschließenden Betrachtungen über die analytischen Verhältnisse vermitteln nicht nur die notwendigen Kenntnisse aus der analytischen Chemie, sondern erleichtern den Überblick über die bunte Mannigfaltigkeit des Stoffes der anorganischen Chemie. Dem gleichen Ziele dienen die zusammenfassenden Übersichten über die Bildung und Zersetzung der Salze.

Aus der chemischen Technologie wird nur das Grundsätzliche dargeboten; auf alle chemischen wie technologischen Einzelheiten wird dabei bewußt verzichtet. Daher finden sich auch nur wenige technologische Abbildungen, wie z. B. bei der Chloralkalielektrolyse oder bei der Entkohlung des Roheisens; die Abbildungen sind einfach schematisch und leicht übersehbar.

Es ist dem Verfasser vorbildlich gelungen, überall das Wesentliche klar herauszustellen und der Gefahr des Zuviel zu entgehen. Das zeigt sich sowohl bei der Auswahl der zu behandelnden Fragen aus der physikalischen Chemie, wie namentlich in der erfreulichen Beschränkung auf die wissenschaftlich oder wirtschaftlich wirklich wichtigen Verbindungen und Erscheinungen. Die hier und da eingestreuten geschichtlichen Ausführungen lassen das gleiche Bestreben erkennen; denn dadurch, daß von geschichtlichen Hinweisen nur an wichtigen Stellen, dort aber etwas ausführlicher, Gebrauch gemacht worden ist, wird eine wesentliche Vertiefung erreicht und der Verwirrung vorgebeugt, die durch allzu häufige Hinweise dieser Art eintreten müßte.

Das Lehrbuch von REMY ist durch die geschilderte geschickte methodische Behandlung und Anordnung des Stoffes besonders ausgezeichnet und daher als wissenschaftliches Vorbereitungs- und Nachschlagebuch für den Lehrer der Chemie an höheren Schulen in hohem Maße geeignet.

Dm.

Grundlinien der Chemie. Von RIPPEN-STERNHAGEN. Leipzig und Wien: Franz Deuticke 1932.
a) Für Oberrealschulen. Teil I: Anorganische Chemie. 7. und 8. Auflage. 177 Seiten. Mit

56 Abbildungen und 1 Spektraltafel, Preis geb. S 6,90.

b) Für Oberrealschulen, Teil II: Organische Chemie. 7. und 8. Auflage. 153 Seiten. Mit 39 Abbildungen. Preis geb. S 6,—.

c) Für Realgymnasien, Teil I: Anorganische Chemie. 4. und 5. Auflage. 154 Seiten. Mit 44 Abbildungen und 1 Spektraltafel. Preis geb. S 6,50.

Die Ausgabe dieses Unterrichtswerkes für die 4. Klasse der (österreichischen) Mittelschulen wurde bereits in dieser Zeitschrift 46, 91 (1933) ausführlich besprochen. Die Grundeinstellung ist bei dem ganzen Unterrichtswerk die gleiche: Es werden zunächst möglichst rasch, auf etwa 10 Seiten, die Theorien (Atomtheorie, chemische Fundamentalgesetze, chemische Schreibweise, Wertigkeit) mitgeteilt, und dann wird mit diesen auf gar keiner experimentellen Grundlage gewonnenen Gesetzen lustig drauflos gearbeitet. Auch in dem übrigen Teil des Werkes tritt das Experiment gegenüber der Mitteilung von Tatsachen zurück. Bei den heutigen Anforderungen an ein naturwissenschaftliches Schulbuch kann das vorliegende Werk daher nicht empfohlen werden. Bei der Durchsicht der Bücher auf die schon bei der Mittelschulauflage gerügten sachlichen Fehler stellte es sich heraus, daß für das Eisendisulfid eine Strukturformel mit zweiwertigem Eisen und ringförmiger Bindung angegeben wird, die allerdings auch nicht zutreffend ist. *Scharf.*

Grundlinien der Chemie. Von S. WIECHOWSKI. II. Teil: Organische Chemie. 2. Auflage. 104 S. mit 24 Abbildungen. Wien: Franz Deuticke 1933. Preis RM 4,—.

Der erste (anorganische) Teil des Buches wurde bereits in dieser Zeitschrift 46, 189 (1933) besprochen. Der zweite Teil ist leider nicht so ansprechend wie der erste; es fehlt die Angabe von Versuchen bzw. es werden nur ganz vereinzelte Angaben darüber gemacht. Damit ist eine zu große Reichhaltigkeit des Buches verknüpft, das im Stoff weit über den Rahmen eines Schulbuches hinausgeht. Um ein Beispiel zu nennen: Es ist überflüssig, neun verschiedene Alkaloide aufzuführen und einzeln zu besprechen. Dagegen ist ebenso wie im ersten Teile die Technik ausreichend berücksichtigt worden. *Scharf.*

Anleitung zur qualitativen Analyse. Von E. SCHMIDT und J. GADAMER. 11. Auflage, bearbeitet von F. v. BRUCHHAUSEN. VI, 113 Seiten mit 8 Tafeln. Berlin: Julius Springer 1933. Preis RM 5,60.

Nach einer Einleitung (Aufgabe der Analyse, Ionenlehre, Gesetz der chemischen Massenwirkung, kolloide Lösungen) werden die Reaktionen der wichtigeren Basen und Säuren behandelt. Den zweiten Teil des Buches nimmt die Beschreibung des Analysenganges ein. In einem Anhang werden die Reaktionen einiger seltenen Elemente, einiger organischen Säuren und ein Analysengang dafür angegeben.

Das Buch unterscheidet sich nicht wesentlich von anderen Analysenanweisungen; es ist hauptsächlich auf den Gebrauch im Hochschulpraktikum zugeschnitten. Der Bearbeiter der letzten Auflage betont, daß absichtlich bald die Brutto-, bald die Ionenformeln benutzt wurden, je nach der Zweckmäßigkeit für den einzelnen Fall. Ob die uneinheitliche Bezeichnungsweise der verschiedenen Oxydationsstufen eines Metalls (Ferro- bzw. Eisen-2-salze u. ä.) gleichfalls Absicht gewesen ist? Wenn nicht endlich die alten Bezeichnungen, besonders in den für die akademische und Schulpjugend bestimmten Büchern restlos verschwinden, werden wir nie zu einer Klarheit der chemischen Ausdrucksweise gelangen. *Scharf.*

Qualitative Analyse auf präparativer Grundlage. Von W. STRECKER. 3. Auflage. VIII, 203 Seiten, mit 17 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1932. Preis RM 8,—.

Der Titel des Buches ist zunächst etwas befremdend, denn es ist nicht recht einzusehen, wie eine chemische Analyse auf präparativer Grundlage gemacht werden soll. Bei näherer Betrachtung ergibt sich jedoch, daß die Herstellung von Präparaten und die chemische Analyse in der Weise miteinander verflochten sind, daß die hergestellten Präparate dazu dienen, um wichtige Erkennungsreaktionen mit ihnen auszuführen; z. B. dient die hergestellte Salzsäure dazu, die charakteristische Reaktion mit Silbernitrat auszuführen usw. Es ist demnach weniger die chemische Analyse selbst, die auf präparativer Grundlage beruht, als vielmehr die Art und Weise, wie der Praktikant oder der Schüler mit ihr bekannt gemacht wird. Auf den letzten 40 Seiten wird dann der Gang der Analyse in der üblichen Weise beschrieben.

Die Anordnung des Übungsstoffes ist für das Hochschulpraktikum sicherlich vorteilhaft; es wird auf diese Weise eine gewisse Abwechslung in die Eintönigkeit der Erkennungsreaktionen hineingebracht. Störend erscheint die nicht einheitliche Bezeichnungsweise der verschiedenen Oxydationsstufen von Metallverbindungen; bald heißt es Kupfer(1)rhodanid, bald Kupferrhodanür usw. Es wäre wünschenswert, wenn in einer neuen Auflage die moderne Bezeichnungsweise ausnahmslos durchgeführt würde. *Scharf.*

Experimentelle Einführung in das Wesen organisch-chemischer Reaktionen, insbesondere für Lehramtskandidaten. Von H. BODE und H. LUDWIG. 48 Seiten. Leipzig und Wien: Franz Deuticke 1933. Preis RM 1,50.

Die Verfasser haben etwa 100 Reagensglasversuche über charakteristische Reaktionen organischer Körperklassen zusammengestellt, die zur ersten Einführung in die organische Chemie dienen sollen. Jedem Abschnitt sind einige theoretische Erläuterungen vorangestellt, die als kleines Repetitorium angesehen werden können. Die Auswahl der Versuche ist glücklich getroffen, so daß ein

Einblick in das Verhalten der wichtigsten organischen Verbindungen gewonnen werden kann.

Scharf.

Die elektrometrische (potentiometrische) Maßanalyse. Von E. MÜLLER. 5., verbesserte und vermehrte Auflage. 276 Seiten, mit 92 Abbildungen im Text. Dresden: Th. Steinkopff 1932. Preis RM 14,50; geb. RM 16,—.

Es ist ein Zeichen für die Güte des Buches, daß es in den zwölf Jahren seit seinem ersten Erscheinen bereits in der 5. Auflage vorliegt. Das Buch ist für die Praxis des analytischen Chemikers

äußerst wertvoll, denn auf allen Gebieten der analytischen Chemie haben sich immer mehr in den letzten Jahren elektrometrische (potentiometrische) Verfahren herausgebildet, mit deren Hilfe eine genaue und schnelle Betriebskontrolle möglich ist.

Der gesamte Stoff ist in drei Kapitel eingeteilt: Fällungs- und Komplexbildungsreaktionen, Reduktions- und Oxydationsreaktionen und Reaktionen zwischen Säuren und Basen. Die Auffindbarkeit einer bestimmten Reaktion erleichtern 5 Tafeln, die dem Buche beigegeben sind.

Scharf.

Korrespondenz.

Berichtigung zu 46, 237; 1933: „Verein zur Förderung des physikalischen und chemischen Unterrichtes in Wien“ (Vereinstätigkeit im 39. Vereinsjahre; Schuljahr 1932/33). Auf S. 238 ist unter „Besichtigungen“ zwischen dem 12. und 16. Oktober 1932 einzufügen: 14. Oktober 1932, Ausstellung „Sechzig Jahre metrisches Maßsystem in Österreich“. Außerdem ist auf S. 239, Zeile 1 von oben, 8. Juni 1933 zu ändern in 30. Juni 1933.

Anleitungsblätter für die Schule.

Das von der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht bearbeitete und von der früheren Hauptstelle für Wärmewirtschaft in Darmstadt 1923 verlegte Heft „Erziehung zur sparsamen Brennstoffverwendung“ ist seit Jahren vergriffen. Da es die Anfänge eines experimentellen Unterrichtes in zahllose Schulen überhaupt erst hineingetragen hat, ist die Anregung zu einer Neuauflage und zur Entwicklung entsprechender Verfahren auf anderen Gebieten des naturwissenschaftlich-erdkundlichen Unterrichtes ständig wiederholt worden.

Den Schulversuch mit einfachsten Mitteln hat die Hauptstelle von jeher gepflegt. Die ersten Mitarbeiter stammen aus dem Kreis um BERNHARD SCHWALBE, der den Freihandversuch Heimatrecht in der Schule erwirkt hat und den Versuch mit einfachstem Gerät für besonders geeignet dazu ansah, den Anfänger im naturwissenschaftlichen Lehrberuf zur Beherrschung und völligen Ausnutzung seiner Hilfsmittel, sowie zur Selbstständigkeit in der Gestaltung von Versuchsordnungen zu erziehen.

Um die geäußerten Wünsche allmählich erfüllen zu können, hat die Hauptstelle Anleitungsblätter für die Schule bearbeitet in Anlehnung an Form und Ausstattung der weitverbreiteten Merkblätter für Berufsschulen, die der Verlag E. PRÜFER, Berlin-Steglitz, Heinrich-Seidel-Str. 7, seit langer Zeit herausgibt. Die Blätter erscheinen im PRÜFERSchen Verlage. Die bisher vorliegenden Stücke stellen teils eine Wiederholung des Hefes von 1923 dar, teils bringen sie Neues.

Es handelt sich um einseitig bedruckte Blätter im Normformat DIN A 5 mit Heftlöchern am

linken Rande. Die gewählte Form bietet dem Lehrer die Möglichkeit, diese Anleitungsblätter mit anderen gleichen Formats (PRÜFERS Merkblätter, Blätter des Deutschen Ausschusses für Technisches Schulwesen usw.) in jeder gewünschten Auswahl und Reihenfolge in Heftmappen zusammenzufassen. Dadurch, daß sich eigene Notizen auf ebenso gestalteten Zetteln, sowie neu im Druck erschienene Blätter jederzeit an beliebigen Stellen einfügen und veraltete ausmerzen lassen, hat der Lehrer die Möglichkeit, sich eine stets gebrauchsfertige Versuchsanleitung für seine Hand anzulegen.

Die bis jetzt erschienenen 23 Blätter über Physik und Chemie bringen einfache Versuche über die Bedingungen der Verbrennung, Herstellung einer kleinen Gasanstalt, die gefahrlose Entwicklung von Sauerstoff und Kohlensäure und Versuche damit. Ferner wird ein Quecksilberbarometer beschrieben, das man leicht anfertigen, füllen und luftfrei machen kann, sowie ein Rohr, mit dem sich die Gasgesetze messend verfolgen lassen. Weitere Blätter behandeln das Thermometer; Temperatur und Wärmemenge; Wärme, Arbeit, Leistung und Licht; Ausdehnung durch Wärme.

19 erdkundliche Blätter bringen einige Abschnitte aus der mathematischen Geographie. Darin wird zu zeigen versucht, wie man die Bewegungen von Sonne, Erde und Mond dem Schüler ohne umständliche Geräte verständlich machen kann. Einige Blätter sind der Kartenkunde, besonders dem Meßtischblatt, gewidmet. Sie wollen helfen, tiefer in das Verständnis der amtlichen Karte einzuführen, weil deren Kenntnis gerade jetzt für Wanderungen und wehrsportliche Veranstaltungen unentbehrlich sein dürfte.

Jedes dieser Blätter kostet 7 Rpf. und kann einzeln bezogen werden. Zur Ergänzung wird auf einige der schon vorhandenen PRÜFERSchen Merkblätter verwiesen, die sich dem Rahmen der neuen Anleitungsblätter zwanglos einfügen, nur 2 Rpf. je Stück kosten und gleichfalls einzeln zu haben sind. Der Preis 7 Rpf. für das Blatt ist nicht wesentlich höher, als man durchschnittlich für eine Buchseite mit ebensoviel Inhalt bezahlt.

Himmelserscheinungen im Januar und Februar 1934.

W.Z.: Welt-Zeit = Bürgerliche Zeit Greenwich. 0h W.Z. = Mitternacht Bürgerliche Zeit Greenwich.
 Stundenzählung von 0h bis 24h. M.E.Z. = Mitteleuropäische Zeit = Bürgerliche Zeit Stargard = W.Z. + 1h.

0h W.Z.	Sonne ☉				Merkur ☿		Venus ♀		Mars ♂		Jupiter ♃		Saturn ♄	
	AR.	Dekl.	Zeitgl. ¹	Sternzeit ²	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.
1934	h m	o	m s	h m s	h m	o	h m	o	h m	o	h m	o	h m	o
Jan. 1	18 43	-23,1	+ 3 14	6 39 49	17 55	-24,1	21 28	-14,6	20 22	-20,6	13 20	- 7,0	21 09	-17,4
„ 6	19 05	-22,6	+ 5 32	6 59 32	18 29	-24,5	21 36	-13,1	20 39	-19,6	13 22	- 7,2	21 11	-17,3
„ 11	19 27	-21,9	+ 7 40	7 19 15	19 04	-24,3	21 39	-11,6	20 55	-18,6	13 24	- 7,4	21 13	-17,1
„ 16	19 49	-21,1	+ 9 34	7 38 58	19 39	-23,4	21 39	-10,4	21 11	-17,5	13 25	- 7,5	21 15	-17,0
„ 21	20 10	-20,1	+ 11 11	7 58 40	20 14	-22,0	21 35	- 9,4	21 26	-16,2	13 26	- 7,6	21 18	-16,8
„ 26	20 31	-18,9	+ 12 29	8 18 23	20 50	-19,9	21 27	- 8,8	21 42	-15,0	13 27	- 7,6	21 20	-16,6
„ 31	20 52	-17,6	+ 13 26	8 38 06	21 25	-17,2	21 16	- 8,6	21 57	-13,6	13 28	- 7,7	21 22	-16,4
Febr. 5	21 12	-16,2	+ 14 04	8 57 49	21 59	-13,9	21 04	- 8,7	22 12	-12,2	13 28	- 7,7	21 25	-16,2
„ 10	21 32	-14,6	+ 14 21	9 17 32	22 31	-10,1	20 52	- 9,1	22 27	-10,8	13 28	- 7,7	21 27	-16,1
„ 15	21 52	-13,0	+ 14 19	9 37 14	22 57	- 6,3	20 42	- 9,7	22 42	- 9,3	13 28	- 7,6	21 29	-15,9
„ 20	22 11	-11,2	+ 13 58	9 56 57	23 15	- 3,1	20 36	-10,4	22 57	- 7,7	13 27	- 7,5	21 32	-15,7
„ 25	22 30	- 9,4	+ 13 21	10 16 40	23 21	- 1,2	20 34	-11,1	23 11	- 6,2	13 26	- 7,4	21 34	-15,5
März 2	22 49	- 7,5	+ 12 28	10 36 23	23 12	- 1,3	20 36	-11,6	23 26	- 4,6	13 25	- 7,3	21 36	-15,3

¹ Zeitgleichung = mittlere Zeit - wahre Zeit.

² Die Korrektur der Sternzeit für einen Ort λ* östlich bzw. westlich von Greenwich ist ± 0^s.657 · λ*.

Auf- und Untergänge des oberen Randes der Sonne und des Mondes in mittlerer Ortszeit. Breite von Berlin (+ 52.5°), Länge von Stargard (15° östlich von Greenwich).

	Sonne		Mond			Sonne		Mond			Sonne		Mond	
	Aufg.	Unterg.	Aufg.	Unterg.		Aufg.	Unterg.	Aufg.	Unterg.		Aufg.	Unterg.	Aufg.	Unterg.
1934	h m	h m	h m	h m	1934	h m	h m	h m	h m	1934	h m	h m	h m	h m
Jan. 1	8 11	15 56	16 14	8 59	Jan. 26	7 52	16 34	12 04	5 31	Febr. 20	7 08	17 21	8 55	0 58
„ 6	8 10	16 02	22 21	10 20	„ 31	7 45	16 43	17 44	8 06	„ 25	6 57	17 30	12 00	5 33
„ 11	8 08	16 09	3 48	11 36	Febr. 5	7 37	16 52	—	9 02	März 2	6 47	17 39	19 14	6 48
„ 16	8 04	16 17	8 49	17 35	„ 10	7 27	17 02	5 24	11 57					
„ 21	7 58	16 25	9 59	—	„ 15	7 18	17 12	7 41	19 29					

Mondphasen

1934

W.Z.

Neumond	Erstes Viertel	Vollmond	Letztes Viertel
Jan. 15. 13h 37,1m Febr. 14. 00h 43,4m	Jan. 22. 11h 50,3m Febr. 21. 06h 04,7m	Jan. 0. 20h 53,9m Jan. 30. 16h 31,4m März 1. 10h 25,6m	Jan. 8. 21h 35,8m Febr. 7. 09h 21,6m

Verfinsterungen der Jupitertrabanten in W.Z. (E = Eintritt, A = Austritt.)

I		II		III	
1934 h m	1934 h m	1934 h m	1934 h m	1934 h m	1934 h m
Jan. 9. 03 33,9A	Febr. 1. 03 40,6A	Jan. 9. 01 29,1E	Jan. 23. 06 39,8E	Jan. 3. 05 31,9A	Febr. 15. 05 17,0A
„ 16. 05 26,7A	„ 8. 05 33,4A	„ 16. 01 34,4A	„ 30. 06 45,7A	„ 3. 08 04,0E	„ 15. 07 43,1E
„ 23. 07 19,5A	„ 10. 00 01,6A	„ 16. 04 04,5E	Febr. 17. 01 14,9A	Febr. 8. 01 19,9A	IV wird 1934
„ 25. 01 47,8A	„ 17. 01 54,5A	„ 23. 04 10,1A	„ 24. 03 50,8A	„ 8. 03 47,0E	nicht verfinstert.
	„ 24. 03 47,5A				

Erscheinen und Verschwinden der Planeten. Breite von Berlin, Zeitangaben in mittlerer Ortszeit.

1934	Merkur ☿		Venus ♀		Mars ♂		Jupiter ♃		Saturn ♄	
	h	h	h	h	h	h	h	h	h	h
Jan. 1	A 7,6	U —	A —	U 19,5	A —	U 17,8	A 1,2	U —	A —	U 18,9
„ 11	A —	U —	A —	U 19,3	A —	U 17,9	A 0,7	U —	A —	U 18,4
„ 21	A —	U —	A —	U 18,8	A —	U 18,1	A 0,1	U —	A —	U 17,8
„ 31	A —	U 17,3	A 7,3	U 17,9	A —	U 18,2	A 23,4	U —	A —	U 17,3
Febr. 10	A —	U 18,4	A 6,3	U —	A —	U 18,3	A 22,8	U —	A —	U —
„ 20	A —	U 19,1	A 5,5	U —	A —	U 18,4	A 22,1	U —	A 6,9	U —
März 2	A —	U 18,5	A 4,9	U —	A —	U 18,5	A 21,4	U —	A 6,3	U —

A = Aufgang; U = Untergang;

Mondfinsternis (W.Z.): Jan. 30; Eintritt in den Halbschatten 14h 07,5m, Austritt 19h 16,4m, Eintritt in den Kernschatten 16h 01,0m, Austritt 17h 24,2m; Mitte der Finsternis 16h 42,6m; Größe der Finsternis 0,117 des Monddurchmessers; Positionswinkel von Anfang und Ende 181° und 222°. — Totale Sonnenfinsternis: Febr. 13/14 in Deutschland unsichtbar. — Jan. 2, Erde im Perihel. — Febr. 7, Jupiter stationär. — Febr. 24, Merkur und Venus stationär. — Febr. 18, Merkur größte östliche Elongation, 18°.

S. Janß.