Zeitschrift
für den
Physikalischen und Chemischen Unterricht.

XLVIII. Jahrgang. 1935. Drittes Heft.

Einige vergleichende Messungen an Schultransformatoren.

Von **Friedrich Moeller** in Berlin-Tempelhof.

(Mitteilung aus der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht in Berlin.)

In den letzten Jahren haben einige Typen kleinerer Transformatoren, die die Netzspannung (in der Regel 220 Volt) auf 2 bis 20 Volt herabsetzen, für Schulzwecke große Bedeutung erhalten. Im folgenden sollen einige vergleichende Messungen an mehreren Typen dieser Art angegeben werden, die im Laboratorium der Staatlichen Hauptstelle zur Verfügung standen; zu den Messungen sind nur geringe Hilfsmittel notwendig, so daß sie an etwa zur Verfügung stehenden Transformatoren leicht zu wiederholen sind. An Apparaten sind nötig eine Meßbrücke für Gleich- und Wechselstrom, ein Summer als Wechselstromquelle und einige Regulierwiderstände etwa 5 und 50 Ohm als Hilfswiderstände für die Wechselstrombrückenmessung. Bevor die Messungen beschrieben werden, seien die Transformatorformeln genannt, die nachher benutzt werden sollen.

a) Theorie.

Es ist bekanntlich die effektive Wechselspannung an einem unbelasteten Transformator:

$$U = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} f \cdot w\, \Phi_{\max} \cdot 10^{-8} \text{ Volt, wo } \Phi_{\max} = F \mathfrak{B}_{\max}. \tag{1}$$

f ist die Frequenz, w die Windungszahl, $\Phi_{\max}$ der größte Fluß (= Amplitudenwert) durch das Eisen, der sich aus dem Produkt der durchsetzten Eisenquerschnittsfläche F mit der maximalen Induktion $\mathfrak{B}_{\max}$ (Fluß durch die Flächeneinheit) ergibt. Da für Primär- und Sekundärwicklung f, F und $\Phi_{\max}$ die gleichen Werte haben, gilt:

$$U_1 : U_2 = w_1 : w_2 = \ddot{u}. \tag{2}$$

$\ddot{u}$ heißt das Übersetzungsverhältnis des Transformators.

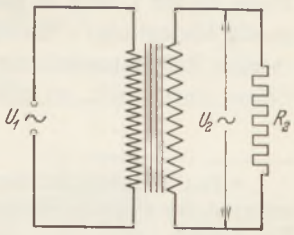


Fig. 1.
Belasteter Transformator.

Streng genommen ist die Gleichung (2) fehlerhaft, weil wegen der Streuung der Fluß durch Primär- und Sekundärspule nicht gleich ist; wird angenommen, daß der Fluß durch die Spannung U_1 der Primärspule erzeugt wird, so ist U_2 etwas kleiner, als den Gleichungen (1) und (2) entspricht.

Ist die Sekundärwicklung durch einen äußeren Ohmschen Widerstand (= Wirkwiderstand) belastet (Fig. 1), so fließt ein Strom I_2 durch diese Spule, der die Größe hat:

$$I_2 = \frac{U_2}{R_2}. \tag{3}$$

Der Strom I_2 bewirkt in der Primärwicklung einen Strom I_1, dessen Größe sich aus der Gleichsetzung der in den beiden Wicklungskreisen aufgebrachten Leistungen ergibt; es ist $U_1 I_1 = U_2 I_2$, so daß sich daraus das Verhältnis der Ströme umgekehrt wie das Verhältnis der Windungszahlen berechnet:

$$I_1 : I_2 = w_2 : w_1 = \frac{1}{\ddot{u}}. \tag{4}$$

Nach (2) ist $U_1 = \ddot{u} U_2$ und nach (4) ist $I_1 = \frac{1}{\ddot{u}} I_2$, und deswegen schreibt man:

$$R_1 = \frac{U_1}{I_1} = \ddot{u}^2 \frac{U_2}{I_2} = \ddot{u}^2 R_2. \tag{5}$$

Die durch einen Wirkwiderstand R_2 belastete Sekundärwicklung läßt sich daher durch eine Ersatzschaltung nach Fig. 2 darstellen, nach der ein Wirkwiderstand der Größe $R_1 = \ddot{u}^2 R_2$ in die Zuleitung zur Primärspule gelegt ist[1]. — Außer dem Belastungsstrom I_1 fließt in der Primärspule der Magnetisierungsstrom I_μ, der den Fluß Φ durch den Eisenquerschnitt F treibt. Während die Belastungsströme mit ihren zugehörigen Spannungen in Phase sind, eilt der Magnetisierungsstrom der Primärspannung um 90° nach; ihm überlagert sich aber auch bei offener Sekundärspule ein Wirkstrom, der durch die Wirbelströme im Eisen und durch die Hysterese verursacht wird. Wirbelstrom- und Hysteresisverluste werden in Watt/kg angegeben und betragen z. B. bei $f = 50$ Hertz für normales Transformatorblech von 0,5 mm Dicke etwa 3,6 Watt/kg. Der durch die Eisenverluste verursachte primäre Wirkstrom ist bei den geringen Gewichten der Schultransformatoren nur sehr klein und braucht kaum in Rechnung gesetzt zu werden.

Für eine nachfolgende Berechnung ist noch der Induktivitätswert der Spulen von Interesse. Die Selbstinduktivität einer Eisenkernspule bei Vernachlässigung der Streuung ergibt sich zu:

$$L = \frac{4\pi w^2 \cdot F\mu}{l} \cdot 10^{-9} \text{ Henry} \tag{6}$$

und die Gegeninduktivität der Primärspule auf die Sekundärspule zu:

$$M = \frac{4\pi w_1 w_2 F\mu}{l} \cdot 10^{-9} \text{ Henry.} \tag{7}$$

Die Gegeninduktivität der Sekundärspule auf die Primärspule hat den gleichen Wert. μ ist der Permeabilitätswert des Eisens, l die mittlere Länge des Eisenkernes nach Fig. 3, in der die Aufsicht auf ein einzelnes Transformatorblech dargestellt ist. — Die Berechnung der Induktivitäten nach den Gleichungen (6) und (7) ist zwecklos, da das Eisen seine Permeabilität mit der Größe der Magnetisierung bekanntlich in außerordentlichem Maß ändert; auch eine praktische Brückenmessung von L und M ist nur für Vergleichsmessungen wertvoll, wenn genau bekannt ist, daß die Magnetisierung der Kerne bei den Messungen die gleiche Größe (z. B. nahe Null) hat. — Die Formeln für L und M gewinnen aber für eine andere praktisch sehr wichtige Messung große Bedeutung. Werden die beiden Wicklungen eines Transformators nach Fig. 4a in eine Brückenschaltung gelegt, so daß der Wechselstrom die Wicklungen in gleichem Sinne durchläuft, so gilt[2]:

$$(L_1 + M) : (L_2 + M) = a_1 : a_2 = r_1 : r_2.$$

---

[1] Die Induktivität der Primärspule ist zu diesem Widerstand parallel gelegt zu denken, während der Ohmsche Widerstand der Spule (in der Tabelle R_p genannt) in Reihe zu R_1 liegt, wie Fig. 2 zeigt.

[2] Für Leser, denen die Brückenformel für die Bestimmung der Selbstinduktion unbekannt ist, sei die allgemeine Gleichung hier abgeleitet (Fig. 4b). Für das Schweigen des Telephons gelten die beiden Bedingungen:

$$a_1 : a_2 = \sqrt{r_1^2 + (\omega L_1)^2} : \sqrt{r_2^2 + (\omega L_2)^2}, \text{ wo } \omega = 2\pi f \tag{I}$$

und

$$\frac{\omega L_1}{r_1} = \frac{\omega L_2}{r_2}. \tag{II}$$

Die Gleichung (II) enthält die Bedingung für die Gleichheit der Phasen.

Aus (II) ergibt sich $r_1 = \frac{\omega L_1}{\omega L_2} r_2$; dies in (I) eingesetzt ergibt

$$a_1 : a_2 = \frac{\omega L_1}{\omega L_2} \sqrt{r_2^2 + (\omega L_2)^2} : \sqrt{r_2^2 + (\omega L_2)^2}$$
$$= L_1 : L_2$$

und da nach (II) $L_1 : L_2 = r_1 : r_2$; so ist schließlich:

$$L_1 : L_2 = r_1 : r_2 = a_1 : a_2.$$

Für die Widerstände der Brücke sind als Bezeichnungen kleine Buchstaben r gewählt, um Verwechslungen auszuschließen.

Da F, μ und l für beide Wicklungen den gleichen Wert haben, so wird nach den Gleichungen (6) und (7):

$$(L_1 + M) = w_1 \left(\frac{4\pi w_1 F\mu + 4\pi w_2 F\mu}{l}\right),$$

$$(L_2 + M) = w_2 \left(\frac{4\pi w_2 F\mu + 4\pi w_1 F\mu}{l}\right)$$

und daher:

$$w_1 : w_2 = a_1 : a_2 = r_1 : r_2 = \ddot{u}. \tag{8}$$

Es verhalten sich demnach die Windungszahlen des Transformators wie die Brückenlängen, wenn das Telephon schweigt. Die Widerstandsgleichung kann im allgemeinen nur durch einen Hilfsregulierwiderstand R_{hilf} erfüllt werden, der auf der einen Seite der Brücke einzuschalten ist; wo das zu geschehen hat, muß ausprobiert werden; ein Regulierwiderstand etwa 50 Ohm max. genügt im allgemeinen; für genaue Messungen muß gegebenenfalls noch ein kleinerer Widerstand (etwa max. 5 Ohm) dazu in Reihe geschaltet werden, wenn der 50-Ohm-Widerstand zu grob reguliert. — In Fig. 4a ist der Hilfswiderstand auf der Primärseite eingeschaltet; es ist dann der Gesamtwiderstand, der in die Messung eingeht, zusammengesetzt aus dem Hilfswiderstand R_{hilf} und dem Widerstand R_p der Primärspule w_1, während der Widerstand r_2 gleich ist dem Widerstand R_s der Sekundärwicklung w_2.

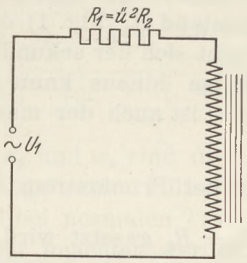


Fig. 2. Ersatzschaltung des belasteten Transformators.

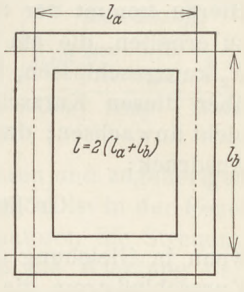


Fig. 3. Bestimmung der mittleren Weglänge im Eisen.

Die Gleichung (8) gilt wegen der Streuung des Transformators ebenfalls nicht streng; die Messung fälscht das Ergebnis in geringem Maße zugunsten der Wicklung, die eine größere Windungszahl hat, d. h. das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}$ wird etwas zu hoch gefunden. Der Fehler ist jedoch bei normalen Transformatoren nicht merklich und kann völlig vernachlässigt werden; bei Spezialtransformatoren können indessen große Meßfehler auftreten; ein Beispiel hierzu wird in den nachfolgenden Messungen angegeben. — Die Gleichung (8) gibt die Möglichkeit, die Windungszahlen der Wicklungen eines Transformators zu bestimmen, wenn sie nicht bekannt sind. Das ist im allgemeinen der Fall, weil der Hersteller zwar stets das Spannungsverhältnis, aber nicht die Windungszahlen angibt. Man versieht den Transformator mit einer Hilfswicklung, die sich wohl stets anbringen läßt, und bestimmt dann nach Gleichung (8) die Windungszahl der Niederspannungsspule, weil deren Windungszahl kleiner ist, der Rechenfehler bzw. auch der Brückenmeßfehler daher geringer wird; im allgemeinen ist aber auch die Windungszahl der 220-Volt-(Hochspannungs-)Spule so groß, daß die Brückenmessung versagt. Die Windungszahl der Hochspannungsspule berechnet sich dann aus dem Produkt $\ddot{u} \cdot w_2$, wobei $\ddot{u}$ entweder aus der Brückenmessung nach Fig. 4a oder auch aus dem angegebenen Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} = U_1/U_2$ bekannt ist. — Nur in den bereits erwähnten Sonderfällen gilt diese Rechnung nicht.

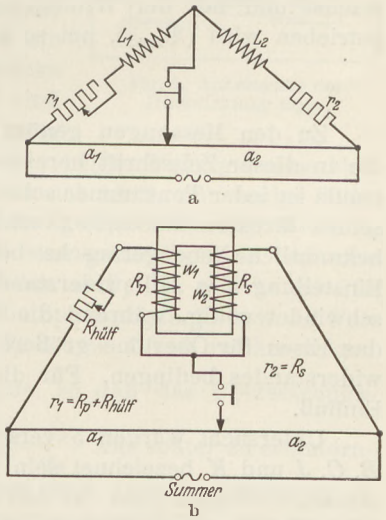


Fig. 4. a Brückenschaltung zur Bestimmung des Übersetzungsverhältnisses $\ddot{u}$. b Brückenschaltung für Bestimmung der Selbstinduktion.

Im allgemeinen erkennt man nicht den geforderten Gleichsinn der Wicklungen, da der Wicklungssinn der Niederspannungsspule nicht bekannt ist; das ist jedoch

für die Messung ohne Belang, da bei falscher Schaltung die Brückeneinstellung in der Regel nicht möglich ist oder zum mindesten ein Ergebnis zeitigt, das den Schaltfehler sofort erkennen läßt.

Die beiden Wicklungen eines Transformators besitzen Ohmsche Widerstände (= Wirkwiderstände), die, wie schon bemerkt, mit R_p und R_s bezeichnet seien. Beide Widerstände bewirken einen Spannungsabfall, der mit wachsender Belastung zunimmt. Der Spannungsverlust, der auf der Sekundärseite durch den Spannungsverlust der Primärspule $U_{1\,\text{verl.}}$ eintritt, ist:

$$U_{1 \to 2\,\text{verl.}} = \frac{1}{\ddot{u}} U_{1\,\text{verl.}} \cdot \tag{9}$$

Hierzu kommt der Spannungsverlust der zweiten Spule, um die Klemmenspannung zu erhalten, die am Widerstand R_2 (Fig. 1) des Sekundärkreises wirksam wird. Wird R_2 kurzgeschlossen, so ergibt sich der sekundäre Kurzschlußstrom des Transformators; über diesen Kurzschlußstrom hinaus kann der Sekundärstrom des Transformators nicht anwachsen; durch ihn ist auch der maximale Primärstrom gegeben gemäß dem Ausdruck:

$$\text{Größtmöglicher Primärstrom } I_{\text{kurz}} = \frac{U_1}{R_p + \ddot{u}^2 \cdot R_s} + I_\mu, \tag{10}$$

wenn in Gleichung (5) $R_2 = R_s$ gesetzt wird. Im allgemeinen zerstört natürlich der Kurzschlußstrom die Wicklungen des Transformators durch Stromwärme; die Fälle, wo das nicht der Fall ist, werden bei den Messungen erläutert.

Die Größe des Magnetisierungsstromes ist gegeben durch den Ausdruck:

$$I_\mu = \frac{\mathfrak{B}_{\max}\, l}{1{,}78\, \mu\, w_1}. \tag{11}$$

Da μ nicht bekannt ist, sondern mit der wechselnden Magnetisierung einen wechselnden Wert annimmt, ist der Strom I_μ aus dieser Gleichung nicht zu berechnen; es genügt der Hinweis, daß der Magnetisierungsstrom mit der mittleren Eisenlänge l wächst und mit der Windungszahl fällt. Je höher die Magnetisierung des Eisens getrieben wird ($\mathfrak{B}_{\max}$), um so höher muß der Magnetisierungsstrom sein.

b) Die Messungen.

Zu den Messungen genügt die einfachste Brücke; hier ist die Brücke benutzt, die in dieser Zeitschrift bereits angegeben wurde (44, 204; 1931). Als Wechselstromquelle ist jeder Tonsummer schon ohne Transformator brauchbar; er ist zur Vermeidung seiner direkten Hörbarkeit schalldicht weit entfernt von der Brücke zu setzen, da bekanntlich Nebengeräusche bei Minimummessungen recht störend sind. Bei guter Einstellung des Hilfswiderstandes ist das Minimum sehr scharf, der Grundton verschwindet völlig, während die Summerobertöne nicht ganz zu vermeiden sind, weil das Eisen für Obertöne größere Verluste zeigt, die eine andere Einstellung des Hilfswiderstandes bedingen. Für die Richtigkeit der Messung bleibt dieser Nachteil ohne Einfluß.

Untersucht wurden 5 verschiedene Transformatoren, die mit den Buchstaben A, B, C, J und K bezeichnet sein mögen[1]. Der Transformator J war ein Transformator mit abnehmbarem Joch (so daß seine Spulen beliebig auswechselbar waren), der Transformator K war ein Klingeltransformator. Die Ergebnisse der Messungen sind in der beifolgenden Tabelle angegeben. Es sind hier ausschließlich die Indizes p (primär) und s (sekundär) benutzt worden, nicht wie vorher 1 und 2, weil äußere Belastungswiderstände des Sekundärkreises nicht vorkommen. Es ist also $U_1 = U_p$ die Primärspannung (stets 220 Volt), als Sekundärspannung U_s sind in der Regel zwei Werte bezeichnet, da die Sekundärspulen zahlreiche Unterteilungen besaßen, die nach Zweck-

[1] Es sind aus leicht verständlichen Gründen diese neutralen Bezeichnungen gewählt worden; auf Wunsch teilt die Staatliche Hauptstelle die Hersteller der einzelnen Typen mit.

Tabelle.

Tr.-Bez.	$U_p =$	$U_s =$	$R_p =$	$R_s =$	$w_p =$	$w_s =$	$w_{hilf} =$	$\ddot{u}_{gem.} =$	$\ddot{u} = \frac{U_p}{U_s} =$	$F =$	$l =$ etwa	I_μ	$I_{kurz(ber.)} =$	$N_{max.} =$
A	220	6 20	4,5	0,031 0,071	671	18 61	12	37,3 11	36,7 11	3,5 · 4,2 = 14,7	41	0,10	4,8 16,8	200
B	220	6 20	9,8	0,032 0,170	825	22 75	33 (11)	37,5 10,8	36,7 11	3,4 · 3,4 = 11,5	42	0,32	4.1 7,2	200
C	220	4 12	16,3	0,039 0,076	1480	26 81	14	56,9 18,6	55 18,3	2,6 · 2,6 = 6,8	32	0,10	1,6 5,3	100
J	220	14 20	2,3	0,031 0,072	(562)	— (51)	15	17,8 12,3	15,7 11	4 · 4 = 16	47	1,3	gem. 5,8 ber. 20,0	200
K	220	8	510	4,32	4850	255	16	19	27,5	1,5 · 2,6 = 3,9	18	0,03	gem. 0,13 ber. 0,11	8
	Volt	Volt	Ohm	Ohm	Wdg.	Wdg.	Wdg.			cm²	cm	Amp	Amp	Watt

mäßigkeitsgründen ausgesucht wurden. w_p und w_s sind die primären und zugehörigen sekundären Windungszahlen, w_{hilf} ist die angebrachte Hilfswicklung; es ist in der Regel gleichgültig, wo sie angebracht wird, da bei normalen Transformatoren die Streuung nur sehr gering ist; es muß aber darauf geachtet werden, daß die Wicklung den gleichen Eisenquerschnitt umschließt wie die Windungen, deren Zahl gemessen werden soll. Zur Erklärung diene Fig. 5. Die Spannungsspulen trägt hier der Mittelkern, während die beiden äußeren Eisenstege nur als Eisenschluß dienen und ohne Spule sind; ihr Querschnitt ist nur halb so groß wie der Querschnitt des mittleren Steges, nur auf diesen letzteren darf daher auch die Hilfsspule gewickelt werden; wird sie auf einem der äußeren Stege angebracht, so ergeben sich bei der Berechnung der Windungszahlen sehr große Fehler. Die Zahl der Hilfswindungen braucht nur klein zu sein, ein Fehler entsteht dadurch nicht, wenn die Brücke selbst in Ordnung ist. — Für den Transformator B sind als Hilfsspulen zwei Wicklungen benutzt worden, und zwar mit den Windungszahlen (33) und (11); die Abweichungen beider Meßergebnisse sind nur sehr gering und kaum festzustellen; das ist wichtig, da sich häufig nur wenige Hilfswindungen werden anbringen lassen. Die aus der Gleichung (8) berechneten Werte w_s ($w_1 = w_{hilf}$, $w_2 = w_s$) ergeben in der Regel nicht genau eine ganze Zahl, so daß eine Abrundung zur nächsten ganzen Zahl vorgenommen werden muß; das gleiche gilt für die Werte w_p. Die (gemessenen) Werte $\ddot{u}_{gem.}$ sind für die Spannungen 20 bzw. 12 Volt direkt mit der Brücke bestimmt worden; für die Abgriffe 6 bzw. 4 Volt reichte wegen des großen Verhältnisses $\frac{U_p}{U_s}$ die Brücke nicht mehr aus, so daß das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}_{gem.}$ aus der Gleichung bestimmt wurde: $\ddot{u}_{gem.} = \frac{w_p}{w_s}$. Aus später zu erläuternden Gründen wurde diese Rechnung nur für die ersten drei Transformatoren A, B und C durchgeführt. — Die Spalte $\ddot{u}_{ber.}$ enthält das Spannungsverhältnis, wie es sich nach den Angaben des Herstellers aus den ersten beiden Spalten ergibt. Die Maße F und l sind durch den Eisenkern gegeben und aus ihm zu messen, der Magnetisierungsstrom I_μ ist mit einem Weicheiseninstrument bestimmt. Der Kurzschlußstrom I_{kurz} ist aus der Gleichung (10) berechnet worden, da sich seine Messung aus erklärlichen Gründen in der Regel verbietet; nur für den Transformater J und den Klingeltransformator konnte auch die Messung durchgeführt werden. Die letzte Spalte endlich enthält die maximal zulässige Belastung des Transformators nach den Angaben des Herstellers.

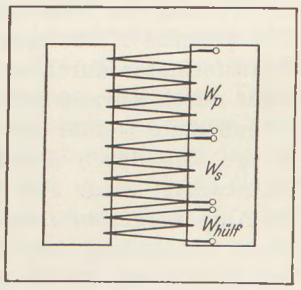


Fig. 5. Anbringung der Hilfswicklung w_{hilf}.

Zur Erleichterung der Nachrechnung der Tabellenwerte seien im folgenden die notwendigen Rechnungen für den Transformator A ausgeführt, und zwar zunächst für $U_s = 20$ Volt. Dann ist $\ddot{u}_{\text{ber.}} = 220/20 = 11$. Die Spulenwiderstände R_p und R_s sind in der Gleichstrombrücke gemessen. Als Hilfswicklung diente eine Spule von 12 Windungen; daraus wurde in der Wechselstrombrücke nach Gleichung (8) die der Spannung 20 Volt entsprechende Wicklung zu 61 Windungen bestimmt. Die der Spannung 220 Volt entsprechende Windungszahl w_p ergab sich aus der Beziehung $w_p = \ddot{u} \cdot w_{\text{hilf}} = 11 \cdot 61 = 671$ Windungen. — Ist $U_s = 6$ Volt angenommen, so wird $\ddot{u}_{\text{ber.}} = 220/6 = 36{,}7$; w_s ergab sich in der Brücke zu 18 Windungen. Dann ist $\ddot{u}_{\text{gem.}}$ (da es aus einer direkten Brückenmessung nicht mehr bestimmt werden konnte) $= w_p/w_s = 671/18 = 37{,}3$. Die Übereinstimmung mit dem Wert $\ddot{u}_{\text{ber.}}$ ist trotz des Umweges recht gut. — Der primäre Kurzschlußstrom ist bei Vernachlässigung des Magnetisierungsstromes, der belanglos bleibt, nach Gleichung (10):

$$I_{\text{kurz}} = \frac{U_p}{R_p + \ddot{u}^2 \cdot R_s} = \frac{220}{4{,}5 + 36{,}7^2 \cdot 0{,}031} = 4{,}8 \text{ Amp für } \begin{cases} R_s = 0{,}031 \text{ Ohm} \\ w_s = 18 \text{ Wdg.} \\ U_s = 6 \text{ Volt} \end{cases}$$

und

$$I_{\text{kurz}} = \frac{220}{4{,}5 + 11^2 \cdot 0{,}071} = 16{,}8 \text{ Amp für } \begin{cases} R_s = 0{,}071 \text{ Ohm} \\ w_s = 61 \text{ Wdg.} \\ U_s = 20 \text{ Volt.} \end{cases}$$

Im folgenden soll eine Vergleichung der verschiedenen Typen bzw. eine praktische Auswertung der Messungen geschehen, die in mancher Hinsicht recht interessant ist. — Der primäre Kurzschlußstrom I_{kurz} ist die größte Stromstärke, die dem (gesunden) Transformator durch seine Primärspannung zugeführt werden kann; der Strom entsteht durch Kurzschließen der sekundären Wicklung. Ob allerdings ein solcher Kurzschluß ohne Gefahr für die Wicklungen herbeigeführt werden darf, ist eine andere Frage, die durch die Festsetzung der zulässigen Belastung seitens des Herstellers beantwortet wird. Für den Transformator A ist eine zulässige sekundäre Stromstärke 10 Amp vorgeschrieben, und ähnlich verhält es sich mit den Typen B und C, wenn nicht Gefährdung der Wicklung durch Stromwärme eintreten soll. Es fließen aber, wie sich durch die Rechnung U_s/R_s ergibt, bei Kurzschluß in der Sekundärwicklung Ströme der Größenordnung 100 Amp und mehr, die den Transformator bald verbrennen würden. Ist eine Sicherung 6 Amp in die Primärleitung geschaltet, so würde bei Kurzschluß nur der Transformator A für $U_s = 20$ Volt vor Zerstörung gesichert sein, die übrigen würden zerstört werden, ohne daß die Sicherung in Tätigkeit tritt. (Eine Sicherung 6 Amp brennt bei einem Strom 7 Amp im allgemeinen noch nicht durch.) Aber auch der Transformator A würde bei Benutzung kleinerer Sekundärspannungen bei Absicherung mit 6-Amp-Sicherungen zerstört werden, und diese Gefahr würde um so größer sein, was allgemein gilt, je kleiner die sekundäre Spannung ist. Das ist eine Folge des Gesetzes (5), nach dem der Sekundärwiderstand quadratisch in die Rechnung für den Primärkreis eingeht. Unter den aufgezählten Beispielen wirkt sich dieses Gesetz am meisten für den Transformator C bei der Sekundärspannung 4 Volt aus; hier ist der primäre Höchststrom nur 1,6 Amp. Da es normale Sicherungen unter 2 Amp nicht gibt, ist also dieser Transformator bei kleineren benutzten Spannungen als 6 Volt primär nicht zu schützen. Das ist z. B. für Schülerübungen wichtig! — Zweckmäßig ist es beim Bau derartiger Transformatoren, viel Eisen und wenig Kupfer zu nehmen [vgl. Gleichung (1)], da dann die Windungszahlen kleiner sein können und deswegen auch die Ohmschen Widerstände. Je weniger Widerstand sekundär der Transformator hat, um so leichter wird er primär zu sichern sein, denn um so größer werden die Kurzschlußströme, die das Durchbrennen der Sicherung veranlassen; hierauf ist von seiten der Hersteller im allgemeinen noch nicht genügend Rücksicht genommen. Unter den aufgezählten und untersuchten Typen ist in dieser Hinsicht der Transformator A am besten konstruiert. — Die Windungszahl je Volt beträgt bei ihm etwa 3,1, während bei der Type B schon 3,7, bei der Type C aber 6,6 Windungen je Volt nötig werden.

Die Typen J und K fallen für die vorstehenden Betrachtungen aus, sie benehmen sich anders als die bisher genannten drei ersten Transformatoren. Während bei diesen das in der Meßbrücke ermittelte Übersetzungsverhältnis fast genau mit der von dem Hersteller genannten Spannungsübersetzung übereinstimmt, — kleine Abweichungen sind aus Ablese-Ungenauigkeiten, aber auch daraus zu erklären, daß die Angaben der Spannungen ebenfalls abgerundete Werte darstellen, — sind die Werte $\ddot{u}_{\text{gem.}}$ und $\ddot{u}_{\text{ber.}}$ bei den Transformatoren J und K voneinander abweichend, und zwar ist $\ddot{u}_{\text{gem.}}$ bei dem Transformator J größer, bei K kleiner als der aus dem Spannungsverhältnis berechnete Wert; dieses gegensätzliche Verhalten beider Transformatoren untereinander und gegen die ersten drei Typen muß also auf verschiedenen Ursachen beruhen. Es sei zunächst Type J betrachtet.

Die Gleichung (8) gilt nur, solange die Streuung des Transformators vernachlässigt werden darf. Wenn eine merkbare Streuung vorhanden ist, so muß die Messung, wie früher gesagt wurde, ein Ergebnis zugunsten der Wicklung mit höherer Windungszahl vortäuschen. Ein extrem angenommener Fall möge diese Vermutung bestätigen. Sind die beiden Wicklungen gar nicht miteinander gekoppelt, aber jede für sich mit dem gleichen Eisenkern versehen, so verhalten sich ihre Induktivitäten nach Gleichung (6) wie die Quadrate der Windungszahlen, das heißt: bei extrem angenommener Streuung ist die Messung des Windungsverhältnisses im Verhältnis w_1/w_2 zugunsten der Wicklung mit der höheren Windungszahl gefälscht. Die Fälschung wird mit wachsender Koppelung geringer, es bleibt jedoch mit merkbarer Streuung auch ein merkbarer Fehler vorhanden, so daß eine größere Abweichung nach oben zugunsten von $\ddot{u}_{\text{gem.}}$ gegen $\ddot{u}_{\text{ber.}}$ eine größere Streuung des Transformators verrät. Das ist bei Type J auch tatsächlich der Fall, weil das abnehmbare Joch des Transformators einen guten Schluß der Induktionslinien im Eisen verhindert; der magnetische Widerstand ist groß und deswegen auch die Streuung der Induktionslinien in das umgebende Medium (Luft). Die Bestimmung der Wicklungen w_s und w_p wird aus diesem Grunde stark fehlerhaft; die Werte sind deshalb in Klammern gesetzt, w_s ist nur für einen Wert (20 Volt) berechnet. Da die Windungszahlen der Spulen bekannt waren, sie betrugen sekundär 46 und primär 500 Windungen, war der Fehler zahlenmäßig zu erkennen; er beträgt für die sekundäre Wicklung + 5 Windungen, für die primäre Wicklung + 62 Windungen, wenn $\ddot{u} = 11$ angenommen ist; nach dem gemessenen $\ddot{u}$ (das selbst falsch ist) würde der Fehler noch erheblich größer. — Die starke Streuung dieses Transformators äußert sich auch in dem verhältnismäßig großen Magnetisierungsstrom, der 1,3 Amp beträgt. — Es konnte an diesem Modell ohne Gefahr der sofortigen Zerstörung der sekundären Wicklungen der primäre Kurzschlußstrom für $\ddot{u} = 11$, also $U_s = 20$ Volt, gemessen werden; er betrug nur 5,8 Amp gegenüber einem berechneten Kurzschlußstrom [nach Gleichung (10)] von 20 Amp. Bei den Typen A, B und C war eine solche Messung nicht möglich, da der Sekundärstrom bei Kurzschluß zu hohe Stromstärken erreicht, um auch nur für die kurze Zeit, die zur Messung notwendig ist, diesen Versuch zu gestatten. Bei der Type J dagegen ist der Sekundärstrom wegen der Streuung nicht so groß, daß sofort eine Gefahr für die Wicklung vorhanden ist. — Die starke Streuung des Feldes macht sich auch nach außen hin bemerkbar; hält man einen Eisenkern (etwa von der Größe eines Joches) in die Nähe des Joches, so wird das kräftige Streufeld durch die Anziehungskraft auf den hingehaltenen Kern stark merkbar. — Im Betrieb verursacht die Streuung einen sehr erheblichen Spannungsabfall an der Sekundärspule, zumal bei größeren Stromstärken. Er ist leicht nachweisbar, wenn als Sekundärspule eine Spule gleicher Windungszahl wie die Primärspule benutzt wird, also 500 Windungen ($\ddot{u} = 1$), so daß die Spannung an der Sekundärspule ebenfalls 220 Volt beträgt. Schaltet man als Belastung normale Glühlampen an die Sekundärspule, so nimmt deren Helligkeit bei Zuschalten weiterer Lampen außerordentlich schnell ab. — Die starke Streuung ist ein großer unvermeidbarer Nachteil der Transformatoren mit

abnehmbarem Joch, die im übrigen wegen der bequemen Auswechselbarkeit der Spulen zu vielen wirkungsvollen und lehrreichen Versuchen gut zu gebrauchen sind. Bei großen Übersetzungsverhältnissen (also kleinen sekundären Spannungen) bleibt bei nicht zu großer Stromentnahme der Spannungsabfall in mäßigen Grenzen.

Der Transformator K ist wie bemerkt ein einfacher Klingeltransformator. Der Eisenkern ist bei diesem Modell wie bei A, B und C geschlossen; eine stärkere Streuung kann bei ihm wie bei den erstgenannten Typen also nur eintreten, wenn das Eisen durch allzu hohe primäre Stromstärken gesättigt ist, was jedoch in normalem Betrieb ausgeschlossen ist. Im Gegensatz zu den Typen A, B und C besitzt der Klingeltransformator einen sehr hohen Ohmschen Widerstand in beiden Wicklungen, der einen starken Spannungsabfall hervorruft, sobald ein Belastungsstrom auftritt; nach Gleichung (9) wird ein primärer Spannungsabfall auch in der sekundären Wicklung merkbar, so daß erst die Spannung $(U_p - U_{p\,\text{verl.}})$ für die Erzeugung der Sekundärspannung wirksam wird. Der Transformator ist deshalb scheinbar überbemessen, d. h. das Übersetzungsverhältnis $U_p : U_s = \ddot{u}_{\text{ber.}}$ ist erheblich größer als das tatsächliche Übersetzungsverhältnis, das in der Brücke gefunden wird. Es ist $\ddot{u}_{\text{ber.}} = 27$, während eine Brückenmessung ein $\ddot{u} = 19$ ergibt. — Die sekundäre Windungszahl ist nach der Gleichung (8) $w_s = 255$, die primäre Windungszahl errechnet sich danach $w_p = 255 \cdot \ddot{u}_{\text{gem.}} = 4850$. Der Transformator hat also im Verhältnis zu den übrigen Typen abnorm hohe Windungszahlen. Im Gegensatz zum Modell J erhält man bei dem Klingeltransformator aus der Messung die richtigen Windungszahlen, während dort die Messung falsche Ergebnisse zeitigte. — Eine Berechnung des Kurzschlußwiderstandes nach Gleichung (10) ergibt:

$$R_{\text{kurz}} = R_p + \ddot{u}^2 \cdot R_s = 510 + 19^2 \cdot 4{,}32 = 2070 \text{ Ohm},$$

woraus der Kurzschlußstrom $I_{\text{kurz}} = 0{,}105$ Amp wird. Hierzu kommt der Magnetisierungsstrom, der im Gegensatz zu den früheren Rechnungen hier nicht gänzlich vernachlässigt werden darf. Er beträgt nach einer Messung etwa 0,03 Amp, was allerdings nur sehr roh geschätzt werden konnte. Eine Messung des Kurzschlußstromes ergab den Wert etwa 0,13 Amp, Messung und Berechnung stimmen also einigermaßen befriedigend überein. (Der gemessene Wert ist größer als der aus der Rechnung gefundene, denn es ist zu bedenken, daß Magnetisierungsstrom und Belastungsstrom aufeinander senkrecht stehen.) Die Gesamtbelastung des Transformators bei Kurzschluß ist etwa 25 Watt, die also so gering bleibt, daß die Wicklungen sie lange Zeit ohne Gefahr ihrer Zerstörung aushalten; der Transformator ist „kurzschlußsicher", was bei den übrigen untersuchten Typen nicht der Fall ist. — Der Transformator hatte noch einen zweiten sekundären Abgriff ($U_s = 5$ Volt), für den nach dem bisher Gesagten neue Gesichtspunkte sich nicht mehr ergeben.

Die vorstehenden Messungen enthalten theoretisch keinerlei Neuigkeiten, für die praktische Verwendung der Transformatoren im Schulbetrieb ist die Gegenüberstellung aber doch vielleicht so lohnend, daß eine Veröffentlichung dem Verfasser angebracht erschien.

Ganz interessant ist auch eine Untersuchung über die Induktivität der einzelnen Typen; die Messungen sind jedoch erheblich schwieriger durchzuführen, erfordern auch größere Hilfsmittel, so daß von einer Veröffentlichung hier Abstand genommen werden soll. Vielleicht findet sich später einmal Gelegenheit dazu.

Selengleichrichter für elektrolytische Versuche.

Von **R. Scharf** und **W. Volkmann** in Berlin.

Im chemischen Unterricht wird für elektrolytische Versuche Gleichstrom benötigt. Bisher war es üblich, in Schulen, die an ein Wechselstromnetz angeschlossen sind, für diesen Zweck einen rotierenden Umformer einzubauen, der sowohl den Lehrertisch

wie die Schülerplätze gemeinsam mit Niederspannungs-Gleichstrom versorgte[1]. Der Nachteil dieser Art der Gleichstromversorgung war der, daß die einzelnen Stromentnahmestellen nie ganz unabhängig voneinander waren, weil die Spannung an der Maschine mit steigender Belastung sinkt. Schaltet also an einem Arbeitsplatz ein Übungsteilnehmer seine Apparatur ein, so verändert er damit die Spannung aller übrigen Arbeitsplätze. Das Ideal wäre es, wenn jeder Arbeitsplatz mit einem besonderen Gleichrichter ausgerüstet wäre.

Bei Verwendung von rotierenden Umformern scheitert das an der Kosten- und Platzfrage. In der letzten Zeit sind jedoch die Selengleichrichter so weit vervollkommnet worden, daß sich bei deren Verwendung die Gleichrichtung für jeden Arbeitsplatz getrennt durchführen läßt. Die Sperrspannung beträgt bei diesen Gleichrichtern 18 Volt je Platte; demnach muß der Wechselstrom erst auf höchstens 18 Volt heruntertransformiert werden, bevor er gleichgerichtet werden kann. Für kleinere Stromleistungen, wie sie für elektrolytische Versuche in Frage kommen, eignet sich hierfür sehr gut ein Klingeltransformator, und zwar derjenige für 1 Amp Stromentnahme bei 8 Volt Gleichspannung[2]. Bei Verwendung dieses Transformators hat man den Vorteil, daß er vorübergehend sogar kurzgeschlossen werden kann, weil seine Spannung mit der Belastung stark abfällt. Dieser Abfall der Spannung, der sich selbstverständlich auch nach der Gleichrichtung einstellt, ist nicht zu verwechseln mit dem zuerst beschriebenen Fall bei der gemeinsamen Stromversorgung für alle Plätze. Dort war die Spannung abhängig von dem (schwankenden) Verbrauch aller Arbeitsplätze zusammen, hier nur von dem eigenen Stromverbrauch.

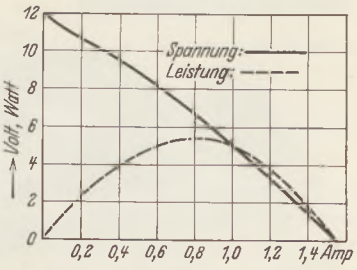


Fig. 1. Prüfkurve des Gerätes.

Als Gleichrichter wird an die 8-Volt-Klemmen des Transformators ein Satz von 4 Selen-Gleichrichterplatten in Graetz-Vollweg-Schaltung angeschlossen. Ein anschlußfertig zusammengestellter Satz (von der Lieferfirma[3] als Gleichrichter-Element bezeichnet) für Gleichstrom von 6 Volt bei einer Stromentnahme von 1 Amp (Bestell-Nr. 6/1 B II) kostet RM. 6.—. Die Abhängigkeit der Spannung von dem jeweiligen Stromverbrauch (bei Verwendung eines Klingeltransformators) ergibt sich aus dem Schaubild Fig. 1. Gleichzeitig ist die Leistung der Gleichstrom-Seite in Watt aufgetragen; man ersieht aus der Leistungskurve, daß bei etwa 0,8 bis 0,9 Amp die Leistung am größten ist, während sie bei etwa 1,5 Amp wieder Null geworden ist. Allerdings bezieht sich das nur auf die Gleichstromleistung, denn dem Gleichstrom ist immer noch eine geringe Wechselstromkomponente übergelagert, die auch bei kurzgeschlossenem Gleichrichter nicht vollkommen verschwindet. Dies ist auch der Grund dafür, daß der Gleichrichter nicht beliebig lange kurzgeschlossen werden darf, sondern nur für die Dauer von etwa ½ bis 1 Minute, sonst wird er zu warm. Als Grenztemperatur für den Gleichrichter gilt 60°, in vereinzelten Fällen wohl auch einmal 80°. Im praktischen Gebrauch soll dieser Gleichrichter nicht über 1 Amp belastet werden.

In Bezug auf die Meßgenauigkeit ist der übergelagerte Wechselstrom bei elektrolytischen Versuchen vollkommen ohne Einfluß. Zur Bestätigung haben wir die Angaben eines zuverlässigen Amperemeters mit einem Silbervoltameter verglichen, ohne die geringste Abweichung der beiden Angaben feststellen zu können.

Für den Gebrauch in chemischen Übungen ist es vorteilhaft, den Transformator zusammen mit dem Gleichrichter auf ein Brett, das auf 4 Gummifüßchen gelagert ist,

[1] Siehe Mitteilungen der Preuß. Hauptstelle für den naturwiss. Unterricht, H. 12: Die elektrische Schulausrüstung, S. 15f., 36f.

[2] Siehe Mitteilungen der Preuß. Hauptstelle für den naturwiss. Unterricht, H. 12, S. 32.

[3] Süddeutsche Apparatefabrik G. m. b. H., Nürnberg 2, Schließfach 282.

aufzumontieren (siehe Fig. 2). Auf der oberen Seite des 115 × 280 mm² großen Brettchens sitzt eine Steckdose mit eingelöteten 4 mm starken und längs geschlitzten Messingstäbchen für den Anschluß an das Netz mittels Kupplungsschnur (diese Steckdosen sind unter Umständen auch fertig zu beziehen von der Firma L. Preuschoff, Berlin-Neuköln, Schöneweider Str. 11). Die Steckdose ist an die Primärseite des darunter befindlichen AEG-Klingeltransformators (für 8 Volt und 1 Amp sekundär!) angeschlossen. Mit den 8-Volt-Klemmen des Transformators ist die Wechselstromseite des Gleichrichter-„Elementes" verbunden. Die aus der Gleichstromseite herausführenden Drähte werden mit zwei Klemmen (+ rot, — blau) verbunden, die zweckmäßig auf einen Streifen Isolierstoff aufgesetzt sind.

Will man den Klingeltransformator gleichzeitig auch im Physikunterricht zum Betrieb kleiner Lämpchen benutzen, so kann man noch besondere Klemmen für die Wechselstromentnahme vorsehen, oder man setzt den Transformator und das Gleichrichter-Element auf besondere Brettchen, jedoch so, daß beide möglichst mit einem Griff zu einem vollständigen Gleichrichter-Gerät zu ergänzen sind.

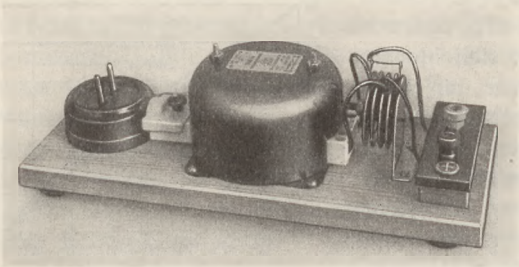


Fig. 2. Gleichrichtergerät.

Alle im Chemieunterricht für gewöhnlich angestellten elektrolytischen Versuche und das Laden von Akkumulatoren lassen sich mit diesem Gerät ausführen. Sollte der Widerstand der Zersetzungszelle zu groß sein, so wird man häufig schon durch eine Vergrößerung der Elektrodenfläche eine höhere Stromstärke erzielen können. Ist dieser Ausweg nicht möglich, so steht auch dem nichts im Wege, zwei oder mehrere Geräte gleichstromseitig in der Art von Akkumulatoren hintereinander zu schalten; Voraussetzung dafür ist, daß jedes Gleichrichter-Element seinen besonderen Transformator hat. Werden mehrere Gleichrichter von einem gemeinsamen (größeren) Transformator aus gespeist, so ist eine Hintereinanderschaltung der Gleichrichter nicht mehr möglich. Aber diese ganze Schaltung ist im allgemeinen nicht nötig. Man bekommt z. B. mit einem Hofmannschen Wasserzersetzungsapparat mit Platin-Elektroden der üblichen Größe in etwa 4 bis 5 Minuten durchaus verwertbare Gasmengen.

Kleine Mitteilungen.

Die Kräfte beim Foucaultschen Pendel.

Von **Wilhelm Volkmann** in Berlin.

Gegen mein Gerät zur Veranschaulichung des Drehungswinkels beim Foucaultschen Pendel [diese Zeitschr. 48, 1 (1935)] ist der Vorwurf erhoben worden, es verführe dazu, Kräfte zu übersehen, die beim Versuche mit dem Pendel wirksam werden.

Das Gerät dient der Veranschaulichung, es macht also nicht den Anspruch, der wissenschaftlichen Berechnung gleichwertig zu sein. Immerhin soll es keinen Beweis erschleichen; der Vorwurf darf also nicht leicht genommen werden. Die Veranschaulichung führt zu dem richtigen Endwert; wenn sie also einen Fehler enthält, muß sie zugleich einen zweiten Fehler enthalten, der den anderen gerade aufhebt. Ich habe keinen von beiden bisher finden können.

Die übliche rechnerische Ableitung geht aus von einem Pendel auf ruhender Erde und untersucht, was hinzukommt, wenn die Erde sich dreht. Hierin ist zweierlei enthalten, nämlich das, was auch schon für das ruhende Lot einen Unterschied ausmacht und das, was nur die Pendelbewegung, aber nicht die Ruhelage des Lotes angeht.

Mein Gerät geht aus von der Ruhelage des Lotes auf der sich bereits drehenden Erde und stellt dar, was durch das Pendeln hinzukommt. Die Fußnote auf S. 2 sagt, daß die Richtung des Drahtes als Lot auf der Meridianellipse aufzufassen ist, wenn auch im Modell (Globus) der Unterschied dieser Richtung gegen die zum Erdmittelpunkt nicht dargestellt werden kann

In diesem Unterschiede des Ansatzes scheint mir der Grund dafür zu liegen, daß gewisse Kräfte, zu denen die Rechnung führt, bei meiner Ableitung nicht auftreten. Sie sind eben vorweg berücksichtigt. Es ist noch eine andere Gruppe von Kräften vorhanden; von diesen glaube ich aber nachweisen zu können, daß sie auf das FOUCAULT-Pendel nicht einwirken.

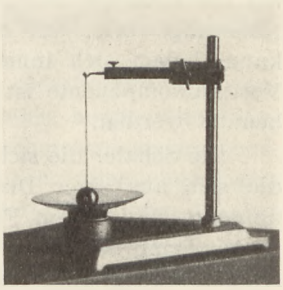


Fig. 1. Die Bahnfläche eines Pendels.

Für die Betrachtung dieser Kräfte scheint es mir anschaulicher, nicht das FOUCAULT-Pendel anzusehen, sondern die Bahnfläche des Pendelkörpers, die Kugelschale. Fig. 1 zeigt, wie das gemeint ist. Der unterste Punkt der Pendelkugel berührt eine Uhrglasschale, die aus einem Kugelkolben herausgeschnitten ist. Ihre Innenfläche enthält also alle Bahnmöglichkeiten für das Pendel.

Solcher Kugelschalen sind nun drei auf dem Globus der Fig. 2 angebracht. Eine ist mit Wachs aufgeklebt auf eine Pillenschachtel von genügender Höhe, um sie über den Knopf am Ende der Globusachse setzen zu können, so daß der Rand noch auf dem Globus steht. In die Schachtel ist ein durchbohrter Kork geklebt, in den der erwähnte Knopf hineinpaßt. Die beiden anderen Schalen sind auf die Deckel von Pillenschachteln geklebt. In die Ränder der Schachtel und der Deckel sind Löcher gebohrt für einen schwarzen Zwirnfaden, der die Schalen zusammenhält. Zur Erleichterung des Abbildens sind die Glasschalen mit einer Lösung von Paraffin in Benzin bepinselt, die eine rauhe Schicht hinterläßt.

Die Schale über dem Pol dreht sich mit dem Globus lediglich um ihre Symmetrieachse; irgendeine Kraftwirkung auf das FOUCAULT-Pendel kann also nicht auftreten.

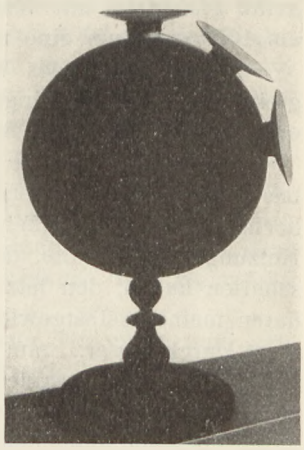


Fig. 2. Die Bewegung der Bahnflächen durch die Erddrehung.

Die Schale am Äquator wird um die Erdachse geschwenkt. Diese Bewegung kann als die Zusammensetzung zweier gleichzeitigen Bewegungen aufgefaßt werden, deren eine die Verschiebung längs der gemeinsamen Tangente von Äquator und Kugelschale, deren andere eine Schwenkung um die gemeinsame Tangente von Meridian und Kugelschale ist. Der vorangehende, östliche Rand der Kugelschale befindet sich also stets in einer Bewegung abwärts, der nachfolgende, westliche Rand in einer Bewegung aufwärts. Man kann auch so sagen: Schwingt das Pendel von Westen nach Osten, so läuft der Aufhängepunkt mit; das Pendel schwingt, als ob der Faden länger würde. Schwingt dagegen das Pendel von Osten nach Westen, so ist der Aufhängepunkt gegenläufig; das Pendel schwingt, als ob es kürzer würde.

Die aus der Kugelschale und ihrem Schwenken zusammengesetzte wirkliche Bahnfläche ist also eine Schale, deren äquatorialer Schnitt nicht ein Kreis, sondern eine Abwickelkurve ist. Sie ist nach Osten hin flacher, nach Westen hin gekrümmter als die Kugelschale. Dadurch enstehen andere Bahndrucke als bei der Kugelschale; sie liegen aber ebenso wie bei dieser in der Fadenrichtung, haben also keine tangentiale Komponente, die allein auf die Drehung des FOUCAULT-Pendels gegen die Erde Einfluß haben könnte. Falls in den Schrägrichtungen (z. B. Nordost und Südwest) die genaue Rechnung eine kleine Abweichung der Flächennormale von der Fadenrichtung

ergibt, ist diese für Nordost nördlich, für Südwest südlich. Da die Schale in Nordost flacher, in Südwest krümmer als die Kugelfläche ist, wirken die aus der Abweichung der Normale von der Fadenrichtung folgenden Tangentialbeschleunigungen in Bezug auf die Drehung des Foucault-Pendels entgegengesetzt, und mindestens ihre ersten Näherungswerte, auf die es bei der geringen Schwingungsweite allein ankommen kann, heben sich innerhalb einer Pendelschwingung genau auf. Zur Messung der Vertikalkomponente ist das Foucault-Pendel nicht geeignet, dazu müssen Wägungen benutzt werden.

Die Schale, die sich in z. B. 52° nördlicher Breite befindet, macht eine Bewegung, die sich aus einer Drehung um die Lotrichtung, einem Kippen um die Meridiantangente und einem Fortschreiten senkrecht dazu zusammensetzt. Die Drehung ist proportional dem Sinus der Breite und wird vom Foucault-Pendel gemessen. Das Kippen erzeugt eine dem Cosinus der Breite entsprechende Druckdifferenz, die gewogen werden kann. Das Fortschreiten hat meines Erachtens keine physikalischen Folgen.

Bestimmung der Dampfdichte von Wasser.

Von **R. Scharf** in Berlin.

Bei der Bestimmung von Molekulargewichten aus der Dampfdichte nach dem Luftverdrängungsverfahren von Viktor Meyer ist es bisher stets als Lücke empfunden worden, daß die Dampfdichte des Wassers sich nach diesem Verfahren nicht oder wenigstens nur recht ungenau bestimmen ließ. Zwei Umstände trugen dazu bei:

1. Der Siedepunkt 100° des Wassers macht es unmöglich, das Verdampfungsgefäß gleichfalls mit Wasserdampf zu heizen; die Temperatur muß bedeutend höher als 100° sein, um eine möglichst schnelle Verdampfung zu erreichen.

2. Die Dichte des Wasserdampfes ist erheblich geringer als die der Luft (bei gleichen äußeren Bedingungen), so daß der Wasserdampf in der Luft schnell nach oben und damit in die kälteren Teile des Rohres steigt, wo er sich kondensiert.

Zur Behebung der zuerst genannten Schwierigkeit sind verschiedene Wege beschritten worden: Beheizung mit Dämpfen höher siedender Flüssigkeiten oder mit hochsiedenden Flüssigkeiten (Salzlösungen) selbst als Wärmeüberträgern oder elektrische Heizung. Ich wählte, da die beiden ersten Mittel verschiedene unangenehme Eigenschaften haben, den letzteren Weg. Es seien kurz die Herstellung und die Betriebsdaten meines selbstgewickelten Ofens angegeben: Ein Messingrohr von 50 cm Länge, 6 cm Durchmesser, 1 mm Wandstärke wurde mit einer Lage angefeuchteter Asbestpappe von 1 mm Stärke umkleidet. Nach dem Trocknen der Asbestschicht wurde das Rohr mit 38 Windungen eisenfreien Chromnickeldrahtes[1] von 0,4 mm Stärke bewickelt und dieser oben und unten mit einer Schelle aus Messingband festgelegt. Über die Wicklungen wurden 2 Lagen 1 mm starker Asbestpappe zur Wärmeisolation aufgebracht. Der Ofen nahm bei 220 Volt Spannung etwa 3 Amp auf. Zum Anheizen wurde die volle Netzspannung an den Ofen gelegt; nach 7 bis 8 Minuten hatte er im Innern etwa 200° erreicht, die er nach Zwischenschaltung eines Widerstandes von 35 Ohm dauernd beibehielt.

Die zweite Schwierigkeit beseitigte ich in der Weise, daß der Apparat vor dem Versuch mit trockenem Wasserstoff gefüllt wurde. Die Dichte des Wasserdampfes ist bekanntlich das 9fache der des Wasserstoffs, so daß also nur noch durch Diffusion Wasserdampf in die oberen Teile des Verdampfungsrohrs gelangen konnte.

Um nicht zu kleine Wassermengen anwenden zu müssen, ließ ich mir vom Glasbläser ein Gerät bauen, das ein etwas größeres Verdampfungsgefäß besitzt, als es sonst üblich ist. Die Maße waren folgende; Durchmesser des weiteren Teiles: 40 mm;

[1] Lieferant: Edelstahlwerke J. C. Söding & Halbach, Hagen i. W.

Länge des weiteren Teiles: 250 mm; Inhalt des weiteren Teiles: etwa 250 cm³; Durchmesser des engeren Teiles: 10 mm; Länge des engeren Teiles bis zum Ansatz für die Bürette: 500 mm.

Die trichterförmige Erweiterung des oberen Rohrendes ließ ich wegfallen; das Rohr endete 4 bis 5 cm oberhalb der seitlichen Einwurfvorrichtung und wurde mit einem kleinen Gummistopfen verschlossen.

Als Einwurfgefäße benutzte ich entweder die bekannten Stopfengläschen oder kleine, aus einer verhältnismäßig dickwandig ausgezogenen Röhre hergestellte Glaskügelchen nicht zu geringer Wandstärke von etwa 6 mm Durchmesser, deren überstehende Kapillare 2 bis 3 cm oberhalb der Kugel U-förmig nach unten umgebogen war (s. Figur). Ich bezweckte damit, daß der nach dem Herunterfallen in den geheizten Apparat aus dem Kügelchen entweichende Dampfstrahl nicht gerade mit voller Kraft in Richtung der kalten längeren Röhre herausgeblasen wurde. Die Kapillaren von etwa ½ bis 1 mm lichter Weite blieben offen. Das Füllen der Kügelchen geschah in der üblichen Weise durch Erwärmen, Eintauchen der Öffnung in Wasser und Abkühlen. Die in der Kapillare verbliebene Wassermenge wurde in das Kügelchen hinuntergeschleudert und der dann noch verbleibende Rest durch Erwärmen ausgetrieben.

Einwurfgefäß.

Die Arbeitweise gestaltet sich folgendermaßen: Der Glasapparat wird mit Hilfe eines Asbeststopfens (mehrere Lagen dicker Asbestpappe mit Wasserglaslösung unter Druck verkittet und dann mit der Raspel bearbeitet) in den Ofen so eingesetzt, daß 5 cm am unteren Ende des Ofens frei bleiben; die untere Öffnung wird gleichfalls mit einem Asbeststopfen verschlossen oder auch nur auf eine Asbestplatte dicht aufgesetzt. Es wird mit möglichst hoher Stromstärke angeheizt, bis ein in den oberen Stopfen eingesetztes Thermometer etwa 200° zeigt; dann wird der Strom gedrosselt, so daß eine konstante Temperatur um 200° erhalten bleibt.

Während dieser Zeit können die sonstigen Nebenarbeiten erledigt werden, also das Anschließen der Bürette und das Füllen des Apparates mit Wasserstoff. Aus der Stahlflasche kann der Wasserstoff ohne weitere Reinigung verwendet werden; entnimmt man dagegen den Wasserstoff einem KIPPschen Apparat, so ist es zweckmäßig, ihn vor dem Einleiten in die Apparatur zu trocknen. Auf den Boden des Verdampfungsgefäßes gibt man eine 1 cm hohe Schicht trockenen Sandes. Um die Bürette vor der nach außen strahlenden Wärme des Ofens zu schützen, verbindet man sie mit dem Apparat durch einen 80 bis 100 cm langen dickwandigen Schlauch, der gleichfalls mit Wasserstoff durchgespült wird.

In das Kügelchen werden etwa 0,02 g bis 0,03 g Wasser eingefüllt und sein Gewicht auf der analytischen Waage (diese ist hier leider notwendig!) genau bestimmt. Unter möglichster Vermeidung allzu großen Luftzutritts wird das Kügelchen dann in den Apparat auf die Haltevorrichtung gebracht und das Rohr mit einem passenden kleinen Gummistopfen verschlossen.

Von Zeit zu Zeit werden jetzt die Temperatur und auch der Bürettenstand (der möglichst hoch liegen muß) abgelesen. Treten keine Änderungen mehr ein, so kann man das Kügelchen in den geheizten Teil des Apparates hinunterfallen lassen und den durch den Wasserdampf verdrängten Wasserstoff messen.

Die Hauptvolumveränderung tritt in den ersten 20 bis 30 Sekunden ein, wenn die Kapillare des Kügelchens nicht zu eng war. Eine geringe Volumzunahme hält jedoch noch 2 bis 3 Minuten an, die dadurch hervorgerufen wird, daß der entstandene Wasserdampf erst wieder die Temperatur annehmen muß, die vorher der an seiner Stelle befindliche Wasserstoff hatte. Jetzt erst kann die endgültige Volumablesung stattfinden.

Die Berechnung des Molekulargewichts findet unter Berücksichtigung der Zimmertemperatur und des Barometerstandes in der üblichen Weise statt. Eine Auswahl meiner Versuchszahlen ist in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Aus der Tabelle ist deutlich zu ersehen, daß die zur Anwendung gelangenden Wassermengen nicht zu groß sein dürfen. Bei den beiden zuerst angeführten Versuchen war sofort nach dem Einwerfen des Röhrchens ein Wasserbeschlag im Apparat oberhalb des Ofens wahrzunehmen, und das Volumen des verdrängten Wasserstoffs schrumpfte dauernd zusammen, während es bei den Versuchen mit kleineren Mengen oft eine Viertelstunde dauerte, bis das Volumen deutlich abnahm.

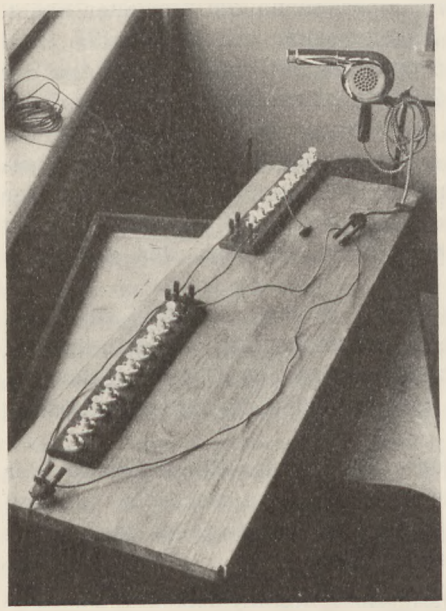
Nr.	Wassermenge in g	Zimmertemperatur	Barometerstand unkorr. mm	Verdrängter Wasserstoff cm^3	M	Fehler
1	0,0736	19°	773,0	86,8	21,24	+ 18%
2	0,0686	19°	772,5	81,6	20,33	+ 13%
3	0,0322	21°	767,5	42,7	18,54	+ 3%
4	0,0284	18°	774,0	37,2	18,34	+ 2%
5	0,0280	22°	774,5	36,7	18,68	+ 4%
6	0,0279	21°	754,5	37,6	18,56	+ 3%

Mit dem oben beschriebenen Apparat lassen sich selbstverständlich auch die sonst üblichen Substanzen mit niedrigerem Siedepunkt untersuchen, so daß also der in dieser Weise abgeänderte Apparat für alle in der Schulpraxis vorkommenden Dampfdichtebestimmungen zu verwenden ist.

Veranschaulichung von Stromstärken im Anfangsunterricht.

Von Dr. **Albrecht Dieterich** in Hirschberg (Riesengebirge).

Um beim Anfangsunterricht in der Elektrizitätslehre eine klare und anschauliche Vorstellung von Stromstärken vermitteln zu können, verwende ich einen „anschaulichen Strommesser“. Auf einem langen Brett sind 10 bis 20 Zwergfassungen mit eingeschraubten Taschenlämpchen (3,5 Volt; 0,2 Amp.) in Parallelschaltung befestigt. Die zwei Kupferdrähte für die Parallelschaltung führen je zu zwei untereinandr verbundenen Steckbuchsen für Bananenstecker (bzw. zu Klemmschrauben, wenn noch nicht auf Steckeranschluß umgestellt ist). Auf die Bedeutung des zweiten Buchsenpaares komme ich noch zurück. Die Figur zeigt zwei parallel geschaltete Lämpchenbretter zu je 10 Lämpchen im Gebrauch.



Der Lämpchenstrommesser im Gebrauch.

Um mit diesem Strommesser den Strom etwa eines elektrischen Bügeleisens (300 Watt) zu messen, schaltet man ihn wie ein Amperemeter in den Stromkreis und dreht nun so viele Lämpchen aus, bis der Rest mit einem Vergleichslämpchen nahezu gleich hell brennt. Es seien in diesem Falle sieben Lämpchen. Dann braucht das Bügeleisen „den Strom von sieben Lämpchen“. Entsprechend findet man, daß ein Heizofen (500 Watt) den Strom von 12 Lämpchen, eine Glühlampe (40 Watt) den Strom von einem Lämpchen benötigt usw. Sehr lehrreich ist der Stromverbrauch eines Föhnapparates, den man auf kalt und warm schalten kann; im ersten Fall arbeitet nämlich der Motor allein, im zweiten Motor und Heizung. Es zeigt sich, daß der Motor wenig mehr als den Strom von einem Lämpchen, mit Heizung dagegen den Strom von 15 Lämpchen braucht. Der außerordentlich hohe Stromverbrauch von Heizapparaten wird so den Schülern sofort deutlich. Alle Starkstromapparate, die man gerade zur Hand hat, kann man durchmessen. Dabei prägt

sich der Stromverbrauch in den Apparaten des täglichen Lebens anschaulich und unverlierbar ein, jedenfalls viel sicherer, als durch Zeigerausschläge.

Schließlich setzt man hinzu, daß der Strom von fünf Lämpchen einem Ampere entspricht; damit ist das kleine Gerät zu einem, wenn auch rohen Amperemeter geworden. Vor allem aber ist eine erste anschauliche Vorstellung dieser Meßgröße erreicht.

Die Einführung des Gerätes beim Unterricht ergibt sich zwanglos aus der Besprechung der Parallelschaltung. Nach Klärung der ersten Vorstellungen über den Stromkreis kann man etwa die Aufgabe stellen, mit einer Taschenlampenbatterie zwei Lämpchen zum Leuchten zu bringen. Ist so die Parallelschaltung an zwei Lämpchen behandelt, dann werden noch mehr Lämpchen parallel geschaltet (hierzu kann schon unser Lampenbrett benutzt werden). Während zwei Lämpchen noch mit unverminderter Helligkeit brannten, wird ihr Licht mit zunehmender Anzahl dunkler. Die Deutung, daß die Batterie immer mehr Strom liefern muß und schließlich nicht mehr liefern kann, finden die Schüler ohne Schwierigkeiten. Damit ist anschaulich geworden, daß mehrere parallel geschaltete Lämpchen mehr Strom brauchen. Die Frage, wieviel Lämpchen wohl der Strom, der durch ein elektrisches Bügeleisen fließt, zum Glühen bringen kann, führt sofort zur Anwendung unseres Gerätes.

Auch im weiteren Unterrichtsgang kann man das Lämpchenbrett überall da verwenden, wo eine möglichst anschauliche Vorstellung von der Stromstärke erwünscht ist; es sei nur erinnert an das Ohmsche Gesetz, an den Stromverbrauch von Motoren beim Anlaufen und bei voller Tourenzahl (unbelastet und belastet), an den Primärstrom beim belasteten und unbelasteten Transformator. Allerdings setzt die Vorrichtung die Anwendung höherer Spannungen, am besten des Lichtnetzes, voraus. Sehr wertvolle Dienste hat er mir ferner geleistet, um Sinn und Zweck eines Nebenschlusses klar zu machen. Hat man z. B. zwei Lämpchenbretter zu je 10 Lämpchen benutzt, so ist der Wunsch verständlich, beim Messen von Strömen zwischen 2 und 4 Ampere das eine Brett mit seinen 10 Lämpchen zu sparen. Man müßte es dazu durch einen Draht von gleichem Widerstand ersetzen. Die praktische Ausführung macht den Begriff des Ersatzwiderstandes anschaulich. Zahlenmäßig erhält man die gleichen Verhältnisse wie bei einem üblichen Nebenschluß, wenn man bei einem Brett mit 10 Lämpchen neun davon durch einen Draht ersetzt. Die normale Helligkeit des Lämpchens zeigt dann den Strom 2 Amp statt 0,2 Amp an. Doch können diese Beispiele nur als Anregungen angedeutet werden.

Zur Praxis ist jedoch noch eine sehr wichtige Bemerkung zu machen. Da sehr viele Apparate wegen der Zunahme des Widerstandes mit der Temperatur im ersten Augenblick einen höheren Strom brauchen als später, könnten die Lämpchen im ersten Augenblick durchbrennen (unter Umständen alle 20). Man muß es sich daher zur Regel machen, vor jedem Einschalten die Lämpchen mit Hilfe des zweiten Buchsenpaares (siehe oben) durch ein kurzes Kabel kurzzuschließen und erst nach einigen Augenblicken das Kabel wieder zu entfernen.

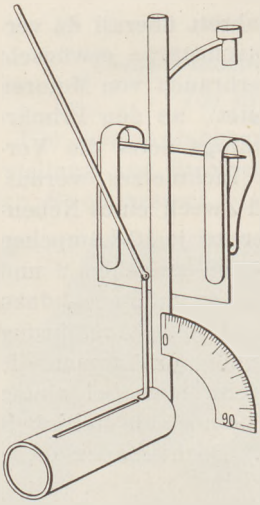
Für die Praxis.

Freihandversuch zum Auftrieb in Luft. Von **M. Wagenschein** in Darmstadt. — Über die Öffnung eines Reagenzröhrchens, das etwa 3 cm hoch mit Wasser gefüllt ist, wird das Mundstück eines Kinderluftballons (wie er in Spielwarenhandlungen für 10 Pfennig zu kaufen ist) gezogen und mit Leukoplast (oder Siegellack oder Collodium) befestigt und abgedichtet. Wird das Wasser über der Bunsenflamme erhitzt und zum Kochen gebracht, so bläht sich der Ballon langsam auf. Die Flamme läßt sich dann so regeln, daß ein stationärer Zustand eintritt und der Ballon seine Größe behält. Die Anordnung kann, schräg in ein Stativ geklemmt, während des Erhitzens auf eine

stark gedämpfte Waage gestellt werden, die dann den mit dem Volumen zunehmenden Gewichtsverlust (1 bis 2 g) anzeigt. — Nach dem Zusammenfallen des Ballons geht die Waage nicht ganz wieder auf den alten Stand zurück. Offenbar ist der erhitzte und gedehnte Gummi für den Wasserdampf nicht undurchlässig. Es empfiehlt sich deshalb, als Versuch nur die Volumenverminderung zu zeigen: die Waage wird austariert, während auf der einen Waagschale die Anordnung, mit maximal aufgeblähtem Ballon und ständig leicht erhitzt, steht. Die Flamme wird dann entfernt, und in demselben Maße, in dem der Ballon sich zusammenzieht, zeigt die Waage eine Gewichtszunahme an. Man vergleiche auch die Versuche über Auftrieb in H. Hahn: Physikalische Freihandversuche, II. Teil, 2. Aufl. Berlin und Frankfurt a. M.: O. Salle 1916. S. 308 f. (Nr. 588—592).

Zur Totalreflexion. Von **S. Fröhner** in Mannheim. — An Stelle kostspieliger Apparaturen leistet eine einfache Versuchsanordnung gute Dienste, die mit ganz geringen Mitteln leicht selbst herzustellen ist.

Der Apparat (siehe die Figur) besteht im wesentlichen aus einer 6 Volt-Osram-Glühbirne ohne Mattierung, in Zwergfassung, die in einem mit Gummistopfen wasserdicht verschlossenen, 20 mm weiten und 55 mm langen Glasrohre sich befindet. Die Stromzuführung erfolgt durch ein unten rechtwinkelig gebogenes, mit der Lampenfassung verlötetes Messingröhrchen von 4 mm lichter Weite (zum Aufsetzen von Bananensteckern) und etwa 15 cm Länge, in dem die zweite Leitung als isoliertes Kabel liegt. Das Kabel wird durch 2 seitliche Öffnungen an den Rohrenden aus dem Messingrohr herausgeführt, am unteren Ende jedoch innerhalb des Glaszylinders. Über den Glaszylinder wird ein Messingzylinder aus dünnem Schablonenblech (beim Graveur zu kaufen) geschoben von solcher Weite, daß er sich gerade noch gut um das Glasrohr drehen läßt. Der Messingzylinder besitzt einen schmalen, mit der Laubsäge herzustellenden 3 cm langen Spalt, der ein schmales, scharf begrenztes Lichtband austreten läßt. Zur Drehung des Spaltrohres von oben her dient ein mit einem Gelenk versehener Kupfer- oder Messingdraht, den man am Spaltende senkrecht zum Messingzylinder festlötet. Zur Messung des Grenzwinkels der Totalreflexion schneide man von einem Winkelmesser aus Blech einen Quadranten aus und löte ihn an der Vorderseite des Stromzuführungsrohres mit seiner Nullstelle so fest, daß der Kreismittelpunkt der Teilung in die Lampenachse fällt.



Apparat zur Totalreflexion des Lichtes.

Zur senkrechten Befestigung des Apparates an der Rückwand irgendeines rechteckigen Glastroges lötet man an der Hinterseite des Stromzuführungsrohres ein an der Oberkante recktwinkelig umgebogenes Messingblech fest, an dessen beiden seitlichen Kanten zwei Fahrradklammern aufgelötet werden.

Zum Gebrauch befestigt man den Apparat mit seinen Klammern an der Rückwand eines geeigneten Glastroges, den man zur Hälfte mit fluoreszierendem Wasser, zur anderen Hälfte mit etwas Zigarettenrauch füllt. Als Deckel verwende man eine Glasscheibe oder ein Brett, aus dem man an der Durchtrittsstelle des Führungshebels und des Stromzuführungsrohres einen schmalen Streifen von geeigneter Länge ausschneidet.

Die Vorteile der Einrichtung liegen in der Billigkeit und Einfachheit der Herstellung, in der schnellen Betriebsbereitschaft ohne Verwendung einer fremden Lichtquelle und in der Möglichkeit, schon im halbverdunkelten Raume messen zu können.

Der Appararat wird von der Firma E. Leybolds Nachfolger A.G., Köln a. Rh., hergestellt.

Berichte.

2. Forschungen und Ergebnisse.

Neuere Untersuchungen über den Aufbau der Atomkerne. Von FRANK MATOSSI in Breslau.

1. Einleitung. Die jüngst erfolgte Entdeckung der Neutronen- und Positronenstrahlung, über deren Wesen in dieser Zeitschrift schon kurz berichtet wurde[1], hat die Frage nach dem Aufbau der Atomkerne wieder in den Brennpunkt des physikalischen Interesses gerückt. Ehe versucht werden soll, einen Einblick in die sich aus diesen Entdeckungen ergebenden neuen Vorstellungen über das Innerste des Atoms und einige damit zusammenhängende Fragen zu vermitteln, wollen wir kurz daran erinnern, wie der Stand der Kernbauforschung bis vor wenigen Jahren war und welche Schwierigkeiten sich ergeben hatten.

Die Entdeckung der Radioaktivität im Jahre 1896 einerseits, die Auffindung der chemischen Isotope, der Elemente mit gleicher Kernladung, aber verschiedenen — sich jeweils um eine oder mehrere ganze Einheiten unterscheidenden — Massen anderseits, nicht zuletzt die bekannte erste künstliche Atomzertrümmerung durch RUTHERFORD im Jahre 1919, bei der mit Hilfe von schnellen α-Strahlen aus Stickstoffkernen Wasserstoffkerne befreit wurden, hatte dazu geführt, für alle Atomkerne 3 Elementarteilchen als Bausteine anzunehmen. Diese sind: Doppelt positiv geladene He-Kerne (α-Teilchen), einfach positiv geladene Wasserstoffkerne (Protonen) und einfach negativ geladene Elektronen mit der Masse von nur $^1/_{1840}$ Wasserstoffatom (β-Teilchen). Die α-Teilchen sollen ihrerseits zusammengesetzt sein aus 4 Protonen und 2 Elektronen, die unter starker Energieabgabe zu einem sehr stabilen Gebilde zusammentreten, so daß das α-Teilchen in gewissen Fällen selbst praktisch elementaren Charakter trägt.

Durch diese Auffassung wird die angenäherte Ganzzahligkeit aller Isotopengewichte befriedigend dargestellt und damit die alte PROUTsche Hypothese von der Existenz eines Uratoms, des Wasserstoffs, aus dem alle schwereren Elemente aufgebaut sein sollten, in modifizierter Form wieder zu neuem Leben erweckt.

Die bei den Isotopenkernen noch verbleibenden geringen Abweichungen von der Ganzzahligkeit der Massen beruhen auf dem sog. Massendefekt, der für den ganzen Kernaufbau eine große Rolle spielt. Wir erläutern diesen Begriff am Beispiel des α-Teilchens. Die Summe der Massen der Einzelteilchen, der 4 Protonen und 2 Elektronen, beträgt 4,0300, während das α-Teilchen in Wirklichkeit die Massenzahl 4,0011 besitzt (alles auf $O = 16$ bezogen). Das Ganze hat also geringere Masse als die einzelnen Bestandteile zusammen. Dieser Massendefekt nun ist ein Maß für die bei der Bindung der Einzelteilchen freiwerdende Energie und damit für die Stabilität der neugebildeten Kerne. Er entspricht beim He-Kern einer Energie von etwa $48 \cdot 10^{-6}$ erg/Atom, bzw. $12 \cdot 10^{-13}$ cal/Atom oder $30 \cdot 10^6$ Elektronenvolt. Die Größe dieses Wertes macht es begreiflich, daß eine Zertrümmerung des He-Kerns bis heute nicht gelungen ist.

Die Auffassung, daß die Kerne aus Protonen und Elektronen bestehen, die außerdem unter Umständen zu α-Teilchen zusammentreten können, ergab nun aber ein bemerkenswertes Dilemma. Die Theorie der Atom- und Molekülspektren hat dazu geführt, sowohl das Elektron als auch das Proton als ein rotierendes Gebilde mit einem mechanischen Eigendrehimpuls, dem sog. Drall oder Spin, aufzufassen. Diese Hypothese bildet eine wesentliche Grundlage der heutigen Atomphysik, die nicht fallen gelassen werden kann, ohne das ganze Gebäude zu zerstören.

Für jedes Elementarteilchen hat der Drall einen bestimmten Wert, der gleich $\pm \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ ist, je nach der Drehrichtung des Teilchens. Sind mehrere Partikeln vorhanden, dann addieren sich die Einzeldralle zu einem Gesamtdrall, der offensichtlich bei ungerader Partikelzahl ein ungerades halbzahliges Vielfaches, also $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ beträgt, bei gerader Partikelzahl ein ganzzahliges Vielfaches von $\frac{h}{2\pi}$ bzw. Null ist. Das Experiment (Intensität von Bandenlinien, Hyperfeinstruktur von Linienspektren) hat diese Folgerung weitgehend bestätigt. Jedoch bleibt ein Widerspruch bei einigen Kernen, von denen Stickstoff mit der Masse 14 und Lithium mit der Masse 6 die wichtigsten Beispiele sind. Stickstoff sollte nach unserer Annahme aus 14 Protonen und 7 Elektronen bestehen, also aus einer ungeraden Teilchenzahl, Lithium entsprechend aus 6 Protonen und 3 Elektronen. Der Drall von Stickstoff hat nach dem Experiment aber den Wert $1 \cdot \frac{h}{2\pi}$, der von Lithium ist zu Null gefunden worden, was der theoretischen Annahme eindeutig widerspricht. Man hat das formal so gedeutet, daß die Elektronen, die ja die Ungeradzahligkeit der Partikelzahl bedingen, sich bezüglich des Dralls im Kern so verhalten, als ob sie nicht vorhanden wären. Die wahre Ursache muß dagegen entweder darin zu suchen sein, daß die Gesetze der Wechselwirkung zwischen Proton und Elektron im Kern ganz anderer Art sind, als man sie sonst bei geladenen Partikeln von größeren Dimensionen gefunden hat, so daß die Voraussetzung der Additivität der Dralle nicht richtig ist; oder die falsche Annahme steckt in der Hypothese, daß alle Kerne aus Protonen und Elektronen bestehen.

Hier setzt nun die neuere Entwicklung ein, die durch die Entdeckung neuer Kernbausteine eine Lösung im zuletzt genannten Sinne gegeben hat[1].

[1] E. LAMLA, diese Zeitschrift 47, 129 (1934).

[1] Im folgenden sollen i. a. keine Originalabhandlungen zitiert werden. Für genaueres Studium sei auf folgende Referate mit ausführlichem Literaturverzeichnis verwiesen: 1. R. FLEISCHMANN

2. Nachweis der Neutronen. Die von BOTHE und BECKER im Jahre 1930 bei Beschießung leichter Elemente (Be, B, Li u. a.) mit schnellen α-Teilchen entdeckte durchdringende Strahlung erwies sich bei näherer Untersuchung als zusammengesetzt aus einer harten γ-Strahlung und einer neuartigen Korpuskularstrahlung, deren Teilchen rund die Masse eines Protons, aber die Ladung Null haben und Neutronen (Zeichen: n) genannt werden. Genauer wurde die Masse des Neutrons zu 1,0067 bestimmt (vgl. Abschnitt 5). Im Gegensatz zu den α- und β-Strahlen können Neutronen wegen ihrer geringen Ionisierungsfähigkeit nicht direkt durch Nebelspuren in der Wilsonkammer bzw. durch ihre Ionisation in der Ionisationskammer und im Spitzenzähler nachgewiesen werden, wie schon in dem Bericht von LAMLA angedeutet wurde. Erst dadurch, daß sie durch elastischen Stoß Kerne des in der Apparatur befindlichen Gases in Bewegung setzen, die ihrerseits ionisierend wirken bzw. eine Nebelspur hinterlassen, können sie indirekt beobachtet werden.

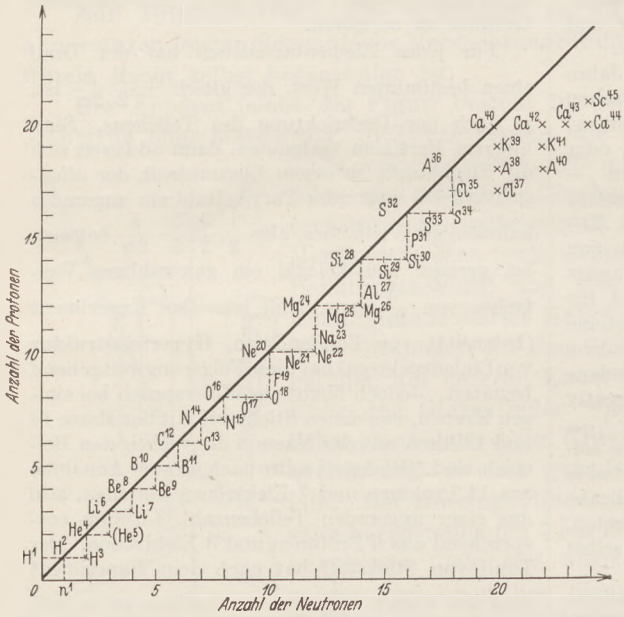


Fig. 1. Systematik der leichten Kerne.

Da auch harte γ-Quanten nur außerordentlich wenig ionisieren, bedarf es besonderer Maßnahmen zur Trennung von Neutronen und γ-Quanten, wenn diese gemeinsam auftreten.

Hier hilft nun folgende Überlegung weiter: Die Neutronen treten als ungeladene Partikeln praktisch nur durch direkte, unmittelbare Kernstöße mit den Atomen des zu durchdringenden Mediums in Wechselwirkung, verlieren also nur durch solche Stöße ihre Energie, d. h. werden absorbiert. Die Absorption der Neutronen muß daher um so stärker sein, je größer die Zahl der Atome ist. Von zwei Stoffen gleicher Masse auf gleichem Querschnitt absorbiert also das leichtere Element die Neutronen stärker als das schwerere. Für die Absorption der γ-Strahlung dagegen ist wegen ihrer Wellennatur die Zahl der Elektronen der Atomhülle, also die Ordnungszahl, maßgebend. Die Absorption der γ-Strahlen ist also bei gleicher Masse verschiedener absorbierender Medien angenähert konstant. Oder anders ausgedrückt: Bei gleicher Anzahl absorbierender Teilchen ist die Neutronenabsorption unabhängig von der Ordnungszahl, die γ-Absorption der Ordnungszahl dagegen direkt proportional. Vergleicht man daher die Absorption in Paraffin als wasserstoffhaltiger Substanz mit der in Blei, dann kann die von den Neutronen herrührende Wirkung von der der γ-Strahlen getrennt werden.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit der Meßapparaturen für Neutronenstrahlung (Ionisationskammer und Spitzenzähler) werden diese aus ähnlichen Gründen mit Paraffin ausgekleidet, so daß die Neutronen möglichst viele H-Kerne in Bewegung setzen können, deren Ionisation dann gemessen wird.

3. Der Aufbau der Kerne. Wie beteiligt sich nun das Neutron am Aufbau der Kerne neben den schon früher bekannten α-, β- und H-Teilchen? Versucht man, alle bekannten Isotopenkerne aus den genannten Bestandteilen zusammenzusetzen, so zeigt sich, daß man bei den leichten Kernen dann zu einem besonders einfachen Baugesetz kommt, wenn man das Neutron als Elementarteilchen auffaßt und nur Protonen und Neutronen zuläßt, während Elektronen nicht beteiligt sein sollen. Diese Vorschrift folgt zwar nicht zwingend aus den Beobachtungen; mit ihrer Hilfe läßt sich aber ein großer Teil der Erscheinungen theoretisch verständlich machen. Die erwähnte Gesetzmäßigkeit liegt darin, daß man, um die verschiedenen Kerne der Reihe nach zu erhalten, vom Neutron ausgehend immer abwechselnd Protonen und Neutronen hinzufügen muß. Die ersten 16 Elemente erhält man, indem man jedesmal auf das Proton ein Neutron folgen läßt und umgekehrt; von $_8O^{16}$ an folgen dann einander zwei Neutronen und zwei Protonen[1]. Diese Gesetzmäßigkeit ist in der Fig. 1 dargestellt, wo jeder Kern durch einen

---

und W. BOTHE, Künstliche Kern-γ-Strahlen, Neutronen, Positronen. Ergebn. exakt. Naturwiss. **13**, 1 (1934); 2. F. KIRCHNER, Elementumwandlung durch schnelle Wasserstoffkerne, ebenda, S. 57; 3. R. FRERICHS, Das Wasserstoffisotop, ebenda, S. 257; 4. J. MATTAUCH, Methoden und Ergebnisse der Isotopenforschung, Physik. Zeitschr. **35**, 567 (1934); 5. G. GAMOW, Über den heutigen Stand der Theorie des β-Zerfalls, ebenda, S. 533. Nur einzelne, noch neuere Arbeiten sind im Text genannt. Die Literatur ist bis Ende 1934 berücksichtigt.

[1] Bei der Bezeichnung der Elemente bedeutet der untere Index die Ordnungszahl, der obere die Massenzahl.

Punkt charakterisiert ist, dessen Abszisse die Zahl der Neutronen, dessen Ordinate die Zahl der Protonen im Kern angibt. Die Isotopen eines Elementes liegen nebeneinander. Wir sehen bis auf das noch unbekannte $_2He^5$ eine lückenlose Kettenfolge bis zum Element $_{18}A^{36}$. Keines der vorhandenen leichten Isotopen fehlt. Dabei liegen alle Isotopen auf oder unterhalb der Diagonale. Die einzige Ausnahme ist das Proton selbst. Bei den höheren Atomgewichten von $_{18}A^{36}$ an ist noch keine so einfache Aufbauweise gefunden worden. In Fig. 1 würden sich die schwereren Elemente allmählich immer mehr von der Diagonale aus nach rechts entfernen. Man könnte denken, daß von da an auch Elektronen beteiligt sind; denn wir wissen ja, daß die radioaktiven Kerne, die doch sämtlich weit oberhalb von $_{18}A^{36}$ liegen, Elektronen abgeben.

Jedoch hat die einfache Vorstellung, daß auch die schweren Kerne nur aus Protonen und Neutronen bestehen, so viele Vorzüge, daß die Versuche, die den radioaktiven β-Zerfall mit dem elektronenlosen Kernaufbau vereinen wollen, als gerechtfertigt erscheinen. Ich gehe später in anderem Zusammenhange darauf ein.

Der Aufbau der Kerne allein aus Neutronen und Protonen beseitigt sofort die früher erwähnte Schwierigkeit bezüglich des Kernspins von Stickstoff und Lithium, die nach der alten Hypothese aus einer ungeraden Zahl Partikeln bestanden, während die Größe des Spins ($1 \cdot \frac{h}{2\pi}$ bei N^{14}, Null bei Li^6) eine geradzahlige Zusammensetzung forderte. In der neuen Systematik ist tatsächlich die Anzahl der Bausteine gerade: Bei N^{14} haben wir 7 Protonen und 7 Neutronen (Kernladung 7, Masse 14) bei Li^6 3 Protonen und 3 Neutronen. Die Diskrepanz zwischen Theorie und Beobachtung ist also in sehr einfacher Weise aufgehoben worden, natürlich unter der Voraussetzung, daß das Neutron tatsächlich ein elementarer Baustein ist, dem daher der Drall $\pm {}^1/_2 \cdot \frac{h}{2\pi}$ zukommt.

Es ist klar, daß das erwähnte einfache Baugesetz in dem Kräftespiel zwischen Protonen und Neutronen begründet sein muß. Einen Ansatz zum theoretischen Verständnis hat HEISENBERG durchzuführen versucht, indem er annimmt, daß im Kern folgende Kräfte auftreten: 1. COULOMBsche Abstoßung zwischen den Protonen, 2. eine Anziehungskraft zwischen Neutron und Proton, analog zu den Verhältnissen im Wasserstoffmolekülion, das ja auch aus geladenem und neutralem Teilchen besteht[1]. 3. Anziehung zwischen Neutron und Neutron, die aber (ebenfalls in Analogie zu molekularen Verhältnissen) als in erster Näherung vernachlässigbar klein vorausgesetzt wird. Infolge der starken gegenseitigen Abstoßung der Protonen werden Kerne, die mehr Protonen als Neutronen enthalten, instabil sein, wie es die Erfahrung, die in dem oben erwähnten Aufbaugesetz niedergelegt ist, gelehrt hat. Die leichten Kerne befinden sich in Fig. 1 alle auf oder wenig unterhalb der Diagonale, d. h. es existieren tatsächlich keine Kerne, deren Protonenzahl die der Neutronen übersteigt (natürlich mit der trivialen Ausnahme des Protons selbst). Die HEISENBERGsche Theorie zeigt aber auch, daß nicht wesentlich mehr Neutronen als Protonen vorhanden sein dürfen, denn die Anziehung Neutron—Neutron ist ja viel schwächer als die zwischen Neutron und Proton, so daß allzu neutronenreiche Elemente ebenfalls instabil sein müssen, d. h. die Neigung haben, ein Neutron gegen ein stärker gebundenes Proton einzutauschen. Da die Anziehung zwischen zwei Neutronen aber nicht streng gleich Null ist, ist ein geringer Überschuß von Neutronen gestattet, wobei sich das Gleichgewicht immer mehr zu ungunsten der Protonen verschiebt, je größer deren Gesamtzahl ist, d. h. je schwerer der Kern ist. Auch dieses kommt in der Fig. 1 zum Ausdruck. Die HEISENBERGsche Theorie gibt damit zwar von dem allgemeinen Charakter der Treppenkurve der Fig. 1 Rechenschaft; es bestehen aber in der genaueren quantitativen Durchführung der Theorie noch große Unsicherheiten, da unsere Kenntnis von den im Kern wirkenden Kräften bisher zu roh ist.

Die Kernsystematik ist nicht nur von prinzipieller Bedeutung, sondern sie führte auch zu der Entdeckung neuer Kerne; denn einige von der Systematik geforderte Isotopen waren zunächst noch unbekannt. Fügt man z. B. zum einfachsten Kern, dem Neutron, ein Proton hinzu, so erhält man ein Isotop des Wasserstoffs, denn der neue Kern aus Proton und Neutron hat die Kernladung 1, dagegen rund die doppelte Masse des gewöhnlichen Wasserstoffkerns. Das so zu erwartende Wasserstoffisotop wurde tatsächlich 1932 von UREY und Mitarbeitern entdeckt. Es hat den Namen Deuterium erhalten und wird statt mit $_1H^2$ oft auch mit D bezeichnet. Der zugehörige Kern heißt Deuton. Es ist in gewöhnlichem Wasserstoff etwa im Verhältnis 1 : 4000 vorhanden. Infolge dieses geringen Anteils blieb es so lange unentdeckt[1].

Ein drittes Isotop des Wasserstoffs mit der Masse 3 wurde dadurch hergestellt, daß man Deutonen als Kanalstrahlen in ein D_2-Gas von 0,5 mm Hg-Druck hineinschoß. Man erhält dann ein Gas, das sowohl nach Nebelkammeraufnahmen als auch mittels des Massenspektrographen sich als das gesuchte Isotop 3 erwies, dessen Kern den Namen Triton ($_1H^3$ oder T) erhalten hat. Es baut sich nach der jetzigen Auffassung aus 2 Neutronen und einem Proton auf. Die Reaktion, die zur Bildung von Triton führt, geht nach folgendem Schema vor sich:

$$_1D^2 + {}_1D^2 \rightarrow {}_2(D + D)^4 \rightarrow {}_1H^1 + {}_1T^3. \qquad (1)$$

[1] Diese Analogie ist nur als heuristisches Prinzip anzusehen, da ja das Neutron sich vom neutralen Wasserstoffatom dadurch unterscheidet, daß es ein Elementarteilchen ist.

[1] Von besonders großem Interesse sind die Verbindungen von D, wie das „schwere Wasser", D_2O statt H_2O, das sich von normalem Wasser unter anderem sehr stark in seinen physiologischen Wirkungen unterscheidet. Genaueres siehe bei J. BÖHME, diese Zeitschrift 47, 216 (1934).

Die Endprodukte H und T sind in der Nebelkammer nachgewiesen; das Zwischenprodukt (D + D) dagegen ist aus folgenden Gründen instabil. Aus den massenspektrographischen Aufnahmen ist die Masse von ${}_1D^2$ genau zu 2,0131 bekannt[1]. Daraus folgt, daß D + D zusammen die Masse 4,0262 hätte, die wesentlich größer ist als die Masse des stabilen He-Kerns von 4,0011, der ja dieselbe doppeltpositive Kernladung wie die Kombination (D + D) besitzt. Der (D + D)-Kern zerfällt daher unter Massen- bzw. Energieabgabe in Proton und Triton, die außerdem noch kinetische Energie mitbekommen, deren Größe aus der in der Nebelkammer gemessenen Reichweite der H- und T-Strahlen berechnet werden kann. Unter Berücksichtigung dieser Energie folgt dann die Masse von T zu 3,0146, die kleiner ist als die Summe 3,0208 der Massen von zwei Neutronen und einem Proton, aus denen T zusammengesetzt ist. T ist daher stabil. Wir haben dabei die früher angegebene Masse des Neutrons von 1,0067 benutzt. Auf die Neutronenmasse kommen wir in anderem Zusammenhange weiter unten nochmals zurück.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß der Ablauf der Reaktion von Deutonen mit Deutonen auch anders verlaufen kann. RUTHERFORD und Mitarbeiter beobachteten nämlich dabei auch das Auftreten von Neutronen. Diese deuten die Autoren nach der Gleichung

$$ {}_1D^2 + {}_1D^2 \rightarrow {}_2He^3 + {}_0n^1. $$

Ein hypothetischer ${}_2He^3$-Kern wäre insofern bemerkenswert, als er nach Fig. 1 nicht als stabiles Teilchen existieren dürfte. Eine direkte Beobachtung des He^3-Kernes liegt noch nicht vor, was aber, selbst wenn er wirklich vorhanden sein sollte, wegen der nur sehr geringen zu erwartenden kinetischen Energie nicht verwunderlich ist; anderseits sind auch keine Anzeichen für einen etwaigen Zerfall von ${}_2He^3$ bemerkt worden. Die Frage nach seiner Existenz bleibt also noch offen.

4. Kernreaktionen. Die bisherigen experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, daß man sowohl mit α-Teilchen als auch mit Deutonen und Protonen, ja sogar mit γ-Strahlen auf Atomkerne einwirken kann. Von den vielen dabei möglichen Reaktionen möchte ich nun einige typische nennen.

Die normale Entstehung der Neutronen wird zurückgeführt auf eine Reaktion, bei der ein α-Teilchen in einen Kern mit ungerader Masse eingebaut wird, worauf ein Neutron ausgeschleudert wird; z. B.

$$ {}_5B^{11} + {}_2He^4 \rightarrow {}_7N^{14} + {}_0n^1. \qquad (2) $$

Man sieht, daß dabei die Ladungen erhalten bleiben. Die Ausbeute beträgt etwa ein Neutron auf 10^6 α-Teilchen. Außer Neutronen kann unter Umständen γ-Strahlung ausgesandt werden; dazu müßte man annehmen, daß dann der neue Kern, also hier N^{14}, zunächst in einem angeregten Zustand mit höherer Energie erzeugt wird und dann sofort unter γ-Ausstrahlung in den Grundzustand zurückgeht.

[1] Die Massenzahlen beziehen sich hier immer auf die nackten Kerne, nicht auf das neutrale Atom.

Weit größere Ausbeuten an Neutronen erzielt man, wenn man nicht mit α-Teilchen, sondern mit Deutonen beschießt. Im allgemeinen ist dann die Neutronenausbeute etwa 100mal so groß wie unter sonst gleichen Umständen bei α-Beschießung. Eine theoretische Erklärung für die bessere Wirkung der Deutonen ist bisher noch nicht gefunden worden. Als Beispiel sei die zu (2) analoge Reaktion

$$ {}_5B^{11} + {}_1D^2 \rightarrow {}_6C^{12} + n_0{}^1 \qquad (3) $$

angegeben.

Beschießt man mit α-Teilchen anstatt der „ungeraden" Isotopen B^{11} usw. Kerne mit gerader Massenzahl, dann wird i. a. statt des Neutrons ein Proton ausgelöst, wie das folgende Beispiel zeigt:

$$ {}_5B^{10} + {}_2He^4 \rightarrow {}_6C^{13} + {}_1H^1. \qquad (4) $$

Als Beispiel für eine analoge Reaktion bei Deutonenbeschießung gehört hierher die schon oben genannte Reaktion (1), die zur Tritonbildung führte (D + D → H + T).

Im Fall der Tritonerzeugung war es sogar möglich, nach nur einstündiger Beschießung mit einem Deutonenstrom von 15 mA bei 50 bis 80 kV makroskopisch faßbare Mengen von ${}_1H^3$, nämlich etwa 30 mm³ zu erhalten. Dieser Erfolg zeigt, daß es heute nicht grundsätzlich als utopisch abzulehnen ist, die Kernprozesse technisch auszuwerten, wenn auch die aufzuwendenden Energien so hoch sind, daß an Rentabilität nicht zu denken ist. In diesem Zusammenhange sei erwähnt, daß zwar im Einzelprozeß oft eine Energie gewonnen wird, die größer ist als die hineingesteckte kinetische Energie der beschießenden Partikel, da die beim Einbau dieses Teilchens freiwerdende Bindungsenergie größer sein kann als die zur Abtrennung des Kerntrümmers notwendige Ablösearbeit; die Prozesse finden aber so selten statt, daß im Großen der Energieverbrauch um ein vielfaches die zu gewinnende Energie übertrifft.

Wir fragen nun danach, ob die Reaktionen auch in umgekehrter Richtung verlaufen können. Tatsächlich ist es z. B. möglich, durch Neutronenbombardement α-Teilchen auszulösen [Umkehrung der Reaktion (2)]; ebenso gelingt dies bei Beschießung mit Protonen, allerdings in diesem Falle nur in der Weise, daß, etwa wie im Beispiel (5),

$$ {}_3Li^7 + {}_1H^1 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4 \qquad (5) $$

oder

$$ {}_5B^{11} + {}_1H^1 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4 + {}_2He^4, \qquad (5a) $$

der neue Kern nur α-Teilchen enthält, in die er sofort vollständig zerfällt. Tatsächlich sind bei der Borzertrümmerung drei von einem gemeinsamen Ursprung ausgehende α-Teilchen beobachtet worden.

Die Reaktionen, die durch Deutonen eingeleitet werden, konnten bisher noch nicht umgekehrt werden: Deutonen sind als Trümmer noch nicht beobachtet worden. Auch für diese bemerkenswerte Tatsache fehlt bisher eine stichhaltige Deutung.

Dagegen läßt sich eine Beobachtung über die energetischen Verhältnisse bei einigen Reaktionen (im Anschluß an einen Bericht von L. MEITNER[1]) verhältnismäßig einfach erklären. Die Versuche

[1] L. MEITNER, Naturwiss. **22**, 733 (1934).

lehrten, daß es schon gelingt, mit Protonen von nur 20000 eV kinetischer Energie Zertrümmerungsprozesse hervorzurufen, während α-Teilchen wesentlich höhere Geschwindigkeiten haben müssen, entsprechend einigen Millionen eV, um wirksam zu sein. Nun kennen wir die Masse des freien Protons; sie beträgt 1,0072. Wenn das Proton in einen Kern eingebaut wird, verliert es nun nach Ausweis der Erfahrung einen relativ großen Teil seiner Masse; denn benachbarte Kerne, die sich um ein Proton unterscheiden, differieren in der Masse höchstens um eine Einheit, d. h. das Proton gibt eine Energie von mindetenss 0,0072 Masseneinheiten ab, also etwa $7 \cdot 10^6$ eV; es wird sehr fest gebunden. Diese Bindungsenergie steht dann außer der kinetischen Energie zur Verfügung, so daß auch langsame Protonen noch genügend Energie besitzen, um zertrümmernd wirken zu können.

Anders ist es bei den α-Teilchen. Diese sind untereinander bzw. an den Rest des Atomkernes relativ lose gebunden, was sich unter anderem darin äußert, daß zwei Atome, von denen das eine ein α-Teilchen mehr enthält, einen Massenunterschied aufweisen, der nur geringfügig von der Masse des α-Teilchens selbst abweicht (etwa um 10^6 eV). Die Zertrümmerungsenergie muß daher tatsächlich der kinetischen Energie entnommen werden, ganz, wie es die Erfahrung zeigte.

5. Masse des Neutrons. Die genaue Masse des Neutrons ist für die Entscheidung der Frage, ob das Neutron als Elementarteilchen betrachtet werden kann, von großer, wenn auch nicht ausschlaggebender Bedeutung. Aus verschiedenen Kernreaktionen, bei denen durch α-Beschießung Neutronen befreit werden, kann man einen Wert für die Neutronenmasse ableiten, wenn die Massen der Reaktionsteilnehmer und deren kinetische Energien bekannt sind.

Eine der bestbekannten Reaktionen ist der schon oben betrachtete Prozeß (2). Schreiben wir die Gleichung vollständig hin, so lautet sie (E bedeutet kinetische Energie, in Masseneinheiten ausgedrückt):

$$ {}_5B^{11} + {}_2He^4 + E_\alpha = {}_7N^{14} + {}_0n^1 + E_N + E_n. $$

Die Massen von B, N und He sind genau bekannt ($B^{11} = 11{,}00825 \pm 0{,}0004$ [wahrscheinlicher Fehler], $He^4 = 4{,}00106 \pm 0{,}0002$, $N^{14} = 14{,}0042 \pm 0{,}0007$). Die kinetische Energie des α-Teilchens betrug $E_\alpha = 0{,}00565$, die des Neutrons wurde aus Nebelkammerversuchen aus der Reichweite der von ihm ausgeschleuderten Protonen bestimmt ($E_n = 0{,}0035$). Die Stickstoffenergie darf demgegenüber vernachlässigt werden. Nach dem Impulssatz erhält ja der schwere N-Kern nur eine sehr kleine Geschwindigkeit gegenüber dem leichten Neutron. Man kann aber auch leicht unter Hinzunahme des Impulssatzes die Energie des Stickstoffkernes streng berücksichtigen ($E_N = 0{,}00061$). Aus den angegebenen Daten folgt für das Neutron die Masse $n = 1{,}0067$, ein Wert, der auch bei verschiedenen anderen Reaktionen übereinstimmend erhalten wurde.

Den genauesten Wert erhält man nach LAURITSEN und Mitarbeitern durch ein Differenzverfahren, bei dem man zwei Reaktionen betrachtet, etwa

$$ {}_3Li^7 + {}_1D^2 = 2\ {}_2He^4 + {}_0n^1 + E' $$

und

$$ {}_3Li^7 + {}_1H^1 = 2\ {}_2He^4 \qquad + E''. $$

Subtrahiert man die eine Gleichung von der anderen, so ergibt sich

$$ {}_1D^2 - {}_1H^1 = {}_0n^1 + \triangle E. $$

Von D und H sind nun die Massen 10mal so genau bekannt wie von allen anderen Elementen (auf 3 bis 8 Einheiten der 5. Dezimale), und Fehler im Absolutwert der kinetischen Energien, die etwa durch die Unsicherheit der Umrechnung von Reichweiten auf Energie hervorgerufen sind, haben nur einen Einfluß 2. Ordnung, da hier nur Differenzen auftreten. Es ergibt sich $n = 1{,}0068$ bis max. 1,0070.

Auf einen wesentlich höheren Wert für die Neutronenmasse, nämlich 1,010, glaubten CURIE und JOLIOT aus einigen Prozessen, die von „geraden" Isotopen ausgehen, schließen zu dürfen. Kürzlich hat aber GAPON[1] gezeigt, daß dieser Wert nur dadurch erhalten wird, daß γ-Strahlung, die dabei mit auftritt, vernachlässigt wurde. Man braucht diesen Massenwert also ebensowenig zu berücksichtigen wie den früher von LAWRENCE und Mitarbeitern angegebenen Wert 1,0006, deren Versuche durch Verunreinigungen gefälscht waren.

Die so zu 1,0068 bestimmte Neutronenmasse führt nun zusammen mit der genau bekannten Protonenmasse 1,0072 zu folgenden Fragen: Können diese beiden Teilchen spontan ineinander übergehen? Welches ist als Elementarbaustein anzusehen? Die Entdeckung der Positronen, der Teilchen mit Elektronenmasse, aber positiver Ladung (vgl. den Bericht von LAMLA), neben den Elektronen läßt die Möglichkeit zu, sowohl Proton als Summe von Neutron und Positron, als auch das Neutron als Summe von Proton und Elektron aufzufassen.

Eine Vergleichung der Massen zeigt nun, daß ihr Unterschied kleiner ist als die Elektronen- bzw. Positronenmasse 0,00054, so daß es zunächst nahe liegt, das Proton als stabile Verbindung zwischen einem elementaren Neutron und einem Positron anzusehen. Während jedoch der Schluß auf die Stabilität der Teilchen vollkommen zwangsläufig erscheint, ist es nicht ebenso zwingend, das Neutron gegenüber dem Proton als elementares Gebilde zu bevorzugen. Die Experimente der natürlichen und künstlichen Radioaktivität, auf die wir weiter unten noch genauer eingehen, zeigen, daß sehr energiereiche Kerne unter Umständen einen Teil ihrer Neutronen unter Aussendung von Elektronen in Protonen verwandeln können, daß ebenso aber auch Umwandlung von Protonen in Neutronen unter Positronenausstrahlung vor sich gehen kann. Proton und Neutron erscheinen also unter diesem Gesichtspunkt als einander völlig gleichwertige Teilchen; sie können beide als elementar angesehen werden. Die Emission von Elektronen bzw. Positronen muß dann nicht als ein Zerfall gedeutet werden, sondern vielmehr

[1] E. N. GAPON, Zeitschr. Physik **90**, 279 (1934).

als Umwandlung unter Schaffung der emittierten leichten Partikeln.

6. Künstliche Radioaktivität[1]. Bisher betrachteten wir Kernprozesse, bei denen die durch Einfangen des Geschosses neugebildeten Kerne stabil waren, d. h. zu den auf der Treppenkurve der Fig. 1 liegenden Kernen gehörten. Es gibt aber auch noch andere Möglichkeiten.

Ein typischer Prozeß dieser Art geht vom geraden Borisotop B^{10} aus. Bei α-Beschießung geht eine Reaktion vor sich, bei der das α-Teilchen in den Kern eingebaut wird, während ein Neutron hinausgeworfen wird. Dabei entsteht ein N-Isotop mit der Masse 13 nach der Gleichung

$$_5B^{10} + {}_2He^4 \rightarrow {}_7N^{13} + {}_0n^1. \qquad (6)$$

Nun hat $_7N^{13}$ die Kernladung 7, besitzt also 7 Protonen, dagegen nur 6 Neutronen. Diese Zusammensetzung widerspricht der früher aufgestellten Grundregel des Kernaufbaues: Kein Kern darf mehr Protonen als Neutronen besitzen. $_7N^{13}$ muß also instabil sein und zerfallen. Wie Versuche von CURIE-JOLIOT lehrten, die diese Erscheinung aufdeckten, vollzieht sich die Umwandlung unter Abgabe eines positiven Elektrons, das sich bezüglich Ionisation und Absorption ganz wie ein negatives Elektron verhält; im magnetischen und elektrischen Felde aber wird es gerade in entgegengesetzter Richtung abgelenkt. Unter Aussendung eines solchen Positrons geht $_7N^{13}$ somit in das stabile $_6C^{13}$ über. Außerdem ließen die Versuche noch die überraschende Tatsache erkennen, daß der Zerfall von $_7N^{13}$ nicht unmittelbar der Einfangung des α-Teilchens durch das Boratom folgt, sondern daß vielmehr der $_7N^{13}$-Kern noch eine gewisse Lebensdauer besitzt. Der instabile Stickstoff-Kern zerfällt nach den gleichen Gesetzen, wie wir sie von den radioaktiven Substanzen her kennen, nur mit der Maßgabe, daß hier der Zerfall unter Abgabe von Positronen anstatt von Elektronen vor sich geht. Die Halbwertsdauer dieses radioaktiven $_7N^{13}$-Kerns beträgt nach CURIE-JOLIOT 14 Min. Wir haben im $_7N^{13}$ also ein radioaktives Element, welches als solches normalerweise nicht in der Natur vorkommt, sondern erst durch den erwähnten Prozeß künstlich erzeugt wird.

Außer bei B ist noch bei mehreren anderen Elementen künstliche Radioaktivität nach α-Bombardement beobachtet worden (so bei Li, F, N, Na, Mg, Al, P als Ausgangselementen). Die Prozesse, die zur Bildung des instabilen Kernes führen, sind hier immer von dem gleichen Typus wie im Fall von Bor. Von besonderem Interesse ist, daß dabei auch solche Kerne als Zwischenprodukte entstehen können, die zwar auf der Diagonale von Fig. 1 liegen würden, aber in die Lücke zwischen zwei Stufen fallen, wie z. B. $_{15}P^{30}$, das man bei der Beschießung von $_{13}Al^{27}$ als Quelle der Positronenstrahlung annehmen muß. Dieser Typus ist natürlich erst möglich von $_7N^{15}$ als Ausgangselement an. Er wurde bisher beobachtet bei F^{19}, Na^{23}, Al^{27}. Es ist bemerkenswert, daß in diesem Falle der radioaktive Kern von einem „ungeraden" Isotop gebildet wird, während bei den leichtesten Kernen nur die „geraden" Isotope als Ausgangspunkt dienen können. Es sei noch erwähnt, daß die Ausbeute an radioaktiven Kernen etwa 1 auf 10^6 α-Teilchen beträgt, wie man es bei einer Zertrümmerungsreaktion, bei der Neutronen auftreten, erwarten darf.

Ebenso wie bei den in Abschnitt 4 betrachteten Zertrümmerungsreaktionen sind auch hier Deutonen in gleicher Weise wie α-Teilchen fähig, künstliche Radioaktivität zu erzeugen. Dagegen sind nach den bisherigen Erfahrungen Protonen nicht dazu imstande. Einige dem zunächst widersprechende Versuche sind nicht als beweiskräftig anzusehen, da man inzwischen erkannt hat, daß der Protonenstrahl mit Deutonen verunreinigt war.

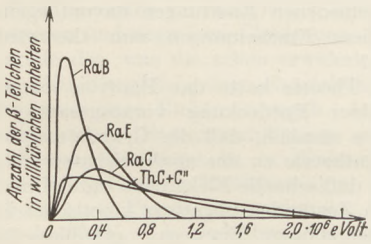
Die Erscheinung der künstlichen Radioaktivität gibt nun ein wertvolles Mittel, die Zertrümmerungsreaktionen auch chemisch zu verifizieren. In Reaktionen vom Typus (2) konnten ja bisher nur die Neutronen direkt nachgewiesen werden. Daß ein N-Kern zurückbleibt, mußte indirekt aus der Reaktionsgleichung geschlossen werden; denn für einen chemischen Nachweis reicht die geringe Zahl der N-Kerne nicht aus. Bei der Reaktion (6) ist die Lage aus folgenden Gründen günstiger: Allgemein kann man zum chemischen Nachweis eines radioaktiven Kernes so vorgehen, daß man solchen Kernen normale stabile Kerne desselben Stoffes (oder wenigstens eines ihm chemisch ähnlichen) in chemisch nachweisbaren Mengen zumischt. Führt man dann eine chemische Reaktion aus, die für das betreffende Element charakteristisch ist, dann werden die radioaktiven Kerne ebenso wie ihre stabilen Verwandten reagieren, und das Reaktionsprodukt muß radioaktiv geworden sein. Als konkretes Beispiel für diese Methode sei die Reaktion (6) betrachtet. CURIE und JOLIOT haben zum Zwecke des chemischen Nachweises eine Borstickstoffverbindung, BN, mit α-Teilchen beschossen. Da N selbst nach Ausweis der Erfahrung nicht zertrümmert wird, ist dieses Vorgehen praktisch mit einer Borbeschießung identisch. Nach dem Bombardement wurde BN mit NaOH erhitzt, so daß gasförmiges NH_3 entsteht und festes Bor zurückbleibt. Man findet, daß nun die Radioaktivität ganz in den gasförmigen Bestandteil übergegangen ist, und zwar erhält man dieselbe Halbwertsdauer wie bei nicht chemisch behandeltem Bor. Dagegen ist das zurückgebliebene Bor frei von jeder Radioaktivität. In ähnlicher Weise kann man in anderen Fällen vorgehen. Als chemisch sicher nachgewiesen kann gelten — abgesehen von N — der $_{15}P^{30}$-Kern aus $_{13}Al^{27}$ (Halbwertsdauer 3,25 Min.) und der $_{17}Cl^{34}$-Kern aus $_{15}P^{31}$ (Halbwertsdauer 40 Min.).

Es wurde oben schon erwähnt, daß der Positronenzerfall dem β-Zerfall der natürlich radioaktiven Körper entspricht. Diese Analogie ist nicht nur qualitativ vorhanden, sondern auch in quantitativer Hinsicht. Genau so wie beim β-Zerfall sind die Geschwindigkeiten der Positronen kontinuierlich verteilt, mit einer für jedes Element charakteristischen oberen Grenze. Fig. 2 zeigt solche kontinuierlichen β-Spektren im Vergleich

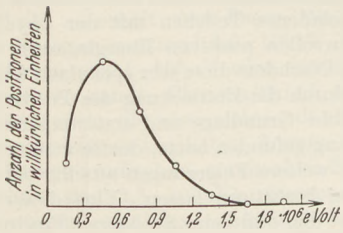
[1] Vgl. hierzu auch den Bericht von H. STEPS und J. BÖHME, diese Zeitschrift 47, 215 (1934).

mit einem Positronenspektrum (radioaktiver Stickstoff aus Kohlenstoff durch Deutonenbeschießung). Der einzige Unterschied zwischen Positronen- und Elektronenspektren könnte der sein (wie ELLIS und HENDERSON bemerken), daß bei kleinen Energien die Positronenkurve viel steiler abfällt und vielleicht schon vor dem Nullpunkt die Abszissenachse erreicht; aber es bedarf noch genauerer Untersuchungen, ehe das mit Sicherheit behauptet werden kann.

Nun ist erst kürzlich von SARGENT für den β-Zerfall eine quantitative Beziehung gefunden worden, die ähnlich, wie es durch die sog. GEIGER-NUTTALL-Gerade bei der natürlichen α-Radioaktivität geschieht, die Zerfallskonstante (im wesentlichen das Reziproke der Halbwertsdauer) mit der Energie der Teilchen verknüpft. Der Logarithmus der Zerfallskonstante ist eine lineare Funktion des Logarithmus der Energie, und zwar besteht diese Beziehung bei den β-Teilchen für die Energie, die dem oberen Ende des Spektrums, d. h. den schnellsten β-Strahlen entspricht. Sie ist in Fig. 3 dargestellt. Es existieren übrigens zwei Gruppen von β-Strahlern, I und II, die auf verschiedenen Geraden liegen; wir kommen auf diese Gruppen später zurück. Es ist nun bemerkenswert, daß auch zwei genauer untersuchte Positronenstrahler, N und C, sich in die Gerade der β-Strahlen befriedigend einordnen lassen, obwohl keine willkürlichen Konstanten zur Anpassung verfügbar sind (vgl. Fig. 3).



Elektronenspektrum (nach GAMOW).



Positronenspektrum
(nach NEDDERMEYER und ANDERSON).
Fig. 2.

Auch dieses Ergebnis bedarf natürlich einer genaueren Bestätigung, insbesondere müßten noch weitere Kerne untersucht werden.

Die bisher besprochene künstliche Radioaktivität war durch den Positronenzerfall gekennzeichnet. Es fragt sich nun, ob auch β-Zerfall künstlich erzeugbar ist. Tatsächlich fand man in wenigen Fällen neben Positronen auch Elektronen, und zwar bei α-Beschießung von $_{12}Mg^{25}$ und bei Deutonenbombardement von $_{13}Al^{27}$. Beidemal entsteht wahrscheinlich $_{13}Al^{28}$. Die Reaktionsgleichungen lauten

$$_{12}Mg^{25} + {}_2He^4 \rightarrow {}_{13}Al^{28} + {}_1H^1$$

bzw.

$$_{13}Al^{27} + {}_1D^2 \rightarrow {}_{13}Al^{28} + {}_1H^1.$$

Der Kern $_{13}Al^{28}$ enthält nun im Vergleich zu dem stabilen $_{13}Al^{27}$ ein Neutron zu viel; damit sich ein

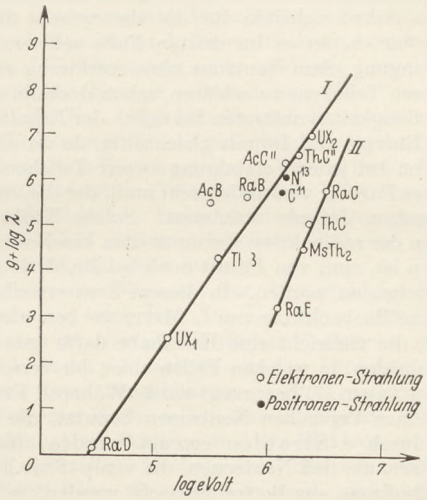


Fig. 3. Die Zerfallskonstante als Funktion der maximalen Elektronen- bzw. Positronenenergie (nach NEDDERMEYER und ANDERSON).

stabiler Kern bilden kann, wird sich unter Aussendung von β-Teilchen ein Neutron in ein Proton verwandeln. Aus dem instabilen $_{13}Al^{28}$ entsteht so $_{14}Si^{28}$.

Ein viel wirksameres Mittel, β-Radioaktivität zu erzielen, besteht nun darin, wie FERMI erkannt hat[1], die Übersättigung an Neutronen direkt durch Einschießen von Neutronen in die Kerne zu erzwingen. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, daß es mit Neutronen gelingt, selbst sehr schwere Kerne zu zertrümmern, da das Neutron sehr leicht durch die Elektronenhülle hindurchdringt und deshalb auch bei schweren Elementen den Kern erreichen kann. Es ist FERMI und seinen Mitarbeitern tatsächlich gelungen, β-Radioaktivität bei einer großen Zahl Elemente festzustellen (u. a. bei Na, Al, Si, Au, Ag). Das leichteste von ihnen war Fluor. Bei einigen konnte auch der chemische Nachweis der Kernreaktion erbracht werden.

Die hier auftretenden Reaktionsmöglichkeiten sollen am Beispiel des radioaktiven Vanadiumkernes $_{23}V^{52}$ erläutert werden. Er kann auf drei Arten erzeugt werden:

$$\left.\begin{array}{l} \text{a)}\ {}_{24}Cr^{52} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{23}V^{52} + {}_1H^1 \\ \text{b)}\ {}_{25}Mn^{55} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{23}V^{52} + {}_2He^4 \\ \text{c)}\ {}_{23}V^{51} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{23}V^{52} \end{array}\right\} {}_{23}V^{52} \rightarrow {}_{24}C^{52} + \beta. \quad (7)$$

In allen Fällen ist die Halbwertsdauer des zerfallenden Kernes dieselbe (4 Minuten), wie man ohne weiteres erwarten kann, wenn wirklich der gleiche Kern bei der Reaktion entsteht.

[1] E. FERMI, E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RASETTI und E. SEGRÈ, Proc. Roy. Soc. **146**, 483 (1934).

Die beiden ersten Fälle konnten chemisch verifiziert werden. Z. B. wurde $(NH_4)_2CrO_4$ bestrahlt unter Anwesenheit von Natriumvanadat. Durch Zusatz von NH_4Cl wurde Vanadium ausgefällt. Die Aktivität ging in den gefällten Niederschlag über. Ähnlich ist es im Falle (7 b).

Während die beiden ersten Fälle keine besonderen Schwierigkeiten für die theoretische Deutung bieten, ist es im dritten Falle schwer, die Einfangung eines Neutrons ohne Auslösung eines anderen Teilchens zu erklären, schon deshalb, weil Schwierigkeiten auftreten bezüglich der Erhaltung von Energie und Impuls gleichzeitig, da im allgemeinen bei jeder Vereinigung zweier Teilchen ein dritter Partner vorhanden sein muß, der den überschüssigen Impuls aufnimmt. Solche Fälle, in denen der radioaktive Kern mit dem beschossenen isotop ist, sind von FERMI noch bei Br, J, Ir und Au gefunden worden. In diesem Zusammenhang ist eine Beobachtung von L. MEITNER[1] bemerkenswert, die vielleicht eine Handhabe dafür gibt zu entscheiden, in welchen Fällen einer der verschiedenen Typen (7) bevorzugt wird. Während FERMI zu seinen Versuchen Neutronen benutzt, die aus Be durch α-Strahlen erzeugt wurden, findet L. MEITNER, daß Neutronen, die von γ-Strahlen des Radiums aus Be frei gemacht wurden, in Na, Al und Si keine künstliche Radioaktivität auslösen, wohl aber in J, Ag und Au. J und Au gehören nun gerade zu den Elementen, die bei FERMI nach dem Typus (7 c) reagieren (für Ag ist der Typus noch unbekannt). L. MEITNER deutet das Ergebnis in der Weise, daß die aus Be durch γ-Strahlung ausgelösten Neutronen so langsam seien, daß sie zwar eingebaut werden können, aber nicht mehr fähig seien, H- oder andere Teilchen auszuschleudern, daß also langsame Neutronen nur Reaktionen vom Typus (7 c) hervorrufen könnten. FERMI benutzt neben langsamen auch schnelle Neutronen, so daß für sie je nach Maßgabe des Ausgangsproduktes alle Typen möglich sind.

Besonders interessant ist noch das Element Uran, bei dem ebenfalls durch Neutronen Radioaktivität von der Halbwertsdauer 13 Minuten erzeugt wird. Nach chemischen Untersuchungen scheint das radioaktive Element die Ordnungszahl 93 zu besitzen. Man hätte also damit das periodische System nach oben fortgesetzt. Bestätigt sich diese Vermutung, so hätte man sich die Entstehung etwa so zu denken: Aus ${}_{92}U^{238}$ entsteht unter Einbau eines Neutrons nach (7 c) ${}_{92}U^{239}$; dieses zerfällt unter wahrscheinlich sehr schneller β-Emission und bildet das neue Element ${}_{93}{}^{*239}$, das dann mit 13 Minuten Halbwertsdauer weiter zerfällt. Aber die chemische Analyse ist nicht eindeutig, und es ist kürzlich von anderer Seite darauf hingewiesen worden[2], daß das chemische Verhalten eher einem Element 91 (Brevium) entspricht.

Bei vielen Elementen findet man eine Überlagerung mehrerer Halbwertsdauern. Es ist bisher noch nicht bekannt, ob diese Tatsache darauf beruht, daß ein Gemisch mehrerer verschiedener instabiler Kerne vorhanden ist, oder ob ein Kern in verschiedener Weise zerfallen kann, ähnlich wie es bei den „Verzweigungen" von Ra C nach Ra C′ und Ra C″ der Fall ist.

7. Positronen. Für die Positronen, denen ich mich nun nochmals zuwenden will, hatte ich schon eine Entstehungsmöglichkeit angegeben; sie bilden sich unter Umständen beim Zerfall künstlich radioaktiver Kerne von leichten Elementen. Ihre erste Entdeckung (1932) geschah aber bei Untersuchungen über die Höhenstrahlung, wo sie als Sekundärstrahlung der kosmischen Strahlen auftreten. Da jedoch einerseits die Natur der Höhenstrahlung selbst noch nicht völlig aufgeklärt ist und man anderseits keine Möglichkeit hat, mit ihnen unter wohldefinierten Verhältnissen zu experimentieren, war es von großer Bedeutung, daß auch andere Entstehungsarten für die Positronen gefunden wurden.

So lassen sich mit Sicherheit Positronen ebenfalls nachweisen, wenn harte γ-Strahlung von mindestens 10^6 eV auf Materie, etwa Blei, auffällt. Weiter beobachtet man außer Positronen noch Elektronen, wobei sich die Anzahl der positiven zu den negativen Teilchen etwa wie 1 : 10 verhält. Am überraschendsten ist die Tatsache, daß manchmal an einer und derselben Stelle genau gleichzeitig ein Positron und ein Elektron erzeugt wird, die in verschiedenen Richtungen davonfliegen. Wie sind diese Erscheinungen nun theoretisch zu deuten?

Die Theorie hatte das Positron schon lange vor seiner Entdeckung vorausgesagt. DIRAC erkannte nämlich, daß die Grundannahmen der Quantentheorie zu der unabweisbaren Folgerung führen, daß schnelle Elektronen unter Umständen auch in Zuständen negativer kinetischer Energie existieren können. Ein negativ geladenes Teilchen mit negativer kinetischer Energie benimmt sich nun im elektromagnetischen Feld genau so wie ein positiv geladenes Teilchen mit der physikalisch allein sinnvollen positiven Energie, eben wie ein Positron. Nachdem diese sehr spekulativ klingende Theorie durch die Entdeckung des Positrons eine anschauliche Grundlage und erste experimentelle Bestätigung gefunden hatte, durfte man erwarten, daß auch weitere Folgerungen aus ihr sich in der Erfahrung bestätigen lassen. Eine dieser Folgerungen ist die, daß beim Stoß eines Positrons mit einem Elektron die Möglichkeit besteht, daß, wie man sich ausdrückt, eine „Zerstrahlung" stattfindet. Die gesamte Energie der beiden Partikeln, sowohl kinetische Energie als auch die Masse selbst, verschwindet als solche und wird ganz in Energie $h\nu$ von γ-Strahlung, also von Wellenstrahlung, umgesetzt. Man sieht, daß dabei der Energiesatz gültig bleibt; außerdem bleibt auch die elektrische Ladung erhalten, denn die positive und die negative Ladung der Partikeln neutralisieren sich zu einem γ-Quant, das selbstverständlich keine Ladung tragen kann. Die Theorie liefert weiter die Forderung, daß der angedeutete Zerstrahlungsprozeß nur dann stattfindet, wenn die Partikeln

[1] L. MEITNER, Naturwiss. **22**, 759 (1934).

[2] A. v. GROSSE u. M. AGRUSS, Phys. Rev. **46**, 241 (1934).

nur noch geringe Geschwindigkeit besitzen. Ihre Energie besteht dann im wesentlichen aus der Ruhenergie $mc^2 + mc^2$, das sind rund 10^6 eV, die man im γ-Strahl wiederfinden muß. Dabei ist aber noch zu bedenken, daß die Partikeln wegen ihrer geringen Geschwindigkeit praktisch keinen Impuls an die Strahlung abgeben. Da aber ein einzelnes γ-Quant den Impuls $\frac{h\nu}{c}$ hat, muß man erwarten, daß nicht ein γ-Quant auftritt, sondern zwei mit entgegengesetztem Impuls, von denen jedes die Hälfte der Energie, also $^1/_2 \cdot 10^6$ eV, übernimmt. Tatsächlich wurden bei Bleibeschießung von CURIE und JOLIOT γ-Strahlen beobachtet, deren Energie rund $0{,}49 \cdot 10^6$ eV betrug; die Ausbeute an γ-Quanten variierte bei verschiedenen Beobachtungen zwischen 1,6 und 3 Quanten je Positron, was innerhalb der hier sehr großen Fehlergrenzen als übereinstimmend mit der Theorie angesehen werden darf. Wenn nur ein einziges Quant von 10^6 eV entstehen soll, dann muß dessen Impuls an ein anderes Gebilde übertragen werden; als solches kann ein Atomkern wirken, so daß der letztere Prozeß nur beim Stoß von Positronen auf an Kerne gebundene Elektronen stattfinden kann. Dieser Prozeß ist weniger häufig als die Zerstrahlung an freien Elektronen.

Auch die umgekehrten Prozesse sind möglich: Zwei γ-Quanten oder, was wahrscheinlicher ist, ein γ-Quant in Kernnähe verwandelt sich in ein Paar von positiven und negativen Elektronen. Das ist aber gerade das, was die schon erwähnte Beobachtung über die gleichzeitige Entstehung eines Positrons und eines Elektrons ergab. Auch die dabei gemessenen Energieverhältnisse sind mit dieser Deutung der Versuche in Einklang: Die experimentell gefundene Mindestenergie, die zur Entstehung eines Paares notwendig ist, beträgt tatsächlich 10^6 eV, d. h. sie entspricht genau der Ruhenergie $2\,mc^2$ des Paares. Bestrahlt man irgendeine Substanz mit γ-Strahlen des Th C″ von $2{,}6 \cdot 10^6$ eV, so erhält man Paare, deren kinetische Energien maximal $1{,}6 \cdot 10^6$ eV betragen; die Differenz von $1 \cdot 10^6$ eV wird zur Erzeugung des Paares verwandt. Photoelektrisch ausgelöste Einzelelektronen, die also nichts mit einem Zerstrahlungsprozeß zu tun haben, können natürlich höhere Energien aufweisen, maximal bis $2{,}6 \cdot 10^6$ eV (beobachtet sind $2{,}5 \cdot 10^6$ eV). Genaue Energiebestimmungen erlaubten neuerdings CHADWICK und Mitarbeitern eine Berechnung der Masse des Positrons. Danach ist die Positronenmasse vielleicht etwas größer als die des Elektrons, und zwar um 2%; jedoch ist die Fehlergrenze etwa 10%, so daß eine etwaige Differenz der beiden Massen kaum mit Wahrscheinlichkeit behauptet werden kann.

8. Der radioaktive β-Zerfall. Es sei nun noch auf einen hiermit eng zusammenhängenden Problemkreis eingegangen, nämlich den radioaktiven β-Zerfall. Hier sind zwei Hauptschwierigkeiten vorhanden.

1. Warum werden β-Teilchen, d. h. negative Elektronen, ausgesandt, während doch im Kern nur Neutronen und Protonen vorkommen sollen?

2. Die Geschwindigkeiten der β-Teilchen bilden ein kontinuierliches Spektrum mit einer oberen Grenze. Die Tatsache eines kontinuierlichen Spektrums ist deshalb erstaunlich, weil man genau weiß, daß der Kern nur in einem und demselben bestimmten Zustand zurückbleibt; denn andernfalls müßte der durch den Zerfall neugebildete Kern in ganz verschiedener Weise weiter zerfallen, je nach dem Zustand, den er durch die Aussendung eines β-Teilchens von nicht eindeutig festgelegter kinetischer Energie erhalten hat. Dies ist aber nicht der Fall. Man könnte zunächst denken, daß die Elektronen alle mit einheitlicher Geschwindigkeit aus dem Kern austräten, aber auf ihrem Wege durch Absorption (Verwandlung in Wärmeenergie) Energie abgäben. Kalorimetrische Messungen von ELLIS haben eindeutig bewiesen, daß eine solche Wärmetönung nicht auftritt.

Das erste Dilemma, das Austreten der Elektronen aus dem Kern, suchen BECK und SITTE dadurch zu lösen, daß sie annehmen, es werde durch harte γ-Strahlung aus der Umgebung des Kerns (von benachbarten Kernen, γ-Strahlung des eigenen Kerns selbst, durchdringende Höhenstrahlung) ein Positron und ein Elektron gebildet nach demselben Mechanismus, den ich oben geschildert habe. Das Positron werde gleich wieder absorbiert, das Elektron fliege heraus. Die Energie, die beim Zerfall frei wird, verteilt sich nun auf Positron und Elektron in verschiedener Weise, so daß gleichzeitig die Tatsache des kontinuierlichen β-Spektrums verständlich wird. Bei genauerem Zusehen findet man aber, was BECK und SITTE auch nicht entgangen ist, daß hierbei der Energiesatz verletzt wird. Denn das Positron gibt seine Energie gemäß der Voraussetzung der sofortigen Wiederabsorption wieder an den Kern ab, so daß letzten Endes der Kern auch in kontinuierlich verschiedenen Energiezuständen zurückbleiben müßte, was, wie schon oben gesagt, nicht der Fall ist. Der gegebenen Deutung des Kontinuums ist also der physikalische Boden entzogen, wenn sich damit auch rechnerisch einige interessante Folgerungen ziehen lassen; so wird unter anderem aus der Form der Energieverteilungskurve berechnet, daß die Kerne beim Zerfall nicht im Grundzustand, sondern in angeregten Zuständen sich befinden sollen. Ein unabhängiges experimentelles Kriterium dafür fehlt bisher.

Im Gegensatz hierzu gibt FERMI eine andere, sehr elegante Theorie, die den Energiesatz nicht verletzt. Er faßt formal die Aussendung von β-Teilchen als ein Analogon auf zu der Aussendung eines $h\nu$-Quants beim Übergang eines Atoms von einem angeregten Zustand der äußeren Hülle in den Grundzustand. Bei FERMI gelten Proton und Neutron nach HEISENBERGS grundlegender Methode sozusagen als zwei verschiedene Zustände des Kerns. Geht das Neutron in ein Proton über (das ist, wie schon früher erwähnt, nicht als Zerfall zu denken!), dann entsteht irgendwo außerhalb, aber in der Nähe des Kernes ein Elektron, welches als β-Teilchen hinausfliegt. Um den Energiesatz aufrecht zu erhalten, wird weiter ein neues hypothetisches Teilchen, das Neutrino, angenommen, das

eine Masse höchstens von der Größenordnung der Elektronenmasse haben soll, aber ungeladen ist. Die zur Verfügung stehende Gesamtenergie verteilt sich nach Zufall auf Neutrino und Elektron, die beide ausgeschleudert werden; man beobachtet daher Elektronen aller Geschwindigkeiten bis zu einer Maximalgeschwindigkeit, die durch die Differenz der Kernenergien vor und nach dem Zerfall gegeben ist. Das Neutrino selbst entzieht sich infolge seiner Neutralität und kleinen Masse, also großen Durchdringungsfähigkeit, jedem Nachweis. Aus der Form der Energieverteilungskurven des β-Strahlspektrums folgt für die Masse des Neutrinos qualitativ, daß sie von Null nur wenig abweicht; sie wird daher von Fermi direkt gleich Null gesetzt. Die Theorie läßt ferner erkennen, daß nicht jeder Neutron-Proton-Übergang gestattet ist; es gibt vielmehr in erster Näherung erlaubte und verbotene Übergänge, wobei solche Übergänge erlaubt sind, bei denen der Kernspin unverändert bleibt.

Aus der Fermischen Theorie folgt eine an der Erfahrung prüfbare Beziehung zwischen der mittleren Lebensdauer des Kernes und dem maximalen Impuls der β-Strahlen, deren Produkt nämlich für alle Kerne konstant sein muß, d. h. längerer Lebensdauer entspricht niedrigere β-Energie. Tatsächlich ist diese Beziehung für eine Reihe von β-Strahlern nahezu erfüllt. Eine andere Gruppe zeigt unter sich zwar auch konstante Werte für das genannte Produkt, die aber etwa hundertmal so groß sind wie bei der ersten Gruppe. Bei dieser zweiten Gruppe sind nun die Lebensdauern wesentlich größer; in Fig. 3 liegen diese Kerne auf der Geraden II. Das führte Fermi zu der Deutung, daß es sich bei dieser um Fälle handelt, in denen die Theorie die Übergänge von Neutron zu Proton in erster Näherung verbietet, so daß sie in Wirklichkeit nur sehr selten stattfinden. Mutatis mutandis muß sich natürlich die Fermische Theorie auch auf den Positronenzerfall anwenden lassen.

Trotz dieser qualitativen Bestätigung läßt auch die Fermische Theorie, abgesehen von der rein hypothetischen Natur des Neutrinos, wesentliche Fragen ungeklärt. Aus der empirisch ermittelten Größe von Lebensdauer mal Maximalimpuls folgt nämlich eine unverständlich geringe Wechselwirkungsenergie zwischen den schweren und leichten Kernbestandteilen.

Zum Schluß möchte ich noch auf folgendes hinweisen. In dem ganzen Bericht ist immer von Partikeln gesprochen worden, obwohl wir heute wissen, daß, besonders in der Welt der Atome, das Partikelbild durch die Wellenvorstellung zu ergänzen ist. Daß im großen und ganzen trotzdem die Ergebnisse von Theorie und Experiment weitgehend in der Sprache der Partikelphysik beschrieben werden konnten, liegt daran, daß zu fast allen Schlüssen nur der Energiesatz benutzt wurde, der aber gerade auch in der Wellenmechanik in aller Strenge gilt. Die Heisenbergschen Ungenauigkeitsrelationen werden erst dann eine Rolle spielen, wenn man die Dynamik des Kernes verstehen will und nicht nur Energiebeziehungen betrachtet.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

Optik der Röntgenstrahlen. I. Bericht von Dr. H. Steps in Jena.

I. Geschichtliches.

Wenn wir heute wissen, daß die Röntgenstrahlen genau wie die gewöhnlichen Lichtstrahlen elektromagnetischer Natur sind, nur mit dem einzigen Unterschiede, daß erstere eine kürzere Wellenlänge besitzen, so ist der Weg, der zu dieser Erkenntnis geführt hat, ein recht langer gewesen. Gleich nach ihrer Entdeckung vermutete man zwar ein dem sichtbaren Licht ähnliches Verhalten und suchte deshalb auch bei ihnen nach den in der gewöhnlichen Optik auftretenden Erscheinungen der Interferenz, der Beugung, der Reflexion und der Polarisation. Schon Röntgen selbst versuchte, eine Brechung mittels Prismen aus Wasser, Glimmer, Hartgummi und Aluminium nachzuweisen, jedoch waren seine Untersuchungen von keinem Erfolge gekrönt. Ähnlich ist es dann in den folgenden Jahren anderen Forschern ergangen. Wie wir heute wissen, liegt das Versagen aller dieser Versuche nicht etwa in der Natur der Röntgenstrahlen begründet, sondern darin, daß die damaligen Hilfsmittel nicht ausreichten, um positive Ergebnisse zu liefern. Eine Reihe äußerst sorgfältiger Untersuchungen wurde ausgeführt, um eine Beugung der Röntgenstrahlen an engen Spalten nachzuweisen, weil man dadurch den gewünschten Aufschluß über die Wellennatur oder gar eine Wellenlängenmessung erhoffte. Die Ergebnisse waren zum größten Teile negativ; einige photographische Aufnahmen zeigten zwar eine geringe Verbreiterung des Spaltbildes, die als Beugung gedeutet wurde. Nach eingehender Prüfung stellte sich jedoch heraus, daß die Verbreiterung auf einer optischen Täuschung beruhte. Auf alle diese vergeblichen Versuche folgten dann im Jahre 1912 die für die gesamte Physik so grundlegenden Untersuchungen v. Laues und seiner Mitarbeiter[1], denen es gelang, die Wellennatur der Röntgenstrahlen durch Interferenz eindeutig nachzuweisen und zum ersten Male eine genaue Wellenlängenbestimmung auszuführen. Diese Entdeckung wurde zum Ausgangspunkt für die Entwicklung zweier wichtigen Zweige der physikalischen Forschung: der Röntgenspektroskopie und der Kristallstruktur. Von W. H. und W. L. Bragg[2] wurden die Laueschen Kristallinterferenzversuche in etwas abgeänderter Form aufgenommen und führten zu dem nach ihnen benannten „Braggschen" Gesetz. Abweichungen von diesem Gesetz, die als Brechung der Röntgenstrahlen gedeutet wurden, stellte dann Stenström[3] im Jahre 1919 fest. Diese Untersuchungen wurden von mehreren Seiten weiter geführt und ermöglichten aus den Abweichungen vom Braggschen Gesetz eine Bestimmung des Brechungsindex. Eine wichtige Entdeckung machte 1922

[1] W. Friedrich, P. Knipping u. M. v. Laue: Sitzungsber. Bayr. Akad. Wiss. **1912**, 303.

[2] W. L. Bragg: Nature **90**, 410 (1912).

[3] W. Stenström: Experimentelle Untersuchung der Röntgenspektra. Dissert. Lund, 1919.

A. H. COMPTON[1], nämlich die Totalreflexion der Röntgenstrahlen. SIEGBAHN und seinen Mitarbeitern[2] gelang es 1924, den Nachweis der Brechung der Röntgenstrahlen in einem Glasprisma zu erbringen. In den darauf folgenden Jahren setzte nun eine systematische Bearbeitung der Optik der Röntgenstrahlen ein, deren Ergebnisse im Verlaufe der weiteren Ausführungen dargestellt werden sollen.

II. Interferenz der Röntgenstrahlen in Kristallen.

Die bereits erwähnten Untersuchungen v. LAUES und seiner Mitarbeiter über die Beugung der Röntgenstrahlen und die Bestimmung ihrer Wellenlänge gehen auf folgende Überlegungen zurück. In der Kristallographie war seit 1850 (BRAVAIS) die Ansicht vertreten, daß die Atome oder Moleküle eines Kristalls in einem regelmäßigen Raumgitter angeordnet sein sollten. Aus der Zahl L der in einem Mol vorhandenen Atome und der Masse eines einzelnen Atoms läßt sich das Volumen, das in einem solchen Raumgitter einem einzelnen Atom zukommt, bestimmen. Für den Steinsalzkristall würde sich z. B. ergeben: 1 Mol NaCl = 23 g (Na) + 35.5 g (Cl) = 58.5 g. Da $L = 6 \cdot 10^{23}$ Moleküle pro Mol ist, so folgt für die Masse eines Moleküls $\frac{58{,}5}{6 \cdot 10^{23}}$ g. Das auf jedes Atom kommende Volumen sei V. Für das gewählte Beispiel entfällt auf die eben berechnete Masse $\frac{58{,}5}{6 \cdot 10^{23}}$ g das Volumen $2\,V$. Die Masse, dividiert durch das Volumen, ergibt aber die makroskopische Dichte ϱ, die für NaCl = 2,16 ist. Wir erhalten dann: $\varrho = \frac{58{,}5}{6 \cdot 10^{23} \cdot 2\,V} = 2{,}16$. Aus dieser Gleichung läßt sich ohne weiteres die Größe V bestimmen. Nimmt man nun als einfachsten Fall an, daß das Volumen V eines Atoms Würfelgestalt habe, so ist der Abstand zweier benachbarter Atome d gleich der Kantenlänge des Würfels, der sich zu $d = \sqrt[3]{\frac{58{,}5}{6 \cdot 10^{23} \cdot 2 \cdot 2{,}16}} = 2{,}8 \cdot 10^{-8}$ cm ergibt.

Dieser von v. LAUE berechnete Abstand zweier benachbarter Atome im Kristall ist von der gleichen Größenordnung wie die auf Grund der Quantentheorie in den Jahren vorher geschätzten Wellenlängen der Röntgenstrahlen, die einen Wert von etwa 10^{-9} cm erwarten ließen. Deshalb sollten sich gerade diese Raumgitter grundsätzlich zu Beugungsversuchen eignen, denn um an einem Beugungsgitter mit der Gitterkonstante 10^{-8} cm beobachtbare Interferenzerscheinungen zu erhalten, muß die Strahlung gerade diese Wellenlänge haben.

Die hierauf von FRIEDRICH und KNIPPING vorgenommenen bahnbrechenden Versuche zeigten in der Tat die wunderbare Bestätigung der Richtigkeit der Auffassung von dem regelmäßigen Bau der Kristalle, sowie der Wellennatur der Röntgenstrahlen. Ihre Versuchsanordnung sei kurz geschildert. Die von der Röntgenröhre kommende Strahlung wurde durch mehrere Blenden bis auf ein etwa 1 mm starkes Bündel ausgeblendet und traf dann senkrecht auf eine dünne Kristallplatte. Der Hauptteil der Strahlung ging ohne Richtungsänderung durch die Kristallplatte hindurch und fiel auf eine in einigen Zentimetern Abstand befindliche photographische Platte. Ein weiterer Teil der Strahlung ging auch durch Streuung in alle möglichen Richtungen des Raumes verloren. Nach mehreren Stunden Belichtungszeit zeigten die entwickelten Platten um den zentralen Durchstoßungspunkt des Strahlenbündels symmetrisch liegende punktförmige Schwärzungsstellen, wie sie v. LAUE vorausgesagt hatte. Solche „Punktdiagramme" sind ja wohl hinreichend bekannt, so daß auf eine Wiedergabe an dieser Stelle verzichtet werden kann. Im Anschluß an diese Untersuchungen hat v. LAUE die Theorie zu derartigen Raumgitterinterferenzen gegeben. Faßt man den Kristall als aus einer Anzahl schwingungsfähiger Punkte bestehend auf, die regelmäßig im Raumgitter angeordnet sind, so regt die einfallende Strahlung diese Gebilde zum Mitschwingen an mit derselben Frequenz, wie sie die einfallende Strahlung besitzt. Da die schwingenden Punkte gegeneinander eine bestimmte Phasenverschiebung haben und als sekundäre Schwingungssysteme wirken, so werden sich die von ihnen ausgehenden Schwingungen in gewissen Richtungen durch Interferenz verstärken, in anderen auslöschen.

Betrachten wir zunächst die längs einer Geraden angeordnete Reihe von punktförmig gedachten Atomen, so liegt damit die Analogie zum optischen Beugungsgitter vor. (An Stelle der Gitterspalte sind nur die in den Gitterpunkten sitzenden Atome getreten.) Es wird dann durch Interferenz eine Verstärkung eintreten, wenn der Gangunterschied der von zwei benachbarten Gitterpunkten abgebeugten Strahlen gleich einem ganzen Vielfachen der Wellenlänge λ ist. Die Bedingung hierfür lautet:

$$a\,(\alpha - \alpha_0) = h_1 \cdot \lambda, \qquad (1)$$

wobei a den Abstand zweier benachbarter Gitterpunkte, α und α_0 die Richtungskosinus der gebeugten und der einfallenden Strahlung, beide bezogen auf die betrachtete Gerade, und h_1 eine ganze Zahl bedeuten. Im Kristall liegt aber ein Raumgitter vor, so daß wir die beiden anderen Dimensionen noch berücksichtigen müssen. Der Einfachheit halber nehmen wir ein kubisches Gitter an, wo a in allen 3 Richtungen gleich ist.

Für die beiden anderen Richtungen ergibt sich in gleicher Weise:

$$a\,(\beta - \beta_0) = h_2 \cdot \lambda \quad \text{und} \quad a\,(\gamma - \gamma_0) = h_3 \cdot \lambda.$$

Aus diesen 3 Gleichungen und der Bedingung $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$, bzw. $\alpha_0^2 + \beta_0^2 + \gamma_0^2 = 1$, läßt sich für die Wellenlänge λ die Beziehung aufstellen:

$$\lambda = -2\,a\,\frac{h_1\alpha_0 + h_2\beta_0 + h_3\gamma_0}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}. \qquad (2)$$

[1] A. H. COMPTON: Philos. Magazine 45, 1121 (1923).

[2] A. LARSSON, M. SIEGBAHN u. J. WALLER: Naturwiss. 52, 1212 (1924).

Hieraus folgt, daß für jeden Interferenzpunkt, der durch h_1, h_2, und h_3 bei gegebener Einfallsrichtung (α_0, β_0, und γ_0) festgelegt ist, die Wellenlänge eindeutig bestimmt ist. Das Raumgitter eines Kristalls besitzt somit die Eigenschaft, aus dem auffallenden Strahlengemisch in einer bestimmten Richtung nur eine ganz bestimmte Wellenlänge abzubeugen. Auf einer photographischen Aufnahme entsprechen die einzelnen Schwärzungspunkte daher monochromatischer Strahlung. Anderseits können bei Verwendung monochromatischer Röntgenstrahlung nur bei ganz bestimmten Orientierungen des Kristalls Interferenzen auftreten.

Eine Bestimmung von Wellenlängen ist mit der eben beschriebenen Versuchsanordnung grundsätzlich möglich, eine eindeutige Messung erfordert jedoch die Kenntnis der Anordnung der Atome im Kristall, d. h. der Kristallstruktur. Hier sind es W. H. und W. L. BRAGG gewesen, denen wir umfangreiche systematische Untersuchungen über die Erforschung der Strukturen der verschiedensten Kristalle verdanken.

III. Die BRAGGsche Gleichung.

W. H. und W. L. BRAGG[1] wiesen die Interferenz in Kristallen bei Röntgenstrahlen auf etwas andere Weise nach. Sie konnten zeigen, daß an gewissen Ebenen eines Kristalls, den sog. Netzebenen, eine „Spiegelung" der auffallenden Strahlung nach denselben Gesetzen, wie sie für die gewöhnliche optische Spiegelung gelten, eintreten kann. Als Netzebene wird jede durch das Raumgitter gelegte Ebene bezeichnet, die durch benachbarte Gitterpunkte hindurchgeht. Ein Unterschied der Spiegelung der Röntgenstrahlen an einer solchen Netzebene gegenüber der Spiegelung im sichtbaren Gebiet besteht aber darin, daß erstere nur unter ganz bestimmten Bedingungen erfolgen kann. W. H. BRAGG stellte diese Bedingung auf und gelangte dabei zu einer überaus einfachen Formel, die zur Grundlage der Röntgenspektroskopie wurde und dann nach ihm als BRAGGsche Gleichung benannt wurde. Sie lautet:

$$2d \sin \vartheta = n \cdot \lambda. \tag{3}$$

Es bedeuten hierbei: λ die Wellenlänge, ϑ den Winkel zwischen einfallendem Strahl und Netzebene, d den Abstand der Netzebenen und n eine ganze Zahl, die die Ordnung bezeichnet. Ist im besonderen $n = 1$, so sprechen wir von einer Reflexion 1. Ordnung. Durch einen Kristall lassen sich eine Reihe von Systemen einander paralleler Netzebenen legen. (Diese brauchen keineswegs etwa immer den äußeren Begrenzungen parallel zu laufen.) An jedem solchen System tritt eine Spiegelung ein, wenn die oben genannte Beziehung zwischen Wellenlänge, Einfallswinkel und Netzebenenabstand besteht.

Die BRAGGsche Gleichung ist übrigens bereits in den von M. v. LAUE abgeleiteten Formeln enthalten, wie sich leicht theoretisch einsehen läßt. Die Entstehung der LAUEschen Interferenzpunkte läßt sich damit auch durch eine Spiegelung der Röntgenstrahlen an den inneren Atomebenen erklären.

Die BRAGGsche Gleichung stellt, wie bereits erwähnt, die Grundgleichung der Röntgenspektroskopie dar, zu jeder in einem Strahlengemisch vorhandenen Wellenlänge λ gehört ein ganz bestimmter Reflexionswinkel ϑ. Durch Bestimmung der Reflexionswinkel ϑ ist die Festlegung der Wellenlänge bei bekanntem d möglich. Anderseits ist damit auch ein einfaches Mittel gegeben, monochromatische Strahlung herzustellen.

W. H. und W. L. BRAGG[1] führten dann umfangreiche Untersuchungen auf Grund der von ihnen gefundenen Gleichung aus, bestimmten die Kristallstruktur verschiedener Kristalle und leisteten damit die Ermittlung der Größe d in Gleichung (3). Nach diesen grundlegenden Arbeiten war es möglich, exakte Wellenlängenmessungen der Röntgenstrahlen auszuführen, an denen im besonderen die SIEGBAHNsche Schule den größten Anteil hat. Ihre Versuchsanordnung wurde später in den verschiedensten Weisen verändert und verbessert. Erwähnt sei noch, daß die BRAGGsche Gleichung auch die Grundlage der von DEBYE, SCHERRER[2] und HULL[3] entdeckten Kristallpulverinterferenzen bildet.

IV. Abweichungen vom BRAGGschen Gesetz.

Bei den mit immer größerer Genauigkeit ausgeführten röntgenspektroskopischen Messungen stellte schließlich STENSTRÖM[4] kleine, aber systematisch auftretende Abweichungen vom BRAGGschen Gesetz fest. Seine Untersuchungen ergaben, daß der Ausdruck

$$\frac{\sin \vartheta_n}{n} = \frac{\lambda}{2d}, \tag{4}$$

der nach BRAGG, wie ersichtlich, für eine bestimmte Wellenlänge λ in sämtlichen Ordnungen konstant sein sollte, dies jedoch nicht war. Vielmehr zeigte sich, daß die höheren Ordnungen kleinere Werte als die ersten Ordnungen und damit kleinere Wellenlängen lieferten. STENSTRÖM erklärte diese Abweichungen durch die Annahme einer Brechung der einfallenden Röntgenstrahlen an der Kristallfläche. Es war ihm sogar möglich, die Brechungsindizes für die von ihm untersuchten Zucker- und Gipskristalle anzugeben, wobei sich ein Brechungsindex etwas kleiner als Eins ergab.

Wenn auch die von STENSTRÖM gefundenen Abweichungen vom BRAGGschen Gesetz nur sehr gering waren, so gelang es wenig später DAVIS und seinen Mitarbeitern[5], durch Ver-

[1] W. H. u. W. L. BRAGG: Proceed. Roy. Soc. (London) 88, 428 (1913).

[1] W. H. u. W. L. BRAGG: X-Rays and Crystal Structure, London 1918.

[2] P. DEBYE u. P. SCHERRER: Gött. Nachr. 1916. Physik. Zeitschr. **17**, 271 (1916); **18**, 291 (1917).

[3] A. W. HULL: Amer. Phys. Soc. **1917**.

[4] STENSTRÖM: Diss. Lund 1919.

[5] B. DAVIS u. TERRIL: Philos. Magazine **45**, 463 (1923).

besserung der Versuchsanordnung weit größere Abweichungen festzustellen. Recht umfangreiche Untersuchungen höchster Präzision unternahmen dann HJALMAR[1] und schließlich LARSSON[2], der an Glimmerkristallen für die CuK_α-Strahlung die folgenden Abweichungen fand (Tabelle 1).

Tabelle 1.

Ordnung n	ϑ_n	$\log \frac{\sin \vartheta_n}{n}$
1	4° 26′ 27,2″	0,888 9123 — 2
2	8° 53′ 56,1″	4373
3	13° 24′ 52,7″	3601
5	22° 44′ 39,2″	3120
7	32° 46′ 0,0″	2751
9	44° 5′ 33,5″	2547
11	58° 16′ 1,9″	2868

Daß die BRAGGsche Gleichung nur eine Näherung darstellt, war bereits in der von C. G. DARWIN[3] und P. P. EWALD[4] entwickelten dynamischen Theorie der Röntgenstrahlinterferenzen ausgesprochen worden. Aus dieser Theorie folgt, daß eine Netzebene nicht nur genau unter dem BRAGGschen Winkel reflektiert, sondern eine gewisse Anpassungsfähigkeit besitzt. Unter Berücksichtigung dieses Verhaltens muß die BRAGGsche Gleichung lauten:

$$n \cdot \lambda_0 = 2 d \sin \vartheta'_n. \tag{5}$$

λ_0 bedeutet die Wellenlänge im Vakuum. Der Winkel ϑ'_n weicht vom ursprünglichen BRAGGschen Winkel ϑ_n ab um den Betrag:

$$\Delta \vartheta = \frac{2 \delta}{\sin 2 \vartheta_n}. \tag{6}$$

Die Größe δ ist dabei durch die Beziehung:

$$\delta = \frac{e^2}{2 \pi c^2 m} \sum_i \frac{N_i}{\nu^2 - \nu_i^2} \tag{7}$$

definiert. $\left(e, m\right.$ Ladung und Masse des Elektrons, N_i Zahl der Elektronen mit der Eigenfrequenz ν_i $\left.\left[\nu = \frac{1}{\lambda}\right]\right)$.

Nach EWALD schließt sich an den BRAGGschen Winkel ϑ einseitig ein Gebiet der Totalreflexion von der Größe $2 \Delta \vartheta$ an, in dem die vom Kristall reflektierte Energie 100% beträgt (Fig. 1[5]). Hervorgehoben werden muß, daß sich diese Verhältnisse nur an idealen Kristallflächen vorfinden. Durch etwaige Kristallbaufehler (Mosaikstruktur) treten sofort Störungen auf.

[1] E. HJALMAR: Zeitschr. Physik **15**, 65 (1923).
[2] A. LARSSON: Ark. Math., Astr. o. Fys. **19** (A), 14 (1925). — Zeitschr. Physik **35**, 401 (1926); **41**, 507 (1927). — Uppsala Univ. Arskr. 1929.
[3] C. G. DARWIN: Philos. Magazine **27**, 318 (1914).
[4] P. P. EWALD: Ann. Physik **54**, 519, 557 (1917). — Zeitschr. Physik **2**, 332 (1920). — **30**, 1 (1926). — Physik. Zeitschr. **21**, 617 (1920).
[5] Fig. 1 wurde dem Buch entnommen: SIEGBAHN: Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. Aufl. Berlin: Julius Springer 1931.

Inwieweit sich hierbei noch Temperatur und Absorption bemerkbar machen, wurde theoretisch von WALLER[1] und PRINS[2] untersucht.

Aus den Gleichungen (5) und (6) erhält man durch einige Umformungen:

$$n \cdot \lambda_0 = 2 d \left[1 - \frac{4 d^2}{n^2} \frac{\delta}{\lambda_0^2}\right] \sin \vartheta_n. \tag{8}$$

(ϑ_n bedeutet dann den experimentell ermittelten Reflexionswinkel der betreffenden Ordnung.)

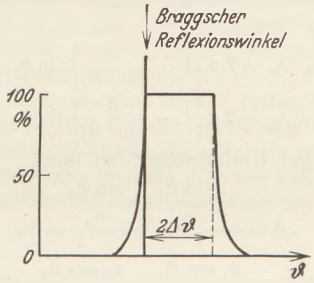


Fig. 1. BRAGGsche Reflexion nach EWALD.

Durch Vergleichung mit der ursprünglichen BRAGGschen Gleichung (3) findet man, daß die neue erweiterte aus der alten hervorgeht, indem man eine neue Gitterkonstante einführt:

$$d' = d \left[1 - \frac{4 d^2}{n^2} \frac{\delta}{\lambda_0^2}\right]. \tag{9}$$

Man gelangt übrigens zu genau denselben Ergebnissen, die auf Grund der EWALDschen Theorie der Röntgenstrahlinterferenzen erhalten worden sind, wenn man, wie es STENSTRÖM als Deutung

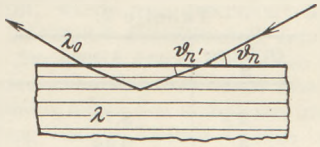


Fig. 2. Zum Brechungsgesetz.

seiner Ergebnisse vorgeschlagen hat, eine Brechung der Röntgenstrahlen an der Kristalloberfläche annimmt (Fig. 2).

Das Brechungsgesetz lautet:

$$\mu = \frac{\cos \vartheta_n}{\cos \vartheta'_n} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \tag{10}$$

(λ = Wellenlänge im Kristall).

Bezeichnet man mit δ den Unterschied des Brechungsindex μ von 1, der im allgemeinen von der Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-6} ist, so ergibt sich:

$$1 - \delta = \frac{\cos \vartheta_n}{\cos \vartheta'_n}. \tag{11}$$

Aus dem BRAGGschen Gesetz

$$n \cdot \lambda = 2 d \sin \vartheta'_n$$

und der Gleichung (11) folgt:

$$n \cdot \lambda_0 = 2 d \left[1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n}\right] \sin \vartheta_n \tag{12}$$

[1] J. WALLER: Ann. Physik **83**, 153 (1927).
[2] J. PRINS: Zeitschr. Physik **63**, 477 (1930).

oder

$$n \cdot \lambda_0 = 2\,d\left[1 - \frac{4\,d^2}{n^2} \cdot \frac{\delta}{\lambda_0^2}\right] \sin \vartheta_n, \qquad (13)$$

wenn man höhere Potenzen von δ vernachlässigt. Durch Vergleichung mit (8) erkennt man, daß man zu demselben Ergebnis gelangt ist.

Die Gleichung (12) kann dazu dienen, eine Messung des Brechungsindex, bzw. der Größe δ, vorzunehmen, wenn man für zwei verschiedene Ordnungen die Reflexionswinkel ermittelt.

Es ergibt sich:

$$n_1 \cdot \lambda_0 = 2\,d\left[1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_1}\right] \sin \vartheta_1,$$

$$n_2 \cdot \lambda_0 = 2\,d\left[1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_2}\right] \sin \vartheta_2.$$

Nach einiger Umformung folgt dann

$$\delta = \frac{\dfrac{\sin \vartheta_1}{n_1} - \dfrac{\sin \vartheta_2}{n_2}}{\dfrac{1}{n_1 \sin \vartheta_1} - \dfrac{1}{n_2 \sin \vartheta_2}}. \qquad (14)$$

Soll nun die neue BRAGGsche Gleichung Gültigkeit haben, so müßten die für die verschiedenen Ordnungen ermittelten Werte von δ übereinstimmen. Hierüber liegen eine große Anzahl sehr sorgfältiger Untersuchungen der SIEGBAHNschen Schule (LARSSON[1], KELLSTRÖM[2]) vor, nach deren Ergebnissen geschlossen werden muß, daß die verbesserte BRAGGsche Gleichung der Wirklichkeit entspricht und unbedingt gültig ist. LARSSON gibt für die bereits in Tabelle 1 aufgezeichneten Reflexionswinkel ϑ_n der verschiedenen Ordnungen folgende Werte von δ an (CuK_{α_1}) (Tabelle 2):

Tabelle 2.

Ordnung n	$\delta \cdot 10^6$
2	8,74
3	9,44
5	8,62
7	8,97
9	9,19
11	8,70

Mittelwert: $8{,}94 \cdot 10^{-6}$

Während die Untersuchungen der SIEGBAHNschen Schule an solchen Kristallen vorgenommen wurden, deren Oberfläche parallel zu den Atomebenen lag (derartige Kristalle finden allgemein in der Spektroskopie Verwendung), haben DAVIS und Mitarbeiter[3] eine Methode angegeben, um eine größere Brechung zu erhalten. Sie schliffen die Kristalle so weit an, daß, wenn der einfallende Strahl die reflektierende Netzebene unter dem BRAGGschen Winkel trifft, er fast streifend auf die Kristalloberfläche gelangt. SIEGBAHN bezeichnet diesen Fall als „unsymmetrische Reflexion" im Gegensatz zu der zuvor besprochenen symmetrischen. Die hierbei auftretenden Abweichungen waren um mehrere Größenordnungen höher als bei symmetrischer Reflexion. So fand NARDROFF[1] an Eisenpyritkristallen mit dieser Anordnung Abweichungen vom BRAGGschen Winkel um etwa 3′, während bei symmetrischer Reflexion nur eine solche von 5″ angegeben wird.

Auch von LARSSON liegen in seiner Dissertation wiederum Ergebnisse vor, die mittels einer weiteren, etwas abgeänderten Methode gewonnen wurden. Sie alle hatten die Bestimmung der Größe δ zum Gegenstand. Außerdem wurde vielfach noch die Größe $\frac{\delta}{\lambda^2}$ ermittelt, von deren Bedeutung weiterhin die Rede sein wird.

V. Die Totalreflexion der Röntgenstrahlen.

Da, wie bereits STENSTRÖM 1919 gefunden hat, der Brechungsindex der Röntgenstrahlen kleiner als 1 ist, war zu erwarten, daß ein aus Luft (Vakuum) auf eine Fläche auffallendes Strahlenbündel an dieser totalreflektiert würde. In der Tat gelang es A. H. COMPTON[2] im Jahre 1922, diesen Nachweis zu erbringen. Er ließ unter einem sehr kleinen Winkel auf einen Spiegel aus Glas oder Silber ein sehr eng begrenztes Strahlenbündel auffallen und konnte mittels einer Ionisationskammer eine totalreflektierte Strahlung nachweisen. Da die Abweichung des Brechungsindex von 1 nur recht gering ist, ist es notwendig, daß die Strahlen möglichst streifend auftreffen müssen, um Totalreflexion zu bekommen.

Durch die Bestimmung des Grenzwinkels der Totalreflexion ist es nun in gleicher Weise wie in der gewöhnlichen Optik (Prinzip der meisten Refraktometer) möglich, den Brechungsindex zu ermitteln. Aus dem Brechungsgesetz [s. auch Gleichung (10)] $\frac{\cos \varphi}{\cos \varphi'} = \mu = 1 - \delta$ folgt für den Grenzwinkel φ_0 der Totalreflexion $\varphi' = 0$, damit $\cos \varphi' = 1$ und $\cos \varphi_0 = 1 - \delta$. Unter Vernachlässigung der sehr kleinen Größe δ^2 ergibt sich

$$\delta = \tfrac{1}{2} \sin \varphi_0^2. \qquad (15)$$

Da δ von der Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-6} ist, läßt sich der Sinus durch den Winkel selbst ersetzen ($\varphi_0 \sim 10^{-3}$), so daß schließlich folgt:

$$\delta = \tfrac{1}{2}\,\varphi_0^2 \quad \text{oder} \quad \varphi_0 = \sqrt{2\,\delta}. \qquad (16)$$

So wurden von COMPTON die in der folgenden Tabelle 3 angegebenen Werte des Grenzwinkels φ_0 gefunden und daraus δ berechnet.

Tabelle 3.

	Dichte	λ Å	φ_0	$\delta \cdot 10^6$
Glas	2,52	1,279	10′	4,2
Glas	2,52	0,52	4′	0,9
Silber . . .	10,5	1,279	22,5′	21,5

[1] A. LARSSON: l. c.

[2] G. KELLSTRÖM: Zeitschr. Physik **41**, 516 (1927).

[3] B. DAVIS u. C. C. HATLEY: Physical. Rev. **23**, 290 (1924). — B. DAVIS u. R. v. NARDROFF: Physical. Rev. **23**, 291 (1924).

[1] R. v. NARDROFF: Physical. Rev. **24**, 143 (1924).

[2] A. H. COMPTON: Physical. Rev. (2) **20**, 84 (1922). — Philos. Magazine **45**, 1121 (1923).

Wir sehen, in wie einfacher Weise sich aus dem Grenzwinkel φ_0 der Totalreflexion die Größe δ und damit der Brechungsindex μ bestimmen läßt. Deshalb ist gerade die Methode der Totalreflexion am häufigsten zur Bestimmung des Brechungsindex herangezogen worden, da sie experimentell keine Schwierigkeiten bietet. Die Versuchsanordnung ist im allgemeinen folgende. Die von der Antikathode der Röntgenröhre kommende Strahlung fällt eng ausgeblendet auf einen Kristall, wird dort monochromatisiert und fällt dann auf den Spiegel, dessen Brechungsindex gemessen werden soll. Der Spiegel wird drehbar angebracht, so daß das Strahlenbündel unter verschiedenen Winkeln auftreffen und reflektiert werden kann. Bis zu einem bestimmten Winkel, nämlich dem Grenzwinkel der Totalreflexion, wird noch Reflexion eintreten, von da ab dann nicht mehr. Das reflektierte Strahlenbündel kann entweder mit der Ionisationskammer nachgewiesen oder photographiert werden. Bei der photographischen Aufzeichnung dreht man den Spiegel am besten kontinuierlich um einen bestimmten Winkelbereich, der vom Winkel Null (streifender Einfall) bis zu einem etwas größeren Winkel als dem der Totalreflexion reicht. Auf der photographischen Platte erhält man ein geschwärztes Band; aus den Abmessungen läßt sich dann leicht der Grenzwinkel bestimmen. Übrigens ist die Intensität des totalreflektierten Strahles oftmals so groß, daß man diesen bei gut adaptiertem Auge auf einem Leuchtschirm bequem beobachten kann. Die ionometrische Messung des totalreflektierten Strahles bietet den Vorteil, über die jeweils unter dem betreffenden Winkel reflektierte Intensität Aufschluß zu erhalten, allerdings müssen dabei die Drehungen des Spiegels genau abzulesen sein.

Die Bestimmung des Brechungsindex aus dem Grenzwinkel setzt voraus, daß das Medium durchsichtig ist, d. h. keine Absorption besitzt. In diesem Falle läßt sich der Intensitätsverlauf nach den FRESNELschen Reflexionsformeln berechnen, der am Grenzwinkel ein plötzliches Absinken aufweist. Liegt jedoch ein absorbierendes Medium vor, so wird ein langsamer Abfall an der Grenze erfolgen; das photographische Bild wird z. B. keine scharfe Begrenzung mehr zeigen, sondern mehr oder weniger verwaschen sein. An Stelle der FRESNELschen Formeln treten dann die der Metalloptik, in die neben dem Brechungsindex der Absorptionskoeffizient eingeht. Für das Gebiet der Röntgenstrahlen liegen die Verhältnisse nun so, daß die Medien keineswegs so durchlässig sind, wie man auf den ersten Blick annehmen könnte. Während Glas für Röntgenstrahlen weit undurchsichtiger ist als für gewöhnliches Licht, besitzen z. B. die Metalle einen größeren Absorptionskoeffizienten für Lichtstrahlen als für Röntgenstrahlen. Wir werden also streng genommen stets die Absorption der Röntgenstrahlen in Betracht ziehen müssen und können deshalb auch niemals von einem Grenzwinkel, einer scharfen Grenze der Totalreflexion, reden. Vielmehr findet je nach der Absorption ein mehr oder weniger langsamer Abfall über einen größeren Winkelbereich statt. Den ersten Hinweis auf diese Verhältnisse verdanken wir J. A. PRINS[1].

Die photographische Methode der Bestimmung des Totalreflexionswinkels wurde von verschiedenen Seiten benutzt, um Brechungsindizes zu messen. Nach dem eben Ausgeführten ist die Genauigkeit der so gewonnenen Ergebnisse selbstverständlich nur gering und kann höchstens in den Fällen zu einigermaßen brauchbaren Werten führen, in denen die Absorption sehr gering ist. In sämtlichen anderen Fällen ist jedoch eine andere Methode anzuwenden.

Wie bereits erwähnt wurde, treten bei absorbierenden Medien an die Stelle der einfachen FRESNELschen Reflexionsformeln die der Metalloptik, indem man in diese statt des gewöhnlichen Brechungsindex n* einen komplexen von der Form

$$n' = n - i\varkappa = 1 - \delta - i\varkappa \qquad (17)$$

setzt.

$\varkappa$ bedeutet den wellenoptischen Absorptionsindex, der mit dem gewöhnlichen (geometrischen) Absorptionskoeffizienten μ durch die Beziehung

$$\varkappa = \frac{\mu \cdot \lambda}{4\pi} \qquad (18)$$

zusammenhängt. Es wurden von mehreren Verfassern die gewöhnlichen Reflexionsformeln unter Berücksichtigung der Absorption umgeformt (FORSTER, THIBAUD[2]), die im Grunde alle das gleiche Ergebnis in mehr oder weniger übersichtlicher Form hatten. Eine besonders einfache Reflexionsformel, nach der sich leicht für jeden Reflexionswinkel die reflektierte Intensität berechnen läßt, wurde von JENTZSCH[3] abgeleitet und von NÄHRING[4] experimentell geprüft und bestätigt. Sie wurde durch Umformen der Reflexionsformeln von FRESNEL durch Ersetzen des Brechungsindex durch den komplexen unter Vernachlässigung einiger kleinen Größen und der Gleichsetzung von $\operatorname{tg}\varphi = \sin\varphi = \varphi$ erhalten.

Für das Reflexionsvermögen R findet JENTZSCH:

$$R = \frac{1 - a\,q + \frac{a^2}{2}}{1 + a\,q + \frac{a^2}{2}}, \qquad (19)$$

wo a gegeben ist durch

$$\frac{a^2}{2} = q^2 - 1 + \sqrt{(q^2 - 1)^2 + k^2}\,; \qquad (20)$$

q ist das Verhältnis des Winkels φ zum Grenzwinkel φ_0, immer gemessen gegen die Spiegeloberfläche, $q = \frac{\varphi}{\varphi_0}$. Da aber $\varphi_0 = \sqrt{2\,\delta}$ ist, folgt auch $q = \frac{\varphi}{\sqrt{2\,\delta}}$; k ist schließlich noch der Quotient $\frac{\varkappa}{\delta}$. Der Wert $q = 1$ entspricht demnach in dieser

[1] J. A. PRINS: Zeitschr. Physik **47**, 479 (1928).

[2] Siehe Zus.-Bericht von E. NÄHRING: Physik. Zeitschr. **31**, 401 (1930).

[3] F. JENTZSCH: Physik. Zeitschr. **30**, 268 (1929).

[4] E. NÄHRING: Physik. Zeitschr. **31**, 799 (1930).

* Nicht zu verwechseln mit dem zuvor benutzten n, das die Ordnung der Beugungen angab!

Darstellung dem Grenzwinkel der Totalreflexion, soweit hiervon überhaupt noch die Rede sein kann.

Wie die Reflexionskurve in Abhängigkeit von der Größe q verläuft, sehen wir uns am besten an einem Beispiel an, das einer Arbeit von NÄHRING[1] entnommen ist (Fig. 3).

Wenn die Absorption vernachlässigt werden kann, bzw. überhaupt Null ist, also $k = 0$, werden bei Werten $q < 1$ 100% reflektiert; an der Stelle $q = 1$ tritt ein scharf gezeichneter Grenzwinkel auf, die reflektierte Intensität nimmt rasch ab (FRESNELsche Reflexion). Bereits im Falle $k = 0{,}1$ verläuft die Kurve so flach, daß von einem eigentlichen Grenzwinkel nicht mehr die Rede sein kann, viel weniger noch bei größeren Werten von k. Es geht daraus eindeutig hervor, daß eine Bestimmung des Grenzwinkels im allgemeinen überhaupt nicht möglich ist. Vielmehr ist es bei absorbierenden Medien unbedingt notwendig, das Reflexionsvermögen für verschiedene Winkel (am besten ionometrisch) zu messen. Die Auswertung der aufgenommenen Reflexionskurven nach δ ist jedoch nicht ganz mühelos. Man muß nämlich zu dem Zwecke so verfahren, daß man mit einem bereits theoretisch berechneten Wert von δ eine Schar Reflexionskurven mit δ als Parameter zeichnet und so mit der experimentellen Kurve möglichst gute Übereinstimmung zu erzielen sucht. Dieses Auswertungsverfahren wendete KIESSIG[2] an. Es gibt aber noch eine andere Möglichkeit[3]. Genau wie sich das Reflexionsvermögen R nach der Formel bei bekanntem δ und k berechnen läßt, so ist es möglich, umgekehrt δ zu ermitteln aus dem gemessenen Reflexionsvermögen R und der Größe k. Man muß zu dem Zwecke nur die Reflexionsformel nach δ auflösen. Dies führt im allgemeinen auf eine Gleichung 4. Grades, die sich unter gewissen Bedingungen (bei etwas geringerer Absorption) auf eine solche 2. Grades reduziert. Es ergibt sich dann für δ der Ausdruck:

$$\delta = \frac{2\sqrt{R}}{(1+\sqrt{R})^2}\varphi^2. \qquad (21)$$

Er gestattet in diesen Fällen ohne Schwierigkeit aus dem bei dem betreffenden Reflexionswinkel φ gemessenen Reflexionsvermögen R die Berechnung von δ.

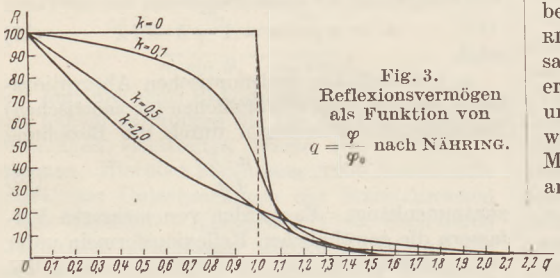


Fig. 3. Reflexionsvermögen als Funktion von $q = \frac{\varphi}{\varphi_0}$ nach NÄHRING.

Die recht zahlreichen Arbeiten zur Bestimmung des Brechungsindex nach der Methode der Totalreflexion für die verschiedensten Substanzen erstrecken sich von den kürzesten Wellenlängen bis in das Ultraviolette hinein[1]. Auf weitere Einzelheiten sei hier nicht eingegangen, zumal sie meistens nach der photographischen Methode ausgeführt wurden und damit nur eine gewisse Genauigkeit beanspruchen können.

Die experimentell ermittelten Werte von δ für alle möglichen Medien stimmten im großen ganzen mit den theoretisch berechneten überein. Ein stark abweichendes Verhalten zeigten jedoch die Gläser, worüber JENTZSCH und NÄHRING[2] umfangreiche Untersuchungen anstellten. Während die bis dahin vorliegenden Messungen mit der Theorie keine Vergleichungen zuließen, da die chemische Zusammensetzung der Gläser nicht bekannt war, untersuchten JENTZSCH und NÄHRING verschiedene Schottgläser bekannter Zusammensetzung und fanden in mehreren Fällen erhebliche Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen δ-Werten. Die δ-Werte wurden dabei so berechnet, daß die einfache Mischungsregel für die einzelnen Bestandteile angewendet wurde. (Näheres s. Abschnitt VII.) Offenbar ist dies aber nicht immer möglich. Auf eine weitere, sehr sorgfältige Untersuchung über die Totalreflexion und die Bestimmung des Brechungsindex von Ni-Spiegeln aus der Reflexionskurve, die KIESSIG[3] ausführte, sei noch hingewiesen.

Bei den bisher besprochenen Arbeiten fand stets die Reflexion an ebenen Spiegeln statt. Wie KELLERMANN[4] gezeigt hat, können aber auch gekrümmte Spiegel (Zylinderspiegel) verwendet werden. Man erhält auf diese Weise sofort die Reflexionen für sämtliche Reflexionswinkel. Fällt ein paralleles Strahlenbündel auf einen solchen schwach gekrümmten Spiegel, so erhält man nach der Reflexion auf einer photographischen Platte außer dem direkt vorbeigegangenen Strahl am Spiegel ein weiteres Schwärzungsband. Da die von KELLERMANN vorgenommenen Messungen wiederum photographisch ausgeführt wurden, sollen sie nicht eingehender besprochen werden.

Messungen des Brechungsindex von Flüssigkeiten liegen bisher noch recht wenige vor. KELLERMANN bestimmte u. a. auch für Glyzerin und $CaCl_2$-Lösung die Brechungsindizes, indem er die Flüssigkeiten in dünner Schicht auf eine gekrümmte Trägerplatte brachte. Er nahm an, daß dabei die Flüssigkeiten denselben Krümmungsradius besaßen wie die Trägerplatte. Wieweit dies tatsächlich der Fall war, ist schwer zu sagen. Wichtig ist weiter, daß die Flüssigkeitsschicht überall die gleiche Dicke besitzt. Für exakte Messungen ist aber immer die Aufnahme der gesamten Reflexionskurve erforderlich. Hierzu

[1] E. NÄHRING: l. c.
[2] H. KIESSIG: Ann. Physik **10**, 715 (1931).
[3] H. STEPS: Ann. Physik **16**, 949 (1933).

[1] Siehe E. NÄHRING: l. c.
[2] F. JENTZSCH u. E. NÄHRING: Zeitschr. techn. Physik **12**, 424 (1931).
[3] H. KIESSIG: l. c.
[4] K. KELLERMANN: Ann. Physik **4**, 185 (1930).

muß die für feste Körper gebräuchliche Versuchsanordnung einer vertikalen Aufstellung der Spiegel durch eine horizontale ersetzt werden. Vom Berichterstatter[1] wurden mittels einer derartigen Anordnung Reflexionskurven von Wasser, Glyzerin, $CaCl_2$- und $AgNO_3$-Lösungen verschiedener Konzentration sowie von Hg aufgenommen und daraus die Größen δ ermittelt.

Im übrigen zeigten die von KIESSIG für Ni-Spiegel sowie die vom Verfasser für „Flüssigkeitsspiegel" gemessenen Reflexionskurven erhebliche Abweichungen gegenüber den theoretisch berechneten, und zwar zu beiden Seiten des abfallenden Teiles. Bei kleinen Reflexionswinkeln wurden durchweg kleinere Reflexionsbeträge gemessen, oftmals auch bei größeren Winkeln. Diese Abweichungen lassen sich vielleicht dadurch erklären, daß man den Oberflächen der Spiegel spezielle Eigenschaften zuschreibt, die in einer gewissen molekularen Rauhigkeit bestehen und zu geringer diffuser Reflexion Anlaß geben.

In diesem Zusammenhang interessiert wohl die Frage, ob es überhaupt technisch möglich ist, brauchbare Spiegel für Röntgenstrahlen herzustellen. Da die Röntgenstrahlen eine rund 1000mal so kleine Wellenlänge besitzen wie das sichtbare Licht, sollten auch die bestpolierten Spiegel für Röntgenstrahlen stets rauh sein. Man dürfte deshalb nur eine diffuse Reflexion, niemals aber eine reguläre Reflexion erwarten. JENTZSCH[2] konnte jedoch zeigen, daß ein Spiegel bei fast streifendem Einfallswinkel noch brauchbar ist, wenn er es auch für senkrechten Einfall in der gewöhnlichen Optik ist. Zwischen der Rauhigkeit h, d. h. dem Abstand der höchsten und tiefsten Stellen senkrecht zur Oberfläche und der maximalen Wegdifferenz Δ zweier reflektierter Strahlen besteht die Beziehung:

$$\Delta = 2\,h \sin\vartheta\,. \tag{22}$$

Setzt man übrigens den Abstand h gleich dem Netzebenenabstand d und die Wegdifferenz $\Delta = n\lambda$, so stellt diese Beziehung nichts weiter dar als die alte BRAGGsche Gleichung.

Für das Zustandekommen einer scharfen Abbildung muß nach JENTZSCH $\Delta \leqq \frac{\lambda}{4}$ sein. Daraus folgt, daß der Spiegel noch bis zu einem Winkel regulär reflektiert, der gegeben ist durch:

$$\sin\vartheta = \frac{\lambda}{8\,h}\,. \tag{23}$$

MILLIKAN benutzte für seine Untersuchungen im Ultraviolett Reflexionsgitter bei einer Wellenlänge von $\lambda = 144$ Å und senkrechtem Strahleneinfall. Die Rauhigkeit eines solchen Spiegels bestimmt sich aus Gleichung (23) zu $h \leqq \frac{\lambda}{8} \leqq 18$ Å. Bei dieser vorgegebenen Rauhigkeit würde sich z. B. für eine Wellenlänge $\lambda = 2{,}3$ Å ein Grenzwinkel der regulären Reflexion nach (23) ergeben zu $\vartheta > \frac{\lambda}{8\,h} > 50'$.

Diese Werte liegen durchaus in dem gewöhnlichen Winkelbereich der Totalreflexion. Wir können daraus den Schluß ziehen, daß ein Spiegel, der gerade anfängt, im Ultraviolett schlecht zu werden, im Röntgengebiet bis mindestens zu Reflexionswinkeln von 1^0 brauchbar ist.

Eine interessante Anwendung der Totalreflexion machten JENTZSCH und NÄHRING[1], indem sie ein Röntgenstrahlenbündel an der Innenfläche von Glasröhren reflektieren ließen. Sie erreichten damit eine starke Konzentrierung des Strahlenbündels und konnten eine 2- bis 3fache Verstärkung der Intensität feststellen.

NÄHRING[2] konnte dann später zeigen, daß diese Konzentrierung der Röntgenstrahlen Anwendung finden kann, um die Belichtungszeit bei Röntgenstrukturaufnahmen bedeutend herabzusetzen. Bislang wurden zur Ausblendung des Strahlenbündels Bleiblenden benutzt. Ersetzt man diese durch innen polierte oder mit einem metallischen Überzug versehene Glasröhren, so kann man unter Umständen bis auf eine 100fache Intensitätssteigerung kommen und damit eine erhebliche Verkürzung der Belichtungszeit erreichen.

Zum Schluß sei noch eine Arbeit von EHRENBERG und JENTZSCH[3] erwähnt, die sich des umgekehrten Vorganges der Totalreflexion, nämlich der Messung der absorbierten Energie bedient, um den Brechungsindex zu bestimmen. Wenn ein Röntgenstrahl auf einen Spiegel fällt, so wird er im allgemeinen absorbiert und löst dadurch Photoelektronen aus, während am Grenzwinkel und bei noch kleineren Winkeln der Photostrom selbst Null werden muß. EHRENBERG und JENTZSCH bestimmten die Intensität der ausgelösten Photoelektronen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, konnten daraus den Grenzwinkel und damit den Brechungsindex angeben. Ihre Ergebnisse stehen in Einklang mit den nach anderen Methoden gewonnenen.

[1] H. STEPS: l. c.
[2] F. JENTZSCH: Physik. Zeitschr. **30**, 268 (1929).

[1] F. JENTZSCH u. E. NÄHRING: Zeitschr. techn. Physik **12**, 185 (1931).
[2] E. NÄHRING: Zeitschr. techn. Physik **15**, 151 (1934).
[3] W. EHRENBERG u. F. JENTZSCH: Zeitschr. Physik **54**, 227 (1929).

3. *Geschichte und Erkenntnislehre.*

Fünfzig Jahre Jenaer Glas. Bericht von J. BÖHME in Berlin-Charlottenburg.

Mit der weltbekannten Firma Carl Zeiß, Jena, ist das Jenaer Glaswerk Schott und Genossen auf das engste verbunden, das sich aus kleinsten Anfängen heraus zu seiner heutigen Größe innerhalb von 50 Jahren entwickelt hat. Es war Ende der siebziger Jahre des vorigen Jahrhunderts, als der Jenaer Physiker ERNST ABBE, seit 1876 Teilhaber der von CARL ZEISS betriebenen mechanischen und optischen Werkstätten, mit dem Chemiker OTTO SCHOTT in Witten an der Ruhr in Verbindung trat. Veranlassung hierzu war eine Arbeit ABBES „Über die Hilfsmittel der Mikro-

skopie", in der er die Ansicht vertrat, daß eine Vervollkommnung der optischen Instrumente und ganz besonders des Mikroskops hauptsächlich von den Fortschritten der Glasschmelzkunst abhinge. Die bis dahin für optische Zwecke benutzten Gläser waren lediglich Flint- und Krongläser. Es gab zu damaliger Zeit in der ganzen Welt eigentlich nur zwei Fabriken, in Paris und in Birmingham, die optisches Glas für wissenschaftliche Zwecke herstellten. Die einzige deutsche von Fraunhofer und Utzschneider in Benediktbeuren begründete Glasschmelze lieferte ausschließlich Gläser für eigenen Bedarf. Nach Abbes Ansicht waren allerdings Glasschmelzversuchen, dem damaligen Stand der Dinge entsprechend, kaum nennenswerte Fortschritte beschieden, höchstens mit einem großen materiellen Aufwand.

Die vorliegenden Probleme kamen jedoch ins Rollen, als sich der Glaschemiker Schott im Jahre 1879 an Abbe wandte mit der Bitte, ein von ihm hergestelltes, Lithiumoxyd enthaltendes Glas bezüglich der Brechungs- und Zerstreuungsverhältnisse zu untersuchen. Hierauf setzte zwischen Abbe und Schott ein lebhafter Briefwechsel ein, der 1881 damit endete, daß beide fortan sich in gemeinsamer Arbeit zusammenfinden wollten.

Otto Schott, Sohn des Besitzers einer Tafelglashütte, hatte in Aachen, Würzburg und Leipzig studiert und war der Mitarbeiter, wie Abbe ihn sich nur wünschen konnte. In Leipzig hatte Schott 1875 mit der Dissertation „Die Fehler bei der Fabrikation des Fensterglases" den Doktorgrad erworben; er war dann in verschiedenen chemischen Fabriken tätig gewesen und beschäftigte sich, nachdem er über den rein fabrikmäßigen Betrieb eines Glaswerkes hinausgewachsen war, mit Gebieten, die Chemie und Mineralogie berührten. Seine bereits seit einigen Jahren betriebenen Glasschmelzversuche setzte dann Schott in Witten fort; es gelang ihm, zwei Stoffe ausfindig zu machen, nämlich Phosphor- und Borsäure, die der Glasschmelze zuzusetzen sind, um brauchbare Gläser zu erhalten.

Im Frühjahr 1882 siedelte Schott — ein früherer Zeitpunkt war wegen seiner Familienverhältnisse nicht möglich — nach Jena über, um nun in engster Zusammenarbeit mit Abbe statt der bisher kleinen Versuchsschmelzen solche in größerem Umfang auszuführen. In einem „Glastechnischen Laboratorium", das mit einem Kostenaufwand von 40000 Mark eingerichtet worden war, wurden die ersten Schmelzversuche unternommen, die zum Teil von recht guten Erfolgen gekrönt waren. Im Laufe von knapp zwei Jahren betrugen die Kosten über 35000 Mark, die Zeiss, Abbe und Schott persönlich aufbrachten; jedoch konnten auf die Dauer diese Ausgaben nicht von ihnen bestritten werden. So mußte, sollten die Untersuchungen fortgeführt werden, von anderer Seite Hilfe kommen. Fachmännische Kreise — es war besonders der Berliner Astronom und damalige Direktor der Normaleichungskommission Prof. Dr. W. Förster — drängten zur Fortführung der Versuche. Förster hatte bereits 1880 in einer Denkschrift die Anregung zur Gründung einer staatlichen Anstalt gegeben, die sich mit der Herstellung von Gläsern für wissenschaftliche Zwecke befassen sollte. Um mit den maßgebenden Stellen im Reiche wegen einer staatlichen Unterstützung zu verhandeln, begab sich Abbe Ende 1882 selbst nach Berlin. Einen einsichtsvollen Förderer fand er in dem Ministerialrat im preußischen Kultusministerium, Geheimrat Wehrenpfennig, der die Eingaben der Jenaer Forscher um finanzielle Unterstützung ihrer Arbeiten durch staatliche Mittel zu bearbeiten hatte. Auch der damalige Unterrichtsminister von Gossler, als Förderer wissenschaftlicher und technischer Fortschritte bekannt, befürwortete diese Eingabe. Am 15. März 1883 wurde endlich in einer Sitzung im Ministerium nach Zustimmung des Finanzministers beschlossen, dem Landtag eine entsprechende Vorlage zu machen. Schließlich wurde im März 1884 vom Preußischen Landtag für das Jenaer Unternehmen der Betrag von 60000 Mark auf die Dauer von zwei Jahren zur Verfügung gestellt. Anfänglich war die Bedingung daran geknüpft worden, die Glasschmelze nach Berlin zu verlegen. Man ließ diesen Plan jedoch sofort fallen, als Schott sich weigerte, sich von seinem Mitarbeiter Abbe zu trennen. Mit größtem Eifer wurde nun der Neubau oberhalb des heutigen Westbahnhofs in Jena fertiggestellt; Anfang September 1884 wurde die Glashütte unter dem Namen: „Glastechnisches Laboratorium Schott und Genossen" mit einer Arbeiterzahl von 9 Mann in Betrieb genommen.

Die erste Schmelze, die in den neuen Öfen hergestellt wurde, ein Natrium-Zink-Borosilikatglas, sollte als Thermometerglas Verwendung finden; sie mißlang aber infolge Entglasungserscheinungen vollständig. Einige weitere Versuche teilten das gleiche Schicksal, bis am 13. November 1884 die Schmelze einwandfrei war und aus ihr zum ersten Male das Normal-Thermometerglas mit dem bekannten roten Streifen hergestellt wurde. Das Jahr 1884 wurde also von großer Bedeutung für die Deutsche Optische Industrie, die jetzt selbständig und unabhängig von der ausländischen Glasindustrie wurde.

Im Jahre 1886 erschien bereits der erste Glaskatalog des Glastechnischen Laboratoriums, der schon eine Auswahl von 44 verschiedenen Glassorten aufweisen konnte. Trotz der anfänglich von Abbe geäußerten Bedenken, daß ein glastechnischer Betrieb wie dieser kaum Aussicht auf Rentabilität hätte, da jede Massenproduktion unmöglich sei, entwickelte sich das Glaswerk beständig weiter. In kurzer Zeit waren Erweiterungen dringend notwendig geworden. Das Ausland lernte bald die Qualitäten des Jenaer Glases kennen und schätzen; heutzutage werden unter dem Namen „Jenaer Glas" die mannigfaltigsten Erzeugnisse auf den Markt gebracht, die sich in der ganzen Welt Eingang verschafft haben.

Zur Zeit werden im Jenaer Glaswerk über 300 verschiedene Glasarten hergestellt; hiervon entfällt die Hälfte auf optische Gläser. Es ist vielleicht erwähnenswert, daß Anfang 1934 die 25000ste optische Schmelze erfolgte.

Ferner finden etwa 60 Glasarten als Farb- und Filtergläser Verwendung, während der Rest den verschiedensten Zwecken zugeführt wird: Thermometerglas, Glas für hohe Temperaturen und für hohe Drucke, splitterfreies Glas zur Herstellung von Majolen (Ampullen), Geräteglas, Glas für Lampenkolben, Gleichrichter usw., feuerfestes Glas für den Haushalt usw.

OTTO SCHOTT, seit 1908 Ehrenbürger der Stadt Jena, konnte das Jubiläum seiner Schöpfung noch miterleben. Ihm zu Ehren und zur Förderung der Glastechnik und Glasforschung hatte bereits 1927 die Carl Zeiß-Stiftung eine „Otto Schott-Denkmünze der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft" gestiftet, die bisher zweimal verliehen werden konnte.

4. *Unterricht und Methode.*

Der Schmalfilm in der Schule I. Von Dr. W. RAHTS in Berlin.

Schon lange haben sich führende Pädagogen mit der Frage Film und Schule befaßt. Einige wenige Schulen hatten schon früher Filmprojektoren angeschafft; seit Jahren gibt es Lehrfilmkongresse — Basel 1927, Haag 1928, Wien 1931, Rom 1934 —, wo dieses Thema von den Fachleuten aller Länder behandelt wurde, aber erst dem festen Zugreifen unserer heutigen Regierung ist es zu verdanken, daß wir am Vorabend der allgemeinen Einführung des Films als Lernmittel in den deutschen Schulen stehen. Durch vierteljährliche Abgabe von 20 Pfg. je Schulkind sollen die nötigen Mittel beschafft werden, um in kurzer Zeit jede Schule mit mindestens einem Schulprojektor und den nötigen Filmen zu versehen. Es ist daher Pflicht eines jedes Schulfachmannes und vor allen Dingen eines jeden Naturwissenschaftlers, sich die nötigen Kenntnisse auf dem Gebiete des Films und der Filmvorführung anzueignen.

Der Film, der für die Schulen als Aufnahmematerial im Schulpraktikum, in der Lichtbildarbeitsgemeinschaft usw. oder zur Vorführung in der Klasse und in der Aula allein in Frage kommt, ist der Sicherheitsfilm. Der Film der Kinotheater besteht aus Nitrozellulose, einem sehr leicht entflammbaren und sehr stark brennbaren Material, und nicht ohne Grund bestehen bei uns für die Vorführung derartiger Nitrofilme strenge Polizeivorschriften, denn bei Entzündung und Verbrennung des Nitrofilms entstehen leicht große Stichflammen, die eine allgemeine Panik hervorrufen — und bekanntlich sind die Wirkungen der Panik häufig viel unheilvoller als die des direkten Brandes —, es bilden sich giftige Gase, wie Stickoxyd und Blausäure[1], der Film verbrennt mit sehr großer Schnelligkeit unter bedeutender Hitzeentwicklung — alles Momente, die eine Verwendung dieses Films in der Schule ausschließen.

Der Sicherheitsfilm dagegen wird im allgemeinen aus dem Essigsäureester der Zellulose, der Azetylzellulose, hergestellt. Neuerdings verwendet man daneben auch den sog. Ozaphanfilm als Sicherheitsfilm; er besteht nicht aus einem Zelluloseester, sondern aus reiner Zellulose, die analog dem Kunstseideherstellungsverfahren als Xanthogenat gelöst und als dünnes Filmband wieder ausgefällt wird. Sicherheitsfilm ist ungefährlicher, sehr schwer entflammbar und brennt langsam, etwa wie starkes Papier. Ein einfacher Versuch lehrt deutlich den gewaltigen Unterschied der beiden Filmsorten und gibt gleichzeitig einen Begriff von den gesetzlichen Anforderungen: man befreie ein Stück Film in warmem Wasser von der Emulsionsschicht und trockne ihn wieder; dann schneide man sich ein 35 cm langes Stück ab, bringe 5 cm vom Anfang eine Marke an und hänge das Filmstück waagerecht, hochkant zwischen zwei Drähten auf. Darauf zünde man den Film am Anfang an und beobachte die Zeit, die zum Abbrennen des Films von der Marke bis zum Ende notwendig ist. Man wird dann sehen, daß der Nitrofilm innerhalb weniger Sekunden verbrannt ist, während der Sicherheitsfilm entweder sehr langsam brennt oder die Flamme wieder erlischt. Nach den gesetzlichen Bestimmungen gilt ein Film als schwer brennbar, wenn unter den geschilderten Bedingungen der Film länger als 45 Sekunden zum Abbrennen benötigt (vorausgesetzt ist eine normale Filmdicke von 0,1 bis 0,2 mm).

Fig. 1. Sicherheitsfilm mit Signierung.

Mit einer verwickelteren Apparatur wird die Entflammbarkeit eines Films bestimmt; ein Film ist schwer entflammbar, wenn er sich unter den gesetzlich festgelegten Versuchsbedingungen bei 350° C innerhalb von 10 Minuten nicht entzündet. Auf Grund dieser genauen Untersuchungsverfahren lautet die gesetzliche Definition: als Sicherheitsfilm gilt ein Film, der schwer brennbar und schwer entflammbar ist. Jeder Sicherheitsfilm trägt am Rande neben dem Namen der herstellenden Firma die Signierung „Sicherheitsfilm" (s. Fig. 1).

Eng verbunden mit der Frage Nitrofilm-Sicherheitsfilm ist das Format. Der in den Kinotheatern vorgeführte Film besitzt 35 mm Breite und wird als sog. Normalfilm bezeichnet; für die Schul-, Vereins- und Amateurzwecke kommen kleinere Filmbreiten in Frage, die Schmalfilm, Substandardfilm oder vereinzelt auch Kleinfilme heißen. Das am meisten verbreitete Format ist

[1] Aus 150 m Nitro-Normalfilm entstehen 95 Liter Stickoxyd und 4 Liter Blausäure.

der 16 mm breite Film; daneben gibt es auch $9^1/_2$, 8 mm und in Frankreich $17^1/_2$ mm breiten Film. Für die deutsche Schule kommt nur der 16-mm-Film in Frage. Laut Gesetz ist nun jeder 16-mm-Film Sicherheitsfilm, und der Sinn der diesbezüglichen Verordnungen besteht kurz gesagt darin, daß die Vorführungen von Sicherheitsfilm von allen polizeilichen Bestimmungen befreit

Fig. 2. Normalfilm 35 mm.

sind, daß man in allen Räumen den Film lagern und mit ihm arbeiten darf, daß ungelernte Kräfte ihn bearbeiten und vorführen können[1].

Erst seit der Schaffung des Schmalfilms konnte der Film seinen Siegeszug aus dem Theater in das weite Gebiet der anderen Anwendungen antreten. Die Apparate wurden leicht und damit bequem transportierbar. Ein Normalfilmapparat ist eine Maschine; ein Schmalfilm-Klassenapparat wiegt $4^1/_2$ kg; die für die Schmalfilmvorführung benötigten Strommengen sind so gering, daß man an jeden mit 6 Amp gesicherten Steckkontakt gehen kann, während man für den Normalfilm in der Regel mindestens 10 Amp benötigt. Der Schmalfilm ist von den hemmenden Vorschriften befreit, so daß man in jedem beliebigen Raum vorführen kann. Vergegenwärtigen wir uns, daß im Kinotheater bei dem 35 mm breiten Film das Bild die Größe 18×24 mm, beim 16-mm-Film eine solche von $7{,}5 \times 10$ mm hat, so enthalten also 100 m Schmalfilm ebenso viele Bilder wie 250 m Normalfilm (Fig. 2); 100 m Schmalfilm (Fig. 3) wiegen 380 g, 250 m Normalfilm 2,1 kg. Bei einer Vorführgeschwindigkeit von 24 Bildern in der Sekunde müssen beim Normalfilm 45 cm/sec, beim Schmalfilm 18 cm/sec transportiert werden; diese Zahlen beweisen, wie groß die Vorteile des Schmalfilms gegenüber dem Normalfilm in bezug auf Anforderungen an Apparat und Film sind.

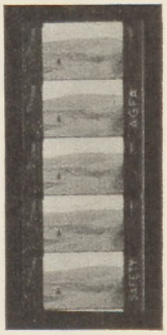


Fig. 3. Schmalfilm 16 mm.

Die in den Schulen gezeigten Filme werden am Anfang meistens verkleinerte Kopien von 35-mm-Filmen sein, denn die gewerbsmäßig hergestellten Filme werden in der Regel auf Normalfilm aufgenommen, da die Normalfilm-Aufnahmeapparate in bezug auf die Verwendung verschiedener Objektive, verschiedener Brennweiten usw. viel mehr Möglichkeiten bieten, als die durchschnittlichen Schmalfilmaufnahmekameras. Es ist aber andererseits eine reizvolle und in gewissem Umfange notwendige Aufgabe, mit seinen Schülern selbst Filmaufnahmen zu machen, um das von einer Zentralstelle bezogene allgemeine Programm durch Eigenaufnahmen zu beleben.

Es würde zu weit führen, auf die ästhetische Seite der Filmaufnahmen einzugehen; bei einiger Selbstkritik wird der verantwortliche Leiter bald selbst den richtigen Blick haben und ihn seinen Schülern beibringen. Nur eines sei gesagt: einen Funken künstlerischen Gefühls, ein wenig Malerblick muß man für einen Film haben, und man tut gut, die Schüler mit entsprechender Begabung in erster Linie dazu heranzuziehen. Es mag nun etwas näher auf das Technische eingegangen werden.

Es gibt genügend 16-mm-Aufnahmeapparate auf dem Markt, die vorzüglich arbeiten und deren Anschaffung im Bereich des Möglichen liegt; unter Umständen kann auch einer oder der andere bemittelte Schüler leihweise einen Apparat von seinen Eltern besorgen. Eine Optik 3,5 reicht für Außenaufnahmen vollkommen aus, denn man soll sich zunächst nur an das Einfache wagen und Innenaufnahmen vorläufig zurückstellen, da sie eine lichtstarke Optik und verwickeltere Beleuchtungseinrichtungen verlangen. Das Umgehen mit dem Apparat lehren die jeweils den Apparaten beigefügten Gebrauchsanweisungen.

[1] Zur genaueren Orientierung über die deutschen gesetzlichen Bestimmungen ist zu vergleichen: W. BEUSS: „Der Schmalfilm und seine Verwendungsvorschriften". Union Deutsche Verlagsgesellschaft. Über die internationalen Abmachungen siehe: „Bericht über den VIII. internationalen Kongreß für wissenschaftliche und angewandte Photographie", Dresden 1931; Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1932.

Das gebräuchliche Filmmaterial ist der 16-mm-Umkehrfilm, der gleichfalls in vorzüglicher Qualität von der deutschen Industrie geliefert wird. Der handelsübliche Gebrauch besteht darin, daß man mit dem Film nur die Aufnahme macht, Entwickeln und die Bildherstellung aber der erzeugenden Firma überläßt, indem man ihr zu dem Zweck den Film wieder einsendet und den vorführfertigen Film zurückerhält. Die Kosten hierfür sind im Anschaffungspreis enthalten. Vielleicht ist es aber doch manchmal reizvoll, den bezahlten Umkehrpreis dranzugeben und die Umkehrung kürzerer Filmlängen in den Übungsstunden selbst zu versuchen. Vorausgesetzt werden muß dabei natürlich, daß bereits eine gewisse Übung im Umgang mit photographischen Materialien vorhanden und das Entwickeln von Amateurfilmen und Papieren bereits geläufig ist. Um Schmalfilm zu entwickeln, muß man ihn in einfacher Weise auf einem zylindrischen Gegenstand befestigen und diesen dann in einer mit Entwickler usw. gefüllten Schale herumdrehen. Eine einfache Rechnung ergibt, daß um z. B. 12 m Film aufzuspannen — die Filmmenge, die in den Aufnahmekassetten eines der bekanntesten 16-mm-Aufnahmeapparate enthalten ist —, ein Zylinder von etwa 20 cm Durchmesser und 40 cm Länge notwendig ist. Man befestigt die beiden Enden des Films mit Lassoband u. dgl. und dreht den Zylinder horizontal in der mit Entwickler gefüllten Schale; man kann ihn auch in einem Standgefäß vertikal drehen. Nach Beendigung aller Operationen nehme man den Film ab und hänge ihn in großen Schleifen zum Trocknen auf. Im Gegensatz zum normalen Entwicklungsprozeß wird beim Umkehrverfahren im ersten Stadium zwar auch das belichtete Bromsilber zu Silber reduziert, dann aber nicht das unbelichtete Bromsilber, sondern das entwickelte Silber herausgelöst. Das übrig gebliebene Bromsilber wird dann einem kräftigen Licht ausgesetzt und in einem normalen Entwickler zu Silber reduziert. Das dazwischen eingeschobene Klärbad dient zur restlosen Vernichtung aller Spuren des noch in der Schicht verbliebenen Umkehrbades. Man verfährt am besten nach folgender Anweisung:

1. Nachdem der Film in der üblichen Weise belichtet ist, wird er im nachstehenden kontrastreich arbeitenden Hervorrufer bis zur völligen Durchentwicklung behandelt:

A.	Natriumsulfit	25 g
	Hydrochinon	25 g
	Bromkalium	25 g
	Wasser auffüllen bis	1 Liter
B.	Natriumhydroxyd	50 g
	Wasser auffüllen bis	1 Liter

Zum Gebrauch mischt man gleiche Teile von A u. B.

2. Film gründlich wässern und

3. in eine der nachstehenden Umkehrlösungen bringen:

Kaliumpermanganat (4%ige Lösung)	1 Teil
Schwefelsäure (20%ig)	1 Teil
Wasser	20 Teile
oder Kaliumbichromat	2 g
Schwefelsäure, konzentriert	2 ccm
Wasser auffüllen bis	1 Liter

Die Umkehrung des Films wie die folgenden Arbeitsphasen können bei gewöhnlichem Licht ausgeführt werden. Nach Umkehrung wässern, dann in ein Klärbad bringen. Ist das zuerst genannte Umkehrbad zur Anwendung gelangt, so bedient man sich der folgenden Lösung:

Natriumbisulfit	20 g
Wasser auffüllen bis	1 Liter

Wurde das zweite Umkehrbad verwendet, so ist folgendes Klärbad empfehlenswerter:

Natriumsulfit	100 g
Wasser auffüllen bis	1 Liter

Danach wässern. Film belichten bei Kunstlicht etwa 5 Minuten, bei zerstreutem Tageslicht etwa 1 Minute. Alsdann in den zweiten Entwickler bringen:

Metol	23 g	Natriumkarbonat	50 g
Natriumsulfit	500 g	Bromkalium	10 g
Hydrochinon	92 g	Wasser	10 Liter

Danach wässern, fixieren, wässern und wie üblich trocknen.

Man kann natürlich für Schmalfilm an Stelle des Umkehrfilms den gewöhnlichen Negativfilm verwenden. Man erhält dann ein Negativ, von dem auf einer Kopiermaschine ein Positiv kopiert wird. Man kann zwar auf diese Weise mühelos von einem Negativ eine größere Anzahl Kopien herstellen, aber für die Schule dürfte sich dieses Verfahren weniger eignen. Normalerweise braucht man nur ein Original und eine oder wenige Kopien kann man auch nach dem Umkehrverfahren von dem Umkehroriginal herstellen lassen, ohne daß die Kosten zu hoch werden; selbst eine Kopiermaschine zu beschaffen, dürfte für eine Schule niemals in Betracht kommen. Weiterhin erreicht beim 16-mm-Film das Negativ-Positiv-Verfahren in bezug auf Feinkörnigkeit, Sauberkeit und Brillanz noch nicht das Umkehrverfahren, so daß dieses bislang die besseren Resultate ergibt.

Wenn auch zweifellos die Vorführung der durch Verkleinerung vom 35-mm-Film hergestellten Schmalfilme noch die Regel sein wird, so bleibt doch die Selbstausübung des Umkehrverfahrens eine interessante, aber schwierige Aufgabe für die photographisch Fortgeschrittenen.

5. *Technik und mechanische Praxis.*

Wirkungsgradsteigerung von Propellern. Von Dr.-Ing. K. Schaffran in Hamburg.

Eine große Anzahl Erfinder beschäftigt sich noch immer mit der Frage der Steigerung des Propellerwirkungsgrades, der natürlich eine ganz bestimmte, im folgenden theoretisch nachgewiesene Grenze gesetzt ist. Letztere besteht darin, daß der im Maximum theoretisch überhaupt er-

reichbare Wirkungsgrad eines Propellers, gleichgültig welcher Art er ist, ob Schraubenpropeller, Schaufelrad, Strahlpropeller, VOITH-SCHNEIDER-Propeller usw., nicht größer sein kann als

$$C_s = \frac{1}{1 + \sqrt{1 + C_s}}. \qquad (1)$$

Hierbei bedeutet der Wert von C_s den sog. Belastungsgrad der Propellerstrahlfläche F, nämlich $\frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F \cdot V_e^2}$, eine einfache Beziehung, deren Ableitung im folgenden besonders für den Praktiker ohne umständliche theoretische Erörterungen leicht verständlich gemacht werden soll.

Es bedeuten: S den nutzbaren Propellerschub in kg; F die Propellerstrahlfläche in m², bei einem Schraubenpropeller gleich $D^2 \cdot \frac{\pi}{4}$, bei einem Schaufelrad gleich der Fläche eines Paars gleichzeitig tauchender Schaufeln usw.; V_e die Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes, unter Berücksichtigung des Nachstromes in m/sec; $\varrho = \frac{\gamma}{g}$, die Dichte des Wassers; γ das spezifische Gewicht des Wassers = 1000 kg/m²; g die Erdbeschleunigung = 9,81 m/sec². Ferner kann bei der sog. Stand- oder Pfahlprobe der im Maximum erreichbare spezifische Propellerschub $\frac{S}{W\,\mathrm{PS}}$ den Wert $\frac{105}{\left(\frac{W\,\mathrm{PS}}{F}\right)^{\frac{1}{3}}}$ nie überschreiten und der spezifische Propellerschub $\frac{S}{F}$ unter keinen Umständen größer sein als $105 \cdot \left(\frac{W\,\mathrm{PS}}{F}\right)^{\frac{2}{3}}$, wobei unter $W\,\mathrm{PS}$ die abgebremste Motorleistung zu verstehen ist. Es handelt sich nun um die Bestimmung des idealen Wirkungsgrades η_i des Propellers in seiner Abhängigkeit von dem Flächenbelastungsgrad

$$\frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F \cdot V_e^2}.$$

Die effektive Schubarbeit, die ein hinter einem Schiff arbeitender Propeller auf das Schiff ausübt, ist $A_e = S \cdot V_e$; hierin bedeuten S den nutzbaren Propellerschub in kg, $V_e = V_m (1 - w)$ die um die Größe des Nachstromes reduzierte Schiffsgeschwindigkeit V_m in m/sec, w die Nachstromziffer. Die zur Erzeugung der effektiven Schubarbeit A_e von dem Propeller aufgenommene Leistung ist bei dessen idealem Wirkungsgrade, in Schubarbeit ausgedrückt, gleich $A_a = S \cdot V_x$, wobei V_x die Durchflußgeschwindigkeit des Wassers durch die Propellerdiskfläche bedeutet. Die Leistung des idealen Propellers ist nämlich gleich Schub mal Relativgeschwindigkeit zu dem umgebenden Wasser.

Der nutzbare Schub ist gleich $S = M (V_a - V_e)$; hierin bedeutet M die Masse des durch die Propellerdiskfläche mit der oben bezeichneten Geschwindigkeit V_x durchfließenden Wassers; ferner ist $M = \varrho \cdot F \cdot V_x$ für $\varrho = \frac{\gamma}{g}$; dabei bezeichnet γ das spezifische Gewicht des Wassers gleich 1000 kg/m³; g die Erdbeschleunigung gleich 9,81 m/sec²; F die Propellerdiskfläche $D^2 \frac{\pi}{4}$ in m²; D den Propellerdurchmesser in m; V_a die Höchstgeschwindigkeit in m/sec der Wassermasse M in einer zur Diskfläche parallel liegenden Ebene hinter dem Propeller; $(V_a - V_e)$ ist die Gesamtgeschwindigkeitsänderung pro Sekunde (Beschleunigung) der durch die Propellerdiskfläche F mit der zunächst unbekannten und noch zu bestimmenden Geschwindigkeit V_x durchfließenden Wassermasse M. Mithin ist der Wert für die aufgewandte Propellerarbeit:

$$A_a = S \cdot V_x = M (V_a - V_e) \cdot V_x.$$

Anderseits ist diese Arbeit aber auch gleich dem Wert $A_a = \frac{M}{2} (V_a^2 - V_e^2)$. Also ist:

$$M (V_a - V_e) \cdot V_x = \frac{M}{2} (V_a^2 - V_e^2);$$

$$2 (V_a - V_e) \cdot V_x = (V_a + V_e) \cdot (V_a - V_e);$$

$$2\ V_x = V_a + V_e$$

$$V_x = \frac{V_a + V_e}{2},$$

d. h.: Die mittlere Geschwindigkeit V_x des durch die Propellerdiskfläche fließenden Wassers ist gleich der halben Summe aus Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes V_e (vermindert um den Nachstrom) und Maximalgeschwindigkeit V_a der bearbeiteten Wassermasse.

Man kann die letzte Gleichung auch in der Form schreiben:

$$V_x = \frac{V_a + V_e}{2} = \frac{V_a - V_e + V_e + V_e}{2} = \frac{(V_a - V_e) + 2V_e}{2}.$$

Es ist $V_a - V_e = d\,V$ = Gesamtbeschleunigung. Mithin ist:

$$V_x = V_e + \frac{d\,V}{2},$$

d. h.: Der Wert von V_x für die Durchflußgeschwindigkeit des Wassers durch die Propellerdiskfläche ist gleich der Fahrtgeschwindigkeit V_e des Schiffes, vermehrt um die Hälfte der Gesamtbeschleunigung $d\,V$.

Der ideale Wirkungsgrad η_i eines Propellers ist nun gleich dem Verhältnis der nutzbaren Schubarbeit A_e zur aufgewandten Arbeit A_a, also $\eta_i = \frac{A_e}{A_a}$. Nach obigem ist aber $A_e = S \cdot V_e$ und $A_a = S \cdot V_x$. Mithin ist der Wert von

$$\eta_i = \frac{S \cdot V_e}{S \cdot V_x} = \frac{V_e}{V_x}$$

gleich dem Verhältnis der Schiffsgeschwindigkeit V_e zu der Durchflußgeschwindigkeit des Wassers V_x durch die Propellerdiskfläche. Nun hat sich aber oben ergeben $V_x = \frac{V_a + V_e}{2}$; folglich wird

$$\eta_i = \frac{V_e}{\frac{V_a + V_e}{2}} = \frac{2\,V_e}{V_e + V_a}.$$

Aus $S = M \cdot d\,V = M (V_a - V_e)$ und $M = \varrho \cdot F \cdot V_x$ folgt $S = \varrho \cdot F \cdot V_x \cdot (V_a - V_e)$;

setzt man hierin $V_x = \frac{V_a + V_e}{2}$, so ergibt sich

$$S = \varrho \cdot F \cdot \frac{V_a + V_e}{2} \cdot (V_a - V_e) = \varrho \cdot F \cdot \frac{(V_a^2 - V_e^2)}{2}.$$

Dann wird $\frac{S}{\varrho \cdot F \cdot V_e^2} = \frac{V_a^2 - V_e^2}{2 \cdot V_e^2}$ oder $\frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F \cdot V_e^2} = \frac{V_a^2 - V_e^2}{V_e^2} = C_s$. Unter $C_s = \frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F \cdot V_e^2}$ ist der Belastungsgrad der Schraube durch den nutzbaren Propellerschub S zu verstehen, mithin $C_s = \frac{V_a^2}{V_e^2} - 1$ oder $V_a = V_e \sqrt{1 + C_s}$. Wird dieser Wert in die zuletzt abgeleitete Formel für den idealen Propellerwirkungsgrad $\eta_i = \frac{2 \cdot V_e}{V_e + V_a}$ eingeführt, so ergibt sich $\eta_i = \frac{2 \cdot V_e}{V_e + V_e \sqrt{1 + C_s}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + C_s}}$.

Für die Verhältnisse der sog. Standprobe, bei welcher die Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes und somit auch der Wert von V_e gleich Null ist, ergibt sich bezüglich des theoretisch im Maximum erreichbaren spezifischen Schubes per Arbeitseinheit, d. h. für den Wert $\frac{S}{A}$ folgendes:

$$S = M (V_a - V_e); \; V_e = 0.$$
$$S = M \cdot V_a;$$
$$A = \frac{M}{2} (V_a^2 - V_e^2); \; V_e = 0.$$
$$A = \frac{M}{2} \cdot V_a^2;$$
$$\frac{S}{A} = \frac{2}{V_a}.$$

$$V_a = V_e \cdot \sqrt{1 + C_s} = V_e \cdot \sqrt{1 + \frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F \cdot V_e^2}} = \sqrt{V_e^2 + \frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F}};$$

$$V_e = 0;$$

$$V_a = \sqrt{\frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F}};$$

$$\frac{S}{A} = \frac{2}{\sqrt{\frac{S}{\frac{\varrho}{2} \cdot F}}};$$

$$\frac{S^3}{A^2} = 2 \cdot \varrho \cdot F;$$

$$\frac{S}{A} = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot \varrho \cdot F}{A}};$$

Hieraus läßt sich ableiten:

$$A = W\,\mathrm{PS} \cdot 75$$

(W PS = Motorpferdestärken, multipliziert mit dem Gütegrad des Propellers.)

$$\frac{S}{W\,\mathrm{PS} \cdot 75} = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 1000 \cdot F}{9{,}81 \cdot W\,\mathrm{PS} \cdot 75}}$$

$$\frac{S}{W\,\mathrm{PS}} = \frac{105}{\sqrt[3]{\frac{W\,\mathrm{PS}}{F}}}$$

(gleich dem im Maximum theoretisch erreichbaren spezifischen Propellerschub S pro Motorpferdestärke W PS bei einem idealen Propeller). Die letzte Gleichung kann man auch schreiben: $\frac{S}{F} = 105 \cdot \left(\frac{W\,\mathrm{PS}}{F}\right)^{\frac{2}{3}}$, wobei der Wert von $\frac{S}{F}$ dann den theoretisch spezifischen Propellerschub in kg pro Einheit der Diskfläche in m² bedeutet, welcher im Maximum theoretisch mit einem idealen Propeller erzielt werden kann. Diese Werte von $\frac{S}{W\,\mathrm{PS}}$ bzw. $\frac{S}{F}$ hat man dann nur noch mit dem annähernd konstant bleibenden Gütegrad η_g zu multiplizieren, um auf die entsprechenden praktisch wirklich erreichbaren Werte zu kommen.

Bei hohen Belastungsgraden eines Propellers erreicht aber der Gütegrad η_g nachweislich bereits einen Wert von 80%, so daß danach die Verluste durch Form- und Reibungswiderstand des körperlichen Propellers, sowie durch Wirbel und Drall usw., also nur noch 20% betragen würden, da der Slipverlust bereits bei der Bestimmung des idealen Wirkungsgrades mit erfaßt ist. Angenommen, man wäre in der Lage, durch Änderung der Flügelzahl, des Flächenverhältnisses, der Flügelquerschnittsform, des Steigungsverlaufes usw. die ersteren Verluste noch um 10 bis 15% zu verringern, also von 20% auf 18% bzw. etwa 16%, so würde dies nur eine Steigerung des Gütegrades von 80% auf 82 bis 84%, d. h. um etwa 2 bis 4%, und eine prozentual gleich große des Gesamtwirkungsgrades bei beschränkter Propellerstrahlfläche, d. h. beschränkterem Durchmesser bzw. bei Raddampfern bestimmter Schaufelfläche, bedeuten.

Demgegenüber hat es aber ein geschickter Konstrukteur in der Hand, auf Grund der Ergebnisse systematischer Modell-Propeller-Versuche besonders bei schwer belasteten Propellern Wirkungsgradsteigerungen bis zu 100%, d. h. z. B. von 25% auf 50% zu erzielen, jedoch nur durch Wahl größerer Propellerdurchmesser und Strahlflächen (bei korrespondierenden Tourenzahlen), womit bei gegebenem Schub S bzw. gegebener Motorleistung W PS der Belastungsgrad entsprechend erniedrigt und der Wirkungsgrad bei entsprechend niedrigen Tourenzahlen erhöht werden kann.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Von R. Rothe. Teil IV: Übungsaufgaben mit Lösungen. Formelsammlung. Unter Mitwirkung von O. Degosang. 2. Heft: Funktionen von zwei und mehr Veränderlichen; Differentialgeometrie ebener Kurven; Komplexe Zahlen, Veränderliche und Funktionen. 54 Seiten. Mit 46 Abbildungen im Text. Leipzig und Berlin: B. G. Teubner. Preis kart. RM 2,— (Bd. 34 von Teubners Mathematischen Leitfäden.)

Das vorliegende Heft ist die Fortsetzung der in unserer Zeitschrift 45, 232; 1932 besprochenen

Aufgabensammlung. 161 Aufgaben bieten Stoff zur Einübung der Gebiete, die in der zweiten Hälfte von Teil I der Höheren Mathematik Rothes vorgetragen sind. Der Abschnitt „Funktionen von zwei und mehr Veränderlichen" bietet in 37 Aufgaben Beispiele für: Geometrische Darstellung; Karte der Fläche; Partielle Ableitungen; Ableitungen höherer Ordnung; Das vollständige Differential; Differentiale höherer Ordnung; Einfluß kleiner Fehler auf das Ergebnis; Unentwickelte Funktionen; Einführung anderer unabhängiger Veränderlicher; Maxima und Minima bei mehreren Veränderlichen. Die Differentialgeometrie ebener Kurven ist in 3 Unterabteilungen gegliedert. 42 Aufgaben beschäftigen sich mit: Tangente, Normale, Bogenlänge; Schnitt und Berührung zweier Kurven; Krümmung, Krümmungskreis und Evolute. Darauf folgen 28 Aufgaben über: Anwendung der Polarkoordinaten; Hessesche Normalform der Geraden; Transformation durch reziproke Radien; Anwendungen der Polarkoordinaten auf die Differentialgeometrie ebener Kurven; Spiralen; Krümmung in Polarkoordinaten; Fußpunktkurven. Endlich behandeln 16 Aufgaben: Asymptoten; Singuläre Punkte; Hüllkurven. Das Heft schließt mit 38 Beispielen für: Komplexe Zahlen; Komplexe Veränderliche und Funktionen einer komplexen Veränderlichen; Konforme Abbildung.

Dieses Übungsheft ergänzt das als Teil I bezeichnete Lehrbuch äußerst geschickt. Die Form der Lösungen, die das Lehrbuch bietet, kann zur Beantwortung von Einzelfragen nicht immer unmittelbar benutzt werden. Bei der praktischen Verwertung der Ergebnisse kommt es darauf an zu erkennen, welche Vereinfachungen gegenüber den allgemeinen Gedankengängen anzubringen sind, um zu zahlenmäßigen Lösungen zu kommen. Dazu leiten die sorgfältig ausgewählten Beispiele planmäßig an. Mathematik will nicht nur gelernt, sondern auch geübt sein. Die Aufgabensammlung zu Rothes Mathematik ist ein vortreffliches Hilfsmittel für Studium und Wiederholung. Reiche unterrichtliche Erfahrung liegt der Auswahl und der Formung der Aufgaben zugrunde. Die Beschäftigung mit dem Übungsstoff wird die Freude an der Arbeit steigern und nicht nur Lernenden, sondern auch Lehrern wertvolle Anregungen bieten. Das Heft verdient wärmste Empfehlung.

Mtth.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. 4. Band, 4. Teil. Elektrische Eigenschaften der Metalle und Elektrolyte; magnetische Eigenschaften der Materie. Bearbeitet von O. v. Auwers, Berlin-Siemensstadt, A. Coehn, Göttingen, A. Etzrodt, Göttingen, A. Eucken, Göttingen, W. Jost, Hannover, G. Jung, Greifswald, L. Nordheim, Göttingen, R. Suhrmann, Breslau. Herausgegeben von Arnold Eucken, Göttingen. Mit 400 Figuren im Text. Druck und Verlag von Friedrich Vieweg & Sohn, A.G., Braunschweig 1934. Preis geh. RM 62,—, geb. RM 66,—.

Der Herausgeber bezeichnet den Teil des Werkes, der die Behandlung der gesamten Lehre von der Elektrizität und dem Magnetismus enthält, als den „vierten Band" des Müller-Pouilletschen Lehrbuchs, der aber wieder in vier umfangreiche Teilbände zerfällt. Während die ersten beiden Teilbände, wie schon bei den früheren Besprechungen angegeben wurde, die Grundlagen der Lehre von der Elektrizität und dem Magnetismus und die technischen Anwendungen behandeln, bringen der 3. und 4. Teilband diese Lehre vom Standpunkt der modernen Atomphysik aus. Der 3. Teilband hatte die ausführliche Schilderung der Eigenschaften der Elementarteilchen und ihre Wechselwirkung zum Gegenstande, wobei dann zu Korpuskeln, die aus einer beschränkten Anzahl von Elementarteilchen zusammengesetzt sind, und weiterhin zu Aggregationen, die sich aus einer sehr großen Anzahl von Korpuskeln zusammensetzen (Gase, Flüssigkeiten, Lösungen, feste Körper), aufgestiegen wird. Der vorliegende 4. Teilband ist nun speziell den wichtigen und umfangreichen Themen „Elektrische Eigenschaften der Metalle und Elektrolyte (Elektrochemie)" gewidmet. Er gliedert sich in drei Hauptabschnitte: 1. Elektrische Eigenschaften der Metalle (Leiter erster Art), 2. Elektrizitätsleitung und Elektrizitätserregung in Leitern zweiter Klasse (Elektrochemie) und 3. Die magnetischen Eigenschaften der Materie. Während beim zweiten Hauptabschnitt größere Partien der vorangehenden Auflage (unter mehr oder weniger starker Umarbeitung) benutzt werden konnten, da ja bei deren Erscheinen das Gebäude der Elektrochemie schon ein dem heutigen ähnliches Aussehen besaß, mußten der erste und der dritte Hauptabschnitt völlig neu verfaßt werden, da es sich hier um Vorstellungen handelt, die erst die Forschung der letzten Jahre entwickelt hat. Der Herausgeber betont, daß es ihm bei der Behandlung der Metallelektronentheorie nicht möglich erschien, eine knappe, mehr elementare Darstellung zu bringen, weil er befürchtete, sich sonst der Gefahr der Oberflächlichkeit auszusetzen. In dem Buche wird also mit allem Nachdruck der Versuch einer solchen zusammenfassenden, knappen Darstellung abgelehnt und von allen mathematischen Hilfsmitteln und schwierigsten theoretischen Überlegungen Gebrauch gemacht. So kommt es, daß von den 20 Spezialforschern, die als Bearbeiter von Teilgebieten bei der Herausgabe der 4 Teilbände der Elektrizitätslehre herangezogen worden sind, auf diesen vierten Teilband allein acht entfallen. Allerdings ist nun in den 876 Seiten eine ungeheuere Menge Stoff zusammengetragen worden, und der Herausgeber kann mit Recht hervorheben, daß in diesem vierten Teilband eine so ausführliche und vollständige Darstellung der heutigen Metallelektronentheorie vorliege, wie sie zur Zeit in der sonstigen deutschen Literatur noch nicht zu finden sei. Wer sich in das eine oder andere der theoretischen Gebiete hineinarbeiten will, findet hier alles, was er braucht, zumal überall auch die Quellen angemerkt sind. Dabei werden auch Theorien dargestellt, die durchaus noch nicht als festverankerte Bestandteile der Wissenschaft anzusehen sind.

Mir will scheinen, daß dadurch das Müller-Pouilletsche Werk, wenigstens soweit die Elektrizitätslehre in Betracht kommt, etwas von seinem ursprünglichen Charakter als „Lehrbuch der Physik" eingebüßt hat. Als die Benutzung der elektrischen Energie seinerzeit immer allgemeiner wurde, war es als ein Verdienst der damals entstandenen Hochschullehrbücher zu bewerten, daß sie theoretische Begriffe, wie die des magnetischen und elektrischen Kraftfeldes und des Potentials, über die allein Elektrotechniker und Physiker in das wirkliche Verständnis der elektrischen Vorgänge eindringen konnten, aus der Sphäre der rein abstrakten Theorie in die anschauliche Sphäre der Experimentalphysik herabzogen. Auf diesen wissenschaftlichen Lehrbüchern der Experimentalphysik fußten dann die Schulmänner, die den Physikunterricht der höheren Schulen befruchteten. Die vielen in der Poskeschen Zeitschrift der neunziger Jahre veröffentlichten Arbeiten legen Zeugnis dafür ab. Auf dieses Zusammenarbeiten von Hochschullehrern und Lehrern der höheren Schulen ist es zurückzuführen, daß heute kaum noch ein Schullehrbuch zu finden ist, das z. B. ohne die Begriffe der magnetischen Kraftlinien eine Behandlung der elektrischen Maschinen versucht. Ich komme deshalb zu der Auffassung, daß es für ein „in erster Linie für Experimentatoren bestimmtes Lehrbuch" außerordentlich verdienstvoll gewesen wäre, vor dem Versuch nicht zurückzuschrecken, die Metallelektronentheorie mehr elementar zu behandeln. Sache des Bearbeiters wäre es dabei gewesen, die Gefahr zu großer Oberflächlichkeit zu vermeiden. Allerdings hätte dann die Zahl der Mitarbeiter erheblich reduziert werden müssen. Es dürfte meines Erachtens auch nicht feststehen, daß sich der Kreis der Benutzer des Müller-Pouillet nun erweitern wird, wie der Herausgeber es hofft; ich glaube eher, daß er sich nur verschieben wird. Wer Material zu Spezialstudien sucht, der wird zum Müller-Pouillet greifen; der Experimentator, fürchte ich, wird sich ihm etwas entfremden. Dazu kommt noch ein anderer bedauerlicher Umstand: So sehr ich wünschen möchte, daß alle Lehrerbibliotheken in den Besitz des neuen Müller-Pouillet gelangen, so steht dem leider die Tatsache entgegen, daß der „vierte Band" (Elektrizität) schon allein 208 RM gebunden kostet. Höhere Schulen dürften daher heute leider kaum imstande sein, das ganze Lehrbuch in der neuen Auflage sich anzuschaffen.

Steindel.

Physik für Jedermann mit besonderer Berücksichtigung der modernen technischen Anwendungen. Band 20 der Sammlung „Verständliche Wissenschaft". Von Arthur Haas. 1. bis 5. Tausend. Mit 76 Abbildungen. IX und 274 Seiten. Berlin: Julius Springer. Preis geb. RM 6,80.

Das Buch will dem gegenwärtig besonders lebhaften Interesse weitester Kreise an der Physik entgegenkommen. Ziel und Umfang sind im Vorwort so gekennzeichnet: „Über die wichtigsten Entdeckungen, Anschauungen und Anwendungen der Physik soll das vorliegende Büchlein einen gemeinverständlichen Überblick bieten. Um einen zu großen Umfang zu vermeiden, wurde die Darstellung auf die Physik im engeren Sinne, also auf die Lehre von Licht, Elektrizität, Wärme und Materie unter Fortlassung von Mechanik und Akustik beschränkt. Mathematische Formeln sind durchwegs vermieden worden. . . . Die Theorien der modernen Physik konnten naturgemäß auch nur knapp behandelt werden."

Anknüpfungspunkte für die Betrachtungen bieten im allgemeinen die tägliche Erfahrung des Lesers, bekannte Ereignisse der Gegenwart oder jüngsten Vergangenheit, geschichtliche Tatsachen u. dgl. Mit wenigen Strichen wird die im Laufe der Zeit vor sich gegangene Entwicklung gezeichnet, und schon befinden wir uns mitten in den Vorstellungen und Fragen von Physik und Technik, die heute allgemeiner Teilnahme sicher sind. In geschickter Darstellung regt der frisch geschriebene Vortrag zu denkender Nachforschung an; wo endgültige Antworten gefunden sind, erhält der Leser erschöpfende Auskunft; bleibt der Wissenschaft noch mancherlei zu tun übrig, so werden die Richtungen gezeigt, in denen die Bemühungen weitergehen. Man sieht, daß alles dauernd im Fluß ist und erlebt moderne Physik. Dabei verschwindet der Verfasser keineswegs hinter objektiven Darbietungen, sondern er bringt eigene Verknüpfungen zur Geltung und gibt dem Buche dadurch viele besondere Reize.

Diese „Physik für Jedermann" schließt den Lehrer nicht als Leser aus. Ihm wird durch das Buch die Möglichkeit geboten, sich die Hauptzüge der Entwicklung eines Abschnittes der Physik schnell wieder zu vergegenwärtigen. Sonst ist dem Buche weite Verbreitung zu wünschen unter allen Gebildeten, die bemüht sind, das wechselvolle Geschehen in der Umwelt denkend zu erfassen. Auch Schülerkreisen kann es warm empfohlen werden; als Grundlage für Vorträge ist es zur Belebung des Unterrichts besonders geeignet. Durch vortreffliche Ausstattung hat der Verlag dafür gesorgt, daß auch von dieser Seite her das Buch Freunde finden wird. *Mtth.*

Photozelle und Glimmlampe im Unterricht höherer Schulen und technischer Fachschulen. Ausführliche Anleitung zu einfachen, auch zum Selbststudium geeigneten Demonstrationsversuchen. Von Studienrat Walter Möller, Oberrealschule Altona. 78 Seiten, mit 43 Abbildungen. Berlin: Deutsch-literarisches Institut I. Schneider. Preis kart. RM 2.—

Das Büchlein enthält eine Reihe Beschreibungen von Versuchen mit der Photozelle, deren Geschichte und Aufbau zu Anfang besprochen wird. Die Versuche sind so eingehend beschrieben und ihr Zubehör mitgeteilt, daß es leicht sein wird, sie nach den gemachten Angaben auszuführen. Die Glimmlampe wird als Indikator von Photozellenströmen (über einen Verstärker) benutzt, wozu ebenfalls eine Reihe Versuche angegeben werden. Ein Versuch zeigt auch die Photozelle als Photometer der Glimmlampe. Die Glimmlampe als Kippschwingungenerreger wird

nicht besprochen. — Bei einer Neuauflage wären einige kleine Änderungen der Schreibweise von Formelzeichen vorzuschlagen; die Bezeichnung von Gleichspannungen mit 4 verschiedenen Buchstaben *A*, *E*, *e*, *u* verlangt der Text nicht. Der AEF setzt die Bezeichnung *U* fest. *F. Moeller.*

Grundlagen der Funktechnik. Gemeinverständliche Einführung durch Versuchsbeispiele. 71 Seiten, mit 120 Abbildungen und 100 Versuchen. Berlin: Datsch-Lehrmitteldienst G. m. b. H. 1934. Preis RM 2,50.

Das Büchlein bespricht in kurzen Zügen die ganze Funktelephonie. Die Wechselstromgrundlagen, die Erscheinung der Resonanz (mechanisch und elektrisch), die Eigenschaften der Elektronenröhre, Mehrgitterröhren, die Strahlung, die Empfänger in ihrer einfacheren Form und die modernen großen Rundfunksender, alles hat seinen Platz gefunden. Es ist auch wirklich gelungen, das Wichtigste herauszustellen; auf so kurzem Raum von nur 71 Seiten ein kleines Kunststück! — Der Text ist allgemeinverständlich gehalten, zu seiner Erläuterung sind eine große Zahl Versuche beschrieben, die sich auf das vom Datsch an den Markt gebrachte Übungsgerät beziehen. Die Abbildungen sind gut und sorgfältig ausgeführt. — Wünschenswert wäre bisweilen eine präzisere Bezeichnung einiger Begriffe; in einem Lehrbuche sollte der Begriff „Energie" nicht dem Begriff „Leistung" oder „Intensität" gleichgesetzt werden, was ja leider auch sonst oft geschieht; bei der Bezeichnung Hertz/sek ist des Guten zu viel getan, wenn Hertz noch mit 1/sec multipliziert wird. — Dem Büchlein, das das Format des bekannten, ebenfalls vom Datsch herausgegebenen Buches Spannung — Widerstand — Strom besitzt, ist bester Erfolg zu wünschen. *F. Moeller.*

Die neuen Grundlagen der Naturerkenntnis. Von Sir James Jeans. Übersetzt von Helene Weyl und Lothar Nordheim. 323 Seiten mit 10 Abbildungen. 8⁰. Stuttgart und Berlin: Deutsche Verlagsanstalt 1934. Preis geb. RM 9,—.

Aus dem Schlußkapitel: „Wir haben den neuerlichen Fortschritt der Naturwissenschaft als das Ergebnis einer schrittweisen Emanzipation von menschlichen Vorurteilen hingestellt. Bevor wir unsere menschlichen Brillen ablegten, war unser letzter Eindruck von der Natur der eines Meeres von Mechanismen, das uns von allen Seiten umgab. Wie wir die Brillen eine nach der anderen ablegten, sahen wir die mechanischen Begriffe beständig geistigen weichen. Wenn wir jene nach der Natur der Dinge auch nie ganz entbehren können, so dürfen wir doch vermuten, daß eine vollständige Befreiung von ihnen Materie und Mechanistik zum Verschwinden und den Geist unumschränkt und allein zur Herrschaft bringen wird."

In den beiden ersten Kapiteln „Der Zugang zur Außenwelt" und „Die Methode der Naturwissenschaft" gibt Jeans eine ausgezeichnete Darstellung der naturwissenschaftlichen Methode und ihrer erkenntnistheoretischen Voraussetzungen, sowie der gegenseitigen Befruchtung von Physik und Erkenntnistheorie. Das Ziel der Naturwissenschaft ist eine Theorie der Natur, in die sich alle Erscheinungen der Außenwelt mit vollkommener Genauigkeit einfügen lassen. In den folgenden vier Kapiteln: „Das Gerüst der Außenwelt, Raum und Zeit", „Mechanische Modelle", „Die Struktur der Außenwelt, Materie und Strahlung" und „Wellenmechanik" entwirft der Verfasser unser jetziges physikalisches Weltbild. Die Grundgedanken der allgemeinen Relativitätstheorie, der Matrizen- und der Wellenmechanik werden in einer meisterhaften Darstellung entwickelt. Hierbei wird immer der Grundgedanke herausgearbeitet, daß der Fortschritt durch die Befreiung von menschlichen Vorurteilen bedingt wurde. Die vorrelativistische Vorstellung von Raum und Zeit muß der Erkenntnis weichen, daß sie nur in Erfahrungs- und Denkgewohnheiten verankert war, daß Raum und Zeit nicht das Gerüst der Außenwelt sind, sondern unser Gerüst der Erscheinungen der Außenwelt. Wenn die Theorie der Natur nur alle Erscheinungen der Außenwelt umfassen soll, aber nicht die Außenwelt selbst, so darf diese Theorie auch nur Elemente enthalten, die der Welt der Erscheinungen angehören, also nur Beobachtbares. Das führt zu einer Kritik unserer Begriffe auf ihren feststellbaren Inhalt hin, die bekanntlich mit der relativistischen Untersuchung des Begriffes der Gleichzeitigkeit begann. Unbeobachtbare Modelle der Natur haben nur heuristischen Wert. Sie müssen Theorien weichen, die nur Beobachtbares mittels eines mathematischen Schemas miteinander verknüpfen. So tritt z. B. an die Stelle des Bohrschen Atommodells die Heisenbergsche Quantenmechanik. Diese Befreiung der Physik von allen halbmetaphysischen Elementen, wie es Heisenberg formulierte, war und ist die Voraussetzung für den Fortschritt der modernen Physik. Die Frage nach dem Beobachtbaren führt Heisenberg weiterhin zu seinen Unbestimmtheitsrelationen, die in dem folgenden Kapitel: „Indeterminismus" dargelegt werden einschließlich ihrer Folgerungen: „Die neueren Theorien, die allein mit der Erfahrung vollkommen übereinstimmen, zeigen, daß wir entweder die raumzeitliche Darstellung der älteren Bilder der Natur beibehalten können, oder einen strengen Determinismus, aber niemals beide zugleich." Er betont den Unterschied zwischen Unbestimmtheit und Indeterminiertheit: „Das Bild der Natur als bestehend aus Teilchen in Raum und Zeit bedingt die Unbestimmtheit der Naturvorgänge", und „Die Tatsache, daß die Oberflächenvorgänge der Raum-Zeit als nicht völlig determiniert erscheinen, läßt die Frage, ob die wirkliche Natur kausal bestimmt sei, oder nicht, vollkommen offen". Im Schlußkapitel „Ereignisse" legt der Verf. dar, wie die Thermodynamik Aussagen über die Richtung des physikalischen Geschehens machen kann. Es folgen einige naturphilosophische Betrachtungen, wo er u. a. die kritische Haltung der modernen Physik in der Feststellung zum Ausdruck bringt, daß eine einzelne Partikel nicht zu

beobachten sei, sondern nur Ereignisse, die mit dieser Partikel verknüpft sind.

Das vorliegende Werk gibt eine meisterhafte Darstellung des physikalischen Weltbildes durch einen hervorragenden Forscher. Das Ziel des Buches ist aber ein höheres, es will darlegen, wie sehr der Geist der modernen Naturwissenschaft sich von der materialistischen Haltung der vergangenen Jahrhunderte abgewendet und sich dem idealistischen Standpunkt genähert hat. Stoff und Leitgedanken rechtfertigen den Wunsch nach einer weiten Verbreitung des Buches. Neben aller Anerkennung des anregenden und geistreichen Buches muß aber klar ausgesprochen werden, daß die unexakten philosophischen Erörterungen von Jeans eine schwere Beeinträchtigung seiner allgemeinverständlichen Werke sind. Das hat sich auch in diesem neuen Buche nicht gebessert, sondern eher verschlimmert, was besonders in den beiden letzten Kapiteln auffällt. Die Art der „Begründung" eines naturwissenschaftlichen Idealismus erinnert allzu sehr an die naturwissenschaftlichen „Beweise" des Materialismus. Jeans nennt im Vorwort seine Philosophie die „rudimentäre Philosophie eines Physikers". Diese Selbsterkenntnis wird ihn hoffentlich vor der Gefahr bewahren, ein Haeckel des naturwissenschaftlichen Idealismus zu werden. Die internationale Verbreitung seiner Bücher bedeutet nicht nur höchste Anerkennung, sondern auch große Verantwortung. Die Verbreitung einer rudimentären Philosophie ist keine Aufgabe, die eines Jeans würdig wäre.

Die Übersetzung ist vorzüglich; leider sind aber an zwei Stellen Schwingungsdauer und Frequenz verwechselt, wodurch zwei Formeln unrichtig werden. *Hiedemann.*

Umsturz im Weltbild der Physik. Von Ernst Zimmer. Mit einem Geleitwort von Max Planck. 264 Seiten mit 58 Abbildungen. München: Knorr & Hirth 1934. Preis geh. RM 4,50; geb. RM 5,70.

Das Buch ist hervorgegangen aus Vorträgen, die der Verfasser für die „Gesellschaft zur Förderung gemeinnütziger Tätigkeit" in Lübeck vor einem aus allen Berufen zusammengesetzten Publikum und im Auftrage der Lübecker Oberschulbehörde im „Naturwissenschaftlichen Verein" vor Fachleuten gehalten hat. Daß Max Planck diesem Buch ein Geleitwort mitgegeben hat, bedeutet eine hohe, aber verdiente Anerkennung dieser Schrift.

Nach einer sehr lesenswerten Einleitung, in der z. B. über die Stellung Goethes zur Physik auf wenigen Seiten mehr Grundlegendes gesagt wird, als in vielen über dieses Thema veröffentlichten Büchern, folgen zwei Kapitel über das Wesen von Licht und Materie in der klassischen Physik. Dann gibt der Verf. eine klare und lebendige Schilderung des Umsturzes im Weltbilde der Physik und seiner einzelnen Etappen. Quantentheorie; Lichtquantentheorie; Bohrsches Atommodell; Quantenmechanik und Materiewellen; Deutung der Materiewellen; Der dualistische Charakter von Strahlung und Materie; Die Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelationen; Neutron und Positron. Aus diesen Stichwörtern wird man ersehen, daß die Zimmersche Darstellung alle Fortschritte der Physik seit der Jahrhundertwende umfaßt, die zu der revolutionären Umgestaltung des physikalischen Weltbildes geführt haben. In einem Schlußkapitel „Naturphilosophie" gibt der Verf. einen Überblick über die erkenntnistheoretischen Folgerungen, welche das neue Weltbild notwendig macht. Er stellt dabei im wesentlichen die Vertreter des Postivismus derjenigen erkenntnistheoretischen Einstellung gegenüber, die durch den Namen Planck gekennzeichnet ist. Daß er als ehemaliger Schüler von Planck die antimetaphysische Haltung der Positivisten bekämpft, war zu erhoffen. Es ist sehr zu begrüßen, daß dies in einer völlig sachlichen Weise geschieht. In seinen Betrachtungen über Kausalität und Indeterminismus beschränkt sich der Verf. auf eine klare Darlegung der verschiedenen Standpunkte. Hier wäre allerdings eine schärfere Herausarbeitung der Fragestellung auch jetzt schon möglich gewesen. Es verdient besondere Anerkennung, daß der Verf. auch in diesen philosophischen Erörterungen exakt bleibt und eine saubere Formulierung der Probleme unzulänglichen Lösungsversuchen vorzieht.

Die Art der Darstellung beweist, daß der Verf. die Gabe der exakten und doch wirklich allgemeinverständlichen Darstellung wissenschaftlicher Probleme in seltenem Maß besitzt. Diese Begabung bedeutet eine Verpflichtung für den Verf., der er sich nicht entziehen möge. *Hiedemann.*

Dehnt sich das Weltall aus? Von Sir Arthur Eddington. Übersetzt von Helene Weyl. 200 Seiten, 8° und 2 Tafeln. Stuttgart und Berlin: Deutsche Verlagsanstalt 1933. Preis geb. RM 4,50.

Hubble konnte 1929 aus Beobachtungsdaten ableiten, daß die Rezessionsgeschwindigkeit der Spiralnebel proportional der Entfernung ist. Diese Beobachtungen — siehe den Bericht von O. Mathias, diese Zeitschrift **47**, 83 (1934) — bilden eine Stütze für die Hypothese eines sich ausdehnenden Weltalls. Eddington schildert in dem vorliegenden Buche die Entwicklung der Grundgedanken dieser Hypothese, die er durch eigene kühne, theoretische Spekulationen ergänzt.

In der ersten Formulierung der allgemeinen Relativitätstheorie (1915) ergab sich das Gravitationsgesetz aus der Struktur des nichteuklidischen Raumes des Universums, dessen lokale Krümmung von den jeweils vorhandenen Massen abhängt. Die Bahnen der Himmelskörper sind die kürzesten Weltlinien in diesem gekrümmten Raum, sind aber, bis auf Feinheiten, praktisch die gleichen, wie in der Newtonschen Theorie, so daß man sagen kann, daß das Gravitationsgesetz praktisch das Newtonsche Attraktionsgesetz liefert. 1916 wurde dieses Gravitationsgesetz durch ein Zusatzglied erweitert, da es sich zeigte, daß die erste Formulierung ein instabiles Universum geliefert hätte. Dieses Zusatzglied enthält praktisch die Aussage, daß auch der leere Raum des Uni-

versums gekrümmt ist, und zwar derart, daß der Raum ein in sich geschlossener, ein endlicher, aber unbegrenzter wird. Gleichzeitig führt dieser neue Term auf eine Abstoßung, die kosmologische Abstoßung, die proportional der Entfernnng ist. Die Bedingung, daß dieses Einstein-Universum ein stabiles wäre, lieferte einen ganz bestimmten Krümmungsradins der Welt. 1917 gab de Sitter eine andere stabile Lösnng für ein Universum an, das ebenfalls in sich geschlossen war, bei dem aber eine merkliche Rezession entfernter Spiralnebel eintrat. Man hat inzwischen erkannt, daß die de Sitter-Welt nur eine quasistatische Lösung war. Es stellte sich nämlich als ihre Voraussetzung heraus, daß die mittlere Dichte der Materie im Raum exakt gleich Null sei, nicht wie man zuerst glaubte, vernachlässigbar klein. Es blieb als einzige statische Lösung die Einstein-Welt, die aber allzu statisch war. Eddington kennzeichnet beide Lösungen damit, daß die Einstein-Welt Materie, aber keine Bewegung, und die de Sitter-Welt Bewegung, aber keine Materie enthält. Die wirkliche Lösung muß zwischen diesen Extremfällen liegen. Nachdem bereits 1922 A. Friedmann die systematische Untersuchung nichtstatischer Lösungen ausgeführt hatte, wurden diese erst 1927 von Abbé G. Lemaître wiederentdeckt, der daraus die Theorie des sich ausdehnenden Weltalls entwickelte. Darüber hinaus konnte Lemaître nachweisen, daß das statische Gleichgewicht der Einstein-Welt ein labiles ist. Wenn einmal Ausdehnung eintritt, so wird sich diese vergrößern. Die Theorie von Lemaître liefert ferner die Aussage, daß die Rezessionsgeschwindigkeiten der Spiralnebel proportional der Entfernung sind, ist also in qualitativer Übereinstimmung mit dem Hubbleschen Gesetz. Bestimmte Abwanderungsgeschwindigkeiten vorauszusagen, vermag sie allerdings nicht. Um quantitative Voraussagen machen und mit den Beobachtungsdaten vergleichen zu können, verknüpft Eddington in äußerst geistreichen, wenn auch sehr spekulativen Überlegungen Relativitätstheorie und Wellenmechanik. Als Bindeglied für das System der Milchstraßensysteme und das Innere der Atome und als gemeinsames Maß für beide dient ihm die kosmologische Konstante. Diese ist die fundamentale Naturkonstante, die in dem Ausdruck für die kosmologische Abstoßung im erweiterten Gravitationsgesetz auftritt. Sie liefert den auch in einem sich ausdehnenden Universum konstant bleibenden Krümmungsradius des Universums an den nicht von Materie erfüllten Stellen. Wie Eddington aus der Diracschen Wellengleichung des Elektrons diese Konstante und die Gesamtzahl N der Elektronen im Weltall herausliest, ist sicher äußerst spekulativ, aber ebenso anregend. Er begründet das Vorhandensein von N in der Wellengleichung damit, daß N die Anzahl von Freiheitsgraden des Universums, oder wellenmechanisch definiert ist als die Anzahl unabhängiger Wellensysteme im Weltall. Es kann nicht noch näher auf Einzelheiten eingegangen werden, man muß es selbst lesen, wie in der Eddingtonschen Theorie atomare Daten aus den astronomischen und umgekehrt berechnet werden können, wie z. B. die Feinstrukturkonstante der Spektroskopie aus den Rezessionsgeschwindigkeiten der Spiralnebel sich berechnen läßt. Das kühne theoretische Gebäude, das Eddington aufführt, liefert ein Weltbild von einer großartigen Einheitlichkeit. Daß dieses Gebäude wohl mehr ist, als ein Luftschloß, scheinen die quantitativen theoretischen Voraussagen zu beweisen, die in einer überraschenden Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten stehen. Für die Rezessionsgeschwindigkeit entfernter Gegenstände liefert seine Theorie den Wert 528 km je sec pro Megaparsec, während der Mittelwert aus den Beobachtungsdaten 500 km je sec pro Megaparsec ist. Aus seiner Theorie folgen ferner folgende Werte: Der Radius des Weltalls, bevor es sich auszudehnen begann, war 328 Megaparsec = 1068 Millionen Lichtjahre; Gesamtmasse des Universums = $2{,}14 \cdot 10^{55}$ g = $1{,}08 \cdot 10^{22}$ Sonnenmassen; Gesamtzahl der Protonen im Weltall = Anzahl der Elektronen = $1{,}29 \cdot 10^{79}$; ursprüngliche mittlere Dichte der Materie im Universum = $1{,}05 \cdot 10^{-27}$ g pro ccm = 1 Wasserstoffatom auf 1580 ccm. Eine sehr wichtige Folgerung aus der Lemaîtreschen Theorie des sich ausdehnenden Weltalls ist die, daß man für die Entwicklung der Sterne nicht mehr über beliebig große Zeiträume verfügt; das erscheint in einem Universum, dessen Radius sich alle 1300 Millionen Jahre verdoppelt, nicht mehr angemessen. Die Konsequenzen, die sich hieraus ergeben, sind von sehr großer Bedeutung. Es muß hier aber darauf verzichtet werden, die bisher erhobenen Gründe für und gegen die Eddingtonsche Theorie aufzuführen und gegeneinander abzuwägen; denn Eddington betont selbst mit aller Klarheit, daß seine Theorien noch durchaus vorläufige und vermutlich nur eine notwendige Stufe zur Aufklärung des Geheimnisses sind. „Man mag mir vorhalten, daß bei dieser Lage der Dinge ein Buch verfrüht ist, aber ich nehme eben an, daß den Leser an der Detektivgeschichte der Wissenschaft das Finden und Verweben der Indizien zur Feststellung des Schuldigen ebensosehr interessiert, wie die endliche Gefangennahme und Exekution.“ Wer diese Eddingtonsche Detektivgeschichte liest, wird sie äußerst spannend, ja aufregend finden und dem Verfasser danken, daß er einem größeren Kreise das unvergeßliche geistige Erlebnis dieser kosmologischen Theorien ermöglicht hat.

Es war eine ungewöhnliche Kunst der Darstellung erforderlich, um den gedanklichen Inhalt dieses Buches verständlich zu machen. Wie Eddington diese Kunst beherrscht, hat er in diesem Buche erneut und vielleicht am augenfälligsten bewiesen. Die feinfühlige, kultivierte Übersetzung durch Helene Weyl verdient größte Anerkennung. *Hiedemann.*

Lehrbuch der anorganischen Chemie. Von Ernst H. Riesenfeld, beamt. a.o. Professor an der Universität Berlin. 698 Seiten mit 90 Abbildungen. Leipzig: S. Hirzel 1934. Preis geh. RM 14,—, geb. RM 15,—.

Das Buch setzt keine chemischen Vorkenntnisse voraus. Nach einer Einleitung, in der die wichtigsten Gesetzmäßigkeiten der Chemie, die chemische Schreibweise, der Zusammenhang zwischen Oxyden, Säuren, Basen und Salzen u. a. rein mitteilend behandelt werden, beginnt der eigentliche Lehrgang mit dem Wasser und seinen Bestandteilen. Bei dieser Gelegenheit werden mit erledigt: die Gasgesetze, Phasenregel, Molgewichtsbestimmung von gelösten Stoffen und Gasen, osmotischer Druck, elektrolytische Dissoziation, Massenwirkungsgesetz und vieles andere (73 Seiten).

Der zweite Teil des Buches (215 Seiten) behandelt die Nichtmetalle. Nach einer Zusammenstellung der Gesetzmäßigkeiten, die für die Aufstellung des periodischen Systems maßgebend gewesen sind, wird dieses selbst eingehend besprochen. Die weitere Stoffanordnung richtet sich nach den Gruppen des periodischen Systems, die als Ganzes besprochen werden; daneben werden aber auch die verschiedenen Verbindungstypen (Oxyde, Sulfide usw.) für sich zusammengefaßt, und schließlich wird auch jedes Element einzeln besprochen. In den folgenden Teilen des Buches werden die Gruppen der Halbmetalle (41 Seiten), der Metalle (321 Seiten) und der Edelgase (7 Seiten) in gleicher Weise erörtert.

Dadurch, daß jedes Element auch für sich behandelt wird, ist es dem Anfänger möglich, sich in dem Buche zurechtzufinden. In der gleichen Richtung wirkt die klare Gliederung in den einzelnen Unterabschnitten, die durch besonderen Druck der Absatz-Überschriften (etwa 2 bis 3 auf der Seite) noch deutlicher hervorgehoben wird.

Doch auch dem Fortgeschrittenen weiß das Buch etwas zu bieten infolge seiner klaren Zusammenfassungen und seiner die modernen Theorien benutzenden Darstellungsweise. Daß die letzten Ergebnisse der Forschung Berücksichtigung gefunden haben, braucht eigentlich kaum erwähnt zu werden.

Wenn ein Wunsch für eine spätere Neuauflage geäußert werden darf, so ist es der, daß mehr Zeichnungen von Versuchsapparaturen dem Buche beigefügt werden möchten, weil sie dem Studierenden das Nacharbeiten der Vorlesung erleichtern und dem Lehrer Anregung zu neuen Schulversuchen geben würden. *Scharf.*

Taschenbuch der praktischen pH-Messung. Von W. Kordatzki. VIII u. 231 Seiten, mit 65 Abbildungen. München: Müller & Steinicke, 1934. Preis brosch. RM 6,90; geb. RM 8,—.

Das vorliegende Buch soll vor allen Dingen ein Hilfsmittel für den Praktiker sein; er soll einen Überblick gewinnen, welche Nutzanwendungen aus der pH-Messung gezogen werden können, und mit welchen Methoden und Hilfsmitteln die praktische Durchführung der Messungen erfolgt.

Dementsprechend ist die Darbietung der wissenschaftlichen Grundlagen des ganzen Gebietes, die in den beiden ersten Teilen erfolgt, möglichst kurz und leichtverständlich gehalten; das Wichtigste ist in kurzen Vorblicken zusammengefaßt. Der dritte Teil enthält die praktischen Anweisungen für die Messungen, die mit Hilfe der im Handel befindlichen gebrauchsfertigen Apparaturen durchgeführt werden. In einem vierten, größeren Abschnitt wird ein Überblick über die Anwendungen der pH-Messung in der gesamten Industrie und Wissenschaft gegeben. Vielfache Literaturhinweise ermöglichen ein Weiterstudium. Das Buch ist dem zu empfehlen, der einen ersten Überblick über das Gebiet der pH-Messung erhalten will. *Scharf.*

Schule und Luftschutz. Im Auftrage des Reichsministeriums der Luftfahrt verfaßt von E. Meyer und E. Sellien unter Mitwirkung von Polizeimajor Borowietz. 142 Seiten mit 24 Abbildungen. München und Berlin: R. Oldenbourg 1934. Preis geh. RM 1,80.

„Luftschutz ist Pflicht gegen das Vaterland! Wer abseits steht und sich ausschließt, versündigt sich an seinem Volk!“ So beginnt das Geleitwort, das der Herr Reichsminister der Luftfahrt dem Buche mitgegeben hat. Es heißt darin weiter: „Schon dem Kinde muß das Wissen von der Notwendigkeit des Luftschutzes in Fleisch und Blut übergehen, schon das Kind muß die Schicksalsverbundenheit erkennen, die uns alle auf Gedeih und Verderb umschließt.“ Ähnlich äußert sich der Herr Reichsminister des Innern: „Der Schule soll wieder die Möglichkeit gegeben werden, den jungen Deutschen so zu erziehen, wie es die Größe und die Ehre, aber auch die Lebensnotwendigkeiten unseres Vaterlandes erheischen. Ein Mittel zu diesem Zweck sehe ich in der Förderung des Luftschutzgedankens in der Schule.“

Das vorliegende Buch will nun zeigen, wie im einzelnen der Luftschutz in den Schulunterricht eingebaut werden kann. Die Anweisungen darüber sind jedoch leider recht knapp und allgemein gehalten. Der Hauptwert des Buches liegt darin, daß es den Stoff des Luftschutzes in gedrängter Kürze für den Lehrer zusammenfaßt, so daß er im Notfall ohne besondere Fachliteratur über dieses Gebiet auskommt.

Rein äußerlich ist das Buch in zwei Hauptabschnitte annähernd gleichen Umfanges gegliedert.

Im ersten Teile („Der Luftschutz“) werden behandelt: Notwendigkeit des Luftschutzes, Luftgefährdung, Luftempfindlichkeit; Luftstreitkräfte und ihre Kampfmittel; völkerrechtliche Bestimmungen; Organisation des Luftschutzes (organisatorische und technische Mittel); Verkehrs- und Industrieluftschutz; Selbstschutz.

Der zweite Teil („Die Schule im Dienste des Luftschutzes“) gibt zunächst Anweisungen über Organisation und technische Maßnahmen; das Für und Wider von Vorträgen und Ausstellungen über Luftschutz wird gegeneinander abgewogen. Anschließend werden sowohl für die Volks-, wie die höhere und Mittelschule Angaben über die Beziehungen des Gebietes zu den einzelnen Unterrichtsfächern und Gegenständen gemacht. Dabei

nehmen einen großen Teil des Umfanges weitere Ergänzungen zum Stoff des Luftschutzes ein.

Im ganzen betrachtet, ist das Buch denjenigen Kollegen zu empfehlen, die sich über das Gebiet des Luftschutzes einen ersten Eindruck und darüber hinaus Anregungen für die unterrichtliche Verwertbarkeit dieses Stoffes verschaffen wollen.

Scharf.

Aus Werkstätten.

Neue Apparate zur Physik des Fliegens.

Um im Unterricht oder in der Arbeitsgemeinschaft die Physik des Fliegens behandeln zu

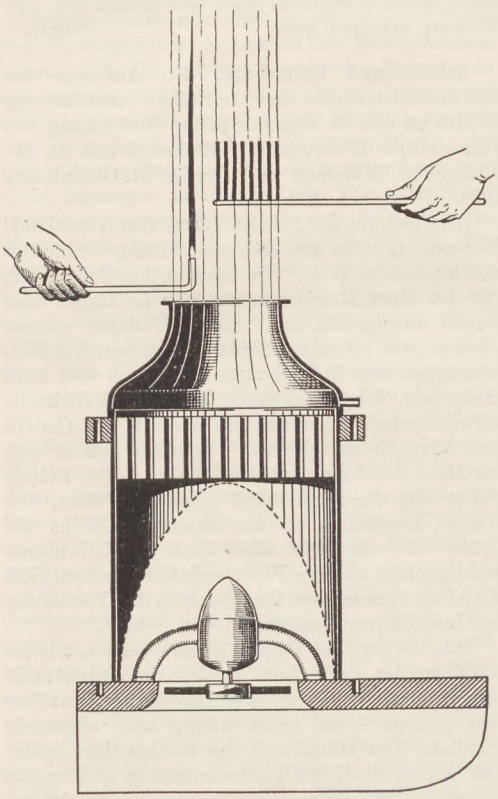


Fig. 1. Luftkanal im Querschnitt.

können, braucht man einen Luftstrom, der genügend schnell, einigermaßen frei von Wirbeln und gleichmäßig bewegt ist, und dabei einen Querschnitt hat, der zur einwandfreien Durchführung der Versuche ausreicht. Außerdem ist zur Durchführung der Versuche im Luftstrom eine Reihe Geräte notwendig, die die aerodynamisch wichtigen Vorgänge einwandfrei und anschaulich zu untersuchen gestatten.

Der in Fig. 1 im Querschnitt wiedergegebene Luftstromerzeuger nach Eck[1] enthält als wichtigsten Bestandteil einen Universalmotor, der mit 8000 Umdrehungen läuft und daher zwar einiges Geräusch macht, aber außerordentlich wirksam ist. Der Motor, dessen Umdrehungszahl im übrigen durch einen Widerstand in weiten Grenzen verändert werden kann, treibt eine sorgfältig geformte vierteilige Luftschraube aus Holz. Zum Druckausgleich ist über dem Motor eine Netzkappe angebracht, die der Luftstrom mit gleichförmiger Geschwindigkeit über den ganzen Querschnitt verläßt. Um auch noch die Luftwirbel

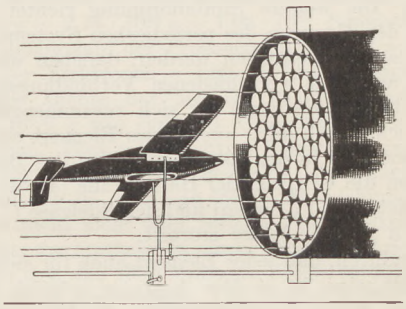


Fig. 2. Modell eines Flugzeugs mit Steuerorganen im Wind des Luftkanals.

zu beseitigen, ist ferner an dem Ausgang des äußeren Umhüllungsrohres ein System von Röhren angebracht, das übrigens leicht herausgenommen werden kann. Das Ganze ist auf einem Grundbrett aus Holz so befestigt, daß es leicht beweglich ist. So kann man den Luftstrahl entweder senkrecht nach oben richten oder unter einem beliebigen Winkel neigen, oder ihn endlich, was für die messenden Versuche notwendig ist, waagerecht richten.

Bei voller Öffnung von 30 cm Durchmesser ist die Geschwindigkeit der Strömung gering, sie beträgt nur etwa 3 m/sek; sie genügt aber schon für manche Versuche, zu denen ein großer Strömungsquerschnitt benötigt wird (Fig. 2). Für die meisten Versuche dagegen wird eine Kappe

Fig. 3. Großer Ball schwebt am schrägen Luftstrahl (in Wirklichkeit Abstand zwischen Apparat und Ball etwa 2 m).

[1] Dieser und die folgenden Apparate werden von E. Leybolds Nachf. A.-G., Köln-Bayental, gebaut.

aufgesetzt, durch die der Querschnitt auf 14 cm verengert wird. Die Strömungsgeschwindigkeit steigt dadurch auf 12 bis 14 m/sek. Eine noch weitere Vergrößerung der Strömungsgeschwindigkeit ist endlich durch eine zweite aufsetzbare Düse zu erreichen, deren Durchmesser allerdings nur 50 mm beträgt. Die hiermit erzielte Strömungsgeschwindigkeit beträgt 30 m/sek.

Zur Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge verwendet man entweder eine lange Gasflamme oder einen bzw. mehrere weiche und leichte Wollfäden. Im übrigen beruht der Wert der

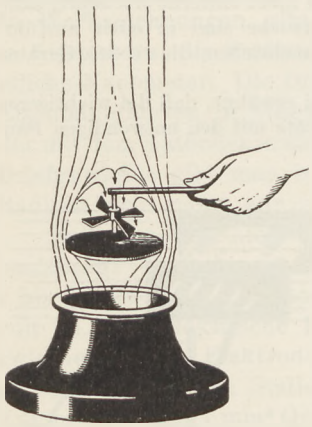


Fig. 4. Rückströmung hinter einer Platte, mit kleinem Flügelrad nachgewiesen.

Apparatur weniger in der Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge als in der Messung der im Luftstrom auftretenden Kräfte.

Trotzdem lassen sich auch eine Reihe sehr eindrucksvoller Vorlesungsversuche mit dem Luftstromkanal vorführen. Bringt man beispielsweise einen großen Gummiball in die senkrechte Strömung, so schwebt der Ball in geringem Abstand über der Öffnung des Apparates. Neigt man die Strömung. so wird der Abstand bis zum Ball wesentlich größer, und der Ball hängt an der schräg nach oben gerichteten Strömung (Fig. 3). Dies ist ein einfacher Beweis für den aerodynamischen Auftrieb, der dadurch entsteht, daß der Luftstrom um den Ball herum gekrümmt und damit beschleunigt wird. Andere Versuche zeigen mit Hilfe eines kleinen Flügels und einer Platte die Rückströmung hinter einer Platte (Fig. 4), ferner den verschieden großen Strömungswiderstand verschieden geformter Körper (Fig. 5), das Trudeln und den Magnuseffekt.

Um aber die eigentlichen Kräfte und die für das Fliegen wichtigen Vorgänge messend zu untersuchen, braucht man die Zweikomponentenwaage und das Mikromanometer.

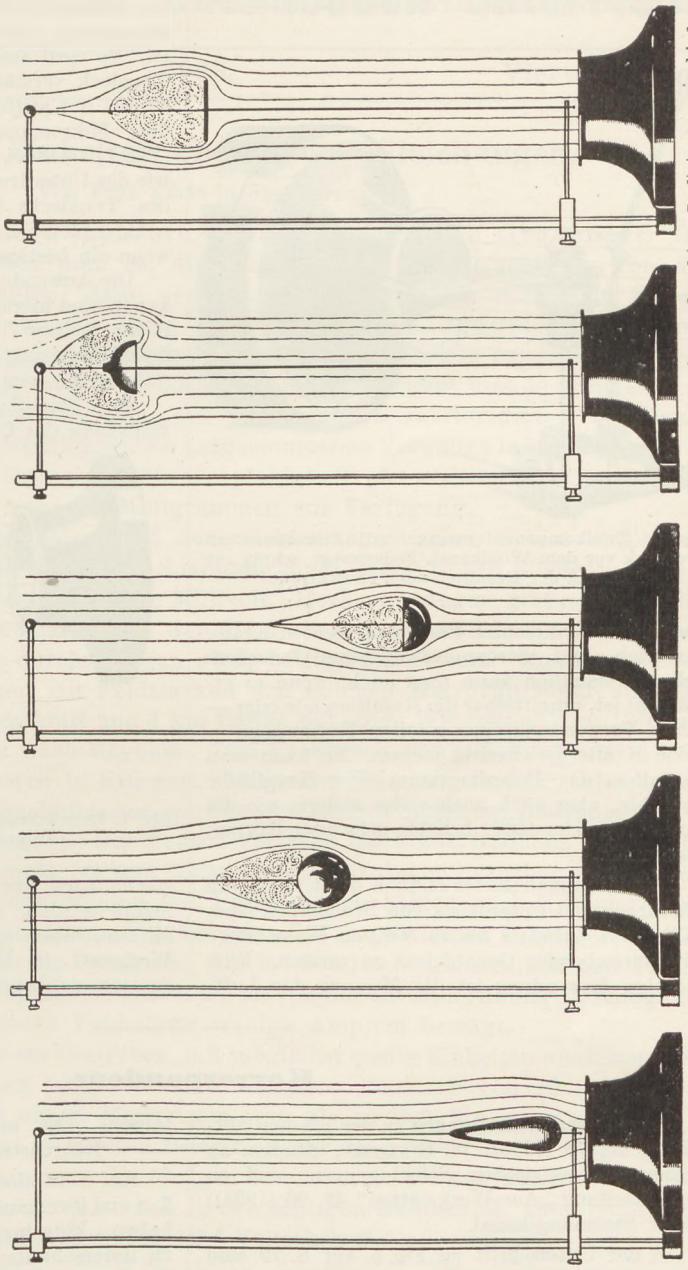


Fig. 5. Körper vom gleichen Querschnitt und Gewicht, aber verschiedenen Formen, werden im senkrechten Luftstrom verschieden weit gehoben.

Die Zweikomponentenwaage (Fig. 6) trägt auf einem schweren Dreifuß zwei zueinander senkrechte Achsen, die jede mit einem Handgriff festgelegt werden können. Die zu untersuchenden Körper, etwa ein Tragdeck, werden in die Waage eingespannt; ihre Neigung läßt sich auf einer Skala mit Zeiger in einfacher Weise ablesen. An einem besonderen Arm können Kraftmesser leicht verschiebbar befestigt werden, deren unteres Ende

an dem anderen Ende des Waagehebels angreift. Je nachdem, welche Achse der Waage freigelegt ist, kippt man die Federwaage in die senkrechte oder horizontale Richtung und kann so schnell, genau und bequem die auf das eingespannte Profil

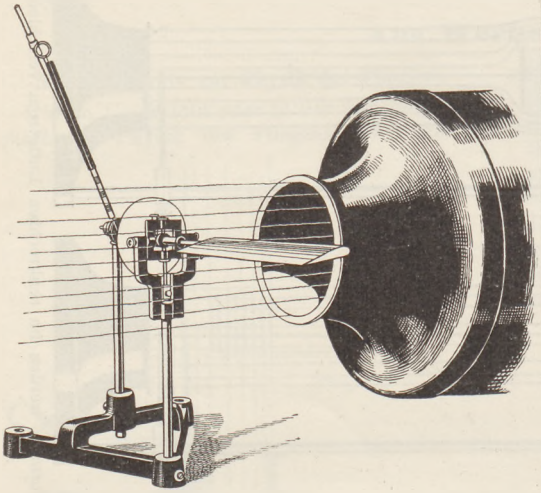


Fig. 6. Zweikomponentenwaage mit eingespanntem Tragdeck vor dem Windkanal. Federwaage schräg zur Messung der Resultierenden (Luftkraft).

ausgeübten senkrechten und waagerechten Kräfte (Auftrieb und Strömungswiderstand) messen. Selbstverständlich kann man auch, wenn es erwünscht ist, unmittelbar die Resultierende oder — durch Verwendung einer zweiten Federwaage — beide Kräfte gleichzeitig messen. So kann man vor allem das Polardiagramm einer Tragfläche ermitteln, aber auch noch vieles andere, wie die Strömungswiderstände beliebig geformter Körper, bestimmen.

Das Mikromanometer endlich dient dazu, um Überdruck und Unterdruck von Bruchteilen eines Millimeters aufwärts bis zu 300 mm Wassersäule mit hinreichender Genauigkeit zu messen. Eine wichtige Anwendung ist die Messung der Luftgeschwindigkeit mit Hilfe eines einfachen gekrümmten Glasrohres. Ferner kann man nachweisen, was für den Schüler besonders wichtig ist, daß stets die Vergrößerung der Geschwindigkeit einer Strömung mit Unterdruck, die Verlangsamung dagegen mit Überdruck verbunden ist. So wird auch die Druckverteilung an einem Tragdeck verständlich, die man mit Hilfe eines Profils mit seitlich zugänglichen Bohrungen und dem Mikromanometer genau bestimmen kann (Fig. 7). Auf die gleiche Weise läßt sich zeigen, wie der Unterdruck an einem Punkt der Oberseite des Tragdecks bei Vergrößerung des Anstellwinkels plötzlich aufhört (die Strömung reißt ab!), wenn ein bestimmter Winkel überschritten wird.

Die Anwendungsmöglichkeiten des Luftstromkanals sind hiermit nicht entfernt erschöpft; zahlreiche weitere Versuche sind in einer ausführlichen Anleitung beschrieben, die zu den Geräten mitgeliefert wird.

Zum Schluß sei erwähnt, daß die wichtigeren Einzelteile der Geräte mit den notwendigen Bau-

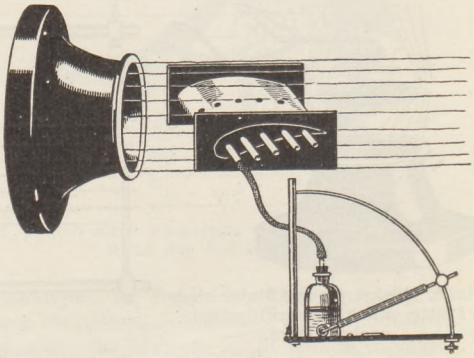


Fig. 7. Druckverteilung an einer Tragfläche, mit dem Mikromanometer gemessen.

zeichnungen auch im halbfertigen Zustand geliefert werden, so daß Schulen mit geringeren Mitteln, aber einer einigermaßen brauchbaren Werkstatt, in der Lage sind, die Geräte selbst zusammenzubauen.

Korrespondenz.

Druckfehlerberichtigungen zu der Kleinen Mitteilung 48, 79 (1935): W. BINDSEIL, Studien an langsamen elektrischen Schwingungen, und zu der Mitteilung „Aus Werkstätten" 48, 95 (1935): Neuer Strömungskanal.

In der Unterschrift zu Fig. 5 auf S. 79 sind Benennungen der zu erklärenden Zeichen vertauscht. Es muß heißen: ------ Gitterstrom, — — — Röhrenstrom, —·—· Spulenstrom.

Auf S. 95 sind die Unterschriften der Figuren 7, 8 und 9 vertauscht. Fig. 7 muß die Unterschrift haben „Flügelprofil ohne Totwasser". Fig. 8 ist zu unterschreiben „Flügelprofil mit Totwasser". Fig. 9 stellt das „Stromlinienprofil" dar.

Für die Redaktion verantwortlich: Ministerialrat Professor Dr. K. Metzner, Berlin W 8.
Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagsbuchhandlung gestattet.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz A.G., Würzburg.