

# ZEITSCHRIFT FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND CHEMISCHEN UNTERRICHT

53. JAHRGANG

1940

HEFT I

## Die Messung des Wärmeleitvermögens im Unterricht.

Von Dr. Wilhelm Bahrnt in Berlin-Lichterfelde.

Der Zweck dieser Arbeit ist, die zahlenmäßige Bestimmung des Wärmeleitvermögens von Metallstäben in den Kanon der quantitativen Schulversuche einzureihen. Bisher nämlich wurde diese Aufgabe weder im kleinen Praktikum der Hochschulen noch im Unterricht oder in den Übungen an höheren Schulen behandelt. Für diese Vernachlässigung liegt der Grund nicht etwa an einer Bedeutungslosigkeit dieser Aufgabe; jedes größere Lehrbuch der Physik bringt ja eine Tabelle der Wärmeleitvermögen; auch mathematische Schwierigkeiten, die allerdings bei der üblichen Lösungsmethode recht erheblich sind, können nicht als ausreichender Grund herangezogen werden; ein geschickter Lehrer vermöchte sie wohl zu umgehen. Der Grund für die Ablehnung liegt tiefer versteckt. Die Mehrzahl der Messungen, die im Praktikum der Hochschulen und in den Übungen der höheren Lehranstalten angestellt werden, haben sich aus wissenschaftlichen Forschungen durch Vereinfachung ihrer Methoden und Versuchsanordnungen, Verzicht auf übergroße Genauigkeit und durch Herauslösung des bildenden Kernstücks entwickelt. Diesem natürlichen Vorgange standen aber bei dem Wärmeleitvermögen zwei Schwierigkeiten im Wege, eine experimenteller, die andere methodischer Art. Über die erste schreibt F. KOHLRAUSCH in seinem Leitfaden der praktischen Physik, daß die genaue Messung des Wärmeleitvermögens zu den schwierigsten gehöre. Betreffs der zweiten muß man sich vergegenwärtigen, daß die üblichen Methoden fast alle<sup>1</sup> auf einen Grundgedanken zurückgehen, der von FOURIER im Jahre 1822 in der „Théorie de la chaleur“ entwickelt worden ist: Bei stationärem Zustande des wärmeleitenden Stabes wird die innere Leitfähigkeit gemessen an der Menge der an die Umgebung abgegebenen Wärme (äußere Leitfähigkeit). Wenn auch dieser Gedanke von FOURIER mathematisch genial und einheitlich durchgeführt worden ist und spätere Forscher seine experimentelle Durchführung in schönen Versuchsanordnungen verwirklicht haben, so bleibt er doch immer seinem Wesen nach ein indirektes Meßverfahren, bei dem die Hauptsache, nämlich die innere Leitfähigkeit, durch eine Nebenerscheinung, die äußere Leitfähigkeit, verdeckt wird. Dieser Mangel einer unmittelbaren Bestimmung der durch Leitung fortgeführten Wärmemenge ist nach meiner Ansicht der Grund dafür, daß die Wärmeleitfähigkeit bisher nicht Eingang in das Praktikum gefunden hat und man sich notgedrungen mit qualitativen oder mit halbquantitativen Versuchen (Apparat von INGENHOUS) begnügt hat.

Als ich mir das Ziel steckte, das Wärmeleitvermögen zahlenmäßig zu bestimmen, stand daher eines von vornherein fest: eine für die Schule verwertbare Methode müsse als Grundgedanke eine unmittelbare Messung der in einer gewissen Zeit durch einen Metallstab geleiteten Wärmemenge haben. Mit dieser Forderung war die Grundform der Apparatur, wie sie in Fig. 1 dargestellt ist, von vornherein festgelegt. Ein erwärmter Metallstab taucht in ein kalorimetrisches Gefäß, in dem die zugeführte Wärmemenge gemessen wird. Nebenerscheinungen, zu denen die äußere Leitfähigkeit, d. h. die Wärmeabgabe durch Strahlung oder Konvektion und andere gehören, treten bei diesem

<sup>1</sup> Eine geordnete Zusammenstellung der Methoden zur Messung von Wärmeleitvermögen findet man in KOHLRAUSCH-HENNING: Praktische Physik. Leipzig: B. G. Teubner 1935.



Vorgang als Störungen auf; diese werden soweit als möglich verringert oder ganz ausgeschaltet, und der Rest durch besondere Versuche der Menge nach geprüft. Ein Verzicht auf stationären Zustand war schon durch die eine Tatsache bedingt, daß ein Stabende stets der veränderlichen Temperatur des Kalorimeters folgte, wenn auch das andere Ende auf konstanter Temperatur gehalten wurde. Die Apparatur war schon fertig und die ersten Messungsreihen angestellt, ehe die endgültige Theorie ausgebaut war; diese paßte sich nach und nach den Versuchen an.

1. Beschreibung der Apparatur. Als wärmeleitender Körper diente mir bei allen Versuchen ein Zylinder aus Duraluminium mit 3,5 cm Durchmesser und 20 cm

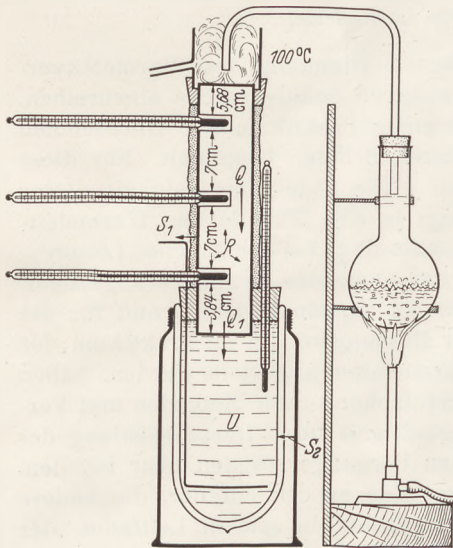


Fig. 1. Aufbau für den Hauptversuch.

länge; in Metallhandlungen (Cochius oder Herbig in Berlin) kann man sie fertig zugeschnitten für wenige Reichsmark kaufen. Seitlich werden in den Stab drei Löcher zur Aufnahme von Thermometern gebohrt; die Lochweite beträgt 6 mm, die Tiefe 25 mm; ihr Abstand voneinander und von den beiden Stabenden ist in Fig. 1 eingetragen. Der Wasserwert des Stabes ist Masse  $\times$  spez. Wärme des Aluminiums; bei dem von mir benutzten Stabe gleich  $526\text{ g} \cdot 0,22 = 120\text{ g}$ . Der Stabquerschnitt  $f$  ist  $\frac{\pi \cdot d^2}{4} = 9,62\text{ qcm}$ .

In die Bohrungen werden Thermometer mit  $\frac{1}{10}^\circ\text{C}$ -Teilung gesteckt.

Auf das eine Stabende wird mittels Korkstopfens ein weites Metallrohr geschoben; das 3,5 cm weite Loch des Stopfens wird mit der Laubsäge ausgesägt; die Verbindungsstellen zwischen Rohr, Stopfen und Stab werden durch Ölfarbe abgedichtet. Das Aufsatzrohr trägt an seinem unteren Ende ein abwärtsgeneigtes Abflußrohr. Das andere Ende des Aluminiumstabes wird durch einen weiten Korkstopfen gesteckt; einige Millimeter ragt der Stab über den Korkstopfen hinaus. Der Aluminiumstab wird mit Hilfe dieses Stopfens auf eine Liter-Thermosflasche gesetzt, welche die bekannte Picknickform hat. Ein besonderes Stativ zum Festhalten des Stabes ist hierbei überflüssig. Der Stab und der untere Teil des Aufsatzrohres werden durch Umwickeln mit Wellpappe oder Flanellbinden gegen Wärmeabgabe an die Umgebung weitgehend geschützt. Die Thermosflasche dient als Kalorimetergefäß. Sie wird mit eiskaltem Wasser, in dem zu Beginn des Versuches noch einige Stücke Eis schwimmen, so weit gefüllt, daß das untere Ende des Aluminiumstabes noch einige Millimeter eintaucht. Die Temperatur im Thermosgefäß wird mit einem in  $\frac{1}{10}^\circ\text{C}$  geteilten Thermometer, das durch eine Bohrung des Stopfens gesteckt wird, abgelesen. Ein Rührer mit breiter Rührfläche geht durch eine zweite Bohrung des Stopfens.

Zur Apparatur gehört noch eine Kochflasche mit  $\frac{1}{3}$  Liter Inhalt, die halb mit Wasser gefüllt ist. Aus ihr wird Wasserdampf von  $100^\circ$  mittels eines U-Rohres auf den Boden des Aufsatzrohres geleitet. Das kondensierte Wasser fließt durch das schräge Seitenrohr in einen daruntergestellten Behälter ab. Zwischen Kochflasche und Aluminiumstab befindet sich zur Verhütung der Wärmestrahlung ein Holzbrett. Es empfiehlt sich, dieses Holzbrett von vornherein als Stativ für Kochflasche und Bunsenbrenner einzurichten, wie es die Fig. 1 zeigt.

2. Der Hauptversuch für die Wärmeleitung geht nun in folgender Weise vor sich: Man bestimmt zuerst die Masse der leeren Thermosflasche, danach die Masse der mit Eiswasser gefüllten Flasche und bildet die Differenz dieser Zahlen. Hierzu addiert man den Wasserwert des Thermosgefäßes, der für eine Literthermosflasche

20 g beträgt<sup>1</sup>. Die Summe ist der Gesamtwasserwert des Kalorimeters. Dann setzt man die Apparatur nach Fig. 1 zusammen und leitet Wasserdampf gegen die obere Grenzfläche des Aluminiumstabes. In den ersten 10 bis 20 Minuten werden die Temperaturen der vier Thermometer nur beobachtet, aber nicht aufgeschrieben. Sobald das Thermometer des Kalorimeters einige Grad über Null zeigt, man also annehmen kann, daß alles Eis geschmolzen ist, beginnt die eigentliche Messung. In gleichen, mit der Taschenuhr gemessenen Zeiträumen von 2 bis 5 Minuten Länge liest man die vier Thermometer ab und stellt die Zahlen in einer Tabelle zusammen, wie sie auf S. 7/8 wiedergegeben sind. Die vier Ablesungen müßten eigentlich zur selben Zeit gemacht werden; da dies aber für einen einzelnen Beobachter unmöglich ist, so habe ich die Einzelablesungen in Abständen von je 15 Sekunden gemacht und die erhaltenen Zahlenwerte nachträglich auf den gleichen Zeitpunkt reduziert. Die Versuchsreihe wird nach 10 bis 30 Minuten abgebrochen. Während der ganzen Zeit wird der Rührer fleißig bewegt.

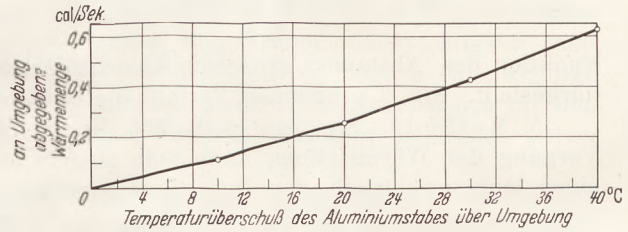


Fig. 2. Verlauf der Kurve  $S_1$ .

Diesem Hauptversuche schließt sich am besten gleich ein Nebenversuch an, durch den man die Wärmeausstrahlung des Aluminiumzylinders feststellt.

3. Wärmeabgabe des Aluminiumzylinders an die Umgebung. Der erwärmte Aluminiumzylinder wird auf die entleerte Thermosflasche gesetzt, wie Fig. 1 zeigt. An dem mittleren Thermometer liest man seine jeweilige Temperatur ab. Man fertigt eine Tabelle an, welche die gemessenen Zeiten und die zugehörigen Temperaturen angibt. Bei großem Temperaturabstand gegen die Umgebung sind die Zeiträume kurz (etwa 5 Minuten), bei geringem Temperaturabstand lang zu nehmen. Mit Hilfe dieser Tabelle berechnet man die in einer Sekunde von dem halben Stab an die Umgebung abgegebene Wärmemenge  $S_1$ , indem man das Produkt aus dem halben Wasserwert des Stabes und der Temperaturabnahme zwischen zwei Zeiträumen der Tabelle bildet und es durch die Anzahl der Sekunden zwischen den beiden Ablesungen dividiert.  $S_1$  ist eine Funktion des Temperaturabstandes des Stabes gegenüber der Umgebung. In Fig. 2 ist diese Funktion zeichnerisch dargestellt.

Bei der empirischen Bestimmung der Funktion  $S_1$  stellte sich eine auf den ersten Blick verwunderliche Tatsache heraus. Ich hatte des öfteren  $S_1$  zu verschiedenen Jahreszeiten gemessen. Trotz vollständig gleicher Isolation des Stabes zeigten die Kurven für den gleichen Temperaturabstand gegen die Umgebung bisweilen Werte an, die ein wenig voneinander abwichen, während man doch die gleichen Werte erwarten mußte. Die aus diesen Verschiedenheiten von  $S_1$  entspringenden Fehler für die Wärmeleitfähigkeit können einige Prozente ausmachen. Die Ursache dieser Merkwürdigkeit rührt daher, daß  $S_1$  eine Funktion ist, die durch Übereinanderlagerung zweier Funktionen zustande kommt, nämlich der Ausstrahlung von Wärme an die Umgebung und der Wärmekonvektion durch die Luft; diese Luftbewegung ist bei starker Winterkälte innerhalb eines geheizten Zimmers aber viel größer als bei gleicher Zimmertemperatur und milder Außentemperatur. Es ist also bei Entnahme von Werten für  $S_1$  aus einer graphischen Darstellung einige Vorsicht geboten.

Noch ein zweiter Nebenversuch ist anzustellen, nämlich

4. die Wärmeeinstrahlung oder -ausstrahlung  $S_2$  des Kalorimeters je Sekunde. Sie ist zwar wegen der guten Wärmeisolierung des Thermosgefäßes sehr

<sup>1</sup> Eine experimentelle Bestimmung erfolgt nach der Methode der Mischung von kaltem und warmem Wasser. Das warme Wasser befindet sich vor der Mischung im Thermosgefäß, das kalte von Zimmertemperatur wird dazugegossen.

gering, kann aber doch bei größerem Temperaturabstand gegen die Umgebung einigen Einfluß auf den Wert des zu bestimmenden Wärmeleitvermögens haben. Die Messung wird in ähnlicher Weise wie bei 3 angestellt. Das Loch im Deckelstopfen, durch das der Aluminiumstab bei Versuch 2 und 3 gesteckt wurde, wird hier durch einen Korkstopfen verschlossen. Die Zeiträume sind sehrlang zu nehmen. Man erhält die verschiedenen Werte für  $S_2$ , indem man den Gesamtwasserwert des Kalorimeters mit der Temperaturerniedrigung multipliziert und das Produkt durch die Zahl der Sekunden dividiert. Auch  $S_2$  wird als

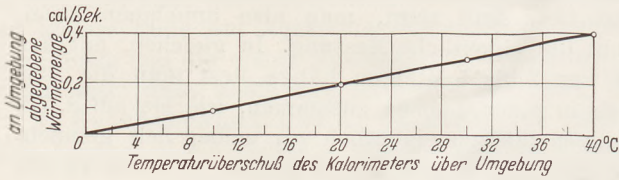


Fig. 3. Verlauf der Kurve  $S_2$ .

Funktion des Abstandes zwischen Kalorimetertemperatur und Umgebungstemperatur dargestellt. Fig. 3 gibt einen Verlauf dieser Funktion.

5. Methode. Sie baut sich auf der Fluidumhypothese der Wärme auf. Den Vorgang der Wärmeleitung kann man sich in einem Bilde veranschaulichen. Durch einen langen Schlauch, der dem wärmeleitenden Stab entspricht, fließt unter Druck

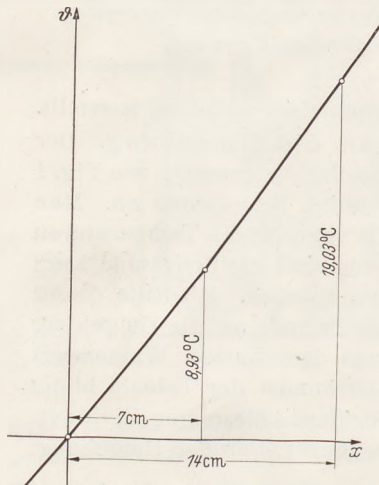


Fig. 4. Verlauf der Temperaturkurve.

Wasser in ein darunterstehendes Gefäß (Kalorimeter); die Wandung des Schlauches ist porös, so daß dauernd durch die seitlichen Löcher Wasser an die Umgebung verloren geht; endlich wird durch den Wasserdruck die Wandung des Schlauches, die als elastisch angenommen wird, aufgebläht. In diesem Bild entspricht dem Wasser, das in das Gefäß läuft, die in das Kalorimeter fließende Wärmemenge  $Q_1$  (siehe S. 2, Fig. 1), dem aus den Schlauchporen fließenden Wasser die Wärmemenge  $S_1$ , und dem in der Aufblähung des Schlauches angesammelten Wasser die Wärmemenge  $R$ , die die Temperatur des wärmeleitenden Stabes erhöht (siehe S. 6).

Die in unserem Falle zu lösende Frage lautet: Wieviel kleine Wärmekalorien  $\lambda$  fließen vermöge der Wärmeleitung je Sekunde durch einen Aluminiumwürfel von 1 cm Kantenlänge hindurch, wenn an zwei gegenüberliegenden Würfelflächen der Temperaturunterschied  $1^\circ\text{C}$  besteht?

a) *Temperaturkurve.* Wenn das eine Ende des Aluminiumzylinders auf hoher, das andere Ende auf niedriger Temperatur gehalten wird, so nehmen die Temperaturen der einzelnen Stabquerschnitte im Inneren ab: in einem Augenblicksbilde kann die Innenstabtemperatur  $T$  als Funktion der Stablänge  $x$  angesehen werden, die mit  $T(x)$  bezeichnet werden soll. Für drei Punkte, die den Bohrungen entsprechen, wird empirisch  $T(x)$  bestimmt. Für alle übrigen Punkte lassen sich die Werte von  $T$  angenähert durch eine Parabel finden. Legt man das Achsenkreuz für diese Parabel durch einen der Punkte, und zwar parallel der Stablänge (Fig. 4), so lautet die Gleichung  $\vartheta = ax + bx^2$ . Bezeichnet man die Temperaturüberschüsse der beiden anderen Bohrlöcher gegenüber dem ersten mit  $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$ , die Abstände der Bohrlöcher von dem ersten mit  $x_1$  und  $x_2$ , so gelten die Gleichungen  $\vartheta_1 = ax_1 + bx_1^2$ ,  $\vartheta_2 = ax_2 + bx_2^2$ .

Aus ihnen erhält man

$$a = \frac{x_1^2 \vartheta_2 - x_2^2 \vartheta_1}{x_1 x_2 (x_1 - x_2)} \quad \text{und} \quad b = \frac{x_2 \vartheta_1 - x_1 \vartheta_2}{x_1 x_2 (x_1 - x_2)}$$

Als Zahlenbeispiel seien die Werte aus einem Versuch (S. 7) genommen, bei dem die Bohrlochtemperaturen  $T_1 = 46,53^\circ$ ;  $T_2 = 36,43^\circ$  und  $T_3 = 27,50^\circ$  waren. Aus ihnen ergibt sich  $\vartheta_1 = 19,03^\circ$  und  $\vartheta_2 = 8,93^\circ$ . Ferner ist  $x_1 = 14$  cm und  $x_2 = 7$  cm. Durch

Einsetzen dieser Werte erhält man für die Parabel dieses Versuches die Gleichung  $\vartheta = 1,192x + 0,012x^2$  und  $T(x) = 27,50 + 1,192x + 0,012x^2$ .

Die  $T$ -Kurve weicht ein wenig von der Geraden ab. Es ist ferner ein Irrtum anzunehmen, daß bei den Versuchen der oberste Querschnitt des Stabes, der mit den heißen Wasserdämpfen in Berührung kommt, darum auch die Temperatur  $100^\circ$  haben müsse, und daß der untere Querschnitt die jeweilige Temperatur des Kalorimeters habe; die beiden Stabenden sind Unstetigkeitspunkte der Temperatur, an denen sie sprunghaft ihre Werte ändert. Man erkennt dies experimentell an einer direkten Temperaturmessung, die mit einem in eine seitliche Bohrung von wenigen Millimetern Abstand von einem Ende gesteckten Thermometer angestellt wird, und ferner daran, daß die parabolische Temperaturkurve bei ihrer Extrapolation bis zu den Stabenden nicht jene Werte erreicht. Diese Tatsache ist aus dem Grunde von Wichtigkeit, weil der Temperaturabfall für die Endgleichung des Wärmeleitvermögens eine wichtige Größe bedeutet und eine Vernachlässigung dieser Tatsache zu große Werte für den Temperaturabfall und zu kleine Werte für das Wärmeleitvermögen nach sich ziehen würde.

b) *Kurve des Temperaturgefälles.* Ist die Temperatur des Zylinders an der Stelle  $x$  gleich  $T$ , an der benachbarten Stelle  $x + dx$  gleich  $T + dT$ , so ist das Temperaturgefälle  $\frac{dT}{dx} = T'(x)$ . Aus der parabolischen Gleichung für  $T$  (S. 4) ergibt sich  $T'(x) = a + 2bx$ . Die Kurve des Temperaturgefälles ist also eine gerade Linie, die von einer Konstanten nur wenig abweicht. Bei dem Zahlenbeispiel ist  $T'(x) = 1,192 + 0,024x$ . Für die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ , wie sie weiter unten (S. 6) durchgeführt wird, werden wir nur den Wert des Temperaturgefälles in der Mitte des Stabes brauchen. Diesen Wert  $T'_m$  berechnet man entweder durch Einsetzen des speziellen Wertes für  $x$  in die Gleichung für  $T'(x)$  oder bequemer als Quotienten aus der Temperaturdifferenz des oberen und unteren Bohrloches und dem Abstände dieser beiden Löcher. Im ersten Fall erhält man bei unserem Zahlenbeispiel  $T'_m = 1,192 + 0,024 \cdot 7 = 1,36$ ; im zweiten Fall  $T'_m = \frac{46,53 - 27,50}{14} = 1,36$ .

c) *Wärmefluß durch Stabquerschnitt.* Bezeichnen wir die Wärmemenge, die durch den zum Punkte  $x$  gelegten Querschnitt  $f$  je Sekunde fließt, mit  $Q_x$ , so ist  $Q_x = \lambda \cdot T'(x) \cdot f$ . Da  $\lambda$  und  $f$  konstante Größen sind, so ist auch  $Q_x$  eine Funktion der Stablänge, die dem Verlauf von  $T'(x)$  ähnlich ist. Die durch verschiedene Querschnitte fließenden Wärmemengen nehmen also von oben nach unten ab. Diese Tatsache leuchtet ja auch ein, wenn man in Betracht zieht, daß die Oberflächenteile des Stabes an den heißen Stellen mehr Wärme ausstrahlen als an den kälteren.

d) *Sekundlicher Wärmeverlust  $S_1$  durch Ausstrahlung.* Die verschiedenen Stellen der Staboberfläche geben je nach ihrer verschiedenen Temperatur an die Umgebung verschieden große Wärmemengen ab, die heißeren mehr, die kälteren weniger. Nach dem NEWTONSchen Strahlungsgesetz ist die Wärmestrahlung proportional dem Temperaturabstand gegen die Umgebung. Für den schmalen Streifen  $dx$  der Staboberfläche ist die ausgestrahlte Wärmemenge

$$ds = c(T - \tau) dx,$$

wobei  $c$  eine von der Art der Oberfläche, der Masse und der spezifischen Wärme des Stabes abhängige Konstante ist. Durch Integration findet man die von dem gesamten Stab ausgestrahlte Wärme

$$S_1 = c \int_0^a (T - \tau) dx.$$

Das Integral ist gleich der Fläche  $ABCD$  (Fig. 5), die von der parabolischen Temperaturkurve, der Abszissenachse und den Grenzordinaten eingeschlossen wird. Diese Fläche ist gleich einem Rechteck über derselben Grundseite, deren Höhe gleich einer

Mitteltemperatur ist, die mit  $T_m$  bezeichnet werden soll.  $T_m$  ist zahlenmäßig bestimmbar entweder durch Auszählung der Fläche  $ABCD$  oder durch Ausführung obiger Integration mit Zuhilfenahme der Parabelgleichung für die Stabtemperatur (S. 4) oder endlich als arithmetisches Mittel aus zwei Endtemperaturen. Der im letzten Falle gemachte Fehler ist immer so klein, daß er jenseits der übrigen Fehlergrenzen liegt. Die bei dem Versuche tatsächlich stattfindende unregelmäßige Ausstrahlung wird nun ersetzt durch eine experimentell meßbare, regelmäßige Ausstrahlung bei der mittleren Temperatur  $T_m$ .

6. Gleichung für das Wärmeleitvermögen. Man denke sich den Querschnitt durch die Stabmitte gelegt. Durch ihn fließt von oben nach unten in jeder Sekunde ein Wärmestrom

$$Q = \lambda \cdot T'_m \cdot f.$$

Ein Teil  $Q_1$  dieser Wärme fließt durch den unteren Stabteil ins Kalorimeter, ein zweiter Teil  $R$  erwärmt die untere Stabhälfte, und endlich geht ein letzter Teil  $S_1$  durch Strahlung und Konvektion von der unteren Stabhälfte in die Umgebung. Daher ist

$$Q = Q_1 + R + S_1.$$

Bezeichnet man mit  $U$  diejenige Wärmemenge, deren Größe durch das Produkt aus dem Gesamtwasserwert des Kalorimeters und seiner sekundlichen Temperaturerhöhung ausgedrückt wird und mit  $S_2$  die aus der Umgebung in das Kalorimeter eingestrahlte sekundliche Wärmemenge, wobei  $S_2$  bei Wärmeausstrahlung negativ zu nehmen ist, so ist

$$U = Q_1 + S_2.$$

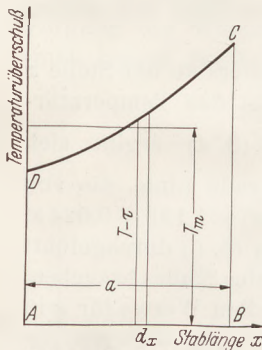


Fig. 5. Ermittlung der Mitteltemperatur.

Durch Einsetzen erhält man für das Wärmeleitvermögen die Hauptgleichung

$$\lambda \cdot T'_m \cdot f = U - S_2 + R + S_1.$$

Die einzelnen Größen dieser Gleichung bestimmt man in folgender Weise:

a)  $T'_m$ . Ist  $T'$  bei einer Versuchsreihe eine Einzeltemperatur des oberen Bohrlochs,  $t$  die gleichzeitige des unteren,  $n$  die Anzahl der in gleichen Zeiträumen gemachten Ablesungen und  $l$  der Abstand des oberen und unteren Bohrlochs voneinander, so ist

$$T'_m = \frac{\Sigma T' - \Sigma t}{n/l},$$

wobei  $\Sigma T'$  und  $\Sigma t$  die Summen der abgelesenen Temperaturen einer Versuchsreihe bilden.

b)  $f = \pi \cdot r^2$  ist der Querschnitt des Stabes.

c)  $U$  ist das Produkt aus dem Gesamtwasserwert des Kalorimeters (S. 3) und seiner sekundlichen Temperaturerhöhung.

d)  $S_2$  ist die sekundlich aus der Umgebung in das Kalorimeter eingestrahlte Wärmemenge.

e)  $R$  ist das Produkt aus halber Stabmasse, spezifischer Wärme 0,22 des Aluminiums und mittlerer sekundlicher Temperaturerhöhung der unteren Stabhälfte; diese erhält man durch graphische Interpolation, wie sie an dem Zahlenbeispiel (S. 7) durchgeführt wird.

f)  $S_1$ . Man bestimmt zunächst die Mitteltemperatur  $T_u$  des unteren Stabendes nach Fig. 7. Auf der waagerechten Linie trägt man hintereinander die Stabstücke  $AB = 3,84$  cm (vom unteren Stabende bis zum unteren Bohrloch) und  $BC = 7$  cm (vom unteren bis mittleren Bohrloch) ab. In  $C$  errichtet man die Senkrechte  $CE = T_m = \frac{\Sigma T' + \Sigma t}{2n}$ , in  $B$  die Senk-

rechte  $BF = \frac{\Sigma t}{n}$ . Dann verbindet man  $F$  mit  $E$  und errichtet im Halbierungspunkt  $M$  von  $AC$  das Lot  $MG$ . Dieses ist gleich der gesuchten Mitteltemperatur  $T_u$ . Endlich bildet man die Differenz von  $T_u$  gegen die Umgebungstemperatur  $\tau$  und entnimmt aus Fig. 2 die sekundlich ausgestrahlte Wärmemenge  $S_1$ .

7. Versuchsergebnisse. *Beispiel a.* In Tabelle 1 sind Versuchsdaten eingetragen, die sich auf eine Zeitdauer von 10 Minuten erstrecken; sie bilden nur einen Ausschnitt aus einer längeren

Versuchsreihe, die sich nach beiden Seiten um je 20 Minuten Dauer weiter ausdehnte. Aus der Tabelle ergeben sich fol-

gende Werte:  $\frac{\Sigma T}{3} = 46,53^\circ$ ;  
 $\frac{\Sigma t_m}{3} = 36,43^\circ$ ;  $\frac{\Sigma t}{3} = 27,50^\circ$ .

Da  $l$  gleich 14 cm ist, findet man

$T'_m = 1,36$ . Ferner ist  $f = 9,62$  qcm. Der Gesamtwasserwert des Kalorimeters ist 823 g; seine Temperaturerhöhung nach Tabelle 1 gleich  $4,55^\circ$ ; also ist  $U = 6,24$ . Der Temperaturunterschied zwischen Kalorimeter und Umgebung beträgt  $7^\circ$  nach Tabelle 1; aus Fig. 3 ergibt sich  $S_2 = 0,06$  cal. Zur Berechnung von  $R$  ist die mittlere Temperatur-

steigerung der unteren Stabhälfte zu ermitteln; dies erfolgt graphisch nach Fig. 6. Auf Millimeterpapier trägt man auf der  $x$ -Achse hintereinander die Abstände 3,84 cm vom unteren Stabende  $A$  bis zum unteren Bohrloch  $B$  und 7 cm vom unteren bis zum mittleren Bohrloch  $C$  ab. In den

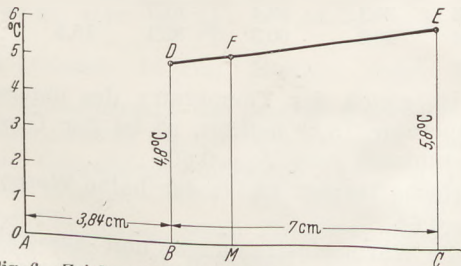


Fig. 6. Zeichnerische Interpolation der Temperaturerhöhung des Stabes.

Tabelle 1.

Zeit in Minuten	Temp. des Kalorimeters	Temp. $t$ des unteren Bohrlochs	Temp. $t_m$ des mittleren Bohrlochs	Temp. $T$ des oberen Bohrlochs	Temp. der Umgebung
0	6 90	24,9	33 8	43 3	15,5
5	9 08	27,9	36,3	46 2	16
10	11,45	29,7	39,6	50,1	16

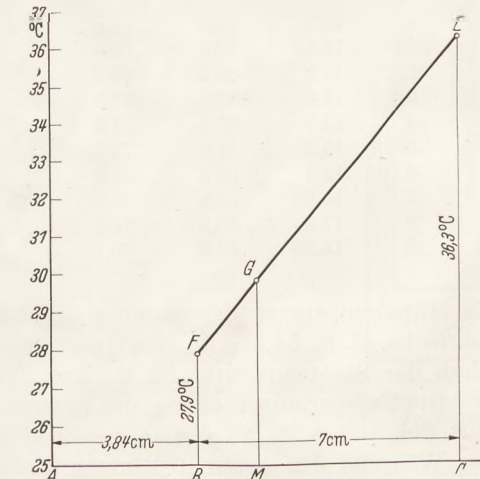


Fig. 7. Zeichnerische Interpolation der Mitteltemperatur des Stabes.

Punkten  $B$  und  $C$  errichtet man Lote, die gleich den aus der Tabelle 1 errechneten Temperaturerhöhungen  $4,8^\circ$  und  $5,8^\circ$  gemacht werden. Die Verbindungslinie  $DE$  der Endpunkte wird gezeichnet. Endlich errichtet man im Halbierungspunkt  $M$  der unteren Stabhälfte das Lot  $MF$ . Seine Länge gibt die mittlere Temperaturerhöhung der unteren Stabhälfte an. Sie beträgt  $5^\circ$ . Da der halbe Wasserwert des Aluminiumzylinders 60 g beträgt und der Versuch 10.60 Sekunden dauerte, so berechnet man  $R = 0,50$  cal.

Zur Berechnung von  $S_1$  benötigt man die Mitteltemperatur der unteren Stabhälfte. Sie wird wieder graphisch ermittelt (Fig. 7). In den Punkten  $B$  und  $C$  trägt man als Ordinaten die aus Tabelle 1 genommenen Werte der Temperaturen  $27,9^\circ$  und  $36,3^\circ$  des unteren und mittleren Bohrlochs ab. Dann ist die Ordinate in  $M$  die Mitteltemperatur der unteren Stabhälfte. Die Figur ergibt hierfür  $29,9^\circ$ . Da der Überschub über Zimmertemperatur  $14^\circ$  ist, so entnimmt man aus Fig. 2 den Wert  $S_1 = 0,17$ . Die Hauptgleichung für die Wärmeleitung lautet somit

$$\lambda \cdot 1,36 \cdot 9,62 = 6,24 - 0,06 + 0,50 + 0,17,$$



aus der man  $\lambda = 0,52$  findet. Rechnet man die Hauptgleichung für Prozente aus, so erhält man folgendes Ergebnis: Von 100 cal, die durch den Mittelquerschnitt des Stabes fließen, gelangen nur 90 in das Kalorimeter, 2,7 werden im unteren Stabteil an die Umgebung durch Strahlung und Konvektion abgegeben, und 7,3 erwärmen die untere Stabhälfte. Dieser Vorgang spielt sich in 14,6 Sekunden ab.

*Beispiel b.* Der Versuch wurde mit einem anderen Aluminiumstab, der nur zwei Bohrlöcher zur Aufnahme von Thermometern enthielt, angestellt. Seine Länge betrug ebenfalls 20 cm, sein Durchmesser 3,5 cm. Die beiden Bohrlöcher waren von den Enden 5 cm und voneinander 10 cm entfernt. Die Masse des Stabes betrug 526 g, sein Wasserwert 116 g. Der Gesamtwasserwert des Kalorimeters war 736 g. Die Versuchsdaten sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Aus ihr erhält man

$$\frac{\Sigma T}{20} = \frac{1522,4}{20} = 76,12^{\circ}; \quad \frac{\Sigma t}{20} = \frac{1087}{20} = 54,37^{\circ}.$$

Man berechnet nun folgende Werte

$$T'_m = \frac{76,12 - 54,37}{10} = 2,175; \quad f = 9,62 \text{ qcm}; \quad U = \frac{736 \cdot 14,3}{19 \cdot 60} = 9,23.$$

Tabelle 2.

Zeit in Mi- nuten	Temp. des Kalori- meters	Temp. <i>t</i> des unteren Bohrlochs	Temp. <i>T</i> des oberen Bohrlochs	Temp. der Um- gebung	Zeit in Mi- nuten	Temp. des Kalori- meters	Temp. <i>t</i> des unteren Bohrlochs	Temp. <i>T'</i> des oberen Bohrlochs	Temp. der Um- gebung
0	11,7	47,6	68,3	15,5	10	19,20	55,4	77,0	
1	12,45	47,8	69,4		11	19,8	55,9	77,7	
2	12,2	48,5	70,2		12	20,4	56,7	78,5	
3	13,8	49,7	71,0		13	21,3	57,6	79,4	
4	14,7	50,4	71,9		14	22,3	58,0	80,1	
5	15,25	51,6	72,7		15	23,0	58,0	80,4	
6	16,3	52,0	73,9		16	23,7	58,6	80,8	
7	16,85	52,8	74,8	15,5	17	24,7	59,0	81,1	
8	17,5	53,5	75,3		18	25,1	59,4	81,7	
9	18,25	54,6	76,1		19	26,0	60,3	82,1	15,5

Die Mitteltemperatur der unteren Stabhälfte ist gleich der Temperatur des unteren Bohrlochs, d. h.  $54,4^{\circ}$ ; da die Umgebungstemperatur  $15,5^{\circ}$  beträgt, so ist der Überschuß der Stabtemperatur  $38,9^{\circ}$ . Aus Fig. 2 entnimmt man  $S_1 = 0,60$ .

Die Temperaturerhöhung des unteren Bohrlochs beträgt  $12,7^{\circ}$ ; der halbe Wasserwert des Stabes ist 58 g, also ergibt sich  $R = 0,64$ .

Während der ersten 10 Minuten gleichen die Wärmeeinstrahlungen und -ausstrahlungen einander aus; während der letzten 9 Minuten war die Durchschnittstemperatur des Kalorimeters  $3,1^{\circ}$  höher als die Zimmertemperatur. Es fand also eine Ausstrahlung statt, und darum ist  $S_2$  negativ zu nehmen. Aus Fig. 3 entnimmt man den Wert 0,03; da aber diese Ausstrahlung von den 19 Minuten Dauer nur 9 Minuten beansprucht hat, so ist der durchschnittliche Sekundenwert  $S_2 = -\frac{9}{19} \cdot 0,03 = -0,01$ . Die Wärmeleitungs-gleichung lautet nach Einsetzen aller errechneten Werte

$$\lambda \cdot 2,175 \cdot 9,62 = 9,23 + 0,01 + 0,64 + 0,60.$$

Hieraus folgt  $\lambda = 0,50$ .

Die obige Gleichung bedeutet, in Prozente umgerechnet: Von 100 cal, die den Mittelquerschnitt in 9,5 Sekunden durchfließen, kommen nur 88,2 im Kalorimeter an; 6,1 werden zur Erwärmung der unteren Stabhälfte verwendet, und 5,7 gehen durch Strahlung und Strömung in die Umgebung.

8. Abwandlungen der Versuchsanordnungen. a) Messende Versuche lassen sich auch ohne Endtemperatur des oberen Querschnittes von  $100^{\circ}$  anstellen. Das Aufsatzrohr ist hierbei überflüssig. Tabelle 3 gibt eine meiner ersten Versuchsreihen an, die ich durch Erhitzen des oberen Querschnittes mit einer kleinen, seitlich



streichenden Bunsenflamme erhielt. Die isolierende Wellpappe war zum Schutze gegen Verbrennung mit Asbestpapier unwickelt. Der Gesamtwasserwert des Kalorimeters betrug 734 g, der Stabdurchmesser 3,5 cm; der Abstand der Bohrlöcher 10 cm; der Wasserwert des halben Aluminiumzylinders 58 g; die Zimmertemperatur 20,7°. Aus Tabelle 3 erhält man  $\frac{\Sigma T}{n} = 70,77^\circ$ ;  $\frac{\Sigma t}{n} = 52,97^\circ$ . Hieraus folgt

$$T'_m = \frac{70,77 - 52,97}{10} = 1,78; f = 9,62 \text{ cm}^2. \text{ Bei } 3^\circ$$

Temperaturunterschied zwischen Luft und Kalorimeter erhält man  $S_2 = 0,0^\circ$ . Bei 3,3° Erwärmung

der unteren Zylinderhälfte ist  $R = \frac{58 \cdot 3,3}{300} = 0,64$ .

Bei der mittleren Temperatur 53° des unteren Stabendes besteht gegen die Umgebung der Temperaturunterschied 32,3°; diesem entspricht eine Ausstrahlung  $S_1 = 0,47$ . Aus diesen Werten berechnet man  $\lambda = 0,52$ .

b) Endlich habe ich noch eine Anzahl Versuchsreihen mit umgekehrtem Wärmefluß durchgeführt. Das Aufsatzrohr wurde mit schmelzendem Schnee, das Thermosgefäß mit warmem Wasser gefüllt. Der sekundliche Wärmeverlust des Kalorimeters  $U$  besteht aus zwei Teilen, von denen der größere  $Q_1$  durch den unteren Stabquerschnitt fließt, der kleinere  $S_2$  durch Strahlung und Konvektion in die Umgebung abgegeben wird.  $U = Q_1 + S_2$ . Ferner ist  $Q_1 = Q + S_1 - R$  (siehe Fig. 8). Hieraus folgt  $U - S_2 = Q + S_1 - R$ . Die Hauptgleichung für  $\lambda$  ist also  $U - S_2 = \lambda \cdot T'_m \cdot f + S_1 - R$ . Tabelle 4 gibt eine Versuchsreihe, die nach diesem abgeänderten Verfahren gefunden wurde. Gesamtwasserwert des Kalorimeters war 830 g.  $U = \frac{830 \cdot 3,95}{60 \cdot 39} = 1,40$ .  $\frac{\Sigma T}{7} = 16,44^\circ$ .  $\frac{\Sigma t}{7} = 12,27^\circ$ . Abstand der

Bohrlöcher 14 cm. Hieraus folgt  $T'_m = \frac{16,44 - 12,27}{14} = 0,298$ . Die

Mitteltemperatur des unteren Stabendes erhält man durch zeichnerische Interpolation ähnlich wie in Fig. 6 gleich 16,0°. Die Differenz gegen die Umgebungstemperatur 14,7° ist 1,3°. Aus Fig. 2 entnimmt man den Wert  $S_1 = 0,01$ . Die Mitteltemperatur des Kalorimeters ist 21,7°; ihr Überschuß gegen Zimmertemperatur ist 7°. Aus Fig. 3 entnimmt man den Wert  $S_2 = 0,06$ . Die Temperaturerhöhung der unteren Stabhälfte beträgt 5,7°; also ist  $R = 0,15$ . Aus diesen Werten erhält man  $\lambda = 0,51$ .

9. Ratschläge für Selbstanfertigung der Apparatur und Vereinfachung des Rechnerischen. Für so verwickelte Messungen, wie die hier beschriebene, ist es wünschenswert, die rechnerischen Schwierigkeiten auf ein Mindestmaß zu verringern. Zu diesem Zweck empfehle ich, bei der Selbstanfertigung der Apparatur die Bohrlöcher zur Aufnahme der Thermometer in  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{2}{4}$  und  $\frac{3}{4}$  der Stablänge anzubringen; dadurch nämlich erspart man sich die Berechnung

der Mitteltemperatur und der Temperaturerhöhung der unteren Stabhälfte mittels zeichnerischer Interpolation. Ferner kann man die Ermittlung der Werte  $\frac{\Sigma T}{n}$  und  $\frac{\Sigma t}{n}$  dadurch

Tabelle 3.

Zeit in Minuten	Temp. des Kalorimeters	Temp. des oberen Bohrlochs	Temp. des unteren Bohrlochs
0	16 11	68,7	51 4
1	16,70	69,7	52,0
2	17 40	70 3	52,6
3	18 0	71,1	53,3
4	18,71	72,0	53,8
5	19 30	72,8	54,7

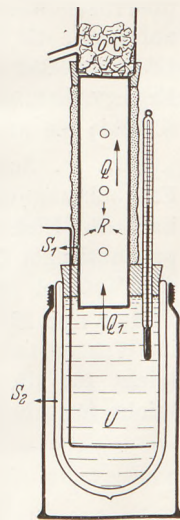


Fig. 8. Umkehrung des Hauptversuches.

Tabelle 4.

Zeit in Minuten	Temp. des Kalorimeters	Temp. des unteren Bohrlochs	Temp. des oberen Bohrlochs	Temp. der Umgebung
0	23,75	19,7	16 5	14 5
7	23,1	17,8	14 1	14,7
14	22 4	16,8	12,5	14,7
19	22 0	16 6	11,7	14 5
25	21,3	15,4	10,7	14 8
32	20 7	14,8	10,1	14,7
39	19,8	14,0	10 3	14,9

vereinfachen, daß statt  $n$  Thermometerablesungen nur zwei gemacht werden, die 5 bis 10 Minuten auseinander liegen. Auch sei noch darauf hingewiesen, daß zur Berechnung der Größe  $\lambda$  das mittlere Thermometer nicht gebraucht wird; denn die Größe  $T_m$  berechnet man aus den Temperaturen des oberen und unteren Bohrlochs. Zum Schluß erwähne ich noch für Selbstanfertiger der Apparatur, daß die Firma Max Cochius, Berlin S 42, Alexandrinenstr. 35, in ihrem Lager Aluminium-, Kupfer-, Messing- und Phosphorbronze-Rundstäbe mit den Durchmessern 35 mm und 40 mm vorrätig hat.

### Kleine Mitteilungen.

#### Goethes Vorahnungen kommender naturwissenschaftlicher Ideen.

Von M. v. Laue in Berlin.

Dies ist der Titel eines der klassischen Vorträge von H. v. HELMHOLTZ, welche in dessen „Vorträgen und Reden“<sup>1</sup> zusammengefaßt sind. Als einen kleinen, aber überraschenden Nachtrag dazu möchte ich eine mündliche Äußerung GOETHES hier anführen, die FRIEDRICH WILHELM RIEMER der Nachwelt übermittelt hat, welcher von 1803 bis 1812 als Sekretär in GOETHES Hause lebte. Sie ist abgedruckt bei FLODOARD Frhr. v. BIEDERMANN, GOETHES Gespräche, Gesamtausgabe; Leipzig 1909; Band I, S. 464; sie stammt nach RIEMER aus dem Dezember 1806 und lautet:

„. . . Sollte die Farbe nicht eine nur für den Sinn des Auges erfolgende Erscheinungsweise eines und desselben Entis sein, das sich bald als Magnetismus, bald als Elektrizität, bald als Chemismus zeigt? Sollte nicht beim Erscheinen der prismatischen Ränder gleichsam eine Oxydation und Desoxydation des Lichtes durch das Medium des brechenden Mittels und auf Anlaß dessen vorgehen? Daß also das Prisma nur für den Sinn des Auges täte, was bei dem Galvanismus die beiden Drähte im Wasser tun, eine Zersetzung des Lichts hervorbringen. Elektrizität wird ja sehr leicht für die faktische Empfindung als Galvanismus erregt, warum nicht ebenso leicht für die Empfindung des Auges durch das prismatische Medium als Farbe?“

#### Erzeugung des optischen Doppler-Effektes mit bewegten Spiegeln und sein Nachweis mit einem Interferometer nach PÉROT-FABRY.

Von Gerhard Löschner und Peter Brauer in München.

Im folgenden soll über einen im Praktikum durchführbaren Nachweis eines mechanisch erzeugten optischen Doppler-Effektes berichtet werden. Diese Arbeit wurde durchgeführt als eine Anwendung des in dieser Zeitschrift 52, 191 (1939) beschriebenen Interferenzspektroskopes nach PÉROT-FABRY und stellt seine Verwendbarkeit unter Beweis.

Zur Erzeugung des optischen Doppler-Effektes kann man, statt die Lichtquelle gegen den Beobachter, auch einen Spiegel so bewegen, daß die scheinbar hinter diesem liegende Lichtquelle eine Geschwindigkeit gegen den Beobachter besitzt<sup>2</sup>. Der Spiegel muß natürlich in Richtung seiner Normalen bewegt werden, und die Richtung Lichtquelle-Spiegel (bzw. Spiegel-Beobachter) darf nur wenig von der Normalenrichtung abweichen. Nur so kann eine hohe Geschwindigkeit der scheinbaren Lichtquelle gegen den Beobachter erreicht werden, da ja diese Geschwindigkeit eine Funktion des Einfallswinkels ist. Beim Einhalten der genannten Bedingungen besitzt die scheinbare Lichtquelle die doppelte Spiegelgeschwindigkeit.

<sup>1</sup> Braunschweig 1896, Band II, S. 335. HELMHOLTZ hielt diesen Vortrag am 11. Juni 1892 vor der Goethegesellschaft.

<sup>2</sup> Literatur in E. GEHRCKE: Handbuch der physikalischen Optik, Bd. 2, S. 923—924. 1928.

Vor dem Entwurf und Aufbau der Versuchsanordnung muß man die Bedingung zum sicheren Nachweise des optischen Doppler-Effektes kennen, d. h. man muß die erzeugte und die mit dem Interferometer noch sicher meßbare Wellenlängenänderung ermitteln. Diese Rechnung soll anschließend durchgeführt werden.

Die durch den Doppler-Effekt erzeugte Wellenlängenänderung ist

$$\Delta \lambda = \lambda \frac{v}{c}, \quad (1)$$

wobei  $v$  die Geschwindigkeit der Lichtquelle,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist.

Die mit dem Interferometer noch sicher meßbare Wellenlängenänderung kann gleich dem  $a$ -ten Teile der Halbwertsbreite einer Interferenzfranse, ausgedrückt in Wellenlängeneinheiten, gesetzt werden, wobei die Größe von  $a$  durch Ausmessen zu bestimmen ist. Bei streng monochromatischem Licht ist die Halbwertsbreite bekanntlich

$$\Delta \lambda = \lambda \cdot \frac{1}{n \cdot p}, \quad (2)$$

wobei  $n$  die Ordnungszahl,  $p$  die Zahl der interferierenden Wellen ist. Die noch meßbare Wellenlängenänderung ist also

$$\Delta \lambda = \frac{1}{a} \cdot \lambda \cdot \frac{1}{n \cdot p}. \quad (3)$$

Die erzeugte Wellenlängenänderung läßt sich aber nur dann ausmessen, wenn das Verhältnis zwischen ihr und der noch meßbaren Änderung gleich oder größer eins ist; nach den Gleichungen (1) und (3) muß also

$$a \cdot \frac{v}{c} \cdot n \cdot p \geq 1 \quad (4)$$

sein. Da bei senkrechtem Einfall  $n = \frac{2d}{\lambda}$  gesetzt werden kann, wobei  $d$  die Dicke der Schicht zwischen den spiegelnden Ebenen des Interferometers ist, geht die Beziehung (4) über in

$$a \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{2d}{\lambda} \cdot p \geq 1, \quad (5)$$

womit die Bedingung für den Nachweis eines Doppler-Effektes gegeben ist. Es ist ersichtlich, daß der Nachweis am deutlichsten wird bei hoher Lichtquellengeschwindigkeit kurzer Lichtwellenlänge, großer Dicke der Zwischenschicht am Interferometer und einer großen (von der Güte der Versilberung der spiegelnden Ebenen abhängigen) Anzahl interferierender Wellen.

Um die Beziehung (5) auswerten zu können, müssen noch die Größen von  $a$  und  $p$  ermittelt werden. Durch Ausmessen wurde  $a$  zu  $a=5$  bestimmt. Eine Methode zur Bestimmung von  $p$  sei angegeben:

Das Verhältnis der Halbwertsbreite  $\Delta s$  einer Franse zum Abstand  $s$  zwischen ihr und der nächstbenachbarten ist aus einer Probeaufnahme leicht abzulesen. Die Größe  $s$  kann als die Wellenlängenänderung  $\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda}{n}$  gedeutet werden, die Größe  $\Delta s$  als eine solche vom Werte

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta s}{s} \cdot \frac{\lambda}{n}. \quad (6)$$

Gleichung (2) geht damit über in

$$\frac{\Delta s}{s} \cdot \frac{\lambda}{n} = \lambda \cdot \frac{1}{n \cdot p} \text{ oder } p = \frac{s}{\Delta s}. \quad (7)$$

Gleichung (7) gilt ebenso wie Gleichung (2) nur für streng monochromatisches Licht, doch gelten die durchgeführten Betrachtungen, sinngemäß übertragen, auch für den oben ausgeschlossenen Fall, daß das Licht nicht streng monochromatisch, also die tatsächliche Linienbreite mit der in Gleichung (2) angegebenen theoretischen Breite vergleichbar oder größer als diese ist.

Der so etwa in Gleichung (3) gemachte Fehler wird durch die angegebene Ermittlung von  $p$  automatisch ausgeglichen.

Das auf die angegebene Weise ermittelte  $p$  ergab sich etwa zu  $p = 20$ .

Jetzt kann also aus der Beziehung (5) die zum sicheren Nachweise des Doppler-Effektes notwendige Lichtquellengeschwindigkeit ermittelt werden. Bei Verwendung der blauen Quecksilberlinie  $\lambda = 435,8 \text{ m}\mu$  und dem Plattenabstand im Interferometer  $d = 3,6 \text{ mm}$  ergab sich die Mindestgröße für die Lichtquellengeschwindigkeit  $v = 1 \cdot 10^4 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$ . Das ist eine Geschwindigkeit, die sich im Laboratorium ohne große Schwierigkeit erreichen läßt, zumal da — wie schon angegeben — die Geschwindigkeit der scheinbaren Lichtquelle gleich der doppelten Spiegelgeschwindigkeit ist.

Um Fehlerquellen bei der Aufnahme der Linienverschiebung ausschalten zu können, ist es notwendig, die Temperaturabhängigkeit des Interferometers zu kennen. Die von der Temperatur abhängige Änderung des Plattenabstandes im Interferometer ist

$$\Delta d = d \cdot \gamma \Delta T, \quad (8)$$

wobei  $\gamma$  der Temperatureausdehnungskoeffizient des Zwischenringmaterials ist. Aus der Interferenzgleichung eines PÉROT-FABRY-Interferometers mit Luft als Medium zwischen den spiegelnden Ebenen

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \cos \alpha \quad (9)$$

kann man durch Aufstellen der Differentialquotienten  $\frac{d\alpha}{d\lambda}$  und  $\frac{d\alpha}{dd}$  [siehe auch Entwicklung der Gleichung (11)] zeigen, daß Gleichung (8) umgedeutet werden kann in die Wellenlängenänderung

$$\Delta \lambda = \lambda \cdot \gamma \cdot \Delta T. \quad (10)$$

Damit ein Temperatureinfluß hinter der durch den Doppler-Effekt erzeugten Linienverschiebung zurückbleibe, muß nach den Gleichungen (1) und (10) die Größe  $\gamma \cdot \Delta T$  mindestens eine Größenordnung kleiner als die Größe  $\frac{v}{c}$  sein. Für die beim Versuch

auftretende Größe  $\frac{v}{c} = 10^{-6}$  muß bei Verwendung eines Eisenzwischenringes mit dem Temperaturkoeffizienten  $\gamma = 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  die Temperatur also auf mindestens  $10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}$  während der Versuchsdauer konstant bleiben.

Im folgenden soll nun die Gleichung für die beim Versuch zu erwartende Linienverschiebung ermittelt werden. Die Interferenzgleichung für das verwendete Interferometer wurde bereits in Gleichung (9) angegeben zu  $n \cdot \lambda = 2d \cdot \cos \alpha$ .

Hieraus bildet man den Differentialquotienten  $\frac{d\alpha}{d\lambda}$ . Da beim Interferometer nach PÉROT-FABRY nur die unter sehr kleinem Einfallswinkel  $\alpha$  auf die spiegelnde Schicht auftreffenden Strahlen zur Interferenz kommen, kann man in erster Annäherung  $\alpha$  durch  $\sin \alpha$  ersetzen. Man erhält damit:

$$\alpha = \sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha}$$

$$\alpha = \sqrt{1 - \frac{n^2 \cdot \lambda^2}{4d^2}}$$

Daraus ergibt sich

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\alpha}$$

Geht man zum Differenzenquotienten über und führt gleichzeitig nach Gleichung (1)

$\Delta \lambda = \lambda \frac{v}{c}$  ein, so kann man schreiben

$$\Delta \alpha = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{v}{c}. \quad (11)$$

Bildet man das Interferenzbild mit einer Linse ab, so erhält man Kreise, deren Radien gegeben sind durch die Beziehung  $r = f \cdot \alpha$ , wobei  $f$  die Brennweite der Linse ist. Als Halbmesseränderung ergibt sich demnach:

$$\Delta r = \frac{f^2}{r} \cdot \frac{v}{c}. \quad (12)$$

Im Anschluß sei die Versuchsanordnung beschrieben.

Die Bewegung der Spiegel mittels eines rotierenden Rades. Um den Spiegeln die erforderliche Geschwindigkeit zu erteilen, wurden sie in der aus den Fig. 1 und 2 ersichtlichen Weise auf einer Aluminiumscheibe angebracht, die durch einen Elektromotor in Umdrehung versetzt werden konnte. Die Verkleidung der Spiegel war zur Herabsetzung des Luftwiderstandes notwendig. Es konnte dadurch eine Erhöhung der Drehzahl um 50% erreicht werden.

Die Abmessungen des Spiegelrades waren folgende:

Durchmesser von Spiegel zu Spiegel . . . . .	700 mm
Größe eines Spiegels . . . . .	20 × 25 mm
Dicke der Aluminiumscheibe . . . . .	2 mm

Die Drehzahl des Motors, die mit einem Drehzahlmesser von Dr. TH. HORN, Leipzig, ausgemessen wurde, betrug 3200 Umdr./min, seine Leistung bei zweifacher Überlastung, während der Belichtungszeit 4 min, etwa 2 PS. Die Fliehbeschleunigung ist bei diesen

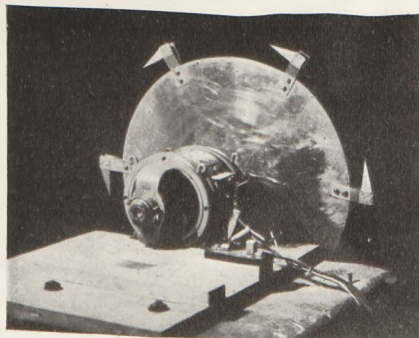


Fig. 1. Aluminiumscheibe mit Spiegeln.

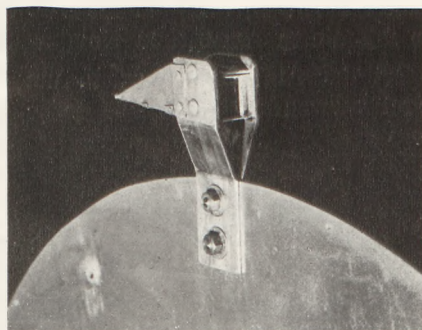


Fig. 2. Anordnung eines Spiegels auf der Scheibe.

Abmessungen und Umdrehungszahlen gleich der 4000 fachen Erdbeschleunigung. Das Spiegelrad mußte also diesen Festigkeitsbedingungen genügen.

Als Lichtquelle wurde eine Quecksilberlampe mit Argonfüllung wegen der Schärfe ihrer Linien benutzt. Diese und das beim Versuche verwendete Interferometer wurden in dieser Zeitschrift 52, 191 (1939) beschrieben.

Die optische Anordnung der Versuchsanordnung (Fig. 3). Die Apparatur wurde so aufgebaut, daß das Licht von der Lampe (Achse der Leuchtröhre in Strahlungsrichtung) durch eine Sammellinse fast senkrecht auf den Spiegel fiel, von dort reflektiert abermals eine Sammellinse durchsetzte, um auf das Interferometer zu gelangen. Hinter diesem befand sich eine Photolinse, welche die Interferenzringe auf einer Mattscheibe bzw. photographischen Platte abbildete. Lichtquelle und Spiegel (dieser natürlich nur im Augenblicke der Reflexion) befanden sich zur zugehörigen Linse in der aus Fig. 3 ersichtlichen Stellung.

Die Daten der Anordnung waren folgende:

Brennweite der Linse A . . . . .	25 cm	Entfernung BC . . . . .	20 cm
Brennweite der Linse C . . . . .	20 cm	Entfernung CD . . . . .	25 cm
Brennweite der Linse E . . . . .	40 cm	Entfernung DE . . . . .	10 cm
Entfernung AB . . . . .	80 cm		

Das Interferometer wurde zur Erzielung der bereits erwähnten notwendigen Temperaturkonstanz mit einer Wärmeisolationsschicht umgeben, wobei das Licht durch zwei Doppelfenster aus Spiegelglas durch das Interferometer hindurchgelangen konnte.

Die Durchführung des Versuches. Zum Nachweise des Doppler-Effektes wurden jeweils zwei Aufnahmen gemacht, eine mit der Drehrichtung des Spiegelrades auf das Interferometer zu, eine zweite mit entgegengesetzter Drehrichtung. Durch diese Maßnahme wurde erreicht, daß der Doppler-Effekt durch die doppelte

Spiegelgeschwindigkeit erzeugt wurde. Außerdem war durch die genannte Reihenfolge der Aufnahmen dafür Gewähr gegeben, daß die erzielte Linienverschiebung vom Doppler-Effekt und nicht von einer Temperaturänderung herrührte. Im Laufe der Aufnahme stieg nämlich die Zimmertemperatur durch die Wärmeentwicklung des Motors sowie durch Reibungs- und Wirbelungsverluste am Spiegelrad um  $0,5^{\circ}$  bis  $0,7^{\circ}$  C an. Hätte sich diese Temperatursteigerung dem Interferometer mitgeteilt, so hätte die Ringverschiebung in entgegengesetzter Richtung erfolgen müssen. Die zwei aufgenommenen Ringsysteme wurden dann mit einem ABBESchen Komparator von Zeiss ausgemessen und verglichen.

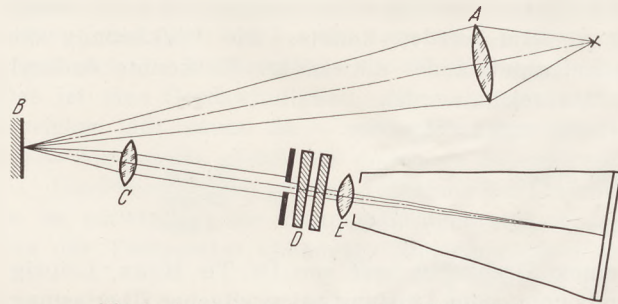


Fig. 3. Aufstellung der optischen Hilfsmittel.

Bei der Aufnahme wurden, um die Drehzahl des Motors zu steigern, nur zwei Spiegel verwendet. Es wurde ferner ohne Filter gearbeitet, dafür die Belichtungszeit mit zwei Minuten so kurz gehalten, daß eine orthochromatische Platte von 18/10 DIN nur durch die blaue Quecksilberlinie mit der Wellenlänge  $\lambda = 435,8 \mu$  geschwärzt wurde. Ein Filter, welches die Belichtungszeit etwa verdreifacht und dadurch die Einhaltung der Temperaturkonstanz erschwert hätte, war dann auch überflüssig. Die Lampe wurde mit 600 Volt und 0,2 Amp betrieben.

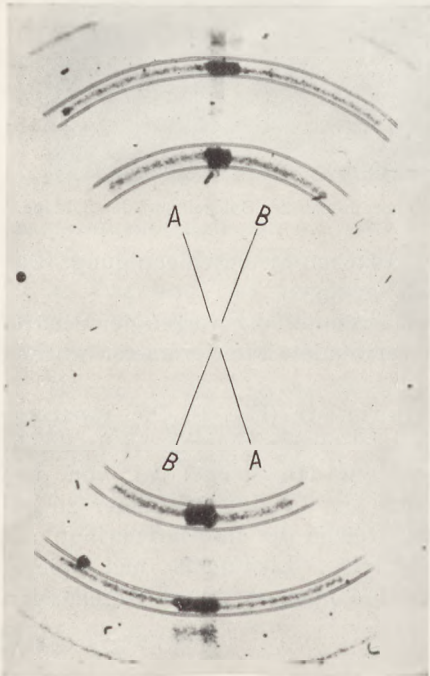


Fig. 4. Änderung des Ringhalbmessers; etwa 6fache Vergrößerung. (Die Ringe im Sektor AA in der Mitte der konzentrischen Kreise, im Sektor BB nach innen gerückt.)

Vor der photographischen Platte wurde eine drehbare Blende in Form zweier sich gegenüberliegender Sektoren (Doppelsektor in X-Form) so angebracht, daß der Mittelpunkt dieses Doppelsektors mit dem Zentrum des aufzunehmenden Ringsystemes zusammenfiel. Der so aus dem Ringsystem ausgeblendete Teil wurde an Stelle der beschriebenen ersten Aufnahme photographiert. — Vor der zweiten Aufnahme wurde die Blende um ihren Mittelpunkt so weit gedreht, daß der nunmehr ausgeblendete Doppelsektor den ersten nur noch in einem sehr schmalen Gebiet überdeckte. Bei

Der Drehzahl des Motors 3200 Umdr./min entspricht bei der geschilderten Versuchsausführung durch den Richtungswechsel der Spiegel und durch die Spiegelung selbst die Geschwindigkeit der scheinbaren Lichtquelle  $468 \text{ m/sec}^{-1}$ . Setzt man diesen Wert in die für die Änderung des Ringhalbmessers angegebene Gleichung (12) ein, so erhält man — da die Brennweite der abbildenden Linse  $f = 400 \text{ mm}$  betrug — z. B. für einen Ring mit dem Halbmesser  $r = 6,37 \text{ mm}$  die Radiusänderung  $\Delta r = 3,95 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ , als Änderung des Durchmessers also  $\Delta d = 7,9 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ . Die Ausmessung eines entsprechenden Ringpaares ergab die Durchmesseränderung  $\Delta d = 8,3 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ . Da die Meßgenauigkeit  $\pm 0,5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  betrug, liegt dieser Wert innerhalb der Fehlergrenze.

Um die Änderung des Ringradius unmittelbar sichtbar zu machen, wurde die in Fig. 4 gezeigte Aufnahme wie folgt hergestellt:

dieser neuen Blendenstellung wurde die zweite Aufnahme mit umgekehrter Drehrichtung des Spiegelrades gemacht.

Aus Fig. 4 ist ersichtlich, daß die Ringradien im Doppelsektor *AA* größer sind als die im Doppelsektor *BB*. Zur Verdeutlichung des Effektes wurden die Ringe mit konzentrischen Kreisen umzeichnet.

Das Auflösungsvermögen des Interferometers lag bei  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 10^5$ . Um die erzeugte Wellenlängenänderung  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-6}$  auflösen, d. h. die Linien trennen zu können, müßte der Abstand der spiegelnden Ebenen zehnmal so groß sein.

Herrn H. HARBEK möchten wir für Mithilfe danken.

*München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.*

### Die organische Elementaranalyse als Schülerversuch in gleicher Front.

Von W. Trautmann in Potsdam.

Die organische Elementaranalyse in nicht bloß theoretischer Form in den Bereich der Schularbeit einzubeziehen, darf sicher als ein besonders erstrebenswertes Ziel angesehen werden. Wo ein Verbrennungsofen der üblichen Form zur Verfügung steht, wird der Versuch gemacht worden sein, diesen gelegentlich in den Dienst der Sache zu stellen. Die Langwierigkeit jedoch der Arbeit mit einem solchen Gerät und die Unmöglichkeit, bei dieser Arbeitsform über den Einzelversuch hinauszukommen, werden dabei wohl stets als erheblicher Mangel empfunden worden sein. Es hat demnach nicht an Versuchen gefehlt, die klassische Versuchsanordnung von LIEBIG zugunsten anderer Methoden aufzugeben, ohne daß, soweit mir bekannt, das Ideal erreicht worden wäre, nämlich die Untersuchungen auf eine so einfache Form zu bringen, daß sie als Gleichfrontarbeit mit einfachen Mitteln durchgeführt werden können. Nach zahlreichen Versuchen glaube ich, einen Weg gefunden zu haben, wie bei einer für Lehrzwecke ausreichenden Genauigkeit die Möglichkeit besteht, die Elementaranalyse als Gleichfrontversuch ohne besondere Schwierigkeit auszuführen. Es gilt dies nicht allein von der Verbrennung von Stoffen, die aus Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff bestehen, sondern auch von stickstoffhaltigen Verbindungen.

Wie in der üblichen Form der Elementaranalyse, spielen sich auch hier die Vorgänge in einem Gerät ab, das alle wesentlichen Teile der Originalapparatur besitzt, aber in den Ausmaßen sehr viel kleiner und einfacher gehalten ist. Dieser zunächst unerheblich erscheinende Umstand bringt mit sich, daß die erforderlichen Arbeiten sich nicht allein in erstaunlich kurzer Zeit bewältigen lassen, sondern zugleich die sich abspielenden Vorgänge sehr viel deutlicher mit dem Auge verfolgt werden können, als bei den üblichen Öfen mit Kachelbedeckung möglich ist.

#### I. C-H-O-Analyse.

Statt eines Verbrennungsrohres von etwa 1 m Länge haben wir nur ein solches mit 15 cm Länge und 8 mm Durchmesser aus schwer schmelzbarem Glase nötig, das in ähnlicher Weise, wie üblich, mit Kupferoxyd beschickt wird und in dem die Verbrennung im Sauerstoffstrom vorgenommen wird (s. Fig. 1). In 2 cm Entfernung von dem einen Ende des Rohres ist ein festsitzender Pfropfen aus Kupferwolle oder Drahtnetz angeordnet, dann folgt die Füllung mit gekörntem oder besser drahtförmigem Kupferoxyd, das vorher im Eisentiegel auszuglühen ist, und als Abschluß davon wieder ein kleiner Pfropfen, wie der erste. Der Rest des Rohres, etwa ein Drittel der Länge, bleibt zur Aufnahme der Substanz und für eine Kupferoxydspirale oder einen Pfropfen aus Kupferwolle frei. Ein Substanzschiffchen wird nicht gebraucht. Zur Absorption

des Wassers nehmen wir nicht das übliche Calciumchlorid, dessen zeitraubende Vorbereitung un bequem ist, sondern Phosphorpentoxyd. Die Kohlensäure lassen wir gleichfalls nicht von Kaliange, sondern von Natronkalk absorbieren, was nicht allein wieder sehr viel angenehmer ist, sondern auch das sonst erforderliche abschließende Chlorcalciumrohr erspart. Das  $P_2O_5$ -Rohr besteht aus einer einfachen Glasröhre von 6 bis 7 cm Länge und derselben Weite wie das Verbrennungsrohr. Das eine Ende wird nur rund geschmolzt, während das andere durch leichtes Ausziehen so weit verjüngt wird, daß es denselben Durchmesser erhält, wie der Rohrstützen am Natronkalkrohr. Bei der Füllung, die vom weiten Ende aus erfolgt, kommt zu unterst ein kleiner Wattebausch. Darauf folgen drei bis vier lockere kleine Wattebüsche, die mit Hilfe einer längeren Pinzette unmittelbar in der Vorratsflasche mit  $P_2O_5$  bepodert und dann sofort in das Röhrchen geschoben werden. Nachdem man darauf die Mündung des Rohres mit Watte geputzt hat, folgt ein ganz leichter Wattebausch als Abschluß. Letzterer darf

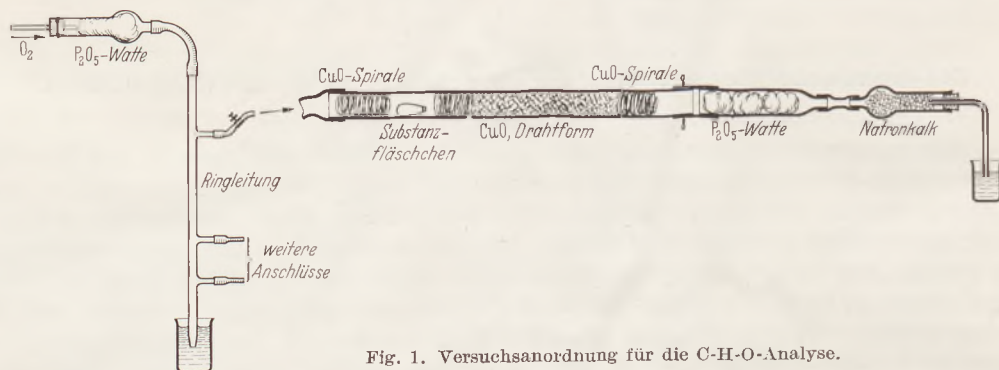


Fig. 1. Versuchsanordnung für die C-H-O-Analyse.

keinesfalls zu groß sein, weil sonst tropfbares Wasser in ihm hängen bleibt, was zu einer teilweisen Auflösung von  $CO_2$  in ihm führen würde, mit dem Erfolge, daß bei der Analyse das Wassergewicht in demselben Maße zu groß, wie das Kohlensäuregewicht zu klein gefunden wird. Aus dem gleichen Grunde darf auch an der Mündung des  $P_2O_5$ -Rohres kein größerer freier Raum bleiben, sondern die Wattefüllung soll bis fast an den Rand reichen. Diese beiden Punkte beachte man genau, wenn man keinen Verdruß haben will. Als Natronkalkrohr nehmen wir ein 12 cm langes gerades Chlorcalciumrohr mit Kugel. Die Beschickung erfolgt wie üblich. Als Material benutze man grob gekörnten Natronkalk, der unmittelbar vor dem Einfüllen in einer Reibschale auf Hirsekorngröße zerdrückt (nicht zerrieben) wird. Der dabei entstehende Grus wird nicht abgeseiht, sondern als besonders wirksam mit eingefüllt. Als Abschluß des Rohres dient ein mit einem Glasrohre durchbohrter Kork. Dieser Verschuß, der beim Wägen entfernt werden kann, ist notwendig, damit beim Prüfen des Sauerstoffdurchganges der abschließende Wattepfropfen nicht Feuer fangen kann, womit die ganze Analyse verdorben würde. Der erforderliche Sauerstoff wird am einfachsten einer Bombe entnommen. Da dieser keine Kohlensäure enthält, braucht darauf keine Rücksicht genommen zu werden. Zur Entfernung des vorhandenen Wasserdampfes dient wieder ein mit  $P_2O_5$ -Watte beschicktes gerades Absorptionsrohr mit Kugel. Calciumchlorid darf in diesem Falle, wo bei der Analyse  $P_2O_5$  genommen wird, nicht verwendet werden. Das Verbrennungsrohr und die Absorptionsgeräte, die mit Hilfe kurzer Schlauchstückchen Glas an Glas verbunden werden, finden ihren Platz auf zwei Dreifüßen, wobei das Verbrennungsrohr auf einem Draht — oder Tondreieck — ruht und die übrigen Teile auf einem Drahtnetz oder Brettchen Platz finden. Ihren Halt findet die Apparatur allein durch die Klemme, die den Sauerstoffzuführungsschlauch zu halten hat.

Ist die zu verbrennende Substanz ein fester Körper, so wird er am einfachsten direkt in das Verbrennungsrohr unter Benutzung eines Federlöffels o. ä. eingewogen. Die Substanzfläschen, die für Flüssigkeiten notwendig sind, stellt man sich wie



folgt her. Man zieht ein Glasrohr zu einer nicht zu langen und zu feinen Spitze aus, trennt den kegelförmigen Teil ab und schmelzt das weitere Ende über der Flamme zu. Die Füllung erfolgt mit einer Kapillarpipette, bei den Wägungen steht das Fläschchen in einer passenden Durchbohrung eines Korkscheibchens. Im Verbrennungsrohr liegt es mit der Mündung nach innen unmittelbar auf dem Glas: eine Asbestunterlage ist nicht notwendig. Hinter der Substanz bildet die Kupferoxydspirale den Abschluß. Ihre Anwesenheit ist übrigens nicht in jedem Fall erforderlich. Die optimale Substanzmenge beträgt etwa 40 mg. Zum Erhitzen dient ein Bunsenbrenner mit Flachbrenneraufsatz. Ohne letzteren geht es natürlich auch. Die Handhabungen bei der Verbrennung, die Behandlung der Absorptionsgefäße und die Auswertung der gefundenen Zahlen sind bekannt und brauchen hier nicht beschrieben zu werden.

Beim Arbeiten in gleicher Front gilt es nun, jede Schülergruppe mit Sauerstoff zu versorgen. Zu diesem Zwecke baut man sich aus Glasrohr und Gummischlauch eine Gasleitung, in der an jeder Verbrauchsstelle ein T-Rohr eingeschaltet ist. Das Ende der Leitung, das wegen bequemerer Überwachung des Gasstromes zweckmäßig in der Nähe des Anfangs angeordnet wird, führt in einen etwa 10 cm hoch mit Wasser gefüllten Standzylinder. Das Raduzierventil der Stahlflasche ist so einzustellen, daß stets Blasen am Ende der Leitung erscheinen. Die Verbraucher regeln ihren Sauerstoffstrom mit Hilfe eines Quetschhahnes.

Die Hauptfehlerquelle der geschilderten Anordnung liegt im Wasserabsorptionsrohr, das, wie gesagt, oftmals etwas  $\text{CO}_2$  zurückhält, eine Erscheinung, die man auch von den sonst üblichen Geräten her kennt. Das Über- bzw. Untergewicht von Wasser und Kohlensäure beträgt bei den hier zu verwendenden Substanzmengen etwa 1 bis 2 mg. Leider ist diese Erscheinung nicht so regelmäßig, daß man sie ein für allemal in Rechnung stellen könnte. Die Sauerstoffzahl wird durch diesen Umstand glücklicherweise nicht betroffen. Enthält die Substanz Spuren von Wasser, so kann das natürlich unter Umständen auch zur Verschlechterung der Werte beitragen. Das gleiche gilt, wenn das verwendete Kupferoxyd etwas feucht sein sollte. Sein Ausglühen ist, mindestens bei der erstmaligen Verwendung, deshalb anzuraten.

#### Ergebnisse.

1. Aceton. 41 mg Substanz ergaben 92 mg  $\text{CO}_2$  und 40 mg  $\text{H}_2\text{O}$ .  
Dies ergibt für Kohlenstoff 25,1 mg;  
" " " Wasserstoff 4,4 mg;  
" " " Sauerstoff 11,5 mg.  
Demnach verhält sich  $\text{C} : \text{H} : \text{O} = 21 : 43,7 : 7,2 = 3 : 6 : 1$ ,  
was der Formel  $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$  entspricht.
2. Buttersaures Äthyl. 43,5 mg Substanz ergaben 97 mg  $\text{CO}_2$  und 42 mg  $\text{H}_2\text{O}$ .  
Dies ergibt für Kohlenstoff 26,5 mg;  
" " " Wasserstoff 4,7 mg;  
" " " Sauerstoff 12,3 mg.  
Demnach verhält sich  $\text{C} : \text{H} : \text{O} = 22,1 : 46,2 : 7,7 = 3 : 6 : 1$ .  
Die Formel ist  $\text{C}_3\text{H}_7\text{COOC}_2\text{H}_5 = \text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_2$ .
3. Traubenzucker (mindestens eine Stunde bei einer langsam auf 100 Grad steigenden Temperatur getrocknet und von Kristallwasser befreit). 57 mg ergaben 85 mg  $\text{CO}_2$  und 34 mg  $\text{H}_2\text{O}$ .  
Dies ergibt für Kohlenstoff 22,6 mg;  
" " " Wasserstoff 3,8 mg;  
" " " Sauerstoff 30,6 mg.  
 $\text{C} : \text{H} : \text{O} = 18,9 : 37,6 : 19,1 = 1 : 2 : 1$ , entsprechend der Formel  $\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6$ .

Man erkennt, daß die Ergebnisse durchaus befriedigend und für Schulzwecke völlig ausreichend sind.



Die drei genannten Substanzen können für diese Versuche besonders empfohlen werden, weil in einer weiteren Untersuchung ihr Molekulargewicht leicht bestimmt werden kann, wobei Aceton und buttersaures Äthyl einen hübschen Fall von Isomerie (Polymerie) ergeben.

## II. Analyse einer stickstoffhaltigen organischen Substanz.

Für diesen Zweck bedienen wir uns des Verfahrens von DUMAS in ähnlich vereinfachter Form wie vorher und bestimmen den Stickstoff im gasförmigen Zustande. Die Verbrennung erfolgt demnach im Kohlensäurestrom mit vorgelegter Kupferspirale. Als letztere dient entweder zusammengerolltes Kupferdrahtnetz oder ein Bausch

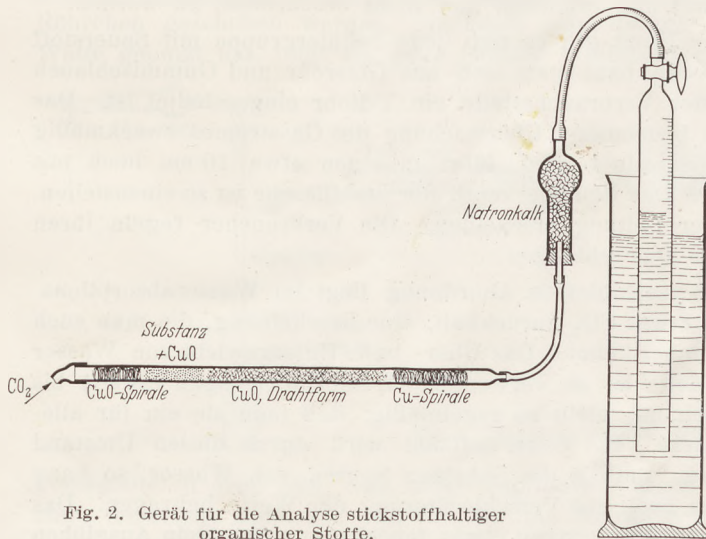


Fig. 2. Gerät für die Analyse stickstoffhaltiger organischer Stoffe.

Kupferwolle. Um für letztere den nötigen Platz zu gewinnen, nehmen wir für diese Untersuchung das Verbrennungsrohr etwa 4 cm länger als bei der einfachen C-H-O-Analyse. Die Substanz — es kommt für die Schule wohl nur Harnstoff in Frage — wird diesmal nicht im Rohr abgewogen, sondern im gepulverten Zustand auf hellem Glanzpapier und darauf mit ausgeglühtem Kupferoxydpulver sorgfältig gemischt. Den erforderlichen Einfülltrichter stellt man sich selbst her, indem man

das Ende einer passend weiten Glasröhre in einer Bunsenflamme gründlich erweicht und mit einer Bogenlichtkohle oder einer Dreikantfeile trichterförmig aufweitet. Während bei dem DUMASschen Verfahren der Stickstoff über Kalilauge in einem besonderen Gerät aufgefangen wird, lassen wir die Kohlensäure vorher von Natronkalk absorbieren. Dies stellt nicht allein eine Vereinfachung der Arbeit, sondern auch eine Verbesserung der Methode dar, da die zu berücksichtigende Dampfspannung des Wassers bekannt ist, nicht aber mit Sicherheit die einer Kalilauge. Zum Auffangen des Stickstoffs benutzen wir entweder ein Gasmeßrohr oder das Rohr einer nur 25 ccm fassenden Quetschhahnbürette. Daß bei der letzteren dabei die Zahlen auf dem Kopfe stehen, ist lediglich ein Schönheitsfehler. Vor der Verbrennung ist zunächst das Kupferoxyd im Sauerstoffstrom zu glühen und die Kupferspirale mit Methylalkohol wie üblich zu reduzieren und sorgfältig zu trocknen. Bei Benutzung von Kupferwolle verwendet man stets neues Material und vereinfacht damit die Arbeit. Nach dem Erkalten des Rohres wird zunächst die Kupferspirale eingeführt, dann die mit Kupferoxyd gemischte Substanz (wieder ohne Schiffchen) eingefüllt und schließlich die Kupferoxydspirale vorgelegt. Man achte darauf, daß letztere nicht so dicht an dem benachbarten Gummischlauche zu liegen kommt, da dieser sonst infolge der guten Wärmeleitfähigkeit des Metalls leicht Schaden nehmen könnte. Zur Kontrolle des Kohlensäurestromes, der wieder aus der Bombe mit Hilfe einer Ringleitung den Verbrauchern zuzuführen ist, wird an jeder Verbrauchsstelle eine Waschflasche mit konzentrierter Schwefelsäure eingeschaltet,

Ist alles so weit vorbereitet, so wird zunächst alle Luft aus der Ringleitung verdrängt. Darauf drosselt jeder Teilnehmer seinen Gasstrom und schließt zunächst nur das Verbrennungsrohr an. Erst wenn dieses ganz mit Kohlensäure gesättigt ist,

erfolgt, nach nochmaliger Drosselung des Gasstromes auf ein Minimum, der Anschluß des Natronkalkrohres an das Meßrohr (Fig. 2). Wenn alle Luft verdrängt ist, kann man zwar den Takt der die Waschflasche passierenden Blasen im Meßrohr deutlich bemerken, doch erfolgt eine Volumenvermehrung nicht mehr. Jetzt erst beginnt man mit dem Erhitzen, das wieder mit einem Breitbrenner erfolgt. Anfangs wird nur die Kupferspirale und ein Teil des benachbarten Kupferoxydes erhitzt. Etwas später erwärmt man mit einem zweiten Brenner, dessen Ebene zunächst senkrecht zum Verbrennungsrohre steht, die Kupferoxydspirale an dem anderen Ende des Rohres. Ganz allmählich nähert man sich der Substanz, um sie schließlich vollständig unter Feuer zu nehmen. Einer der Beteiligten sorgt durch allmähliches Heben des nur lose einzuklemmenden Meßrohres, daß in dem Apparat kein Überdruck, sondern eher etwas Unterdruck entsteht. Nach Beendigung der Verbrennung muß der Kohlen säurestrom noch so lange im Gange bleiben, bis keine Volumenvermehrung mehr erfolgt. Nachdem der ganze Vorgang sich in etwa einer Viertelstunde abgespielt hat, wird, ohne die Abkühlung des Apparates abzuwarten, das Stickstoffvolumen unter Berücksichtigung der Dampfspannung des Wassers auf Normalvolumen umgerechnet, daraus das Gewicht dieses Volumens berechnet und das Ergebnis in Prozenten angegeben. Die optimale Substanzmenge beträgt bei diesen Versuchen etwa 40 bis 50 mg. Die Ergebnisse zeigen gute Genauigkeit.

Bei der Analyse stickstoffhaltiger Substanzen wird man sich in der Regel mit dieser prozentualen Angabe des Stickstoffgehaltes begnügen. Will man, was nur bei besonders Interessierten Schülern in Frage kommt, auch die übrigen Bestandteile quantitativ bestimmen, so kann dies in demselben Rohr erfolgen, nachdem man die Kohlensäure sorgfältig mit Sauerstoff vertrieben hat. Die wieder vorzulegende Kupferspirale darf in diesem Fall erst dann erhitzt werden, wenn sich neben der Substanz die ersten Spuren reduzierten Kupfers bemerkbar machen. Der Sauerstoffstrom darf zur Vermeidung einer vorzeitigen Oxydation der Kupferspirale während der eigentlichen Verbrennung nur sehr schwach eingestellt und erst nach ihrer Beendigung etwas verstärkt werden. Im übrigen ist der Verlauf derselbe wie bei stickstofffreien Substanzen.

#### Ergebnisse.

##### 1. Stickstoffbestimmung.

35 mg Harnstoff ergaben bei  $b = 754$  mm und  $t = 17^{\circ}$  C 14,3 ccm N.

Für  $V_0$  ergibt sich 13,12 ccm.

$22,4 : 28 = V_0 : x$ ;  $x = 16,4$  statt 16,3 mg.

In Prozenten ergibt sich 46,86 statt 46,57 mg. Fehler 0,6%.

##### 2. Gesamtanalyse.

41 mg Harnstoff ergaben H = 6,91%

C = 19,76%

35 mg " " N = 46,86%

Demnach O = 26,47%

C : H : N : O = 16,5 : 68,4 : 33,4 : 16,5 = 1 : 4 : 2 : 1.

Einfachste Formel also  $\text{CON}_2\text{H}_4$ .

#### Einzelheiten.

Um die Stärke des Sauerstoffstromes vor der Verbrennung genau einstellen zu können, empfiehlt es sich, durch den abschließenden Korken des Natronkalkrohres ein rechtwinklig gebogenes Glasrohr zu führen, dessen Mündung man gelegentlich (nicht dauernd) in Wasser tauchen läßt. 3 Blasen in 2 Sek. dürfen als normal angesehen werden. Während des Verbrennens der Substanz erscheinen keine Blasen. Besteht Mangel an Sauerstoff, was man daran erkennt, daß zu viel Kupferoxyd reduziert wird, so muß der Gasstrom vorübergehend etwas verstärkt werden, aber nicht in dem Maße, daß am Ende des Apparates Blasen erscheinen. Diese kommen

erst dann wieder, wenn der Verbrennungsvorgang beendet ist. Man tut gut daran, den Sauerstoffstrom dann etwas zu drosseln und ihn in diesem Zustande noch wenigstens 5 Min. weiter hindurchgehen zu lassen, um alle Verbrennungsprodukte zur Absorption zu bringen.

Besondere Aufmerksamkeit widme man dem Anschlusse des  $P_2O_5$ -Rohres an das Verbrennungsrohr. Der verbindende Gummischlauch soll möglichst wenig über das letztere hinweggehen, da sich an dieser Stelle besonders leicht Wasser niederschlägt. Um trotzdem die erforderliche Gasdichtigkeit zu erzielen, ist eine Drahtschlinge anzubringen. Beim letzten Durchspülen des Apparates versäume man auch nicht, das Ende des Verbrennungsrohres noch einmal zu erwärmen, um alles Wasser zu verjagen.

Gegen die Verwendung von  $P_2O_5$  sind gelegentlich Bedenken laut geworden, weshalb ausdrücklich betont werden soll, daß es sich in der hier angegebenen Verwendungsform aufs beste bewährt hat; in keinem Falle hat ein (nach GATTERMANN) vorschriftsmäßig präpariertes Calciumchlorid bessere Ergebnisse gezeitigt. Die Bequemlichkeit der Handhabung ist kaum übertreffbar, wenn man nur weiß, daß die Wattebäuschechen eher etwas zu klein als zu groß gemacht werden müssen, da sie durch das Bepudern an Volumen gewinnen. Man überlasse jedoch diese Arbeit, wie auch das Füllen der Natronkalkrohre, nicht den Schülern, sondern besorge alles lieber selbst. Der erforderliche Zeitaufwand ist nicht erheblich.

Das Gelingen der Versuche hängt fast allein davon ab, daß man die Substanz recht vorsichtig und vollständig verbrennt; das weitere findet sich von selbst.

Methodisch verfährt man zweckmäßig folgendermaßen:

1. Zwei Schüler (nicht mehr) arbeiten zusammen.
2. Gründliche Vorbesprechung und nachdrücklicher Hinweis auf die Fehlerquellen. Mahnung zu höchster Sorgfalt.
3. Verbrennungsübungen ohne Anschluß der Absorptionsgeräte, wobei zugleich das Kupferoxyd für den Hauptversuch ausgeglüht wird (Einzelstunde).
4. Hauptversuch (Blockstunde).

#### Fehlerquellen.

1. Zu schnelle Verdampfung der Substanz; daran zu erkennen, daß alles  $CuO$  plötzlich reduziert wird; es dürfen immer nur etwa 2 cm reduziertes Kupfer sichtbar sein.
2. Schlechter Zusammenbau. Alle Teile müssen Glas an Glas verbunden werden, da  $CO_2$  merklich durch Gummi diffundiert.
3. Unzureichende Durchspülung mit Sauerstoff am Ende der Verbrennung.
4. Wägefehler.
5. Substanzverluste vor der Verbrennung, besonders durch unnötiges Anfassen der Substanzfläschchen.

Beim Beachten dieser Umstände kann man mit guten Erfolgen fast unfehlbar rechnen, da das Verfahren zuverlässig ist.

Der Stickstoffbestimmung im Harnstoff stehen geringere Schwierigkeiten entgegen, da als Fehlerquelle eigentlich nur falsches Erhitzen oder zu starker Kohlensäurestrom in Frage kommen.

Unbedingt notwendig für das Gelingen aller dieser Arbeiten ist natürlich, daß der Lehrer derartige Versuche selbst mit Erfolg gemacht hat.

Bei der Auswahl der Substanzen beachte man, daß sie wasserfrei und rein sind. Alkohol ist aus diesem Grunde z. B. weniger geeignet. Auch Benzol gibt weniger gute Werte, da sein an sich niedriger Wasserstoffgehalt von den regelmäßig etwas zu groß ausfallenden Wasserstoffwerten verhältnismäßig stark betroffen wird. Die oben als Beispiele angeführten Stoffe können jedenfalls unbedingt empfohlen werden, ohne daß eine Notwendigkeit besteht, sich auf sie zu beschränken.

Schülerversuche (mit Aceton).

Gruppe 1: 41 mg Substanz ergaben 92 mg CO<sub>2</sub> (statt 93,3) und 40 mg H<sub>2</sub>O (statt 38,2).

Daraus berechnet: C = 25,1 mg statt 25,45 mg

„ „ H = 4,4 mg „ 4,27 mg

„ „ O = 11,5 mg „ 11,30 mg

C : H : O = 20,9 : 43,6 : 7 = 3 : 6 : 1.

(Gruppe 2: 36 mg ergaben 78 mg CO<sub>2</sub> (statt 82 mg) und 34 mg H<sub>2</sub>O (33,5).

Daraus berechnet: C = 21,27 mg (statt 22,3)

„ „ H = 3,77 mg (statt 3,72)

„ „ C = 10,96 mg (statt 9,93)

C : H : O = 17,7 : 37,3 : 6,85.

Hier ist O zu groß und C zu klein, während Wasserstoff gut ist.

Vermutlicher Fehler: Substanzverlust.

Gruppe 3: 37 mg Substanz ergaben 82 mg CO<sub>2</sub> (84) und 35 mg H<sub>2</sub>O (34,4).

Daraus berechnet: C = 22,4 mg statt 23,0 mg

„ „ H = 3,9 mg „ 3,8 mg

„ „ O = 10,7 mg „ 10,2 mg

C : H : O = 18,7 : 38,6 : 6,4 = 3 : 6 : 1.

Gruppe 4: 52 mg Substanz ergaben 114 mg (118) CO<sub>2</sub> und 51 mg H<sub>2</sub>O (48).

Daraus berechnet: C = 31,1 mg statt 32,3 mg

„ „ H = 5,7 mg „ 5,4 mg

„ „ O = 15,2 mg „ 14,3 mg

C : H : O = 26 : 56,4 : 9,5 etwa = 3 : 6 : 1.

Hier liegt wieder ein Fall vor, wo der Wert für CO<sub>2</sub> um denselben Betrag zu klein ist, wie der für Wasser zu groß. Die Differenz von jedesmal 3 mg ist aber etwas reichlich, doch das Ergebnis sonst noch brauchbar.

Zum Gelingen dieser Versuche sind Waagen erforderlich, die ein Milligramm noch deutlich anzeigen, sowie zuverlässige Gewichtssätze. Die mitgeteilten Ergebnisse wurden mit Schülerwaagen für 75 *R.M.* (im Glaskasten) und analytischen Sätzen für 18 *R.M.* erzielt. Hornschalenwaagen und sog. „Präzisionssätze“ reichen nicht aus. Für jede Schülergruppe stand eine Waage zur Verfügung.

## Berichte.

### 2. Forschungen und Ergebnisse.

#### Grenzprobleme zwischen Chemie und Biologie.

Von Dr. RUDOLF LIPS in Berlin.

In steigendem Maße hat die Chemie Anteil an den Erkenntnissen der biologischen Forschung. Wir kennen heute schon eine große Zahl Grenzprobleme zwischen beiden Gebieten. In der letzten Zeit haben sich nun ein Biologe, Prof. Dr. A. KÜHN<sup>1</sup> vom Kaiser Wilhelm-Institut für Biologie und ein Chemiker, Prof. Dr. A. BUTENANDT<sup>2</sup> vom Kaiser Wilhelm-Institut für Biochemie mit solchen Grenzfragen auseinandergesetzt.

Allbekannt sind wohl die Ergebnisse, die an den in geringster Konzentration im Organismus vorhandenen Vitaminen, Hormonen und Enzymen erzielt worden sind. Sie werden heute auch als

Wirkstoffe oder „Biokatalysatoren“ bezeichnet. Ursprünglich hatte die Forschung lediglich die Wirkstoffe untersucht, die im menschlichen Körper und bei den Wirbeltieren eine Rolle spielen. In den letzten Jahren wurden jedoch die Erkenntnisse dahin erweitert, daß auch im Reiche der wirbellosen Tiere, ja sogar bei Pflanzen, hormonale Vorgänge dieselbe Bedeutung haben wie bei den Wirbeltieren. Es sei hier an die Entdeckung der Auxine erinnert, die einmal „die Steuerung des Wachstums“, insbesondere des Streckenwachstums der Pflanzen vornehmen, dann aber auch die Reizbeantwortung der Pflanzen auf Licht und Erdkraft bedingen.

In den letzten Jahren sind nun auch Wirkstoffe der belebten Natur untersucht worden, deren Bildung unmittelbar auf ganz bestimmte Erbfaktoren (Gene) zurückzuführen sind. Es sind damit Forschungen im Gange, die einmal die Frage

<sup>1</sup> A. KÜHN: Ber. Dtsch. chem. Ges. **71**, A 107 (1938). — Naturwiss. **24**, 1 (1936).

<sup>2</sup> A. BUTENANDT: Angew. Chem. **51**, 617 (1938).

nach der Wirkung der Erbfaktoren näher beantworten, zum anderen aber auch unsere Kenntnis vom Wesen und Bau der Hormone erweitern

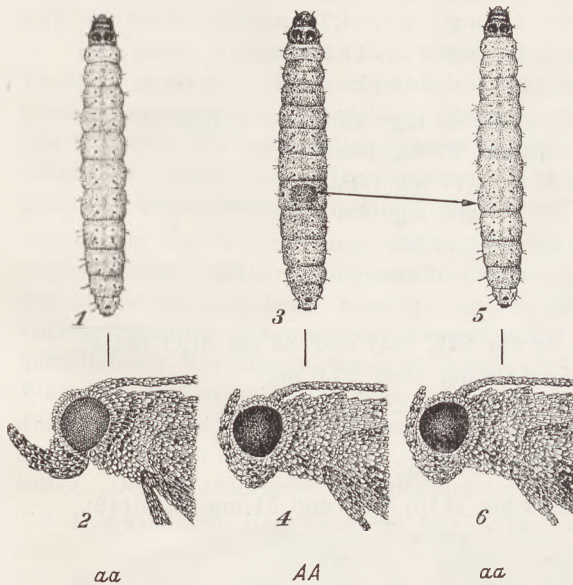


Fig. 1. Hodenüberpflanzungsversuch. (Aus: Die Naturwissenschaften. 24. Jg. Berlin: Julius Springer 1936. H. 1, S. 8, Fig. 9). 1, 2 Raupe und Falter der rotäugigen Rasse (*aa*), 3, 4 desgl. der schwarzäugigen Rasse (*AA*); nach Transplantation des Hodens aus 3 in 5 Ausfärbung der Augen des *aa*-Wirtsfalters.

können. Heute sind schon eine große Zahl genbedingter Wirkstoffe bekannt. Für die Genwirkung auf dem Wege über Wirkstoffe, die Reaktionen in anderen Zellen veranlassen und damit das Gen mit dem Außenmerkmal verknüpfen, soll als Beispiel die von A. KÜHN<sup>1</sup> untersuchte Mehlmotte (*Ephestia kühniella*) angeführt werden. Es sind heute durch Zuchten dieses Tieres mehrere Rassen bekannt geworden, die sich u. a. auch in der Augenfarbe unterscheiden. So hat die Wildform schwarze Augen, andere Rassen hellrote bzw. dunkelrotbraune. Vererbungsexperimente zeigten, daß sich z. B. die Wildrasse mit schwarzen Augen und die einer Mutationsrasse mit hellroten Augen nur durch ein sich vielseitig auswirkendes Genpaar unterscheiden. Man hat es *A* bei der Wildform und *a* bei der Mutationsrasse genannt. Dieses Genpaar bestimmt nicht nur die Augenfarbe der Schmetterlinge, sondern auch die der Raupenaugen, die stärker (*A*) oder schwächer (*a*) pigmentiert sind. Ferner wird auch die Pigmentierung der Raupenhaut von diesem Genpaar beeinflusst (*A* = rötlich, *a* = farblos). Die Ausbildung der angeführten Pigmentierungsmerkmale im Sinne von *A* kann auch in den *aa*-Zellen aufgelöst werden, indem man diesen Stoff zuführt, der von *A*-Zellen gebildet wird. Dieser Stoff wirkt dann in der Art eines Hormons. Man hat dies durch folgenden durchgeführten Versuch bewiesen:

<sup>1</sup> A. KÜHN: Ber. Dtsch. chem. Ges. 71, A 107 (1938). — Naturwiss. 24 1 (1936).

Im letzten Raupenstadium hat man eine Hoden- bzw. Eierstock- oder Gehirnanlage der schwarzäugigen Rasse (*AA*) in eine Raupe der rotäugigen Rasse (*aa*) übergepflanzt und erhielt aus letzterer einen Schmetterling mit schwarzen Augen, obwohl ihm das Gen *A* fehlt und er eigentlich gemäß seiner Erbanlage zu einem rotäugigen Falter werden müßte (Fig. 1). Wird das Einsetzen einer Hodenanlage mit dem Gen *A* schon in eine junge *a*-Raupe vorgenommen, so wird die *a*-Raupe im letzten Raupenstadium stärker pigmentiert und erhält das Aussehen einer *A*-Raupe. Damit ist gezeigt worden, daß die Ausprägung des Merkmales „schwarzäugig“ durch das Gen *A* auf dem Wege über einen Wirkstoff erfolgt. Neuerdings ist es sogar gelungen, diesen Wirkstoff mit Alkohol und Acetonauszügen zu extrahieren und ihn in Puppen der Rasse *a* zu injizieren. Man erzielte in einem großen Prozentsatz der Versuchstiere Ausfärbung der Augen. Auch bei der Vererbungsfliege *Drosophila* konnten in letzter Zeit durch Transplantations- und Extraktionsversuche Gene gefunden werden, die durch Wirkstoffe die Augenfarbe beeinflussen. Damit ist das Problem auch für eine chemische Bearbeitung reif geworden.

Auch aus der Pflanzenwelt kann ein entsprechendes Beispiel angeführt werden. Das Bilsenkraut (*Hyoscyamus niger*) (Fig. 2) kommt als ein- und zweijährige (Var. *agrestis*) Rasse vor. Beide unterscheiden sich durch ein Genpaar. Durch Überpflanzung eines blühenden Reises der einjährigen Rasse auf erstjährige (nicht blühreife) Zweige der zweijährigen Rasse kann der letzteren das Entwicklungsmerkmal des



Fig. 2. Blüten sproß vom Bilsenkraut.

Sprossens und Blühens aufgezwungen werden, obgleich sie mangels eines bestimmten Gens diese Eigenschaften nicht besitzt. Damit ist hier ein Blütenbildung auslösender Stoff nachgewiesen worden, der aus dem Sproß der einjährigen Pflanze in die zweijährige übergegangen ist. Zur

Zeit wird daran gearbeitet, auch diesen Stoff zu extrahieren, damit er chemisch untersucht werden kann.

Diese Tatsachen zeigen Verknüpfungspunkte zwischen Biologie und Chemie auf, die in neuester

gereicherten phosphorhaltigen Nucleoproteiden, die weniger stark färbaren Zwischenstücke aus Eiweiß bestehen. T. CASPERSSON (Stockholm) ermittelte diesen Befund so, daß er den Nucleinsäuregehalt der Chromomeren durch Absorptions-

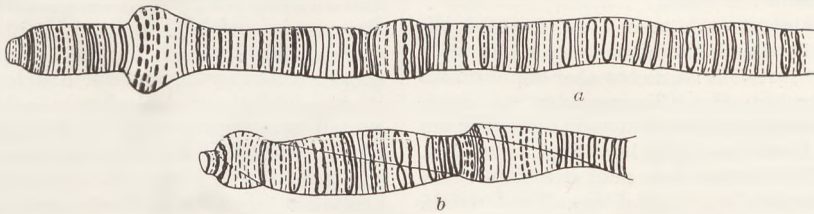


Fig. 3. Speicheldrüsenchromosomen der Taufliege (*Drosophila*). (Aus: Der Züchter, 8. Jg., II. 5, S. 129, Abb. 5. Berlin: Julius Springer 1936.) (Aus PAINTER 1933) a) (oben) Das distale Ende des X-Chromosoms. b) (unten) Das freie Ende des linken Armes des 2. Chromosoms.

Zeit angreifbar geworden sind. Ein weiteres sehr wesentliches Problem der Vererbungsforschung liegt in der Frage nach dem Wesen der Erbfaktoren. Es liegen heute Untersuchungen vor, die uns die ersten Eindrücke in die strukturelle und chemische Architektur der Kernschleifen (Chromosomen) als Erbanlagenträger gebracht haben. Die Chromosomen sind bekanntlich die stark färbaren Strukturbestandteile der Zellkerne, in denen die Erbanlagen (Gene) liegen. Es ist daher verständlich, daß ihr Aufbau besonderes Interesse beansprucht. Man hat nun die Entdeckung gemacht, daß bei den Zweiflüglern in den Speicheldrüsenkernen auch im Ruhestadium sehr große Kerne vorkommen, in denen die Chromosomen als Riesenschleifen vorhanden sind. Die gesamte Substanz eines Zellkernes, die sich bei der indirekten Zellteilung in Kernschleifen umwandelt oder hier bei den Speicheldrüsenkernen als Riesenchromosomen ständig vorhanden ist, ist als Chromatin bezeichnet worden. Das Chromatin der Rieskerne zeigt nun einen ganz charakteristischen Feinbau: Hintereinander liegen regelmäßig bestimmte Abschnitte verschiedener Zahl und wechselnder Dicke, die sich bei Anwendung bestimmter Farbstoffe intensiv färben (Fig. 3); dazwischen liegen schwächerfärbare Fadenstücke. Auch in lebenden Kernen, also ohne künstliche Färbung, lassen sich diese Querscheiben oder Chromomeren durch ihre starke Lichtbrechung erkennen (Fig. 4). Besonders amerikanische Forscher haben Kreuzungsexperimente und Chromosomenzerstückelung mit der Untersuchung dieser Riesenchromosome verbunden und sind zu dem Ergebnis gekommen, daß in diesen Querscheiben die Gene liegen.

Man hat nun mit Hilfe von mikrochemischen Untersuchungsmethoden versucht, den inneren Aufbau dieser Riesenchromosome zu ergründen. Man fand, daß die Chromomeren aus stark an-

messungen in ultraviolettem Licht im Vergleiche mit bekannten Nucleinsäuren feststellte. Ferner hat er einzelne Bestandteile der Chromosomen durch Vorbehandlung mit Trypsin verdaut und

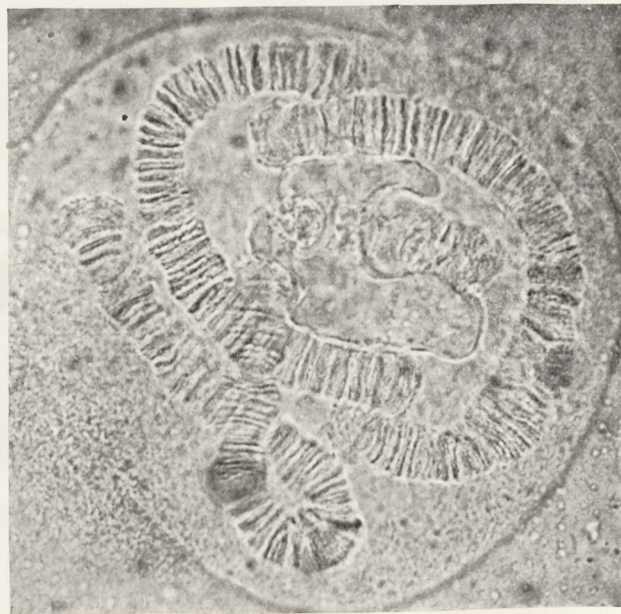


Fig. 4. Speicheldrüsenchromosomen der Zuckmücke (*Chironomus thummi*) nach dem Leben phot., etwa 635fach (nach H. BAUER 1935). Die Riesenchromosomen sind so eng gepaart, daß sie fast überall einheitlich aussehen. (Aus: Der Züchter, 7. Jg., H. 11, S. 300, Abb. 8, Berlin: Julius Springer 1935.)

auch mit Lanthansalzen die Nucleinsäure in eine unlösliche Verbindung übergeführt. Das Ergebnis war, daß die Ultraviolettaborption der Chromomeren erhalten blieb, während die Zwischenstücke, die das Licht in jenem Spektralgebiet viel schwächer als Nucleinsäure absorbieren, aufgelöst wurden (Fig. 5). Damit war der obige Befund über die chemische Zusammensetzung der Chromomeren stark gestützt.

Es wurde vorhin gesagt, daß in den stark färbaren Querscheiben die Gene liegen. Man darf nun aber die färbaren Chromomeren nicht als

Gene selbst ansehen, sondern die ermittelte Nukleinsäure ist hier offenbar nur eine Schutz- oder Trägersubstanz. Die Gene selbst sollen aus Eiweißkörpern bestehen und verborgen unter der Nukleinsäure als Schutz in den stark färbaren Querscheiben lokalisiert sein.

Wenn hiermit auch noch nicht das Ziel, die Form und chemische Zusammensetzung der Gene zu erkennen, erreicht ist, so hat aber die Kenntnis der Feinstruktur der Chromosomen zu einem anderen Erfolge geführt: Man kann die Größe des Ortes, an dem eine Erbanlage liegt, berechnen. In roher Annäherung hat man den Genort zu einigen Zehnteln Länge und einigen Hundertstel Breite berechnen können. Da die Länge der gewöhnlichen Chromosome einer Mitose nur ein

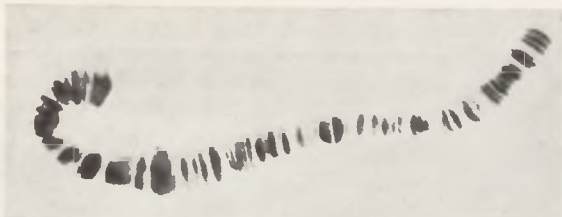


Fig. 5. Aufnahme eines Speicheldrüsenchromosoms im ultraviolettem Licht, etwa 800fach. (Photo: CASPERSSON. Aus: Die Umschau, 41. Jg., H. 26, S. 593, Abb. 2. Frankfurt a. M.: Breidenstein, Verlagsgesellschaft, nach einem Photo aus der Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie, Leipzig: S. Hirzel.)

Fünzigstel bis ein Hundertstel der Riesenchromosomen beträgt, so kommt man für den Raum, den ein Gen einnimmt, bereits in die Größenordnung großer organischer Moleküle.

Die chemische Natur der Erbanlagen ist auch durch Versuche in der Mutationsforschung untersucht worden. Mutationen sind bekanntlich vererbare Veränderungen der Eigenschaften eines Tieres oder einer Pflanze, die spontan und ohne erkennbare äußere Einflüsse erfolgen. Durch Röntgenstrahlen kann die Häufigkeit der Mutationen gesteigert werden. Die kurzwellige Strahlung löst im Gen unmittelbar einen Mutationsvorgang aus. Es sind die Zellen passierenden Elektronen, die das Gen bei einem Treffer aus einem relativ stabilen Zustand in einen anderen relativ stabilen Zustand überführt<sup>1</sup>. Die Häufigkeit der Mutationen ist von der Intensität der Bestrahlung abhängig. Es ist möglich geworden, direkte quantitative Beziehungen zwischen der Mutationsrate und der angewendeten Strahlendosis festzustellen; die Mutationsrate ist proportional der durch die Bestrahlung hervorgerufenen Ionisation. Es ist etwa so, als ob man mit einer Schrotflinte nach Spatzen schießt. Ein Treffer, in diesem Fall der Weg eines Elektrons durch das Chromosom, kann eine Mutation auslösen. Je häufiger die Zahl der Treffer, d. h. je größer die Zahl der Elektronen, desto häufiger mutiert ein Gen. Ein Mutationsvorgang

<sup>1</sup> Vgl. P. JORDAN: Biologische Quantenerscheinungen; diese Zeitschr. 52, 217 (1939).

kann also als eine monomolekulare Reaktion möglicherweise mit anschließender Sekundärreaktion angesehen werden. Es ist demnach so, daß ein Atomverband konstanter und hochgradig stabiler Struktur in eine neue Gleichgewichtslage gerät, die durch Umlagerung von Atomen zustande kommt. Daraus wird gefolgert, daß ein Mutationsvorgang sich reaktionskinetisch wie die Umlagerung einer einzelnen Atomgruppe in einem Molekül verhält. letzten Endes also ein physikalisch-chemischer Prozeß ist. Daraus läßt sich mit großer Wahrscheinlichkeit schließen, daß ein Gen ein einzelnes sehr großes oder kleines Molekül ist oder einen kristallähnlichen Atomverband darstellt und nicht eine komplizierte, selbst wieder organisierte „letzte Lebensinheit.“ Damit hat uns die Strahlen-

genetik die Erkenntnis geliefert, zu welcher Kategorie von Naturkörpern die Gene gehören. Um die chemische Zusammensetzung zu erforschen, ging man daran, durch Chemikalien Genmutationen auszulösen. Jedoch hat sich bisher die Hoffnung, von dieser Seite her die Natur der Gene zu erschließen, nicht erfüllt. Lediglich ein wichtiger Erfolg konnte durch STUBBE 1935<sup>1</sup> errungen werden. Ihm gelang es, in einer schon lange ingezüchteten und völlig erbreinen Sippe von Löwenmäulchen (*Antirrhinum majus*) nach Behandlung von Samen mit verschiedenen chemischen Präparaten (Chloralhydrat, Kupferchlorid, 5% Alkohol, Pyridin u. a.) eine ganz bestimmte dominante Mutation —

*Acorrugata* genannt — immer wieder auszulösen. Diese Pflanze, die infolge einer Gewebsentartung runzlige Blätter besitzt, erscheint niemals von selbst, sondern muß stets von neuem mit Chemikalien ausgelöst werden.

Biologische und chemische Forschungen greifen somit Hand in Hand in die letzten Fragen der Vererbung ein. Wir erkennen wirklich große Fortschritte im Chromosomenbau und in ihrer stofflichen Charakterisierung, und wir wissen heute, zu welcher Kategorie Naturkörper die Gene gehören. Form und chemische Zusammensetzung der Gene — das sei nochmals betont — sind aber auch heute noch völlig ungeklärt.

#### Magnetische Beeinflussungen der primären Höhenstrahlung und die Kaskadentheorie der Schauer<sup>2</sup>.

Bekanntlich besteht der Breiteneffekt der Höhenstrahlung darin, daß die Kurve, welche die Strahlungsstärke als Funktion der magnetischen Breite darstellt, zwischen 40° und 50° nach niedrigeren Breiten abfällt und in der Nähe des magnetischen Äquators den tiefsten Punkt erreicht [vgl. diese Z. 47, 112 (1934)], während sie in höheren Breiten der Abszissenachse annähernd parallel verläuft. Die beiden Knie, welche die Kurve so

<sup>1</sup> STUBBE: Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl., N-F. Fachgruppe 6, 2, Nr 3 (1935).

<sup>2</sup> Die früheren Berichte über die Höhenstrahlungsforschung werden auf die Jahre 1937 und 1938 ausgedehnt.



auf beiden Erdhälften aufweist, waren von CLAY und anderen dadurch erklärt worden, daß die Energie der geladenen Teilchen, welche bei der Breite der Knie mindestens zur Überwindung des magnetischen Erdfeldes nötig ist, gerade auch für die Durchdringung der Atmosphäre erforderlich wird [diese Z. 52, 69 (1939)]. Dagegen wendet sich L. JANOSSY (1), indem er für die Energiegrenze das Magnetfeld der Sonne verantwortlich macht, auf dessen Bedeutung für die Höhenstrahlung auch M. VALLARTA hingewiesen hat (2). Wenn die Erklärung von CLAY richtig wäre, müßte sich die Kniebreite in größeren Höhen nach dem betreffenden Pol verschieben, weil die Strahlung dort durch die Atmosphäre weniger geschwächt ist, während COSYNS bei einer Zusammenstellung der Ergebnisse von Stratosphärenflügen gefunden hat, daß die kritische Breite in jeder Höhe zwischen 70 und 180 mm Hg Druck bei etwa 49° wie in Seehöhe liegt (3). Folglich müßte die Energiegrenze von der Filterwirkung der Atmosphäre unabhängig sein; sie käme vielmehr daher, daß Strahlen geringerer Energie durch das magnetische Sonnenfeld von der Erde abgeschnitten werden. Indem dieses Feld als das eines Dipols betrachtet wird, dessen Achse auf der Ekliptik senkrecht steht und dessen Stärke am Sonnenäquator etwa 50 Gauß beträgt, ergibt sich aus der Theorie von STÖRMER, LEMAITRE und VALLARTA, daß ein Punkt der Erde von keinem geladenen Höhenstrahlteilchen mit weniger als  $3,9 \cdot 10^9$  eV Energie erreicht werden kann. Diejenigen mit kleinerer Energie, wie sie zahlreich in Nebelkammern beobachtet werden, seien also sämtlich sekundärer Art. Infolge der magnetischen Beeinflussung der Höhenstrahlung durch die Sonne sei ein sonnenzeitlicher Gang ihrer Stärke zu erwarten. Umgekehrt würde ein solcher Gang für das Vorhandensein eines allgemeinen Magnetfeldes der Sonne sprechen, das bisher noch nicht direkt mit Sicherheit festgestellt worden ist. Ein sonnenzeitlicher Gang der Höhenstrahlungsstärke ist in der Tat mehrfach beobachtet worden, so von W. KOLHÖRSTER 1935 (4) wie in letzter Zeit von J. L. THOMPSON (5) und S. E. FORBUSH (6). Nach J. BARNOTHY und M. FORRO soll dieser Gang im wesentlichen durch die täglichen Schwankungen des erdmagnetischen Feldes bedingt sein (7).

Um zwischen der Filterwirkung der Atmosphäre und dem Magnetfeld der Sonne die Ursache der kritischen Breite zu entscheiden, hat H. H. JOHNSON 1937 in Nordamerika Regatta-Ballonflüge unter 56° und 59° veranstaltet, bei denen Koinzidenzanordnungen von 3 Zählrohren übereinander benutzt und die Koinzidenzzahlen sowie die erreichten Höhen radiotechnisch nach dem Erdboden übermittelt wurden (8). Die Ergebnisse lassen keine Zunahme der Strahlungsstärke mit der Breite nördlich von 56° bis hinauf zu einer Höhe von 2 m H<sub>2</sub>O-Druck erkennen, obgleich nach der Erklärung des Knies durch die atmosphärische Filterung das Knie in dieser Höhe erst bei 60° zu erwarten wäre, so daß die zweite durch magnetische Wirkung an Wahrscheinlichkeit gewinnt.

Gegen die erste Deutung des Knies wenden sich auch A. H. COMPTON und K. N. TURNER (9), die den Breiteneffekt aus den selbsttätigen Aufzeichnungen ihrer gepanzerten Ionisationskammer erhalten haben, die auf regelmäßigen Reisen einer Schiffslinie zwischen Vancouivre in Kanada und Sidney in Australien mitgenommen wurde [vgl. diese Z. 52, 69 (1939)]. Außer dem gewöhnlichen Einfluß des magnetischen Erdfeldes fanden sie dabei eine Abhängigkeit der Strahlungsstärke von der äußeren Lufttemperatur im Schatten, die mit jahreszeitlichen Änderungen in der Atmosphäre, wie etwa denen ihres elektrischen Feldes und der Höhe der Heavisidschicht, zusammenzuhängen schien. Dieser atmosphärische Effekt war etwa halb so groß wie der magnetische. Zog man ihn von der Gesamtionisation ab, um den magnetischen zu bekommen, so ergab sich dieser im ganzen zu 7,2% Zunahme der Strahlungsstärke vom Äquator bis 52,5° N, und seine Kurve war dann fast vollkommen symmetrisch zum Äquator. Die Knie der Kurve lagen bei 36° N und 35° S. Da das nördliche Knie hier auf der westlichen Halbkugel bei 36° N gefunden wird, während es in Europa bei 50° liegt, könne seine Erklärung nach CLAY nicht richtig sein, denn zur Überwindung des magnetischen Erdfeldes sind unter 50° etwa  $2,4 \cdot 10^9$ , unter 36° etwa  $7,5 \cdot 10^9$  eV für die Durchsetzung der Atmosphäre erforderliche unter beiden Breiten dieselbe ist.

Die von PFOTZER in seiner Arbeit über die atmosphärische Absorption der Höhenstrahlung geäußerte Ansicht [vgl. diese Z. 52, 32 (1939)], daß der Breiteneffekt in Seehöhe wegen der starken Absorption der weichen Strahlung im wesentlichen der harten zuzuschreiben sei, war bereits früher durch Versuche von AUGER und LEPRINCE nahegelegt worden, bei denen sie mit einer Koinzidenzanordnung von 3 Zählrohren übereinander zeigten, daß die harte Strahlung unter verschiedenen Breiten denselben Effekt aufwies wie die Gesamtstrahlung, indem sie bald mit 20 cm Pb zwischen den Rohren, bald ohne sie die Koinzidenzen zählten. Die Frage ist von W. HEITLER auf Grund einer von ihm gewonnenen Energieverteilung näher erörtert worden (10). Das Vorhandensein von 2 Breiteneffekten, einem der harten und einem der weichen Strahlung, von denen letzterer nicht bis zur Seehöhe hinunterreicht, ist auch von B. GROSS (11) aus seinen Untersuchungen der atmosphärischen Ionisationskurve gefolgert worden.

Zu einem Widerspruch mit dieser Ansicht sind aber H. V. NEHER und W. H. PICKERING nach den Ergebnissen ihrer Messungen mit einem sehr vollkommenen Koinzidenzapparat auf einer Reise von San Franzisko nach Colombo über Japan und zurück über Australien gelangt (12). Der Breiteneffekt für die senkrechte Strahlung wurde im malayischen Archipel zu 14,5% und auf dem stillen Ozean zu 10% der Stärke in höheren Breiten bestimmt, während er bei den Schauern, wie PICKERING schon früher gefunden hatte [vgl. diese Z. 52, 73 (1939)] nur 6% betrug. Die Schauer

wurden dabei mit einem ROSSISCHEN Dreikant von Zählrohren und 1,6 cm Pb über ihm gezählt, und damit ein Elektron oder Photon Schauer aus dieser Bleischicht erzeugt, muß die Einfallenergie mindestens  $10^9$  eV betragen. Elektronen kleinerer Energie können aber noch drei übereinander liegende Zählrohre durchdringen, so daß mit der Dreikantanordnung eine beschränktere Zahl Elektronen und Photonen gemessen wird. Daraus sei zu folgern, daß die Kurve, welche die Abhängigkeit der Schauerhäufigkeit von der Breite darstellt, ihr Knie bei einer niedrigeren Breite erreichen müsse als die entsprechende Kurve der senkrechten Strahlungsstärke. Diese beiden Knie wurden nun tatsächlich bei  $30^\circ$  und  $40^\circ$  festgestellt. Damit sei aber die Ansicht nicht zu vereinbaren, daß der Breiteneffekt in Seehöhe von der harten Strahlung herrührt und der Schauererfolg deshalb kleiner ist als der der senkrechten Strahlung, weil die harte Strahlung verhältnismäßig weniger Schauer verursacht. Denn wenn beide Effekte auf die harte Strahlung zurückgeführt werden, sollten ihre Kurven auch ihr Knie bei derselben Breite haben. Die Verfasser kommen demnach zu dem Schluß, daß die Schauer in Seehöhe zumeist von der nicht breitenempfindlichen Strahlung, Elektronen sehr hoher Energie und Photonen, ausgelöst würden. Einen von der Lufttemperatur und Jahreszeit bedingten Breiteneffekt wie COMPTON und TURNER haben sie nicht beobachtet.

In den Jahren 1937 und 1938 gaben heftige erdmagnetische Störungen Gelegenheit, ihre Wirkung auf die Höhenstrahlung zu erforschen. So berichtet S. E. FORBUSH (13) über den Einfluß des magnetischen Sturms vom 25. bis 30. April 1937 nach Beobachtungen auf einer nord- und einer südamerikanischen Station mit je einer Ionisationskammer derselben Art. Die Änderungen der Strahlungsstärke entsprachen einander an beiden Orten gut, und die große Entfernung schloß gleichzeitige Luftdruckschwankungen als Ursache der Übereinstimmung aus. Die Abnahme der Strahlungsstärke vom 23. bis 27. April um fast 4% ist viel größer, als bisher während gleich langer Zeit auf beiden Stationen gemessen wurde, und ebenso war die Stärke des magnetischen Sturms die größte seit Benutzung der Apparate.

Auch auf dem Hafelekar bei Innsbruck war die Änderung der Ionisation nach Messungen von V. HESS und A. DEMMELMAYR während dieser Tage ungewöhnlich groß und die Gestalt ihrer Kurve ähnlich den beiden amerikanischen (14). Es wird daraus geschlossen, daß die Höhenstrahlung durch die magnetische Störung auf der ganzen Erde gleichartig beeinflusst wurde, indem auf eine Abnahme der Feldstärke eine solche der Strahlungsstärke um 3% folgte.

Nach den Veröffentlichungen von FORBUSH und HESS prüften auch J. CLAY und E. M. BRUINS die Aufzeichnungen von drei Ionisationskammern in Amsterdam vom 24. April bis 6. Mai (15). Zwei von ihnen, die mit 110 cm Fe gepanzert waren, ergaben nach Berichtigung von Luftdruckschwankungen keine Beeinflussung, woraus gefolgert wird, daß die magnetische Störung auf

Teilchen mit mehr als  $8 \cdot 10^9$  eV Energie, die den Panzer noch durchdringen können, keine Wirkung ausübt. Dagegen zeigte die dritte mit nur 12 cm Fe gepanzerte Kammer Änderungen der Strahlungsstärke in derselben Art und Größe an wie die von FORBUSH und HESS gefundenen; vom 24. bis 26. Januar 1938, wo auch das große Nordlicht stattfand, wurden alle drei Kammern beeinflusst, wiesen aber vor der gewöhnlichen Abnahme der Strahlungsstärke während des magnetischen Sturms eine Zunahme auf.

Im Berliner Institut für Höhenstrahlungsforschung ist das Verhalten der Strahlung während der magnetischen Störungen im Januar 1938 von W. KOLHÖRSTER untersucht worden (16). Er bemerkt hierzu, daß solche Intensitätsmessungen unter der Unsicherheit der Berichtigung der Luftdruckschwankungen und der Verschiedenheit der Apparate leiden. Deshalb wurde eine doppelte Koinzidenzanordnung von je zwei Zählrohren übereinander entwickelt. Beide Zählrohrepaare wurden von demselben Himmelsabschnitt bestrahlt; sie kontrollieren sich gegenseitig, und bei jedem ist die Meßgenauigkeit so weit gesteigert, daß die statistischen Schwankungen der Tagesmittel um  $3\%$  liegen. Mit dieser Anordnung wurde der Barometereffekt ermittelt und nachgewiesen, daß seine bisher unerklärlichen Verschiedenheiten auf magnetischen Störungen beruhen und schon geringe erdmagnetische Störungen sich durch Strahlungsschwankungen erkennbar machen<sup>1</sup>. Auch hier wurde im Januar 1938 eine Verminderung der Strahlungsstärke festgestellt, die am 16. Januar 8%, bei dem Nordlicht am 25. Januar etwa 6% des vorher vorhandenen Mittelwertes betrug.

Auf Magnetfelder der Doppelsterne hat H. ALFVÉN die Entstehung der Höhenstrahlung zurückzuführen gesucht (17). Seine Theorie steht in enger Beziehung zu einer auch von ihm gegebenen Erklärung des Nordlichts (18). Er geht dabei von der Tatsache aus, daß, wenn sich zwei Magnetfelder gegeneinander bewegen, im allgemeinen nach den klassischen Gesetzen eine elektromotorische Kraft entsteht, welche elektrisch geladene Teilchen beschleunigen kann. Die beiden Felder im Falle der Nordlichtteilchen sind das allgemeine Magnetfeld der Sonne und das viel besser bekannte und stärkere eines Sonnenflecks, der in der Äquatorzone der Sonne angenommen wird. Sie werden als die von 2 Dipolen betrachtet, von denen die Achse des ersten auf der Ekliptik senkrecht steht, während die des zweiten längs eines Sonnenradius verläuft. Die gegenseitige Bewegung der beiden Felder kommt dadurch zustande, daß sich die Sonne nicht wie ein starrer Körper dreht, sondern ihre Winkelgeschwindigkeit vom Äquator nach den Polen zu abnimmt. ALFVÉN zeigt nun, daß die durch einen solchen Vorgang induzierte Beschleunigung von Elektronen der Sonnenatmosphäre in der Tat zu Energien von der Größenordnung  $10^8$  eV führt, wie sie nach

<sup>1</sup> Anmerkung bei der Korrektur: Diese Erklärung ist seitdem durch eine andere ersetzt worden.

STÖRMER nötig sind, damit die Teilchen auf die Erde gelangen und Nordlicht in ihrer Atmosphäre erzeugen können.

Wie nun das allgemeine Magnetfeld der Sonne und das besondere eines Fleckens auf ihr zwei Dipolen mit nicht parallelen Achsen entsprechen, wird dies auch von den beiden Sternen eines Doppelsterns angenommen. Die Bewegung der beiden Felder gegeneinander wird durch die Voraussetzung erhalten, daß die Drehgeschwindigkeiten der beiden Sterne einzeln von der gemeinsamen des Paares verschieden sind. Unter möglicher Vereinfachung der Bedingungen wird ein Beispiel durchgerechnet und gezeigt, daß geladene Teilchen mit Energien von  $10^{10}$  bis  $10^{12}$  eV, wie sie für die Höhenstrahlung erforderlich sind, von der Oberfläche des einen Sterns durch Induktion von dem Dipolfeld des andern aus in den Weltraum geschleudert werden können.

Um die Unabhängigkeit der Strahlungsstärke von der Sternzeit zu erklären, obgleich die Doppelsterne wie die Sterne überhaupt vorwiegend in Richtung der Milchstraße liegen, wird angenommen, daß es in den Räumen zwischen den Sternen des Milchstraßensystems schwache Magnetfelder gibt, welche die von den Doppelsternengeneratoren beschleunigten geladenen Teilchen so streuen, daß sie ziemlich gleichmäßig von allen Seiten auf die Erde einfallen und von einer besonderen Richtung unabhängig werden. Ferner würden die geladenen Teilchen durch diese Magnetfelder im Milchstraßensystem eingefangen, so daß sie in ihm fast geschlossene Bahnen beschreiben, während ungeladene Teilchen das System ungehindert verlassen können. Dies würde erklären, warum die auf die Erde gelangende Strahlung im wesentlichen nur geladene Teilchen enthält.

Gegen die Theorien von ALFVÉN haben sich J. S. BOWEN, R. A. MILLIKAN und H. V. NEHER auf Grund der Energieverteilung der Höhenstrahlung ausgesprochen, die sie aus den atmosphärischen Höhenstrahlungskurven ihrer Flüge und Ballonaufstiege abgeleitet haben. Bald nach den Ballonflügen in Texas [vgl. diese Z. 52, 67 (1939)] wurden solche in Madras unter  $0^{\circ}$  und noch unter  $51^{\circ}$  und  $60^{\circ}$  N ausgeführt, so daß nun Kurven für  $0^{\circ}$ ;  $3^{\circ}$ ;  $38,5^{\circ}$ ;  $51^{\circ}$  und  $60^{\circ}$  vorlagen, aus denen sie schließen (19), daß die Höhenstrahlung bei ihrem Eintritt in die Atmosphäre einer Energiebande entspricht, deren Gipfel für Elektronen auf der nördlichen Halbkugel bei etwa  $6 \cdot 10^9$  eV liegt. Auf beiden Seiten fällt die Energiekurve rasch ab, und die gesamte Energie, welche von Elektronen mit mehr als  $17 \cdot 10^9$  eV und Photonen aller Energien eingebracht wird, ist fast dieselbe wie die von Elektronen allein mit Energien zwischen  $6 \cdot 10^9$  und  $17 \cdot 10^9$  eV gelieferte; letztere wieder doppelt so groß wie die von allen einfallenden Elektronen mit weniger als  $6 \cdot 10^9$  eV herrührende. Diese Bandennatur des Energiespektrums sei einmal unverträglich mit der Ansicht, daß die Höhenstrahlen ihre Energie durch den Fall in kosmischen elektrostatischen Feldern erlangen. Denn dann wäre eine Verteilungskurve zu erwarten, die nach abnehmender Energie zu beständig ansteigt. Aber

eine verhältnismäßig enge Energiebande sei auch nicht mit der ALFVÉNSchen Theorie zu vereinbaren, da die große Verschiedenheit der beiden Sterne eines Doppelsterns und der Doppelsterne untereinander auch sehr verschiedene Energien bei der Höhenstrahlung ergeben sollten.

Der Anteil der von Photonen zur Höhenstrahlung beigetragenen Energie hatte sich bei diesen Untersuchungen von BOWEN, MILLIKAN und NEHER nur zu etwa  $\frac{1}{6}$  der Elektronenenergie ergeben. Die Erklärung, welche ALFVÉN für das Zurücktreten der Photonen gegen die Elektronen gegeben hatte, ist von TH. H. JOHNSON bei einer im übrigen von der ALFVÉNSchen verschiedenen Auffassung des Ursprungs der Höhenstrahlung verwertet worden (20). Wenn nämlich die Photonen ungehindert das Milchstraßensystem verlassen können, während die geladenen Teilchen durch ein Magnetfeld zurückgehalten werden, das ihre Energie beständig vermehrt, so braucht die Anfangsenergie keine außergewöhnlich großen Werte zu haben, die man nicht begründen konnte, wenn die Höhenstrahlung von Sternen, auch den Supernovae, ausgehen sollte. JOHNSON nimmt also einen Vorgang an, bei dem geladene Teilchen desselben Vorzeichens durch eine Sternatmosphäre nach außen dringen, wobei sie durch Vervielfältigung Photonen und Elektronenpaare erzeugen [vgl. diese Z. 51, 172 (1938)]. Da die primären Teilchen gleichartig geladen sind, wird der Stern zu einem Potential entgegengesetzten Vorzeichens aufgeladen, vermöge dessen die sekundären Elektronen dieses Zeichens abgestoßen werden und aus der Sternatmosphäre austreten. Der endgültige Wert  $V$  des Potentials wird dadurch bestimmt, daß die primären Teilchen, wie sie weit weg vom Stern durch den Energieverlust  $e \cdot V$  verlangsamt worden sind, dieselbe Geschwindigkeit besitzen, wie die abgestoßenen sekundären, welche an derselben Stelle die Energie  $e \cdot V$  erlangt haben. Dies sei die notwendige und hinreichende Bedingung für ein Gleichgewicht, bei dem der Stern ein bleibendes Potential besitzt und keine interstellaren Ladungen auftreten, für die nach astronomischen Erfahrungen keine Anzeichen vorhanden sind [vgl. diese Z. 48, 266 (1935)]. Die Teilchen beider Vorzeichen bewegen sich nun mit derselben Geschwindigkeit vom Stern weg, wobei schwere Teilchen der 1. Art im Verhältnis ihrer Masse größere Energien haben würden als die Elektronen der zweiten. Im besonderen würde ein Schwarm Protonen, die durch negative Elektronen neutralisiert werden, an der Erdoberfläche eine positive Strahlung darstellen, da die energieärmeren Elektronen durch das Magnetfeld der Erde viel leichter abgeschnitten werden. Damit würde auch der Ost-West-Effekt der Höhenstrahlung erklärt sein, nach dem fast die ganze feldempfindliche Strahlung der unteren Atmosphäre von positiven Primärstrahlen herrührt [vgl. diese Z. 48, 264 (1935) und 49, 260 (1936)].

Die Registrierballonflüge von BOWEN, MILLIKAN und NEHER, von denen oben die Rede war, wurden noch mit NEHERSchen Elektroskopen ausgeführt [vgl. diese Z. 52, 67 (1939)]. Diese von

REGENER und MILLIKAN nebst ihren Mitarbeitern so hoch vervollkommenen Aufstiege litten noch daran, daß ihr Gelingen von dem Wiederauffinden des unbeschädigten Meßgeräts abhing. Diesem Mangel ist in letzter Zeit nach Berichten von S. A. KORFF (21) und L. F. CURTIS, A. V. ASTIN, L. S. STOCKMANN, B. W. BOWEN und S. A. KORFF (22) abgeholfen worden. Ihr Meßgerät enthielt ein einzelnes Zählrohr, dessen Entladungen durch einen einfachen Radiosender auf den Empfänger am Erdboden übertragen wurden und ein Maß für die Gesamtstrahlung ähnlich wie die Aufzeichnungen einer Ionisationskammer abgaben. Der Luftdruck und damit die Höhe wurde dem Empfänger durch einen besonderen Barographen übermittelt. Als Wärmeschutz bewährte sich wieder die von REGENER angegebene Zellophanverkleidung [vgl. diese Z. 47, 115 (1934)]. Auf diese Weise wurden in Washington unter 50° magn. Br. 18 Flüge veranstaltet. Von 400 Millibar (760 mm Hg = 1000 Millibar) an stieg die Strahlungsstärke rasch bis auf etwa 100 Millibar an, um dann abzufallen, wie bei früheren Messungen. Der 2. Flug gab einen Beweis für die Zuverlässigkeit des Apparats. Beide Ballone, von denen er getragen wurde, platzten gleichzeitig, und der Apparat fiel aus etwa 56 000 Fuß Höhe herunter. Während des Falles kamen die Signale weiter an und stellten eine getreue Wiederholung der beim Aufstieg erhaltenen dar. Die größte Entladungszahl je Minute war 250 bei 100 Millibar Druck, dem Gipfel der Höhenstrahlungskurve, 180 bei ihrem Buckel, der 1914 von KOLHÖRSTER zwischen 6 und 7 km Höhe entdeckt wurde [vgl. diese Z. 48, 269 (1935)], und etwa 1 in Seehöhe.

5 Flüge fanden in Lima statt unter 0° magn. Br. und lieferten der Gestalt nach im wesentlichen dieselbe Kurve wie in Washington, doch war die größte Strahlungsstärke etwa nur die Hälfte der dort erhaltenen und wurde in geringerer Höhe erreicht. Der Breiteneffekt, welcher zwischen beiden Orten in Seehöhe 8% beträgt, steigt in 45 000 Fuß Höhe auf 50% an. Daß die Strahlungsstärke unter 0° mit der Höhe viel weniger zunimmt als unter 50°, hatten die Messungen von CLAY auf Java bereits gezeigt [vgl. diese Z. 48, 213 (1935)]. Die Erklärung dafür ist bekanntlich die, daß die Mindestenergie zur Überwindung des magnetischen Erdfelds unter 50° bedeutend niedriger ist als die unter 0°, so daß ein Teil der unter 50° beobachteten Elektronen unter 0° fehlen muß. Dazu kommt, daß die weiche Strahlung mit der Höhe wet mehr zunimmt als die harte und gerade die erstere in niederen Breiten besonders stark durch das Erdfeld abgeschnitten wird. Die Strahlen, welche die obere Atmosphäre ionisieren, sind daher in niederen Breiten härter und dringen tiefer ein, bevor sie mit ihren Sekundärstrahlen ins Gleichgewicht kommen. Der Gipfel der Ionisationskurve, bei dem dies eintritt, verschiebt sich folglich mit zunehmender Breite zu größeren Höhen, und zwar von Lima bis Washington um fast  $\frac{1}{2}$  in  $H_2O$ -Wert.

Bei den Flügen in Washington wurde die Rekordhöhe 5 Millibar Luftdruck oder 116 000 Fuß

erreicht, so daß sich über dem Apparat nur noch  $\frac{1}{2}$ % der Atmosphäre befand. Die Stärke der Höhenstrahlung war in dieser Höhe nur noch so groß wie bei 600 Millibar Luftdruck. Die Vergleichung mit der großen Strahlungsstärke am Gipfel der Kurve zeigt deutlich, welchen großen Anteil an den Erscheinungen der Höhenstrahlung die in der Atmosphäre erzeugten Sekundärstrahlen haben.

Für die Einsicht in das Wesen der Höhenstrahlung hat die Vervielfältigungs- oder Kaskadentheorie ihrer Sekundärstrahlenerzeugung immer mehr an Bedeutung gewonnen [vgl. diese Z. 51, 172 (1938)]. Nach ihr wird die Entstehung der Schauer auf 2 Vorgänge zurückgeführt: die Bremsstrahlung und die Elektronenpaarbildung. Während ein Elektron beim Durchgange durch das Kernfeld eines Atoms ein Lichtquant aussendet, kann ein Lichtquant mit genügender Energie bei einem solchen Durchgange in ein positives und ein negatives Elektron verwandelt werden, die von dem Ursprungsort ausstrahlen. Durch abwechselnde Wiederholung beider Vorgänge wird sich von einem Elektron oder Photon großer Energie aus beim Durchgange durch Materie ein Schauer von Elektronen und Photonen aufbauen, dessen Größe oder Teilchenzahl durch die Ionisation beschränkt wird, welche die Elektronen ausüben und die seine Absorption bewirkt. Die rechnerische Behandlung der Theorie ist von J. F. CARLSON und J. R. OPPENHEIMER (23) und von H. J. BHABA und W. HEITLER (24) durchgeführt worden.

Die ersteren benutzen vereinfachte Formeln für die beiden Elementarvorgänge aus der Quantentheorie der Strahlung, wobei sie Längen in der Veränderlichen  $x$  messen, wo  $x$  die Schichtdicke und  $k$  eine Absorptionskonstante ist. Die Einheit von  $t$  ist dann für Pb etwa 0,5 cm, für Fe 1,7 und für  $H_2O$  40 cm. Diese Wahl der Einheiten macht die Beschreibung der Schauer von der Art des Stoffs, in dem sie erzeugt werden, unabhängig. Der Energieverlust  $dE/dt$  durch Ionisation wird als unabhängig von der Energie  $E$  betrachtet und gleich  $-\beta$  gesetzt, wo  $1:\beta$  nach der Quantentheorie der Ordnungszahl  $Z$  nahezu proportional und bei Pb etwa gleich  $6,5 \cdot 10^6$  eV ist. Dann erhalten die Verfasser einen gewissen Überblick durch folgende Überlegung:

Bei jeder Erzeugung von Bremsquanten und Elektronenpaaren entstehen aus einem Schauerstrahl deren 2. Jeder der beiden Vorgänge ereignet sich auf der Strecke  $t = 1$  nach der Strahlungstheorie mit fast derselben Wahrscheinlichkeit. Folglich ist die Größenordnung der Gesamtzahl von Elektronen und Photonen, die bei der Schichtdicke  $t$ , von der Auslösung des Schauers an gerechnet, zu erwarten sind, gleich  $2^t$  und die des Energieverlusts, den die Schauerpartikel durch Ionisation in der folgenden Schicht  $\Delta t$  erleiden, gleich der Hälfte von  $\beta \cdot 2^t \cdot \Delta t$ , da nur die Elektronen ionisieren. Wenn das Integral hierüber gleich der Anfangsenergie  $E_0$  ist, wird der Schauer absorbiert sein. Für die Schichtdicke  $T$ , welche der Schauer durchdringen kann, ist also

$\frac{\beta \cdot 2T}{2 \cdot \ln 2} = E_0$  oder  $2T = \frac{2E_0 \cdot \ln 2}{\beta}$ . Da  $\beta$  annähernd proportional zu  $1/Z$  ist, folgt hieraus, daß  $T$  mit  $E_0$  und  $Z$  langsam zunimmt und die Zahl der Schauerstrahlen diesen beiden Größen fast proportional ist. Für Schauer von etwa 30 Strahlen wäre demnach  $T$  ungefähr gleich  $\log 30$  oder 5 zu erwarten, was etwas mehr als 2 cm Pb und 7 cm Fe bedeutet, in befriedigender Übereinstimmung mit den Schichtdicken, welche dem Gipfel der Rossi-Kurve für beide Stoffe entsprechen.

Nach BHABA und HEITLER ist die zu beantwortende Frage im wesentlichen folgende: Es trete ein Elektron mit der Energie  $E_0$  in eine Massenschicht ein; wie groß ist dann die Zahl der Elektronen in einem gegebenen Abstände von der Oberfläche, die durch Vervielfältigung entstanden sind und deren Energie zwischen  $E_0$  und einer gewissen Energie  $E$  gelegen ist? Die Grenzenergie  $E$  ist diejenige, bei welcher der Verlust durch Strahlung dem durch Ionisation gleichkommt. Ist die Energie eines Elektrons auf  $E$  herabgesunken, so gilt es als angehalten, da es dann die ihm noch verbliebene Energie auf kurzer Strecke durch Ionisation verliert und Bremsstrahlung und Paarbildung nicht mehr in Betracht kommen. Für Pb ist  $E$  etwa gleich  $10^7$  eV, in Luft und  $H_2O$  etwa gleich  $1,5 \cdot 10^8$  eV. Infolge der großen Energien und Impulse bilden die Bahnen aller Teilchen mit der des auslösenden Elektrons nur kleine Winkel, so daß die rechnerische Aufgabe mit großer Näherung eindimensional ist. Die Rechnung ergibt z. B., daß aus einer 2 cm dicken Pb-Platte im Durchschnitt 6 Elektronen und 6 Positronen austreten, wenn die Energie des auslösenden Elektrons gleich  $1,5 \cdot 10^9$  eV ist und je  $6 \cdot 10^{10}$  positive und negative Elektronen bei  $E_0 = 2 \cdot 10^{11}$  eV. Ein solcher Schauer würde annähernd von ebensoviel harten Photonen begleitet sein; er kann auch seinen Ausgang von einem Photon nehmen. Aus der Rechnung folgt ferner für die Abhängigkeit der Zahl der austretenden Schauerteilchen von der Dicke der Streuschicht bei gegebener Energie des auslösenden Elektrons eine der ROSSISCHEN ähnliche Kurve mit einem Gipfel zwischen 1,6 und 2 cm Pb wie bei dieser, der sich mit wachsender Energie  $E_0$  zu größeren Schichtdicken verschiebt wie bei Versuchen von CARMICHAEL und BÖGGILD [vgl. diese Z. 51, 118 (1938)]. Auch die Übergangseffekte ergeben sich aus der Theorie. Denn die Energie  $E$ , bis zu der die Vervielfältigung stattfindet, ist in leichten Elementen, wie oben bemerkt, viel größer als in schweren, so daß der in einer bestimmten Schichtdicke eines leichten Stoffes erzeugte Schauer bei derselben Energie  $E_0$  viel strahlenärmer sein wird als einer aus der massengleichen Schicht eines schweren, was sofort zu den Übergangseffekten führt.

Daß die meisten Schauer sich in der Tat kaskadenhaft entwickeln, ist von L. FUSSELL mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer gezeigt worden (25), in der 3 Querwände aus Pb von 0,63; 0,63 und 0,07 cm Dicke in Abständen von je 6 cm angebracht waren. Die durchschnittliche Zahl der Teilchen

vermehrte sich um den Faktor 1,7 beim Durchgang durch die zweite Platte. In der dünnen untersten wurden häufig Elektronenpaare erzeugt, aber nie größere Gruppen von Strahlen. Nur 3 von 900 Aufnahmen wiesen vielstrahlige Schauer auf, die von einzelnen Punkten im Pb zu kommen schienen. Sie unterschieden sich von den Kaskadenschauern auch dadurch, daß bei ihnen unter den zahlreichen dünnen auch einige dichte Spuren auftraten, die auf Kernzertrümmerungen hinwiesen.

R. B. BRODE und M. A. STARR haben ihre Versuche mit der großen zählrohrgesteuerten Nebelkammer fortgesetzt [vgl. diese Z. 52, 71 (1939)] und nunmehr 20 500 Aufnahmen erhalten (26). Ferner sind von STARR zahlreiche Aufnahmen von Schauern aus Pb-Platten verschiedener Dicke gemacht worden (27), die nacheinander als Querwand in die Kammer eingesetzt wurden. Ein großer Teil der STARRSCHEN Aufnahmen zeigt ein einzelnes Teilchen, das glatt durch die Pb-Platte gegangen ist und die Entspannung durch Entladung der beiden Zählrohre über und unter der Kammer bewirkt hat. Auf anderen Aufnahmen erzeugt ein ionisierendes Teilchen oder ein Photon in der Platte einen Schauer von 2 oder mehr Strahlen, von denen mindestens einer das untere Rohr durchsetzt und die Auslösung veranlaßt hat. Wie nach der Kaskadenlehre zu erwarten, nimmt die mittlere Zahl der Schauerstrahlen mit der Pb-Dicke zu, und wie bei FUSSELL waren bei weitem die meisten Schauer aus der dünnsten Platte Elektronenpaare. Die von Elektronen und Photonen ausgelösten Schauer schienen etwa gleich zahlreich und derselben Art zu sein.

Die Vervielfältigungstheorie der Schauer ist auch von AUGER und Mitarbeitern durch Messungen an Schauern aus Pb geprüft und bestätigt worden (28). Z. B. wird von der Tatsache ausgegangen, daß senkrecht übereinander angeordnete Zählrohre eine größere Zahl Koinzidenzen ergeben, wenn man eine dünne Scheibe dichten Stoffes wie Pb über ihnen anbringt. Um die Absorption der Scheibe zu berücksichtigen, kann man sie zwischen die Rohre bringen. Die Differenz der Koinzidenzzahlen mit der Scheibe über und zwischen den Rohren gibt dann die Zahl der im ersten Fall in ihr erzeugten ionisierenden Strahlen an. Das bedeutet aber, daß die Zahl der Teilchen, die aus einer dünnen Scheibe Pb herauskommen, größer ist als die der Teilchen, die in einem leichten Stoffe wie Luft erzeugt werden, und ist im Einklang mit der Theorie von BHABA und HEITLER, nach der die Energiegrenze, bis zu der sich die Schauerkaskaden fortpflanzen, für Pb niedriger, nämlich bei  $10^7$  eV, liegt als für Luft bei  $1,5 \cdot 10^8$  eV. Diese Abhängigkeit der unteren Energiegrenze von dem Atomgewicht der Streuplatte erkläre auch die geringere Wirkung von Stoffen wie Fe und Al gegenüber Pb, obgleich die Absorption im wesentlichen dieselbe ist. Z. B. fehlt in den Schauern aus Al die Teilchengruppe mit Energien zwischen  $10^7$  und  $10^8$  eV, die aus Pb kommt.

Viel seltener als die Kaskadenschauer sind die auf Kernzertrümmerungen hinweisenden, welche außer Elektronen und Photonen auch

schwere ionisierende Teilchen enthalten [vgl. diese Z. 52, 72 (1939)]. Wie bei FUSSELL nur 3 dieser Art unter 900 Aufnahmen, so traten bei den 20 500 Aufnahmen von BRODE und STARR nur 10 mit zusammen 22 schweren Spuren auf. Alle Zertrümmerungen fanden in den Wänden der Kammer statt, und das gleichzeitige Erscheinen mit den Spuren von Höhenstrahlteilchen zeigte an, daß sie von solchen verursacht sein mußten. Von M. BLAU und H. WAMBACHER (29) sind auf photographischen Platten, die der Höhenstrahlung auf dem 2300 m hohen Hafelekar bei Innsbruck 5 Monate lang ausgesetzt waren, Spuren beträchtlicher Länge festgestellt worden, die von einem Punkt ausstrahlen und in einem Falle die Höchstzahl 9 erreichen. Die von den Teilchen verursachte Ionisation war von Fall zu Fall verschieden, und die Teilchen schienen von Zertrümmerungen der Ag- oder Br-Atome der Emulsion herzustammen. Auf ähnliche Weise sind von E. SCHOPPER in Stuttgart und auf dem Jungfraujoch schwere Teilchen durch ihre Bahnsuren in photographischen Emulsionen nachgewiesen worden (30). Er bemerkt dazu, daß dieses Verfahren bei der langen Aufnahmezeit einer ständig bereit gehaltenen Nebelkammer gleiche, doch sei die Auswertung der Aufnahmen unter dem Mikroskop mühsamer. Mit Hilfe der I.G. Farbenindustrie-Ges. Agfa ist es ihm gelungen, eine Emulsion herzustellen, in der Bahnen von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen als dichte Punktfolgen aufgezeichnet werden, die einer 500- bis 1000fachen Vergrößerung bedürfen. Aus dem mittleren Abstände der Körner läßt sich bestimmen, ob ein  $\alpha$ -Teilchen oder ein Proton vorliegt. Ein Teil der Platten war mit 1 mm Paraffin, ein anderer mit 1 mm Pb bedeckt. Auf den ersteren wurden merklich mehr Protonenbahnen als auf den andern und auf dem Jungfraujoch mehr als in Stuttgart gefunden. Sie nahmen noch sehr zu, als die Platten durch einen REGENERSchen Gummiballon in die Stratosphäre mitgenommen wurden. Es wird daher vermutet, daß die Protonen durch schnelle Neutronen ausgelöst werden, deren Energie nach der Protonenreichweite zu  $10^3$  bis  $10^7$  eV geschätzt wird. Ferner wurden in einer borhaltigen Emulsion Spuren von  $\alpha$ -Teilchen gefunden, die auf Zertrümmerungen von Boratomen durch langsame Neutronen zurückgeführt werden. Auf diese Weise hatten die Versuche von RUMBAUGH und LOCHER mit ihren Schlußfolgerungen eine Bestätigung erfahren [vgl. diese Z. 52, 71 (1939)]. Auf langsame Neutronen in der Atmosphäre hatte auch E. FÜNFER aus seinen Versuchen mit einer besonderen Art Zählrohr geschlossen, das innen mit Bor ausgelegt war (31). Es wurde abwechselnd mit und ohne einen Panzer aus 10 kg Borax um das Rohr gemessen und eine deutliche Absorption durch den Borax festgestellt. Daß es sich dabei um die Absorption von Neutronen durch die Kernumwandlung  $B_{10}(n, \alpha) Li_7$  handelte, ging daraus hervor, daß Versuche mit Soda statt Borax und solche mit Borax, aber ohne den Borbelag, erfolglos waren. Die Anzahl dieser Neutronen betrug etwa 2 je Stunde und Quadratzentimeter. Um ihren Zusammenhang mit der Höhen-

strahlung zu prüfen, mußte vor allem die Abhängigkeit dieser Zahl von der Höhe untersucht werden. Dazu wurden die Messungen mit demselben Apparat auf dem Vogelsberg (780 m), dem Feldberg (1300 bis 1500 m) und der Zugspitze (2650 m) ausgeführt (32) mit dem Erfolge, daß die Zahl der Neutronen mit der Höhe stark zunahm und in 2650 m Höhe fast 5mal so groß war wie in 160 m Höhe, während sie bei den Versuchen von SCHOPPER nur wenig zugenommen hatte. Dadurch sei gesichert, daß die Neutronen von einem Bestandteil der Höhenstrahlung herrühren, doch müsse sich dieser anders verhalten wie die Gesamtstrahlung und der die Schauer auslösende, deren Anstieg mit der Höhe weit geringer sei. Nur die Häufigkeit der HOFFMANNschen Stöße scheine nach den Messungen der MONTGOMERYs in ähnlicher Weise von der Höhe abzuhängen (vgl. diese Z. 49, 174 (1936)).

Die Rechnungen von CARLSON und OPPENHEIMER, BHABA und HEITLER befassen sich der Hauptsache nach mit Durchschnittswerten der Vervielfältigung. H. W. FURRY hat darauf hingewiesen (33), daß die Schwankungen um diese Werte groß sind, und sie für dünne Schichten schwerer Stoffe einer Rechnung unterzogen, deren Ergebnis von C. G. MONTGOMERY und D. D. MONTGOMERY benutzt worden ist, um zu prüfen, ob auch die großen Schauer oder Stöße für dünne Schichten nach der Kaskadenlehre zu erklären sind (34), oder ob für sie die HEISENBERGSche Vorstellung heranzuziehen sei, nach der eine große Zahl Elektronen bei einer Wirkung auf einen einzelnen Atomkern entstehen kann. Sie gehen dabei von einer früheren Arbeit aus [vgl. diese Z. 51, 117 (1938)], nach der die Häufigkeit solcher Stöße mit einer Strahlenszahl zwischen  $N$  und  $N + dN$  durch  $R(N) = A/N^3$  dargestellt wird, wo  $A$  konstant ist. Von BHABA und HEITLER ist die zu erwartende Zahl  $n$  positiver und negativer Elektronen, die bei gegebener Schichtdicke von einem Elektron gegebener Energie ausgelöst werden und aus der Schicht austreten, berechnet und graphisch dargestellt worden (s. oben). Nun hat FURRY gezeigt, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß  $N$  Strahlen austreten, wenn  $n$  erwartet werden,

$$\text{Strahlen} \int_{E_k}^{\infty} \left[ n^{-1} \left( 1 - \frac{1}{n} \right)^{N-1} ; n \right] \cdot F(E) \cdot dE$$

sein, wo  $E_k$  die oben eingeführte untere Energiegrenze ist. Setzt man diesen Ausdruck gleich  $A/N^3$ , so ergibt sich eine Integralgleichung, die nach  $F(E)$  aufzulösen ist. Eine Näherungslösung ergibt  $F(E)$  proportional zu  $E^{-\alpha}$ , wo  $\alpha$  für  $E \sim 10^9$  eV gleich 2,6 ist und auf 2,1 sinkt, wenn  $E$  bis etwa  $10^{11}$  eV wächst. Mit demselben Recht kann  $F(E)$  als Verteilungsfunktion für Photonen gelten, wenn es sich um Schauer handelt, die durch Photonen aus-

gelöst werden. In Wirklichkeit besteht  $F(E)$  aus Anteilen beider Arten.

Mit Hilfe der Energieverteilung der die Schauer erzeugenden Teilchen kann jetzt die Zahl Schauer ermittelt werden, die zur Hervorbringung der beobachteten Stöße nötig ist, wenn noch die Konstante  $A$  bekannt ist. Sie wird aus dem Häufigkeitsvorkommen von Stößen mit etwa 100 Strahlen in einer früher benutzten Ionisationskammer zu etwa  $9,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$  ermittelt, und bei Beschränkung auf das Energiegebiet von  $10^9$  bis  $10^{10}$  eV ergibt sich dann, daß nur  $4,0 \cdot 10^{-5}$  Elektronen und Photonen je  $\text{cm}^2$  und  $\text{sec}$  nötig sein würden, um alle beobachteten Stöße zu verursachen. Nun ist die Gesamtzahl geladener Teilchen, welche in diesem Bereich in Nebelkammern gefunden werden, nach BLACKETT  $950 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ . Folglich brauchen nur 0,5% dieser Teilchen Elektronen zu sein. Daß unter ihnen Elektronen dieses Energiegebiets vorhanden sind, geht daraus hervor, daß in Nebelkammern Schauer mit Gesamtenergien über  $10^9$  eV festgestellt worden sind. Die Ergebnisse der Verfasser seien also mit den Nebelkammerbeobachtungen wohl verträglich und selbst die größten Stöße könnten von Elektronen und Photonen durch Vervielfältigung erzeugt werden, deren Zahl nur ein winziger Teil der Gesamtheit der Teilchen ist. HERSENBERGSche Vorgänge seien also zu ihrer Erklärung nicht nötig [vgl. diese Z. 52, 28 (1939)].

Um die Bedeutung der Schwankungen bei diesen Untersuchungen zu beleuchten, wird bemerkt, daß nach den obigen Formeln bei der Erzeugung von 100strahligen Schauern die Strahlen am wirksamsten sind, von denen nach der Kaskadentheorie nur 20strahlige zu erwarten waren, während die Strahlen, von denen 100strahlige Schauer herkommen sollten, in Wirklichkeit fast keinen Beitrag liefern. Alle 100strahligen Schauer seien also bei dünner Streuschicht eigentlich nur Schwankungen in der Erwartung. Mit wachsender Schichtdicke aber treten die Schwankungen immer mehr in den Hintergrund und sind bei großer Schichtdicke zu vernachlässigen. Dann vereinfacht sich die Berechnung der Schauerzahl und ihre Häufigkeitsverteilung erheblich, und die Ergebnisse können mit denen von Messungen verschiedener Forscher verglichen werden. So haben K. T. YOUNG und J. C. STREET in drei verschiedenen Höhen über dem Meeresspiegel unter nördlichen und südlichen Breiten die Luft-Pb-Übergangskurve bis zu 19,4 cm Schichtdicke mit einer kleinen Ionisationskammer aufgenommen (35) und diese Kurven hinsichtlich ihrer Änderung mit Breite und Höhe untersucht. Indessen stimmen sie mit der berechneten schlecht überein; im besonderen ist der Abfall bei ihnen viel langsamer als bei der letzteren, was dem bei dicken Schichten nicht zu vernachlässigenden Einfluß der durchdringenden Strahlung zuzuschreiben ist.

Von W. P. JESSE und R. L. DOAN ist die Abhängigkeit der Häufigkeit großer Stöße von der Panzerdicke der Ionisationskammer gemessen worden (36). Die Ergebnisse stimmten

im wesentlichen mit den für Schauer und kleine Stöße erhaltenen überein und seien wichtig, da die untersuchten Stöße wahrscheinlich zu den größten bisher gemessenen gehören.

Es wurden zwei Ionisationskammern mit 35 cm Durchmesser und mit einer 1,25 cm dicken Stahlwand verwandt, die mit Argon von fast 50 Atm Druck gefüllt waren. Die untere Halbkugel war stets in Pb-Schrot eingesenkt, die obere konnte mit je 0,32 cm starken Pb-Kappen bedeckt werden [vgl. diese Z. 51, 76 (1938)]. Für jede Panzerdicke wurde die während einer bestimmten Zeit von 66 bis 752 Stunden auf dem Registrierstreifen vermerkte Stoßzahl abgelesen und dann die Durchschnittszahl ermittelt. Als kleinste Stöße wurden dabei diejenigen zur Unterscheidung von statistischen Schwankungen festgesetzt, welche auf dem Streifen einen scharfen 1 mm hohen Sprung ergaben entsprechend der Bildung von  $23 \cdot 10^6$  Ionenpaaren in der Kammer und 230 ionisierenden Strahlen. Bei den größten beobachteten Stößen hatte diese Strahlenszahl die Größenordnung 4000. Wegen der Seltenheit der Stöße, die nur eine verhältnismäßig kleine Zahl jeder Art beobachten läßt, ist die Genauigkeit der Verteilungskurven der beiden Kammern nicht groß, doch stimmen sie mit denen früherer Arbeiten überein, bei denen dieselben Apparate benutzt wurden. Sie haben beide einen Gipfel bei etwa 3 cm Pb-Panzerdicke, wie auch CARMICHAEL für Stöße von 160 bis 720 Teilchen gefunden hatte, während NIE als Gipfelschichtdicke 4 bis 5 cm Pb erhielt [vgl. diese Z. 51, 118 (1938)]. Da die Kaskadentheorie für Stöße der mittleren hier untersuchten Größe von 450 Teilchen 4 cm Dicke der erzeugenden Pb-Schicht ergibt, könnten auch große Stöße als durch Vervielfältigung entstanden angesehen werden.

Eine eingehende theoretische Betrachtung der Kaskadenerzeugung der Stöße ist von H. EULER angestellt worden (37).

#### Schrifttumverzeichnis.

1. Z. Physik 104, 430 (1937). — 2. Nature (Lond.) 139, 839 (1937). — 3. Nature (Lond.) 137, 616 (1936). — 4. Z. techn. Phys. 17, 371 (1936). — 5. Physic. Rev. 52, 140 (1937). — 6. Physic. Rev. 51, 1005 (1937). — 7. Z. Physik 100, 742 (1936); 104, 534 (1937). — 8. Physic. Rev. 54, 151 (1938). — 9. Physic. Rev. 52, 799 (1938). — 10. Proc. Roy. Soc. Lond. A 160, 261 (1937). — 11. Z. Physik 105, 334 (1937). — 12. Physic. Rev. 53, 111 (1938). — 13. Physic. Rev. 51, 1109 (1937). — 14. Nature (Lond.) 140, 316 (1937). — 15. Physica 5, 111 (1938). — 16. Naturwiss. 26, 159 (1938); Physic. Rev. 53, 768 (1938). — 17. Z. Physik 105, 319; 107, 579 (1937); Physic. Rev. 54, 97 (1938). — 18. Z. Physik 105, 633 (1937). — 19. Physic. Rev. 53, 855 (1938). — 20. Physic. Rev. 54, 385 (1938). — 21. Physic. Rev. 53, 14 (1938). — 22. Physic. Rev. 53, 23 (1938). — 23. Physic. Rev. 51, 220 (1937). — 24. Proc. Roy. Soc. Lond. A 159, 432 (1937). — 25. Physic. Rev. 51, 1005 (1937). — 26. Physic. Rev. 53, 3 (1938). — 27. Physic. Rev. 53, 6 (1938). — 28. C. r. Acad. Sci. Paris 204, 1797 (1937). — 29. Nature (Lond.) 140, 585 (1937). — 30. Naturwiss. 25, 557 (1937). — 31. Naturwiss. 25, 235 (1937). — 32. Z. Physik 111, 351 (1938). — 33. Physic. Rev. 52, 569 (1937). — 34. Physic. Rev. 53, 955 (1938). — 35. Physic. Rev. 52, 552, 559 (1937). — 36. Physic. Rev. 53, 691 (1938). — 37. Z. Physik 110, 450 (1938).

### Neu erschienene Bücher und Schriften.

**Physik für Studierende an Technischen Hochschulen und Universitäten.** Von PAUL WESSEL; herausgeg. von V. RIEDERER VON PAAR. 560 S. mit 227 Abbildungen. München: Ernst Reinhard 1938. Preis in Leinen RM 4,90.

Das Buch gibt eine knappe, klare Zusammenfassung der wichtigsten Tatsachen aus allen Gebieten der Physik, und ist besonders für Studierende der ersten Semester und für Examenskandidaten gedacht, die sich, ohne direkt Physiker zu werden, auf eine Prüfung in der Experimentalphysik vorbereiten wollen. Der eigentlichen Darstellung der Physik sind 1447 Prüfungsfragen angeschlossen mit Hinweisen auf die vorangehende Darstellung, zum Teil auch mit ausführlichen Antworten. Diese Fragen kommen einem erfahrungsgemäß vorhandenen Bedürfnis der Lernenden entgegen. Ein gedrängtes Repetitorium mit Formeln, physikalische Tabellen und ein ausführliches Sachverzeichnis machen das Buch für manche Zwecke als ein schnell orientierendes Nachschlagewerk brauchbar.

Die Darstellung ist die einer gedrängten Duktation, besonders da, wo es sich um die Darstellung von Theorien handelt, z. B. die Iontheorie. Manchmal ist sie zu knapp, so bei der Herleitung des Gasgesetzes (S. 75) oder beim 2. Hauptsatz der Wärmetheorie; ob die AVOGADROSche Regel eine Hypothese, eine Folge anderer Erkenntnisse oder gar eine Erfahrungstatsache ist, bleibt unklar (S. 83). Die Behandlung des Stoffes führt bis zur Relativitätstheorie und zur modernen Atomtheorie. Bei dieser müßte das Experimentelle mehr betont werden, z. B. die Nebelkammer. Man bemerkt aus der Darstellung den erfahrenen Ingenieur; um so erstaunter ist man, bei den technischen Anwendungen manchmal auch im Grundsätzlichen gar zu wenig zu finden, so etwa in der Behandlung der Turbinen. Die Flugphysik fehlt ganz; auch die Diffusionspumpe oder das Millibar habe ich vergeblich gesucht. Anderes ist wieder sehr hübsch, so der Blutdruckmesser und die elektrische Schaltungsanlage eines Viertaktmotors.

Der Stoff wird im allgemeinen in althergebrachter Weise behandelt; eine etwas modernere Darstellung der Elektrizitätslehre, besonders des Induktionsstromes, wäre doch möglich; hat doch z. B. eine anschauliche Behandlung der MAXWELLSchen Theorie bereits ihren Eingang in

die neueren Schulphysikbücher gefunden. Der Vektorbegriff ist fast gar nicht benutzt, so daß die Tatsache, daß Geschwindigkeit und Beschleunigung gerichtete Größen sind, nicht mit wünschenswerter Deutlichkeit zutage tritt und dadurch die mechanischen Grundgesetze nicht in voller Klarheit erscheinen. Daß Differential- und Integralrechnung, die heute jeder Schüler einer höheren Schule in ihren Grundlagen kennen lernt, auch nicht in bescheidenster Form benutzt werden, gibt manchem, wie z. B. der Herleitung der Zentripetalkraft, einen unnötig primitiven Anstrich. Die Pendelformel wird überhaupt nicht hergeleitet, sondern nur als empirisch gefundene Tatsache eingeführt.

Sehr angenehm für den Lernenden sind die zahlreichen, ins einzelne durchgeführten Zahlenbeispiele, die den Stoff lebendig machen. Der äußerst wohlfeile Preis des Buches und der vorzüglich übersichtliche Druck verdienen hervorgehoben zu werden. Trotz der geäußerten Beanstandungen kann das Buch als ein knappes und doch klares und inhaltreiches Lehrbuch und Repetitorium für alle, die Physik als Hilfswissenschaft treiben, empfohlen werden. *Ernst Zimmer.*

**Jahrbuch des Chemiewerkers 1940.** Bearbeitet von GUSTAV STÖCKER. 3. Jahrgang. 268 Seiten mit zahlreichen Abbildungen. Berlin: Verlag der Deutschen Arbeitsfront 1940. Preis geb. RM. 0,90.

Auf den Jahrgang 1939 dieses Jahrbuches wurde in der Zeitschrift 52, 175 (1939) bereits empfehlend hingewiesen. Der neue Jahrgang enthält außer dem Kalender wieder eine Reihe Aufsätze über zeitgemäße Fragen aus dem Bereiche der Chemie im weitesten Sinne, welche die Chemielehrer und chemisch interessierte Schüler höherer Schulen mit Interesse lesen werden. Einige der Aufsätze seien hier angeführt: K. F. VOM SCHEIDT, Deutschlands Stellung in der Welt; C. UNGEWITTER, Die chemische Industrie im Großdeutschen Reich; G. VON SCHNITZLER, Teerfarbstoffe in der Welt; W. EHRHARDT, Schädigungsmöglichkeiten durch gasförmige Stoffe in der chemischen Industrie; H. HAGEN, Die deutschen synthetischen Kautschuke; H. BÖHRINGER, Sachgemäßes Waschen und sachgemäße Waschmittel; K. ARNDT, Leichtmetalle. *L. Doermer.*