

hat HINTENBERGER<sup>5)</sup> an dünnen aufgedampften Schichten ein dem PbSe grundsätzlich gleiches Verhalten nachgewiesen.

Wir haben gleichfalls Leitfähigkeitsmessungen an etwa 1 m $\mu$  dicken PbSe-Schichten ausgeführt, die durch Selenierung aufgedampfter Pb-Schichten auf Glas gewonnen waren. Hier ist zwar ein Pb- oder Se-Mangel leichter zu erhalten, aber derartige aus zahlreichen Mikrokriställchen (Kantenlänge etwa 0,1 m $\mu$ ) bestehende Schichten haben den Nachteil, daß Angaben über spez. Leitfähigkeit nur mit Vorbehalt gemacht werden können; der Einfluß von Siebwiderständen ist schwer abzuschätzen.

Mit dieser Einschränkung können wir folgendes sagen:

Kleinste bei Raumtemperatur erreichte Leitfähigkeit:  $8 \cdot 10^{-1} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  (bei K. BAUER:  $10 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ). Größte erreichte Leitfähigkeit bei Se-Mangel:  $4 \cdot 10^2 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  und bei Pb-Mangel:  $2 \cdot 10^2 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  (bei BAUER: etwa  $10^3 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ).

Bemerkenswert war die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit:

Während BAUER angibt, daß an seinen gut leitenden — also nicht stöchiometrisch zusammengesetzten — kompakten Proben der Widerstand mit steigender Temperatur wächst, zum Teil sogar noch stärker als bei Fe (!), und nur nahe der stöchiometrischen Zusammensetzung die Halbleitertemperaturabhängigkeit zeigt, beobachten wir im Temperaturbereich zwischen 170 und 300° abs. nur im Falle von Se-Mangel Leitfähigkeitsabnahme mit steigender Temperatur (Fig. 1a—b). Bei Pb-Mangel dagegen nimmt die Leitfähigkeit mit steigender Temperatur zu, allerdings um so schwächer, je größer der Pb-Mangel ist (Fig. 1c—e).

Wenn dieser Befund nicht durch eine Temperaturabhängigkeit von Siebwiderständen bedingt wird, läßt er wichtige Schlüsse auf die Überschuß- bzw. Mangelleitung im PbSe und damit auf die energetische Lage der Störstellen zu. Sind aber BAUERS Befunde an kompakten Proben zutreffend und in unserem Falle Übergangswiderstände an den Korngrenzen wesentlich beteiligt, so erhellt erneut<sup>6)</sup>, daß Schlüsse aus Messungen an dünnen Schichten und gepreßten Pulvern nur mit größter Vorsicht gezogen werden dürfen.

Wir werden in einer ausführlichen Arbeit demnächst über diese Fragen berichten.

Prag, Physikalisches Institut der Deutschen Karls-Universität und Technischen Hochschule, den 25. Juli 1941.

F. ECKART und K. RAITHEL.

1) K. BAUER, Ann. d. Phys. 38, 121 (1940).

2) W. SCHORTKY, Z. Elektrochem. 45, 53 (1939).

3) Das Vorzeichen der Thermospannung wird als positiv angenommen, wenn an der heißen Stelle Elektronen vom Halbleiter zur Bezugssubstanz fließen.

4) L. EISENMANN, Ann. d. Phys. 38, 79 (1940).

5) H. HINTENBERGER, Naturwiss. 29, 79 (1941).

6) B. GUDDEN, Erg. exakt. Naturwiss. 23, 223 (1934).

#### Beobachtungen über Schall- und Ultraschalleinwirkungen am Protein des Tabakmosaikvirus.

Zwei der Hauptprobleme beim phytopathogenen Virusprotein sind die der elementaren Infektionseinheit und der Instabilität der biologischen Eigenschaften einer Viruslösung. Wenn man auch heute schon plausible Anhaltspunkte dafür hat, die Proteinstäbchen von etwa 300 bzw. 150 m $\mu$  als dimere oder monomere „Moleküle“ des Tabakmosaikvirusproteines anzusehen, so erhebt sich doch die Frage, ob in diesem Falle der chemische Molekülbegriff in seiner strengen Fassung, bzw. im erweiterten Sinne sich mit der biologischen Elementareinheit, d. h. der kleinsten Infektionseinheit, deckt. Denn erst in diesem Falle der völligen Kongruenz von chemischer Konstitution und biologischer Wirkung kann sich der Wirkungsmechanismus aus dem Virusmolekül ableiten lassen.

Anknüpfend an Untersuchungen von STANLEY (1934)<sup>1)</sup> und TAKAHASHI und CHRISTENSEN (1934)<sup>2)</sup> haben wir zunächst versucht, im Vibrationsapparat mit einer Frequenz von etwa 100 Hz die Eigenschaften des Virusproteins zu beeinflussen. Variationsstatistisch ausgewertet entstand für  $n = 186$  eine breite Kurve ohne betontes Maximum (Fig. 1a), die biologische Aktivität blieb dabei unverändert.

Beschallt man Virusproteinlösungen in einer mit Magnetostruktion arbeitenden Apparatur (7500 Hz) zwei, drei und zehn Minuten lang bei einer Konzentration von 0,05

bzw. 5 mg Virusprotein pro Kubikzentimeter, dann läßt sich die Tendenz feststellen, daß mit zunehmender Viruskonzentration

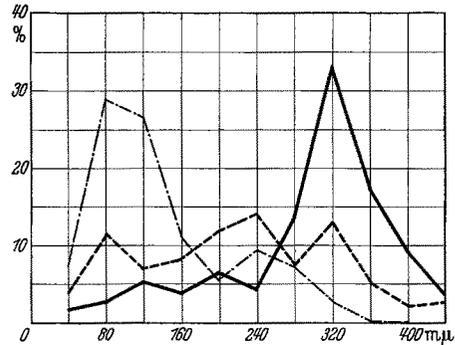


Fig. 1. Längenverteilungskurven von Tabakmosaikvirusprotein (TM). Abszisse: Länge der Stäbchen in m $\mu$ , in Bereiche von 40 m $\mu$  zusammengefaßt. Ordinate: Anzahl der Stäbchen, ausgedrückt in Proz. der Gesamtzahl  $n$  der vermessenen Stäbchen. a) --- TM-Virusproteinlösung geschüttelt (100 Hz) 40 Min.  $n = 186$ ; b) - · - - beschallt (7500 Hz) 3 Min.  $n = 232$ ; c) — unbehandelte Kontrolle  $n = 310$ .



Fig. 2. 673/41. Tabakmosaikvirusprotein, 3 Min. beschallt 7500 Hz elektronenoptisch: 14 000:1, Abbildung: 23 000:1.



Fig. 3. 7352/41. Tabakmosaikvirusprotein, unbehandelte Kontrolle, elektronenoptisch: 23 000:1.

tration und zunehmender Beschallungsdauer ein steigender Anteil der 320 mμ langen Moleküle zerschlagen wird. Diese Zerstörung läßt sich übermikroskopisch nachweisen und variationsstatistisch auswerten. Die häufigste Länge verschiebt sich unter dem Einfluß der Beschallung von 320 mμ über 120 mμ, 80 mμ nach 40 mμ. Es besteht indessen noch kein sicherer Zusammenhang zwischen dem Zerschlagungsgrad der Tabakmosaikmoleküle und der biologischen Aktivität. Das ist zunächst auch nicht zu erwarten; denn, wie auch übermikroskopisch sichtbar wird, ist das Resultat der Beschallung ein Gemisch von verschiedenen Stäbchenlängen, deren Aktivitätsgrad naturgemäß nicht bekannt ist (Fig. 1 b).

In einer Versuchsserie ist bei kurzer Beschallung und sofortiger übermikroskopischer Untersuchung eine einheitliche Stäbchenlänge des Tabakmosaikvirus von 160 mμ (Fig. 2), also genau der Hälfte des sonst normal mit 320 mμ (Fig. 3) nachweisbaren Moleküls entstanden. Nach fünf-stündigem Stehen bei Zimmertemperatur wurde übermikroskopisch aus derselben Lösung ein Maximum der Häufigkeit bei 280 mμ gemessen. Die Aktivität betrug etwa 60% des Ausgangstiters.

Wir sehen also übermikroskopisch bei kurzer Beschallung ein Zerbrechen der Tabakmosaikstäbchen auf die Hälfte und nach Stehenlassen der Lösung in der Zimmerwärme eine Reaggregation auf beinahe den Ausgangswert.

Weitere Untersuchungen mit Ultraschall von 330000 Hz an einer Piezoquarzarapparatur zeigten übermikroskopisch die Verschiebung des Maximums von 320 mμ auf 40 mμ an. Indessen sind diese Versuche noch nicht abgeschlossen. Desgleichen ist die Frage, woher der nach der Beschallung nachweisbare hohe Anteil nicht sedimentierbaren Eiweißes stammt, noch nicht beantwortet.

STANLEY hat (1934) bei der Nachprüfung der Versuche von TAKAHASHI und CHRISTENSEN (1934) diese im Prinzip bei sehr langer Beschallungsdauer bestätigt mit der Einschränkung, daß in gasfreien Viruslösungen keine Aktivitätsverluste eintreten. Er führte diesen Umstand auf das Ausbleiben von Kavitationseffekten zurück. Vorläufig neigen wir zu der Ansicht, daß das Zerbrechen der Stäbchenmoleküle nicht allein die Ursache der sicher festzustellenden Inaktivierung des Virus ist. Die Beobachtung von Kavitationen im evakuierten Röhrchen (10 mm Hg) wird leider durch die Herabsetzung des Siedepunktes des Wassers gestört. So bleibt zunächst nur festzustellen, daß die 320 mμ langen Tabakmosaik-Virusmoleküle allmählich auf die Hälfte bzw. entsprechend der Wahl unserer Bereiche von 40 mμ Abstand auf 120 bis 80 und 40 mμ zerbrochen werden und dabei eine scharfe Aktivitätseinbuße erleiden. Beim Stehenlassen können die Bruchstücke reaggregieren, ohne indessen die volle Aktivität zurückzuerlangen. Der mechanische Anteil an diesen Vorgängen ist übermikroskopisch gut zu verfolgen.

Die Arbeiten werden fortgeführt. Der I.G. Farbenindustrie, Herrn Prof. Dr. HÖRLEIN, Elberfeld, haben wir für die Förderung der Arbeiten zu danken.

Berlin-Dahlem, Dienststelle für Virusforschung der Biologischen Reichsanstalt für Land- und Forstwirtschaft, und Berlin-Siemensstadt, Laboratorium für Übermikroskopie der Siemens & Halske A.G., den 30. Juli 1941.

G. A. KAUSCHE, E. PFANKUCH und H. RUSKA.

1) W. M. STANLEY, Science (N. Y.) 80, 339 (1934).

2) W. N. TAKAHASHI u. R. J. CHRISTENSEN, Science (N. Y.) 79, 415 (1934).

**Zur Frage der Viskosität hochverdünnter Essigsäure.**

Die Zähigkeit  $\eta$  der wässrigen Lösung eines starken Elektrolyten ist im Gebiete sehr hoher Verdünnungen stets größer als die Zähigkeit  $\eta_0$  des reinen Lösungsmittels. Die relative Viskosität einer solchen Lösung läßt sich, wie als erste JONES, DOLE und TALLEY gezeigt haben, als Funktion der molekularen Konzentration  $c$  durch die Gleichung darstellen:

$$\eta/\eta_0 = 1 + A\sqrt{c} + Bc + Dc^2. \quad (1)$$

$A$ ,  $B$  und  $D$  sind hierbei Konstanten, von denen bis jetzt nur der Wert  $A$  nach der FALKENHAGENSchen Theorie der Zähigkeit von Lösungen starker Elektrolyte berechenbar ist. Für einen binären ein-einwertigen Elektrolyten ist  $A$  nach FALKENHAGEN gegeben durch den Ausdruck

$$A = \frac{0,257}{\eta_0 \cdot \sqrt{\epsilon_0} \cdot T \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot (A_1 + A_2)} \cdot [(A_1 + A_2)^2 - 0,684(A_1 - A_2)^2]. \quad (2)$$

( $\epsilon_0$  = DK. des Lösungsmittels,  $T$  = absolute Temperatur,  $A_1$  und  $A_2$  = Ionenäquivalentleitfähigkeiten). Die experimentelle Prüfung der FALKENHAGENSchen Theorie geschieht dadurch, daß man aus den gemessenen Werten  $\eta/\eta_0$  die

Funktion  $\psi = \frac{\eta/\eta_0 - 1}{\sqrt{c}}$  bildet und diese neuen Werte gegen  $\sqrt{c}$  aufträgt.  $A = \lim_{c \rightarrow 0} \psi$  ergibt sich dann als Schnittpunkt

der Kurve  $\psi = \psi(\sqrt{c})$  mit der Ordinatenachse. Durch zahlreiche Versuche geprüft<sup>1)</sup> erwies sich die FALKENHAGENSche Theorie als quantitativ richtig.

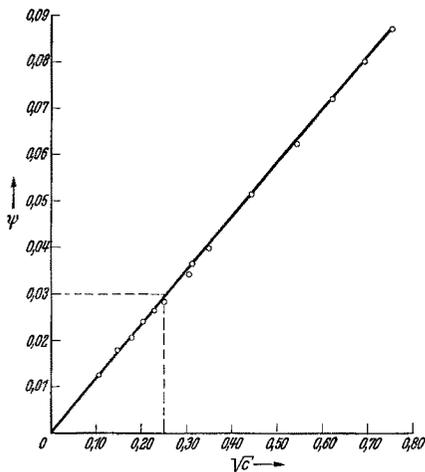


Fig. 1. Verlauf der Funktion  $\psi = \psi(\sqrt{c})$  für Essigsäure nach LAURENCE und WOLFENDEN. Das gestrichelt begrenzte Gebiet ist das Gebiet der in Fig. 2 wiedergegebenen Meßergebnisse.

Während nun die Zahl der Versuche an starken Elektrolyten groß ist, fehlen Versuche an schwachen Elektrolyten im Gebiete hoher Verdünnungen fast gänzlich; vielleicht deswegen, weil die FALKENHAGENSche Theorie als für starke Elektrolyte geltend bezeichnet ist.

LAURENCE und WOLFENDEN<sup>2)</sup> haben vor einigen Jahren eine Messung an verdünnter Essigsäure durchgeführt. Sie

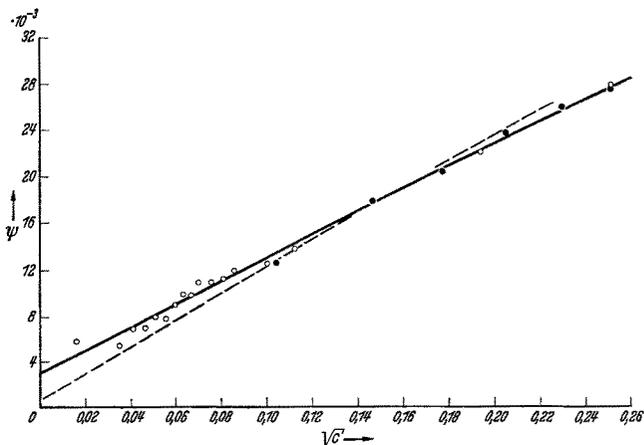


Fig. 2. Verlauf der Funktion  $\psi = \psi(\sqrt{c})$  für Essigsäure im Gebiete hoher Verdünnung. Die gestrichelt eingezeichnete Gerade stellt die Extrapolation von LAURENCE und WOLFENDEN dar; Meßpunkte von L. und W.

fanden auf Grund ihrer in Fig. 1 wiedergegebenen Meßwerte, daß auch bei der Essigsäure, die als typisch schwacher Elektrolyt gelten kann, die Gleichung (1) (allerdings nach Ansicht der Verfasser ohne das quadratische Glied  $Dc^2$ )