

Wachstum und Säurebildung durch *Streptobacterium plantarum* (Bacterium acetylcholini Keil 10 S) in der bereits beschriebenen Weise<sup>1</sup> gemessen. Fig. 1 stellt die zeitliche Zunahme der Trübung  $E$  dar. Diese wurde mit einem lichtelektrischen Colorimeter nach LANGE gemessen. Sie ist ein Maß für die gebildete Zellmenge. Aus Fig. 2 sind die nach 90 Stunden beobachteten Trübungsgrade  $E$  und  $p_H$ -Werte (mit der Chinhydronelektrode gemessen) ersichtlich. Man

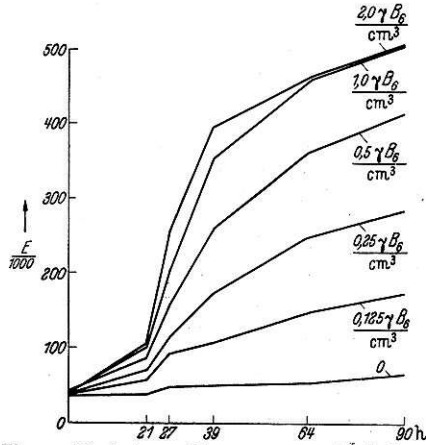


Fig. 1. Wachstumswirkung von synthetischen Adermin (Mittelwerte aus je 3 Versuchen).

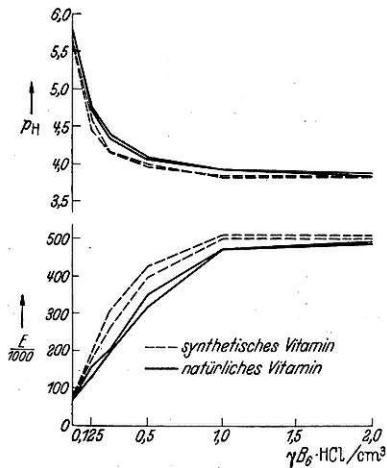


Fig. 2. Säurebildung und Zellvermehrung nach 90 Stunden.

erkennt, daß das synthetische Adermin etwas wirksamer ist als das zum Vergleich angewandte Vitaminpräparat aus Reiskleie, doch stimmen die Endwerte innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Das im Wissenschaftlichen Laboratorium von E. MERCK gewonnene 2.4-Dimethyl-3-oxy-5-oxymethyl-pyridin (Schmp. des Chlorhydrates 254<sup>o</sup>) zeigt bemerkenswerterweise an *Streptobacterium plantarum* ebenfalls eine gewisse Wachstumswirkung. Es wurden allerdings erst mit 50fach größeren Mengen als von  $B_6$ -chlorhydrat Werte für Säurebildung und Zellvermehrung erhalten, die 30—40% derjenigen betragen, die in Fig. 2 dargestellt sind. An der dermatitischen Ratte ist das 4-Desoxyadermin in einmaligen Gaben nach TH. MOLL bis zu 1000  $\gamma$  unwirksam geblieben.

Pharmakologisches Institut der Universität Heidelberg, den 18. März 1939. E. F. MÖLLER.

Forschungslaboratorien E. Merck, Chemische Fabrik, Darmstadt. O. ZIMA, F. JUNG, TH. MOLL.

<sup>1</sup> E. F. MÖLLER, Hoppe-Seylers Z. 254, 285 (1938).

### Übermikroskopische Untersuchung der Blaustruktur der Vogelfeder.

Schon seit langem war bekannt, daß die Blaufärbung der Vogelfeder nicht durch ein Pigment, sondern durch die sog. Blaustruktur hervorgerufen wird. Diese hat ihren Sitz in den umgestalteten Markzellen der Federäste (Rami), den sog. Kästchenzellen, die mit feinen, lufthaltigen Poren durchsetzt sind und ein „trübes Medium“ darstellen. Der Bau dieser Poren war von HAECKER und MEYER<sup>1</sup> einerseits und von KNIESCHE<sup>2</sup> andererseits einer Untersuchung unterzogen worden. Alle 3 Autoren kamen zu der Überzeugung, daß die Zellwände von radiär zum Zellmittelpunkt angeordneten Röhren durchzogen würden. Das von KNIESCHE entworfene Schema seiner Kanälchen ist in Fig. 1 wiedergegeben. Auf Grund längerer Versuche, die demnächst

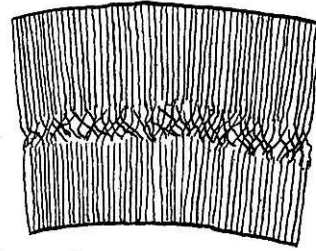


Fig. 1. Schema der Wandstruktur von Kästchenzellen nach KNIESCHE.

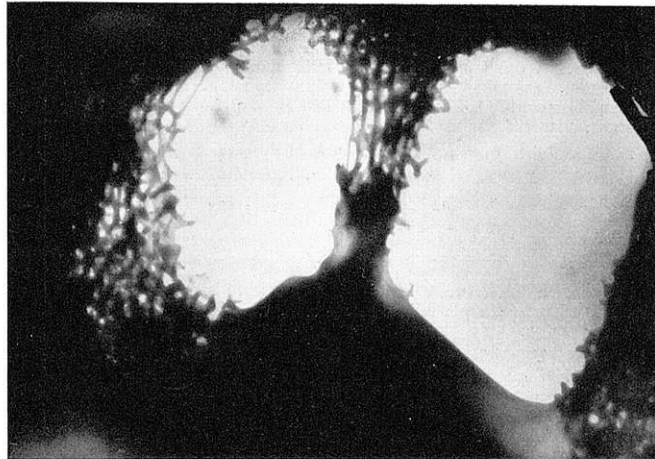


Fig. 2. Wandstruktur einer Kästchenzelle von *Pitta maxima* (Flügeldeckfeder), elektronenoptisch 10000 : 1.

in größerem Zusammenhang im Journal für Ornithologie mitgeteilt werden sollen, kam der eine von uns (F.) zu einer Ablehnung dieser Vorstellungen. Es gelang ihm der Nachweis, daß die Wandungen der Kästchenzellen aus einem schwammartigen Keratingewebe bestehen müssen. Da diese Struktur jedoch infolge ihrer weit unter den Lichtwellenlängen liegenden Abmessungen mit einem lichtoptischen Mikroskop nicht sichtbar zu machen war, untersuchten wir die Kästchenzellen mit dem Siemens-Übermikroskop nach E. RUSKA und B. v. BORRIES<sup>3, 4</sup>. Eine Darstellung der angewandten Methodik wird demnächst in dieser Zeitschrift

<sup>1</sup> V. HAECKER u. G. MEYER, Zool. Jb. Abt. System., Okol. u. Geogr. 15, 267 (1901—1902).

<sup>2</sup> G. KNIESCHE, Zool. Jb. Abt. Anat. u. Ontog. 38, 327 (1914).

<sup>3</sup> E. RUSKA, Z. Physik 87, 580 (1934).

<sup>4</sup> B. v. BORRIES u. E. RUSKA, Wiss. Veröff. Siemens 17, 99 (1938).

erscheinen<sup>1</sup>. Zur Untersuchung gelangten in Xylol ausgewaschene Paraffinschnitte der Rami der blauen Flügeldeckfeder von *Pitta maxima*. Auf der in Fig. 2 wiedergegebenen Aufnahme erkennt man an den Rändern der Zellwandungen deutlich eine schwammig-wabige Feinstruktur des Keratins. Es handelt sich demnach nicht um einen röhrenförmigen Aufbau, wie seither angenommen wurde. Die lufthaltigen Räume haben Abmessungen von 100 bis 250  $\mu$ , die dünnsten Teile der Hornstruktur sind nur 15 bis 20  $\mu$  stark. Mit der Sichtbarmachung dieses Feinbaues ist, nachdem DRIEST und MÜLLER<sup>2</sup> die Brauchbarkeit des Übermikroskops für die Untersuchung zoologischer Objekte bereits 1935 dargetan haben, erstmalig eine spezielle Fragestellung der Zoologie geklärt worden.

Berlin, Ornithologische Abteilung des Zoologischen Museums der Universität, und Berlin-Siemensstadt, Laboratorium für Elektronenoptik der Siemens und Halske A.G., den 22. März 1939. FRITZ FRANK. HELMUT RUSKA.

### Die Kristallstrukturen des metallischen Scandiums.

Herr Prof. Dr. W. FISCHER, Freiburg i. Br., hatte die Freundlichkeit, mir einige Proben metallischen Scandiums [W. FISCHER, K. BRÜNGER, H. GRIENEISEN, Z. anorg. u. allg. Chem. 231, 54 (1937)] zur Feststellung der Struktur dieses Elementes zu überlassen. Das Material lieferte Debye-Aufnahmen, deren Linien im allgemeinen recht unscharf und daher schlecht vermeßbar waren. Nur in einem Fall — es handelte sich um dasjenige Präparat, an dem W. FISCHER Dichtemessungen vorgenommen hatte — wurden bessere Bilder erhalten. Auswertungsversuche ergaben, daß ein Teil der aufgefundenen Linien einem kubischen, die übrigen einem hexagonalen Gitter zugeordnet werden konnten. Zur genaueren Auswertung wurde eine Photometrierung mit dem MOLLSCHEIN Registrierphotometer herangezogen. Es fanden sich ein kubisch-dichtes und ein hexagonal-dichtes Gitter, die beide bestens mit der von W. FISCHER gemessenen Dichte ( $d_{\text{pyk}} = 3,1$ ) zusammenpassen, so daß man auf Dimorphie schließen muß. Die Meßergebnisse sind folgende:

1. kub.-dicht	$a = 4,532 \pm 0,005 \text{ \AA}$	$d_R = 3,20 \pm 0,01$	Atomvolumen = 14,1
2. hex.-dicht	$a = 3,30 \pm 0,01 \text{ \AA}$	$c/a = 1,585$	$d_R = 3,02 \pm 0,04$
	$c = 5,23 \pm 0,01 \text{ \AA}$		Atomvolumen = 14,9

Mit diesen Strukturen fügt sich Scandium bestens zu seinen Nachbarn im periodischen System, wie die folgende Übersicht zeigt:

Mg hex.-d.	Al kub.-d.	(Si kub. Diamant-Typ)
Ca kub.-d.	Sc kub.-d.	Ti hex.-d.
	hex.-d.	kub.-rz.
Sr kub.-d.	Y hex.-d.	Zr hex.-d.
		kub.-rz.

Eine ausführlichere Mitteilung folgt in der Z. anorg. u. allg. Chemie.

Hannover, Institut für anorgan. Chemie der Technischen Hochschule, den 22. März 1939. K. MEISEL.

### Zur Theorie des Gastrennungsverfahrens von Clusius und Dickel<sup>3</sup>.

Ein Gemisch von 2 Gasen sei in einem vertikalen, rechtwinkligen Kasten eingesperrt, der in horizontaler Richtung unendlich lang ist. Die beiden Seitenwände werden auf verschiedener Temperatur gehalten. Boden und Deckel seien netzartig ausgebildet, so daß zwar kein Konvektionsstrom, wohl aber ein Diffusionsstrom hindurchtreten kann zu Vorratsbehältern, die wir uns oben und unten angeschlossenen denken.

Ist  $h \gg d$  (s. Fig. 1), so kann man die Konvektionsgeschwindigkeit  $v = v_z = v(x)$  setzen (s. Fig.) und man hat als

<sup>1</sup> H. RUSKA, Naturwiss. (1939) im Druck.

<sup>2</sup> E. DRIEST u. H. O. MÜLLER, Z. wiss. Mikroskopie 52, 53 (1935).

<sup>3</sup> K. CLUSIUS u. G. DICKEL, Naturwiss. 26, 546 (1938); 27, 148 (1939).

Stationaritätsbedingung (Gleichgewicht zwischen Konvektion, Diffusion und Thermodiffusion)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ -D \frac{\partial \lambda}{\partial x} - \alpha \lambda (1 - \lambda) \frac{D}{T} \frac{dT}{dx} \right] - D \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} + v \frac{\partial \lambda}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

Hierin bedeutet  $\lambda$  den Molenbruch der Komponente „1“,  $D$  die Diffusionskonstante,  $T$  die absolute Temperatur. Die Thermodiffusionskonstante  $\alpha$  ist für Isotope (Massen  $m_{1,2}$ ) nach CHAPMAN  $\approx \frac{2}{3} \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}$ . Der zugrundegelegte Ausdruck für den Thermodiffusionsstrom entsteht aus dem von CHAPMAN<sup>1</sup> angegebenen durch eine geringe Vereinfachung. Zu (1) hinzu kommen die Randbedingungen

$$\left. \begin{aligned} \text{für } x = 0, d: & \quad -D \frac{\partial \lambda}{\partial x} - \alpha \lambda (1 - \lambda) \frac{D}{T} \frac{dT}{dx} = 0, \\ \text{für } z = 0: & \quad \lambda(x, 0) = \text{const} = A, \\ \text{für } z = h: & \quad \lambda(x, h) = A + \Delta A. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$A, A + \Delta A$  bedeuten die Konzentration in den Reservoiren. Wenn  $\Delta A$  beliebig gewählt ist, fließt im allgemeinen ein Teilchenstrom in der  $z$ -Richtung:

$$\mathfrak{N}_z = \frac{N}{d} \int_0^d \left( -D \frac{\partial \lambda}{\partial z} + v \lambda \right) dx. \quad (3)$$

( $N$  = Teilchenzahl pro ccm,  $\mathfrak{N}_z$  = Teilchenzahl pro qcm · sec). Die Konvektionsgeschwindigkeit läßt sich leicht hydrodynamisch berechnen. Man findet

$$v = \frac{1}{6} \cdot \frac{\mu g p_0}{\eta R T_m} \cdot \frac{\Delta T}{T_m} \cdot \frac{1}{d} \cdot x \left( x - \frac{d}{2} \right) (d - x). \quad (4)$$

( $\mu$  = Molekulargewicht in Gramm,  $p_0$  = Druck,  $\mu g p_0 / RT_m$  = spezifisches Gewicht in dyn,  $\eta$  = Zähigkeit,  $\Delta T$  = Temperaturdifferenz,  $T_m$  = mittlere Temperatur.)

Die durch (1), (2) und (4) gegebene Randwertaufgabe kann man näherungsweise lösen durch Entwicklung nach  $\alpha$  und Fourier-Zerlegung. Mit den Abkürzungen

$$\left. \begin{aligned} d^* &= \sqrt[3]{450 \cdot \frac{RT_m}{\mu g p_0} \cdot \frac{T_m}{\Delta T} \cdot D \cdot \eta}, \\ H^* &= \frac{0,79}{\alpha} \cdot \frac{T_m}{\Delta T} \cdot \frac{1 + \left(\frac{d}{d^*}\right)^6}{\left(\frac{d}{d^*}\right)^2} \cdot d^* \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

findet man als Zusammenhang zwischen der Teilchenstromdichte  $\mathfrak{N}_z$  und der Konzentrationsdifferenz  $\Delta A$ , vorausgesetzt, daß  $\Delta A \ll A$ ,

$$\mathfrak{N}_z = -ND \left[ 1 + \left(\frac{d}{d^*}\right)^6 \right] \cdot \left[ \frac{\Delta A}{h} + \frac{A(1-A)}{H^*} \right]. \quad (6)$$

Nach hinreichend langer Zeit setzen sich die beiden Reservoire ins Gleichgewicht, d. h. es geht  $\mathfrak{N}_z \rightarrow 0$ ; dann ist nach (6)

$$\Delta A = -A(1-A) \cdot \frac{h}{H^*}. \quad (7)$$

$\Delta A$  ist ist am größten, wenn  $d = 0,89 d^*$  gemacht wird. Bei  $\Delta T/T_m = 0,5$  und  $p_0 = 1$  atm ist für Luft  $d^* \approx 0,4$  cm und das günstigste  $H^* \approx 30$  cm. Da die CHAPMANSCHE Theorie erfahrungsgemäß zu große  $\alpha$  liefert, hat man zu erwarten, daß der gefundene Wert für  $H^*$  min zu klein ist. Umgekehrt ist es möglich, aus der beobachteten Entmischung mittels der Gln. (5) und (7) die Thermodiffusionskonstante zu berechnen.

Für das Verhältnis der Trennung mit und ohne Konvektion ( $\Delta A$  bzw.  $\Delta A_0$ ) findet man, wenn  $d = 0,89 d^*$ ,

$$\frac{\Delta A}{\Delta A_0} = 0,67 \cdot \frac{h}{d^*},$$

<sup>1</sup> S. CHAPMAN, z. B. Phil. Mag. 38, 182 (1919).

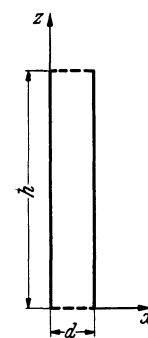


Fig. 1. Vertikalschnitt durch den Kasten.