

Von den übrigen basischen Farbstoffsalzen haben wir bis jetzt nur Produkte erhalten, welche nur Basis- und Prismenreflexe geben. Das basische Pikrat geht rasch, das basische p-Nitrophenolat langsamer in eine Form mit mikroskopisch sichtbaren, plättchenförmigen Kriställchen über.

Auch bei einer Reihe weiterer zweiwertiger Metalle, nämlich bei Cd, Co, Ni, Mg und Ca, konnten wir die Bildung basischer Farbstoffsalze mit Doppelschichtengitter feststellen, und zwar bei den vier ersten mit Naphtholgelb, bei Calcium mit Erioglaucin. Die frisch hergestellten Produkte sind sehr unvollkommen geordnet und zeigen neben Prismen- nur die beiden ersten Ordnungen der verbreiterten Basisreflexe. Die Cadmiumverbindung wandelt sich rasch in eine mikrokristalline blättrige Form um.

Verbindung	Schichtenabstand Å
Zn-p-Nitrophenol . . . . .	14,9
Zn-Pikrinsäure . . . . .	18,2
Zn-Naphtholgelb (farbstoffärmere Verbindung) . . . . .	16,1
Zn-Naphtholgelb (farbstoffreichere Verbindung, plättchenförmig) . . . . .	19,5
Zn-Naphtholgelb (bandförmige Kristalle) . . . . .	19,4
Zn-Erioflavin . . . . .	20,8
Zn-Helvetiablau . . . . .	27,1
Zn-Erioglaucin . . . . .	27,2
Cd-Naphtholgelb . . . . .	16,8

In der Tabelle sind für eine Reihe solcher Verbindungen die von uns erhaltenen Schichtenabstände zusammengestellt.

MAC EWAN<sup>1</sup> hat kürzlich festgestellt, daß die Tonminerale Montmorillonit und Halloysit organische Flüssigkeiten, wie Kohlenwasserstoffe, Alkohole, Nitrokorper usw., in die Zwischenschichten unter Erhöhung des Schichtenabstandes einlagern können. Von uns anlässlich eines Zusammentreffens auf die basischen Farbstoffsalze aufmerksam gemacht, hat er gemeinsam mit TALIBUDEEN die Einlagerung von Alkoholen und Nitrilen auch bei solchen, d. h. vor allem bei der Naphtholgelbverbindung, untersucht. Sie erhielten neben einem Produkt mit einem Schichtenabstand von 19,6 Å, das unserer 19,5-Å-Verbindung entspricht, ein weiteres farbstoffreicheres mit einem Schichtenabstand von 24,4 Å<sup>2</sup>.

Es fällt auf, daß die Schichtenabstände der basischen Salze der großionigen organischen Säuren beträchtlich größer sind als bei den Hydroxysalzen der Mineralsäuren, wo der größte bis jetzt beobachtete 10,7 Å beträgt. Da die eingebauten organischen Anionen alle flächenförmig sind, kann diese große Schichtaufweitung nur so zustande kommen, daß sie entweder mehr oder weniger senkrecht zu den Hydroxydschichten stehen oder daß mehrere Lagen flach eingebaut sind. Das letztere scheint auf Grund theoretischer Überlegungen wahrscheinlicher. Dafür spricht auch, daß beim Naphtholgelb drei verschiedene Verbindungen mit ganz bestimmtem Abstand erhalten werden können. Mit den

Dimensionen des Naphtholgelbs ist die Annahme verträglich, daß in der Verbindung mit 16,1 Å Schichtenabstand 3, mit 19,5 Å 4 und mit 24,4 Å evtl. 5 Lagen zwischen die Hydroxydschichten eingelagert sind. Auch MAC EVAN und TALIBUDEEN nehmen für ihre 19,6-Å-Verbindung einen derartigen Bau mit 4 Naphtholgelblagen an.

Der Firma J. R. Geigy AG. in Basel sind wir für Überlassung einer Reihe von Farbstoffpräparaten sowie für die Durchführung von Analysen zu großem Dank verpflichtet.

Die elektronenmikroskopischen Aufnahmen wurden durch Zuwendungen aus den Arbeitsbeschaffungskrediten des Bundes ermöglicht.

W. FEITKNECHT und H. BÜRKI

Institut für anorganische, analytische und physikalische Chemie der Universität Bern, den 17. November 1948.

### Summary

It is shown that organic acids with flat molecules can form with bivalent metals basic salts with double layer structures; they are often incompletely crystallized.

### Über den Einfluß von langsamen Kathodenstrahlen auf einzellige Lebewesen

Treffen Röntgenstrahlen auf Atome oder Moleküle, so werden je nach der Härte der Strahlen mehr Compton- oder mehr Photoelektronen ausgelöst, die ihrerseits ihre Energie wieder in mehreren Stufen umwandeln, bis sie schließlich in Wärme übergegangen ist. Spielt sich der Vorgang in einem Gas ab, so weiß man, daß diese Compton- und Photoelektronen ihrerseits wieder ionisieren können, und bei genügend großer Energie können auch die Sekundärelektronen dies nochmals tun.

Bei den folgenden quantitativen Überlegungen stellen wir uns auf den Standpunkt, daß Ionisationen als primäre Ursache der biologischen Wirkung anzusehen seien und daß es möglich sei, die eingangs geschilderten Verhältnisse bei Gasen auch auf die rund 1000mal dichteren biologischen Medien zu übertragen.

Die Bestrahlung mit Röntgenstrahlen ist nach dem eingangs Gesagten eine indirekte Methode. Etwas übersichtlicher werden die Verhältnisse, wenn man die Bestrahlung direkt mit Elektronen vornimmt, deren Geschwindigkeit man nach Belieben durch Veränderung der Beschleunigungsspannung variieren kann.

Um zu übersichtlichen quantitativen Aussagen zu gelangen, nehmen wir vorerst ein kugelförmiges Zellmodell mit dem Radius  $r_1$  an, das im Sinne der Treffertheorie der biologischen Strahlenwirkung einen empfindlichen Bereich<sup>1</sup> aufweist, der ebenfalls kugelförmig und konzentrisch im Innern der Zelle liegen soll und den Radius  $r_2$  besitzt.

W. Moos hat nun zuerst folgende qualitative Überlegung angestellt: Trifft ein langsames Elektron auf dieses Zellmodell, so wird es nach einem weiter unten

<sup>1</sup> Ein solcher empfindlicher Bereich kann einfach oder unterteilt sein, und es wird heute angenommen, daß in vielen Fällen der empfindliche Bereich von der Größe der biologischen Moleküle ist und daß z. B. ein bestimmter Prozentsatz solcher Bereiche getroffen werden muß, um einen biologischen Effekt zu beobachten<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Näheres hierüber siehe bei N. W. TIMOFEEFF-RESSOVSKI und K. G. ZIMMER, *Das Trefferprinzip in der Biologie* (Verlag Hirzel, Leipzig 1947).

<sup>1</sup> D. M. C. MAC EWAN, *Trans. Farad. Soc.* **44**, 349 (1948).

<sup>2</sup> D. M. C. MAC EWAN und O. TALIBUDEEN, *Nature* **163**, 177 (1949). Die beiden Autoren haben uns in verdankenswerter Weise Einsicht in ihr Manuskript vor dessen Publikation gewährt.

angeführten Gesetz viele Sekundärelektronen pro Weglängeneinheit auslösen. Wegen der kleinen Reichweite dringt es jedoch nicht bis zum empfindlichen Bereich vor und erzeugt keine Wirkung. Bei größerer Geschwindigkeit dringen jedoch Primärelektronen in den Bereich ein, und die Wirkung nimmt stark zu, bis der ganze empfindliche Bereich durchstrahlt ist, trotzdem die Zahl der Ionisationen pro Weglängeneinheit mit zunehmender Geschwindigkeit der Primärelektronen abnimmt. Bei noch weiterer Steigerung der Geschwindigkeit nimmt die Ionisationsdichte noch weiter ab, während das durchstrahlte Volumen konstant bleibt, da ja nun die ganze Zelle oder wenigstens der empfindliche Bereich von den schnellen Elektronen durchquert wird. Im Grenzfall sehr hoher Elektronengeschwindigkeiten strebt die Ionisationsdichte und damit die Wirkung asymptotisch nach 0.

Um diese Vorstellungen in einer mehr quantitativen Weise zu formulieren, benutzen wir die Reichweitenformel

$$R = \frac{1}{\rho} \cdot 0,05 \cdot U^{1,68} \cdot 10^4 \text{ cm}, \quad (1)$$

die sich aus den in der Literatur mitgeteilten Daten für Beschleunigungsspannungen  $U$  von 1...10 kV ableiten läßt<sup>1</sup>.  $\rho$  bedeutet die Dichte.

Bei der Erzeugung eines Ionenpaares verliert das Primärelektron im Mittel eine Energie von 32,2 eV. Auf seiner ganzen Reichweite  $R$  erzeugt deshalb ein Elektron  $(U/32,2) \cdot 10^8$  Ionenpaare und auf einen Zentimeter Weglänge umgerechnet demnach im Mittel

$$\bar{i} = \frac{U \cdot 10^8}{32,2 R} = \frac{6,2 \cdot 10^6}{U^{0,68}} \text{ Ionenpaare} \quad (2)$$

Es sei  $n$  die Anzahl der auf einen Quadratzentimeter pro Zeiteinheit auftreffenden Elektronen. Jedes dieser Elektronen erzeugt pro cm Bahnlänge  $\bar{i}$  Ionenpaare. In einem Kubikzentimeter werden demnach  $n \cdot \bar{i}$  Ionenpaare erzeugt, eine Größe, die von der Beschleunigungsspannung  $U$  abhängt. Je nach der Reichweite bzw. Geschwindigkeit des einfallenden Primärelektrons wird nun ein mehr oder weniger großer Anteil des empfindlichen Bereichs durchstrahlt. Dieser Volumenanteil  $v(R)$  läßt sich als Funktion der Reichweite ausrechnen. Für das konzentrische Kugelmodell erhält man durch eine einfache Integration eine Funktion vom Typ der Abb. 1.

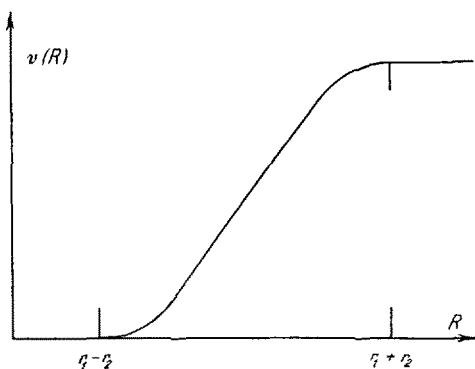


Abb. 1.

Trägt man auf der Abszissenachse statt der Reichweite  $R$  die Beschleunigungsspannung  $U$  auf und multipliziert nun die so erhaltene Funktion  $v(U)$  noch mit der ebenfalls von der Beschleunigungsspannung abhängigen räumlichen Ionisationsdichte  $n \cdot \bar{i}$ , so erhält man eine Funktion  $T(U)$ , von der wir annehmen, daß sie bis auf einen konstanten Faktor (Trefferwahrscheinlichkeit) ein Maß für die Strahlenschädigung darstelle.

<sup>1</sup> D. E. LEA, *Actions of radiations on living cells* (Cambridge University Press, 1946).

Eine Anzahl solcher Schädigungskurven  $T(U)$  sind in Abb. 2 für verschiedene Verhältnisse  $r_2/r_1$  eingezeichnet, wobei  $r_1$  zu  $0,25 \cdot 10^{-4}$  cm angenommen wurde.

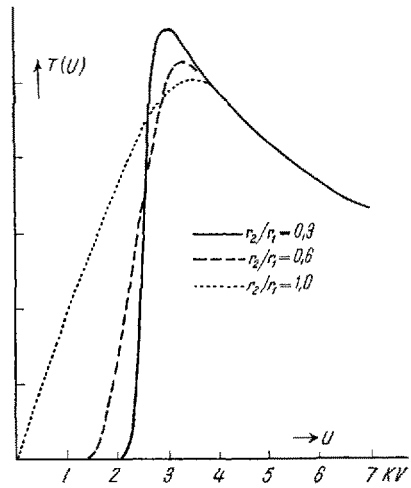


Abb. 2.

W. Moos hat nun an *Bacillus pyocyaneus* Versuche mit langsamen Elektronen von 2 bis 10 kV angestellt, deren Resultate die Kurven von Abb. 3 wiedergeben.

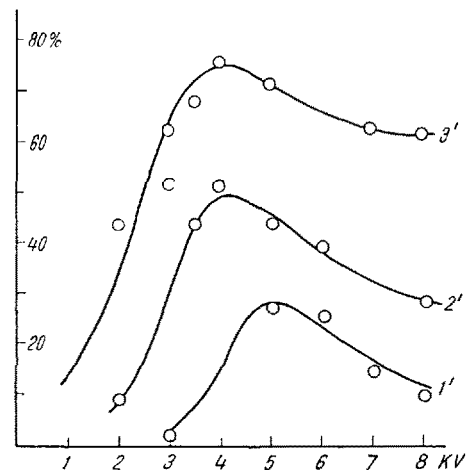


Abb. 3. Schädigung von *Bacillus pyocyaneus* durch Kathodenstrahlen. Elektronenstrahlendichte  $7,9 \cdot 10^{-8}$  A/cm<sup>2</sup>, Expositionszeiten 1,2 und 3 Minuten.

Die Stromdichte des Primärstrahls wurde konstant auf  $7,9 \cdot 10^{-8}$  A/cm<sup>2</sup> gehalten. Als Abszisse ist die Beschleunigungsspannung  $U$  in Kilovolt, als Ordinate die Schädigung in Prozent aufgetragen. Als geschädigt gelten solche Individuen, die auf einer Agarplatte keine Kolonien mehr bilden. Die einzelnen Kurven entsprechen Expositionszeiten von 1,2 und 3 Minuten.

Wie zu erwarten, zeigen auch die experimentellen Kurven ein Maximum. Ob die Kurven wirklich durch den Koordinatenursprung laufen, läßt sich nicht mit Sicherheit feststellen. Nun entspricht ja auch das Kugelmodell nicht der Gestalt der Bakterien, die im Falle von *Bacillus pyocyaneus* ein Stäbchen von  $0,5 \mu$  Durchmesser und  $2 \dots 3 \mu$  Länge darstellt. Auch bei einem Stabmodell lassen sich analoge Rechnungen wie beim Kugelmodell ausführen. Der Tatsache, daß die Stäbchen alle möglichen Lagen im Raum einnehmen können, kann man angenähert dadurch Rechnung tragen, daß

man annimmt, daß die Hälfte der Stäbchen von der Seite und die andere Hälfte in der Längsrichtung durchstrahlt werde. Man kommt so zu Schädigungskurven, die einen mehr S-förmigen Anstieg auch für relativ große Werte  $r_2/r_1$  zeigen. Die Lage des Maximums wird gegenüber derjenigen beim Kugelmodell nur wenig verschoben, liegt etwa zwischen 3 und 4 kV und stimmt nicht allzu schlecht mit dem experimentell ermittelten Wert von ca. 4 kV überein. Das Verhältnis  $r_2/r_1$  dürfte etwa gleich oder eher größer als 0,6 sein.

Ähnliche Versuche wie die unserigen wurden schon von HASKINS<sup>1</sup> an Pilzsporen ausgeführt. Trägt man seine Meßpunkte in analoger Weise auf, so erhält man die Kurven von Abb. 4. Sie zeigen im wesentlichen einen

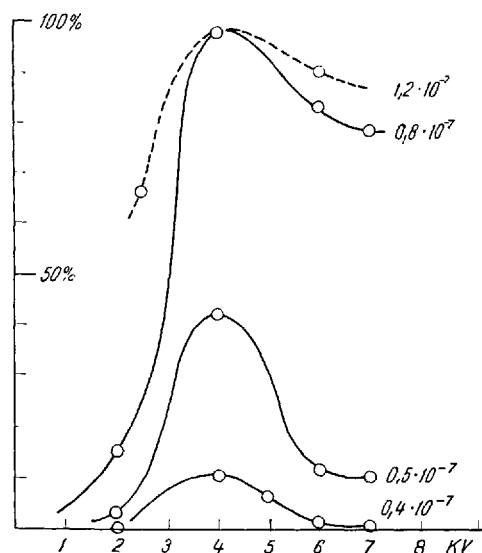


Abb. 4. Schädigung von Pilzsporen durch Kathodenstrahlen nach HASKINS. Die an die Kurven angeschriebenen Zahlen bedeuten die auf den Quadratzentimeter des Präparats auftreffende Ladung in Coulomb.

ähnlichen Verlauf wie die unserigen, nur daß der steile Anstieg, der erst bei ca. 2 kV einsetzt, darauf hindeutet, daß der empfindliche Bereich wesentlich kleiner ist als die ganze Zelle. Merkwürdigerweise liegt das Maximum der Schädigungskurven ungefähr bei derselben Spannung wie bei unseren Messungen, trotzdem die Durchmesser der Pilzsporen – es handelt sich um *Aspergillus niger* oder *Penicillium* – bedeutend größer sind (2...10  $\mu$ ).

Von großem Interesse ist ein Vergleich der bei Kathoden- und Röntgenstrahlen benötigten Halbwertsdosen. Der eine von uns<sup>2</sup> hat mit demselben Material, *Bacillus pyocyaneus*, ähnliche Versuche mit sehr weichen Röntgenstrahlen bis zu 4 kV unternommen. Dabei ergaben sich Halbwertsdosen in der Größenordnung von 100 r. Kennt man die Stromdichte des Elektronenbündels, so kann man auf Grund der Gleichungen (1) und (2) auch für Kathodenstrahlen eine Dosis angeben. Bei einem Elektronenstrom von  $7,9 \cdot 10^{-8}$  A/cm<sup>2</sup> und einer Spannung von 4 kV erhält man so eine Dosisleistung von  $74,3 \cdot 10^4$  r pro sec. Unter diesen Bedingungen wird bei den vorliegenden Versuchen die Halbwertsdosis bei etwa 1,8 Minuten erreicht, was einer H.W.D. von  $74,3 \cdot 1,8 \cdot 60 \cdot 10^4 = 8,0 \cdot 10^7$  r entspricht. D.h. die H.W.D. ist bei Kathodenstrahlen rund  $10^6$ mal größer als bei weichen Röntgenstrahlen. Dieses bemerkenswerte Re-

sultat dürfte wohl teilweise seine Erklärung darin finden, daß bei den Versuchen mit Kathodenstrahlen die Versuchsobjekte, auch wenn sie überleben<sup>1</sup>, eine starke Austrocknung erfahren. Daß das Wasser eine wichtige Rolle bei der Einwirkung von Röntgenstrahlen auf Gewebe spielt, ist bekannt<sup>2,3</sup>.

Da Versuche mit langsamen Kathodenstrahlen bis zu 10 kV niemals in Luft, sondern nur im Hochvakuum durchgeführt werden können, wäre es von großem Interesse, Parallelversuche mit Röntgenstrahlen ebenfalls im Vakuum durchzuführen, weil dann der Einfluß der Austrocknung in beiden Fällen derselbe wäre.

V. HARDUNG und W. MOOS

Freiburg i. Ü., den 2. November 1948.

### Summary

This paper deals with the influence of low-velocity cathode rays on microbes and spores of fungi. It can be deduced theoretically from ionisation data that the rate of decay shows a maximum in the vicinity of 4 kV, if the cell to be treated is of spherical shape with a diameter of 0.5  $\mu$ m. This result is not very much altered, if we account for the cylindrical shape in an approximate manner. It is in fair agreement with the experimental results obtained on *Bac. pyocyaneus*. The 50 p. c. dosis has the very high value of  $8 \cdot 10^7$   $\mu$ g compared with a dosis of the order of magnitude of about  $10^2$   $\mu$ g obtained with soft x-rays from 3 to 4 kV.

<sup>1</sup> Ein Teil der Versuchsobjekte wird, wie zu erwarten, schon durch den Aufenthalt im Vakuum geschädigt, was natürlich bei den Versuchen berücksichtigt wurde.

<sup>2</sup> *Handbuch der gesamten Strahlenheilkunde*, herausgegeben von Prof. P. LAZARUS (Bergmann, München), Bd. 2 (1931), S. 16.

<sup>3</sup> W. MINDER und A. LIECHTI, *Exper.* 1, 298 (1945).

### Chlorophyll in den Bastfasern von *Linum usitatissimum* L.

In der Flachs-literatur finden sich u. W. bis 1946 keine Angaben über das Vorkommen von Faserchlorophyll<sup>1</sup>. Es wurde von SCHOCH und HUBER<sup>2</sup> erwähnt, und zwar für alle wachsenden Teile der Bastfasern.

Es handelt sich um die Sorte *Hercules Svalöf* von GEMBOUX (Ernte 1944), die uns in freundlicher Weise durch Herrn Dr. R. KOBLET von der Eidg. Landw. Versuchsanstalt, Zürich-Oerlikon, zur Verfügung gestellt wurde: Aussaaten 1945–1948 in St. Gallen auf lehmigem, mäßig gedüngtem Boden, Reihenabstände 15 cm., Saatchichte ziemlich groß. Bei Aussaat am 22. April und 20. Mai 1948 erreichten die Stengel Höhen von 90–110 cm (Verzweigung bei etwa 70 cm); die Saat vom 24. Juni blieb niedriger und blühte im August und September. Durchmesser in Stengelmittle maximal etwas mehr als 4 mm. Aus jüngeren Stengelteilen kann man die Fasern leicht (teilweise) herausziehen (vgl. SCHOCH<sup>3</sup>). An solchen Fasern beobachteten wir, daß beide Enden dünnwandig sind, mit Zunahme der Wanddicke gegen die Fasermittle hin. Handschnitte lassen die

<sup>1</sup> T. TAMMES, *Naturkund. Verhandl. Holland. Maatsch. Wetensch.* III. 6, 4. Stuk (1907). – F. TOBLER, a) *Der Flachs als Faser- und Ölpflanze* (Berlin 1928), b) *Die mechanischen Elemente und das mechanische System*. Hb. Pflanzenanatomie I. 4 (1939). – Referate über Flachs-literatur aus: a) *Ber. wiss. Biologie* 1–61 (1926–1943); b) *Faserforschung* 12–16 (1939–1942); c) *J. Textile Institute Manchester* (1939–1948).

<sup>2</sup> H. SCHOCH-BODMER und P. HUBER, *Verh. Schweiz. Nat. Ges.* 126, 148 (1946).

<sup>3</sup> H. SCHOCH-BODMER, *Ber. Schweiz. bot. Ges.* 55, 314 (1945).

<sup>1</sup> C. P. HASKINS, *J. Applied Phys.* 9, 553 (1938).

<sup>2</sup> V. HARDUNG, *Helv. physica acta* 18, 45 (1944).