Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 18 (1945)

Heft: I

Artikel: Über einige strahlenbiologische Untersuchungen mit weichen Röntgenstrahlen

Autor: Hardung, Victor

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111598

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Über einige strahlenbiologische Untersuchungen mit weichen Röntgenstrahlen

von **Victor Hardung.**

(16. X. 1944.)

Einleitung.

Die Anregung zu der vorliegenden Arbeit bildete folgendes strahlentherapeutische Problem, das sich in den Rahmen eines neueren Zweiges der Biophysik, der sogenannten Quantenbiologie einfügt und deshalb auch den Physiker interessieren dürfte.

Bestrahlt man ein lebendes Gebilde, etwa einen Krebstumor, das eine Mal, indem man eine bestimmte Dosis ohne Unterbrechung einwirken lässt, das andere Mal, indem man die Gesamtdosis in zeitlichen Abständen verteilt zur Einwirkung bringt, so erhält man im allgemeinen verschiedene Wirkungen. Die letztere Art und Weise von Regoud experimentell behandelt und von ihm und Coutard in die Radiologie eingeführt, kann man damit begründen, dass Zellen in verschiedenen Lebensstadien verschieden empfindlich sind; insbesondere unmittelbar vor Beginn der Zellteilung (Prophase) und in einigen Perioden der Zellteilung ist die Empfindlichkeit stark erhöht. Sie ist am geringsten, wenn eine Zelle ihre Organtätigkeit im Zellverband so ausübt („organotypischer" Zustand nach Hertwig) dass ihre eigene individuelle Lebensfunktion (zytotypischer Zustand) dagegen stark zurücktritt. Bei der fraktionierten Bestrahlung nach Regoud und Coutard ist die Wahrscheinlichkeit, möglichst alle pathologischen Zellen eines Krankheitsherdes in einem Zustand erhöhter Empfindlichkeit zu treffen, grösser als wenn die ganze Dosis auf einmal zur Anwendung kommt. Ferner ist durch Arbeiten von Pollitzer und Alberti sowie von Langendorff) bewiesen worden, dass Zellen besonders empfindlich sein können, wenn nach einer ersten Bestrahlung eine gewisse Zeit verstrichen ist. Man nennt diese Erscheinung Sekundäreffekt.

Von Dessauer sind nun Versuche angeregt und zum Teil von ihm und seinen Mitarbeitern im Radiologischen Institut Istanbul durchgeführt worden, mit dem Gedankengang, solche sensible Zellphasen durch geeignete Massnahmen künstlich zu provozieren und dann während der Dauer des empfindlichen Zustandes zu bestrah-

len. In seiner ersten Arbeit[1]) hierüber sagt der Genannte: „Wenn die Grundvorstellung von der Empfindlichkeit prämitotischer und mitotischer Stadien richtig ist, dann sollte man den COUTARD-Rhythmus der Bestrahlung mit dem Mitosenrhythmus synchronisieren.“ Bei seinen Versuchen wurden erhebliche Anfangserfolge erzielt[2]). Der Verfasser der vorliegenden Arbeit hat nun auf Vorschlag von Prof. DESSAUER unternommen, diese Verhältnisse bei Kleinlebewesen, vorderhand mit Bakterien, eingehender zu studieren. Die Versuche wurden von der Schweizerischen Liga für Krebsbekämpfung unterstützt, wofür an dieser Stelle noch einmal besonders gedankt sei. Die vorliegende Arbeit gibt nun die Ergebnisse erster einleitender Studien, weitere Untersuchungen sind vorbehalten.

Es wurden zunächst Einzeller als Versuchsgegenstand gewählt, weil sie den grossen Vorteil haben, dass sie in grosser Anzahl gleichzeitig und praktisch gleichmässig bestrahlt werden können, d. h. dass die für quantenbiologische Beobachtungen notwendige Forderung der grossen Zahl erfüllt ist. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass die Einzelindividuen verhältnismässig einfach sind, und eine unmittelbare gegenseitige Beeinflussung etwa der geschädigten auf ungeschädigte Zellen nicht in Frage kommt. Nicht ausgeschlossen dagegen ist eine mittelbare Beeinflussung durch das Milieu des Nährbodens.

Es empfiehlt sich an dieser Stelle, zunächst kurz auf die quantenbiologische Betrachtungsweise einzugehen. Im Jahr 1922 hat erstmals DESSAUER[3]) die Konseqeunz aus der Quantentheorie für die biologischen und andere Wirkungen bei der Absorption von Lichtquanten, insbesondere Ultraviolett- und Röntgenquanten, gezogen. Die wenig klaren Vorstellungen über die Reaktionsweise biologischer Medien auf Strahlenabsorption waren bis dahin Kontinuitätsvorstellungen. Die heute fast selbstverständliche, damals aber scharf bekämpfte Überlegungsweise des Genannten nimmt an, dass bei einer grossen Zahl von biologischen Molekülen (Proteine usw.) die einfallenden Photonen quantenhaft absorbiert werden, dass von den ersten Absorptionsstellen Elektronen ausgehen, deren Energie in Stufen in diesen biologischen Molekülen abgebaut wird und schliesslich in allgemeine Wärmebewegung übergeht.

Einige rohe Abschätzungen mögen die Verhältnisse erläutern. Im biologischen Gewebe kann man grössenordnungsgemäss mit

---

[1]) F. DESSAUER, Mitteilungen des zweiten internationalen Kongresses für Krebsforschung und Krebsbekämpfung (1936), 415.

[2]) T. BERKMAN und F. DESSAUER, Strahlentherapie **58**, 36 (1937).

[3]) F. DESSAUER, Zs. für Physik **12**, 38 (1923).

ca. 10^{19} Molekülen pro cm^3 rechnen. Eine Strahlendosis von 1 *r* erzeugt im biologischen Gewebe der Dichte 1 rund 10^{12} Ionenpaare, d. h. ebensoviele Elektronen (siehe Anmerkung 3, S. 48) pro cm^3. Auf 10^7 Moleküle entfällt demnach nur etwa 1 Elektron, das eine Ionisierung oder eine andere Wirkung hervorrufen kann, aber nicht notwendigerweise hervorzurufen braucht. Diese Wirkungen erfolgen statistisch ungeordnet. Da die Voraussetzung der grossen Zahlen erfüllt ist, setzt DESSAUER[1]) für die Anzahl der jeweils nach der Zeit *t* noch nicht getroffenen eine Exponentialfunktion nach Art der radioaktiven Zerfallsgleichung an. Da nun eine Zelle von ca. 1 μ Durchmesser ca. 10^7 Moleküle enthält, würde bei einer Strahlung von 30 *r* pro Minute die Zelle in dieser Zeit schon 30mal getroffen worden sein, wenn alle darin ausgelösten Elektronen zur Wirkung gekommen wären. Da nun bei der erwähnten Dosisleistung in so kurzer Zeit keine Schädigung beobachtet wird, nimmt man an, dass nur ein Bruchteil der ausgelösten Elektronen und diese nur in einem beschränkten Bereich der Zelle (empfindliches Volumen) biologisch wirksam wird. Man kommt so im einfachsten Fall, dass nur ein biologisch wirksamer „Treffer" im eben angedeuteten Sinne die Wirkung auslöst, auch für die Schädigung der ganzen Zellen zu einer Exponentialfunktion

$$N = N_0 e^{-bt} \tag{1}$$

wenn eine grosse Zahl voneinander unabhängiger Zellen (einzellige Lebewesen) gleichzeitig bestrahlt werden. N_0 bedeutet dabei die Zahl der ursprünglich vorhandenen, N die nach der Zeit t noch nicht geschädigten Zellen. b ist eine Konstante, die unter anderem der Intensität der einfallenden Strahlung proportional ist, und auf deren Bedeutung weiter unten noch näher eingegangen wird. Folglich ist die Zahl der einmal oder beliebig oft darüber hinaus getroffenen Zellen N_s

$$N_s = N_0(1 - e^{-bt}) \tag{1a}$$

Unter Treffer ist immer ein im biologischen Milieu absorbiertes Energiequantum verstanden, das hinreicht, um eine Zerstörung oder sonst feststellbare biologische Reaktion herbeizuführen.

Die Gleichungen (1) bzw. (1a) gelten zunächst nur für den sogenannten Eintreffervorgang, d. h. für den Fall, dass ein einziges absorbiertes Energiequantum die betrachtete Reaktion hervorruft. Zwei Schüler DESSAUER's haben auf seine Veranlassung hin die

---

[1]) F. DESSAUER, Zs. für Physik, **20**, 288 (1923). Siehe auch Bull. de la Soc. Fribourgeoise des Science naturelles, Vol. **35**, S. 107, 1941.

Theorie auf Mehrtreffervorgänge erweitert und erhalten für die Anzahl N_s der geschädigten Individuen die Gleichung

$$N_s = N_0 \left(1 - e^{-vD} \sum_{k=0}^{k=n-1} \frac{(v \cdot D)^k}{k!}\right) \text{[1]} \tag{2}$$

die als Blau-Altenburger'sche Gleichung bekannt ist[2]). N_s ist dabei die Anzahl der von der Dosis D geschädigten Individuen, d. h. diejenige Anzahl, die mindestens n wirksame Treffer erhalten bat. Die Dosis D ist gleich der pro cm³ Zellinhalt erzeugten Anzahl Ionisationen (Ionenpaare)[3]). v ist das sogenannte Wirkungsvolumen $v = \int p(xyz)\,dV$, wo p die i. a. örtlich veränderliche Trefferwahrscheinlichkeit und dV ein Volumenelement der Zelle bedeuten. Die Trefferwahrscheinlichkeit ist gleich dem Verhältnis der biologisch wirksamen, zu der Gesamtzahl der in dV nach der Dosisdefinition erzeugten Ionisationen.

Ist im speziellen die Trefferzahl, d. h. die für die betrachtete Schädigung nötige Anzahl wirksamer Ionisationen gleich 1, so wird

$$\frac{N_0 - N_s}{N_0} = \frac{N}{N_0} = e^{-vD} \tag{3}$$

Diese Gleichung ist natürlich identisch mit der Gl. (1) und liefert durch Vergleich mit dieser die Bedeutung der Konstanten b, die demnach gleich ist dem Wirkungsvolumen, multipliziert mit der Dosisleistung, d. h. der pro Zeiteinheit eingestrahlten Dosis gemessen in der oben angegebenen biologischen Einheit. Beim Eintreffervorgang nimmt also die relative Anzahl der überlebenden N/N_0 mit steigender Dosis nach einer e-Funktion ab. Ist $n > 1$, so nimmt die Zahl der Überleben ⇄ den zuerst langsam, dann schneller ab, und strebt bei sehr grossen Dosen wieder asymptotisch der 0

---

[1]) Die hier benutzte Schreibweise der Blau-Altenburger'schen Gleichung ist aus einer zusammenfassenden Arbeit von Riehl, Timofeeff-Ressovsky und Zimmer entnommen. Naturwiss. **29**, 625 (1941).

[2]) M. Blau und K. Altenburger, Zs. f. Physik **11**, 315 (1922). Es sei noch bemerkt, dass der gleiche Ansatz mit dem gleichen Ergebnis wesentlich später von Mme. Curie, Crowther und andern Autoren noch einmal veröffentlicht worden ist. Diese Veröffentlichungen erfolgten alle noch in der Störungsperiode des ersten Weltkrieges, weswegen die Autoren der verschiedenen Länder die Arbeiten der andern nicht rechtzeitig zur Kenntnis nehmen konnten.

[3]) 1 r erzeugt in Luft $\frac{10^{10}}{4{,}77}$ Elementarladungen, d. h. $\frac{10^{10}}{2 \cdot 4{,}77}$ Ionenpaare, im biologischen Gewebe (Dichte $\cong$ 1) $\frac{10^{10}}{2 \cdot 4{,}77 \cdot 0{,}00129} = 0{,}81 \cdot 10^{12}$ Ionenpaare. Die oben benutzte Dosiseinheit ist demnach um diesen Faktor kleiner als die technische r-Einheit.

zu. Die Schädigungs- oder Überlebenskurve hat einen Wendepunkt. Bei sehr grossem n verläuft die Kurve zuerst praktisch horizontal, um dann bei einer bestimmten Dosis plötzlich steil abzufallen. Derartige Kurven sind von CROWTHER[1]) bei Colpidium colpoda ($n = 49$) mit Molybdän-Kα-Strahlen erhalten worden. Einige theoretisch berechnete Schädigungskurven sind mit den entsprechenden Trefferzahlen in Fig. 1 wiedergegeben.

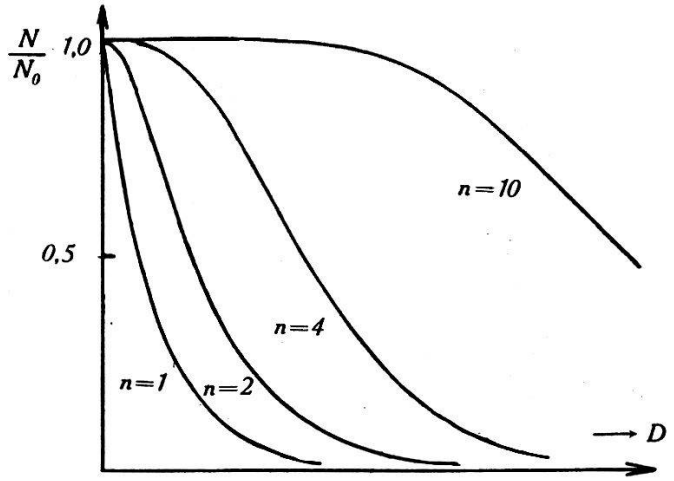

Fig. 1.

Theoretische Schädigungskurven für verschiedene Trefferzahlen. Nach CURIE. Abscisse: Dosis, Ordinate relative Anzahl der Überlebenden N/N_0.

Die Strahlenempfindlichkeit einer biologischen Einheit, im vorliegenden Falle einer Zelle, ist nun im wesentlichen durch das oben definierte Wirkungsvolumen bzw. die Trefferwahrscheinlichkeit und durch die Trefferzahl n gegeben. Nimmt man vorläufig einmal an, dass sich das Wirkungsvolumen einer Zelle nicht wesentlich ändert, so wird man eine Möglichkeit zur Empfindlichkeitssteigerung bei solchen Individuen erwarten, wo $n > 1$.

Im allgemeinen ist leider bei Bakterien $n = 1$. Von HOLWECK[2]) ist hingegen bei Bac. pyocyaneus eine Ausnahme von dieser Regel gefunden worden, indem er zwar für die mittelharte Silber-L-Strahlung (4 Å) noch einen Eintreffervorgang, bei der weicheren Al-K-Strahlung (8 Å) hingegen einen 4-Treffervorgang feststellte.

Zum Plan meiner Untersuchungen gehörte es zunächst, diese Angaben nachzuprüfen und evtl. ein noch geeigneteres Untersuchungsobjekt zu finden.

---

[1]) J. A. CROWTHER, Proc. Roy. Soc. (8), Vol. **100**, S. 390 (1928).

[2]) F. M. HOLWECK, C. R. **188**, S. 197 (1929).

Beschreibung der Versuchstechnik.

Zur Erzeugung der weichen Röntgenstrahlen wurde eine Röhre mit auswechselbaren Elektroden aus Duranglas verwendet, wie sie in Fig. 2 etwas schematisiert dargestellt ist. Das nötige Vakuum

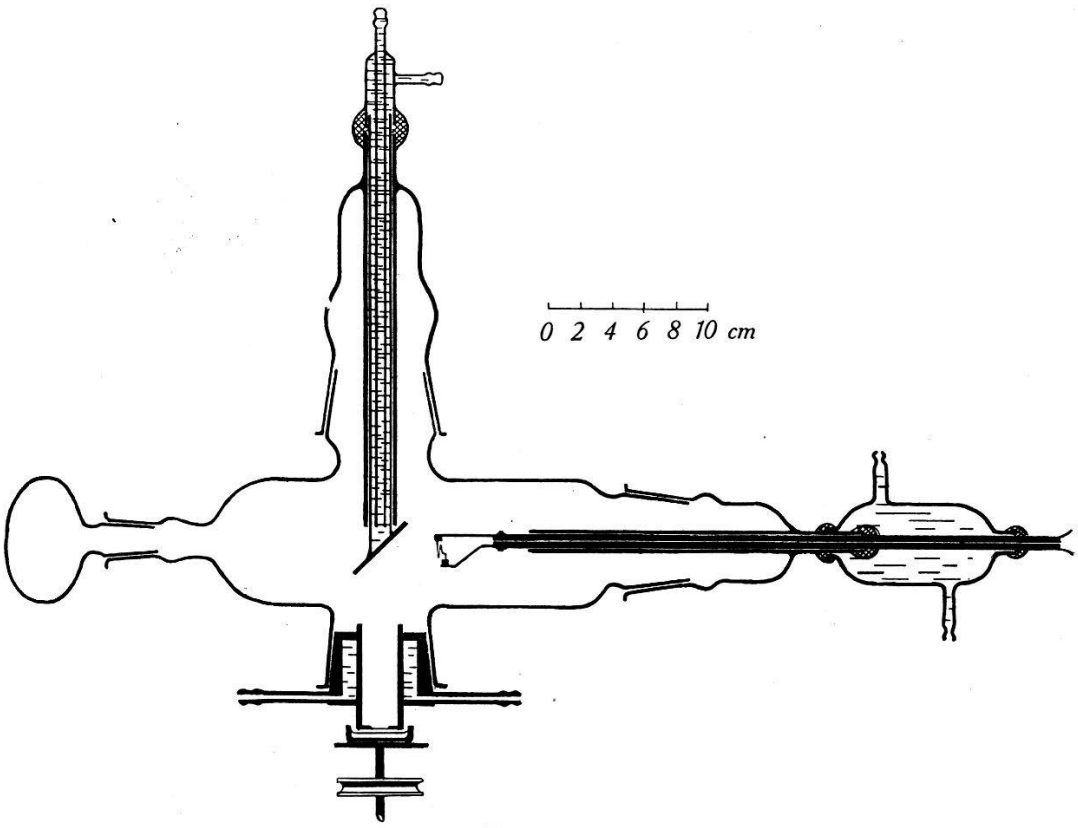

Fig. 2.
Halbschematische Darstellung der Weichstrahl-Röhre.

wird mit einer Öldiffusionspumpe aufrechterhalten. Die Anode bestand entweder aus einem wassergekühlten Rohr aus Reinaluminium mit aufgeschweisster Antikathode aus demselben Material oder aus einem versilberten Messingrohr mit aufgelöteter Silberantikathode. Als Spannungsquelle diente ein Vollweg-Gleichrichter mit zwei gasgefüllten Gleichrichterröhren (Amperex 866). Die Spannungsmessung erfolgte mit einem im Institut hergestellten elektrostatischen Voltmeter, das bei Wechselspannung mit einem Messtransformator geeicht wurde. Gemessen wird daher der Effektivwert der Spannung.

Bei einem Röhrenstrom von 50 mA gibt das Gleichrichteraggregat noch eine maximale Spannung von rund 4500 V.

Als Austrittsfenster für die Strahlung diente ein wassergekühlter Eisenkonus, der in der Achse durchbohrt ist. In die Bohrung ist ein Messingrohr eingelötet, das am unteren Ende mit einem

feinmaschigen Drahtnetz aus Messing verschlossen ist. Auf das Drahtnetz wird dann das eigentliche Fenster aus Cellophan oder Al-Folie mit Picein aufgekittet. Will man im wesentlichen die K-Strahlung des Aluminiums erhalten, so erhält man nach HOLWECK[1]) eine recht gute monochromatische Strahlung mit einem Al-Filter von 0,015 mm Dicke bis zu einer Spannung von 4000 V herauf, die wesentlich höher als die Anregungsspannung der K-Strahlen bei 1490 V liegt.

Sehr lästig beim Arbeiten mit weichen Strahlen ist der Umstand, dass sich die Antikathode bei längerem Betrieb mit verdampftem und zerstäubtem Wolfram beschlägt. Durch Behandlung der Kathode mit einem geeigneten Getter, wie er in der Glüh-

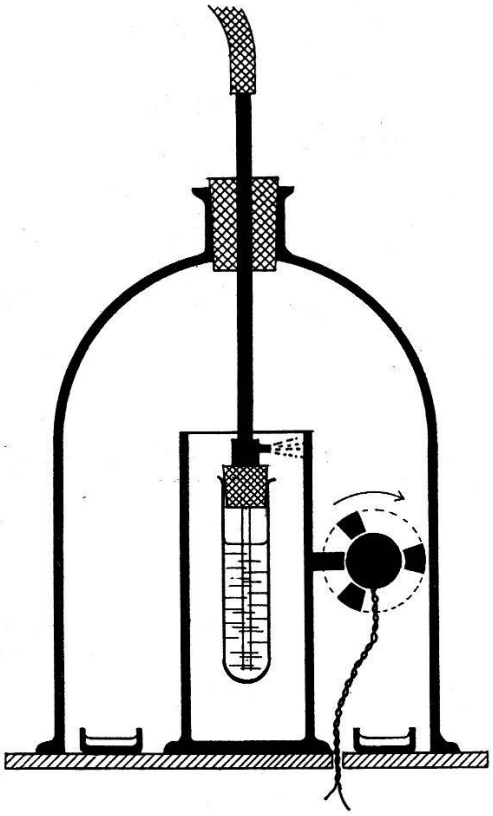

Fig. 3.
Zerstäuber zur Herstellung gleichmässiger Bakterienkulturen.

lampen-Industrie verwendet wird, kann man zwar die Zerstäubung stark reduzieren, aber nach längerer Betriebsdauer von 10—20 Stunden entsteht trotzdem noch ein leichter Belag, der die Strahlenqualität merklich beeinflusst.

Zur Impfung der Bakterienkulturen wurde folgende Methode angewendet. Kleine Petrischalen werden mit einer Einstellvorrich-

[1]) F. HOLWECK, Le problème des quanta en Radiobiologie. Archives de l'Institut de Radium **3**, 101 (1934).

tung auf gleiches Niveau mit heissem Nähragar ausgegossen und nach Erkalten unter eine grosse Glasglocke gestellt, in der mittels eines Zerstäubers ein feiner Nebel aus einer flüssigen Bakterienkultur erzeugt wird. Damit nur die feinsten Tröpfchen, die in überwiegender Zahl nur ein Bakterium enthalten[1]), in die Luft geraten können, werden die grösseren Tröpfchen in einem Auffangzylinder zurückgehalten, wie dies aus Fig. 3 ersichtlich ist. Den Zerstäuber kann man bequem mit einer Fahrradpumpe betätigen, wobei man keine Gefahr läuft, vom Bakteriennebel zu inhalieren. Um eine möglichst gleichmässige Verteilung der Tröpfchen zu erhalten, ist noch ein kleiner Ventilator in der Glocke vorhanden. Etwa eine Viertelstunde nach dem Zerstäuben wird die Glocke abgehoben und die einzelnen Proben sind zur Bestrahlung bereit. Nach der Bestrahlung werden die Proben ca. 10—20 Stunden im Brutofen bei einer Temperatur von ca. 30° belassen. Aus den von der Strahlung nicht geschädigten Bakterien bilden sich dann kleine Kolonien, die mit blossem Auge sichtbar sind. Die Auszählung geschieht sehr bequem, wenn man die Proben mit Hilfe eines kleinen Projektors in ca. 20facher Vergrösserung auf ein Zeichenblatt abbildet, auf das man vorher eine Anzahl gleiche Kreise eingezeichnet hat.

Da die Proben nur in der Mitte auf einem Kreis von 10 mm Durchmesser bestrahlt werden, erhält man durch Zählung in der Mitte und nahe dem Rande der Schalen das Verhältnis der Anzahl überlebender $N_0 - N_s$ zu den ursprünglich vorhandenen Individuen N_0.

Zur Bestrahlung werden die Proben dicht unter das Fenster der Röhre auf einen kleinen Drehtisch gestellt, der mittels Schattenprojektion jeweils auf gleiche Höhe eingestellt wird. Die Rotation während der Bestrahlung empfiehlt sich, da die Strahlung infolge des Drahtnetzes und infolge anderer Ursachen nicht gleichmässig auf die Fensteröffnung verteilt ist.

Bestimmung der Dosisleistung.

Während eine relative Dosismessung, die lediglich zur Kontrolle der Röhrenleistung dient auch bei sehr weichen Strahlen keine prinzipiellen Schwierigkeiten macht, sofern man verschiedene Strahlungsleistungen derselben spektralen Energieverteilung miteinander vergleichen will, ist hingegen eine absolute Messung recht umständlich. Um einigermassen sicher zu gehen, wurden verschie-

[1]) Diese Annahme lässt sich schwer nachprüfen, ihre Rechtfertigung erhält sie aber dadurch, dass man überhaupt Exponentialkurven erhält.

dene Typen von Ionisationskammern untersucht. Man kann dabei von zwei verschiedenen Grundsätzen ausgehen:

Entweder man macht die Kammer so klein, dass die Strahlungsintensität im ganzen Kammerraum praktisch konstant ist. Die Kammer darf dann, besonders bei weichen Strahlen, nur eine geringe Tiefe aufweisen. Die Nachteile solcher Kammern sind erstens geringe Empfindlichkeit und zweitens eine schon lange bekannte, aber noch nicht aufgeklärte starke Streuung der Messwerte. Macht man die Kammer tiefer, so steigt die Empfindlichkeit und die Messung wird zuverlässiger. In diesem zweiten Fall muss die Luftabsorption genauer bekannt sein, um den absoluten r-Wert zu erhalten.

Die Angaben beider Kammern, insbesondere der tieferen, sind von der Wellenlänge abhängig in dem Sinne, dass man für jede Wellenlänge die effektive Kammertiefe bzw. ein effektives Kammervolumen berechnen muss, das so definiert ist, dass dieses Volumen mit derjenigen Strahlungsdichte, die direkt hinter dem Eintrittsfenster herrscht, angefüllt, denselben Ionisationsstrom ergeben würde, wie er tatsächlich gemessen wird.

Macht man nun die Kammer so tief, oder erhöht den Druck darin soweit, dass praktisch die ganze einfallende Strahlung absorbiert wird, so wird die Berechnung wieder einfacher. Die Dosisleistung ist dann einfach gleich dem Produkt aus dem in abs. elektrostatischen Einheiten gemessenen Ionisationsstrom, multipliziert mit dem für kleine Schichtdicken gemessenen Absorptionskoeffizienten der Luft für das verwendete Strahlengemisch dividiert durch den Querschnitt der Eintrittsblende in cm^2 [1]). Eine Schwierigkeit bei sehr weichen Strahlen bildet die Diskontinuität der Luftabsorption bei der Argon-K-Kante $\lambda = 3{,}86$ Å (3200 eV). Für Wellenlängen $> 3{,}86$ Å nimmt nämlich die Luftabsorption um ca. 12 % ab. Praktisch misst man aber die Luftabsorption nicht direkt, sondern auf Grund der Absorption von Cellophan, indem man dessen Absorptionskoeffizienten durch 1068 dividiert. Oberhalb der Wellenlänge von 3,86 Å erhält man auf diese Weise denjenigen Luftabsorptionskoeffizienten, den man ohne die verminderte Argonabsorption erhalten würde. Die mit diesem „reduzierten" Luftabsorptionskoeffizienten erhaltenen Dosiswerte sind dann gewissermassen die stetige Fortsetzung der Dosiswerte unterhalb der Argonkante[1]).

Es wurden nun drei Kammern für die Absolutbestimmung der Dosis gebaut und miteinander verglichen. Die ersterwähnte Klein-

[1]) E. Wilhelmy, Beitrag zur Dosismessung überweicher Röntgenstrahlen. Physikalische Zeitschrift **37**, S. 103—107 (1936).

kammer (Kammer 1) ist in Fig. 4 abgebildet. Sie besteht einfach aus einem flachen Ring aus Cibanit, dessen Enden mit Cellophan oder Zigarettenpapier verschlossen werden, das sich wegen seiner sehr gleichmässigen Beschaffenheit recht gut eignet und bei der Kleinkammer eine verminderte Streuung der Messwerte gegenüber Cellophan zu liefern scheint. Die zweite Kammer, Fig. 5a, bestand im wesentlichen aus einem Bakelitrohr mit einer Tiefe von 30,8 cm und einem Innendurchmesser von 6 cm. Die Kammer besass keinen Boden und wurde direkt auf einen in der Höhe regulierbaren Eisentisch aufgesetzt. Es kommt zwar auf diese Weise noch ein Anteil

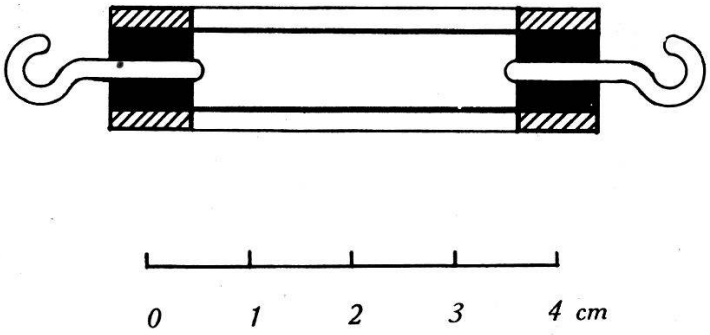

Fig. 4.
Kleinkammer zur Dosisbestimmung Kammer 1.

der Strahlung von rund 10% auf die Eisenplatte, was nicht ganz einwandfrei ist, jedoch wurde kein messbarer Unterschied gegenüber anderen Unterlagen wie Papier und Aluminiumfolie festgestellt. Die dritte Kammer, Fig. 5b, ebenfalls aus einem Isolierrohr bestehend, hatte eine Tiefe von 34,2 cm und einen Innendurchmesser von 15,5 cm. An den Enden ist die Kammer mit zwei Holzscheiben verschlossen, deren obere die Elektrodeneinführungen und das Eintrittsfenster trägt. Bei beiden Kammern ist das Eintrittsfenster grösser als das Austrittsfenster der Röhre, so dass letzteres als Eintrittsblende gelten kann. Die Elektroden im Innern der beiden Kammern wurden absichtlich recht verschieden angeordnet und sind aus der Abbildung ersichtlich.

Zuletzt wurde noch eine Druckkammer (Totalabsorption) gebaut, die hingegen nicht zur Absolutbestimmung der Dosisleistung, sondern zur Ermittlung der Abhängigkeit der Dosisleistung von der Röhrenspannung diente. Sie ist an geeignetem Ort weiter unten beschrieben.

Zur Berechnung dient bei allen Kammern folgende Grundlage: Die Intensität in irgend einem Punkte der Kammer in der Tiefe X vom Eintrittsfenster aus sei I. Dann ist

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$$

wo I_0 die Intensität direkt hinter dem Eintrittsfenster und μ den Absorptionskoeffizient der Luft bedeuten[1]). Die effektive Kammertiefe T_{eff} berechnet sich dann laut Definition aus der gemessenen Tiefe T nach der Gleichung

$$T_{\text{eff}} \cdot I_0 = \int_0^T I\,dx$$

zu

$$T_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\mu T}}{\mu}$$

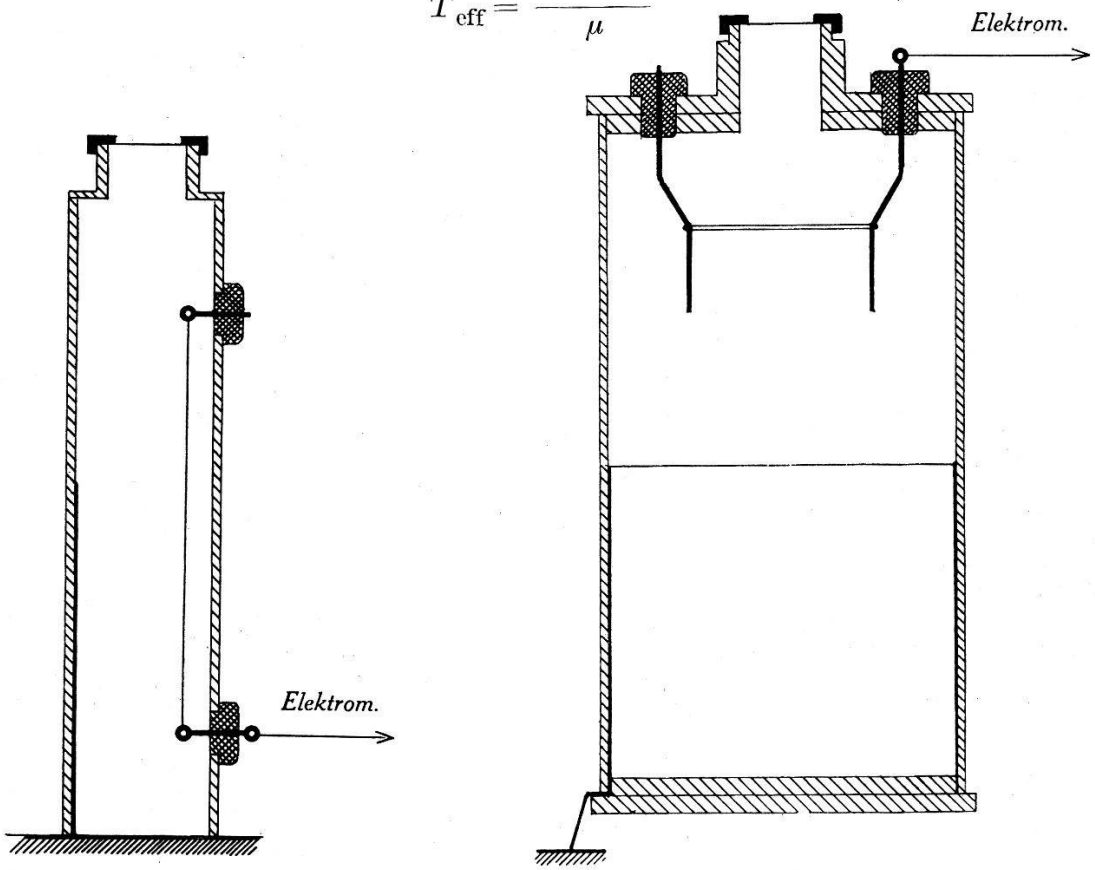

Fig. 5a, 5b.
Ionisationskammern: K mmer II, Kammer III.

Wir vergleichen zuerst die Kammern II und III. Bei einer Röhrenspannung von 4000 V mit Al-Anode und Aluminiumfilter von 0,015 mm Dicke erhält man $\mu_{\text{Luft}} = 0{,}0646$. Bei der Kammer III mit $T = 34{,}2$ cm wird $T_{\text{eff}} = 13{,}8$ cm. Mit der Eintrittsblende von 0,77 cm² ergibt dann das effektive Kammervolumen $0{,}77 \cdot 13{,}8 = 10{,}6$ cm³ [2]). Die Ionisationskammer mit angeschlossenem Elektro-

[2]) In Wirklichkeit ist dieses Volumen nicht zylindrisch, wie bei der Berechnung angenommen, sondern ein Kegelstumpf. Für die Messung der Ionisation ist es aber belanglos, ob die Strahlung in der Kammer wirklich im Zylindervolumen bleibt, oder sich nach dem Quadratgesetz ausdehnt, sofern nur die seitliche Kammerwand nicht von der Strahlung getroffen wird. Eine zu enge Kammer, bei der dies der Fall ist, liefert einen zu kleinen Wert des Ionisationsstroms.

[1]) Die Streuung kann im benutzten Spektralbereich vernachlässigt werden.

meter und Zuleitung hatte eine Kapazität von 15,5 cm [1]). Der Ionisationsstrom wurde aus der Entladezeit Δt des Einfadenelektrometers mit den üblichen Korrekturen zwischen einer Spannung von 1045—835 V, also bei einem Spannungsabfall von 210 V gemessen. Die pro sec/pro Volumeneinheit entladene Elektrizitätsmenge ist dann in abs. elektrostatischen Einheiten

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} \cdot \frac{1}{v_{\text{eff}}} = 15{,}5 \cdot \frac{210}{300} \frac{1}{10{,}6} \cdot \frac{1}{\Delta t} = 1{,}024 \frac{1}{\Delta t}$$

Für $1/\Delta t$ ergab sich als Mittel aus 10 Messungen 0,0620. Berücksichtigt man noch die Durchlässigkeit des als Eintrittsfenster dienenden Cellophanblattes, die für die verwendete Strahlung zu 82,2% bestimmt wurde, so erhält man schliesslich für die Dosisleistung

$$D = 1{,}024 \cdot \frac{0{,}0620}{0{,}822} = 0{,}0772\ r/\text{sec}\ .$$

Der angegebene Wert für $1/\Delta t$ bezog sich dabei auf einen Röhrenstrom von 10 mA. Bei 50 mA würde man eine Minutendosis von

$$\boxed{23{,}2\ r/\text{min}}$$

erhalten [2]).

Für die Kammer II mit dem kleineren Durchmesser (6 cm) und der Tiefe $T = 30{,}8$ cm erhält man mit $\mu = 0{,}0646$ eine effektive Kammertiefe von 13,4 cm und als effektives Volumen 10,3 cm. Die Dosisleistung wird demnach bei einer Kapazität von 14,3 cm

$$D = 14{,}3 \cdot \frac{210}{300} \frac{1}{10{,}3} \cdot \frac{1}{\Delta t} = 0{,}972 \cdot \frac{1}{\Delta t}$$

und mit Berücksichtigung der von 1 verschiedenen Durchlässigkeit des Eintrittsfensters

$$D = \frac{0{,}972}{0{,}822} \cdot \frac{1}{\Delta t} = 1{,}182 \cdot \frac{1}{\Delta t}$$

für $1/\Delta t$ ergab sich wiederum auf einen Anodenstrom von 10 mA reduziert 0,0604 1/sec. Also wird die Dosisleistung

$$D = 1{,}182 \cdot 0{,}0604 = 0{,}0713\ r/\text{sec}.$$

---

[1]) Die genaue Kapazitätsmessung von Elektrometern lässt sich sehr bequem mit Hilfe des Wulff'schen Zylinderkondensators mit variabler Kapazität durchführen. Näheres darüber bei Wulf, Die Fadenelektrometer, Verlag Dümmler, Bonn und Berlin, 1933.

[2]) Die Umrechnung der Dosiswerte auf andere Stromstärken ist möglich, da zwischn Stromstärke und Dosis Proportionalität besteht, wenn die übrigen Bedingungen, wie z. B. die Spannung und ihr zeitlicher Verlauf konstant bleiben.

Für 50 mA erhält man endlich die Minutendosis

$$\boxed{21{,}4\ r/\text{min}}$$

Also einen Wert, der etwas kleiner ist als bei der weiten Kammer, was nach oben Gesagtem verständlich ist.

Zuletzt wurde noch die Flachkammer (Kammer I) mit der Kammer III verglichen. Für diesen Zweck wurde die ungefilterte härtere Strahlung von 4000 V verwendet, da die Empfindlichkeit der Kleinkammer für die weniger intensive gefilterte Strahlung etwas zu klein war. Für einen Luftabsorptionskoeffizienten von $\mu = 0{,}0534$ ergab sich die effektive Kammertiefe zu 0,825 cm, während die geometrische Kammertiefe 0,85 cm betrug (die beiden Grössen sind hier praktisch gleich) und schliesslich als Minutendosis bei 50 mA rund 106 r/min, während die Kammer III unter denselben Bedingungen 77 r/min ergab. Die Übereinstimmung ist demnach viel weniger gut, was schon nach der sehr grossen Streuung der $1/\Delta t$-Werte zu erwarten war.

Zum Schluss muss noch auf eine weitere Fehlermöglichkeit hingewiesen werden. Wyckoff und Rivers bemerken in einer Arbeit über die Einwirkung weicher Strahlen (12 kV Spitzenspannung) auf Bakterien, dass man in der Ionisationskammer nur sehr schmale Strahlbüschel verwenden dürfe, da man sonst bei der grossen Ionisationsdichte weicher Strahlen keinen Sättigungsstrom erhalte. Durch Auflegen verschiedener Blenden auf das Eintrittsfenster der Ionisationskammer konnte ich indessen feststellen, dass bei der relativ hohen Spannung von rund 1000 Volt an der Auffangelektrode der Ionisationskammer kein merklicher Blendeneinfluss auf die Messung zustande kam, indem die $1/\Delta t$-Werte dem Blendenquerschnitt leidlich proportional waren. Die kleinste Blende hatte dabei einen Durchmesser von 1 mm und die grösste (Austrittsfenster der Röntgen-Röhre) einen solchen von 9,9 mm. Sehr genau lässt sich die Messung wegen der etwas ungleichmässigen Intensitätsverteilung über den Querschnitt des Röhrenfensters nicht durchführen.

Versuche mit Kolibazillen.

Um die Zählmethode auszuprobieren und auch sonst die nötigen Erfahrungen mit der Behandlung der Bakterien zu erhalten, wurden zuerst einige Vorversuche an einem gut untersuchten Objekt, Bac. coli, mit einer normalen Diagnostikröhre durchgeführt. Diese wurde mit einer Spannung von rund 20 kV und einer Stromstärke

von 4,5 mA betrieben. In 40 cm Abstand vom Brennfleck der Röhre wurde mit einem Siemensdosimeter mit Fingerhutkammer eine Minutendosis von 44 *r* bei ungefilterter Strahlung und eine solche von 13 *r* bei Einschaltung eines 0,5 mm dicken Al-Filters gemessen.

Eine Anzahl Kulturen, die mit der oben erwähnten Zerstäubungsmethode hergestellt worden waren, wurden mit verschiedenen Expositionszeiten bestrahlt und nach Entwicklung im Brutofen ausgezählt. In Fig. 6 sind einige der erhaltenen Kurven zusammen-

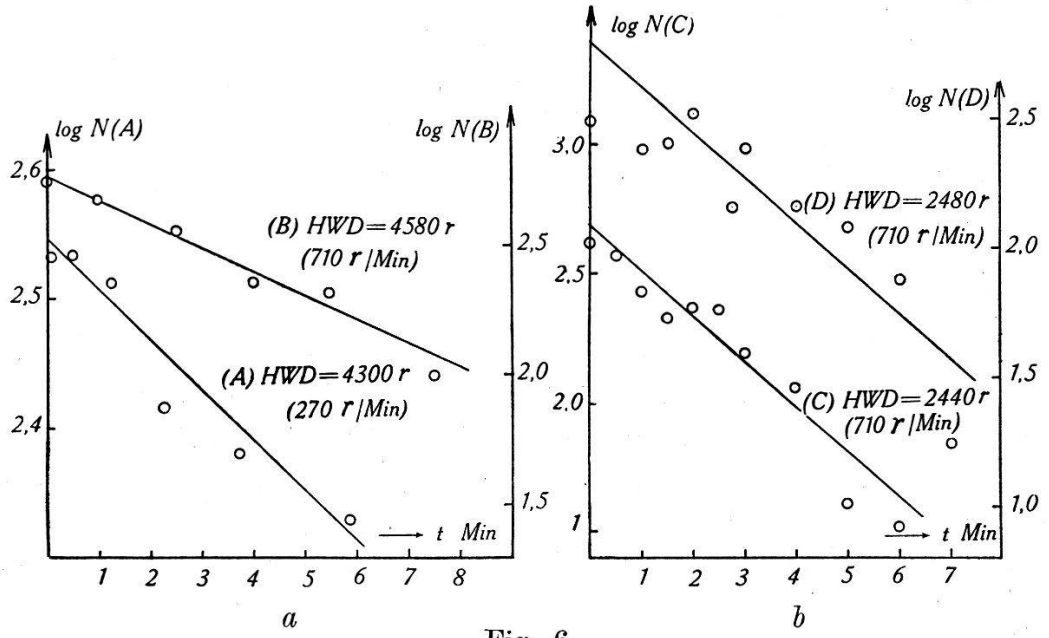

Fig. 6.

Logarithmische Schädigungskurven von Bac. coli, erhalten mit Philips Diagnostikröhre, Spannung ca. 20 kV.

gestellt. Dabei sei noch bemerkt, dass bei diesen orientierenden Versuchen jeweils die ganze Agarplatte bestrahlt wurde und nur eine oder mehrere unbestrahlte Proben als Kontrolle benutzt wurden. Bei späteren Arbeiten mit überweichen Strahlen wurde, wie eingangs erwähnt, nur ein kleiner Kreis in der Mitte bestrahlt und für jede Probe die Kontroll-Zählung am Rande ausgeführt. Dadurch werden Unregelmässigkeiten in der „Aussaat" berücksichtigt. In den Kurven ist einfach der Logarithmus der gefundenen Kolonienzahl als Funktion der Bestrahlungszeit dargestellt. Die Kurven darf man wohl unter Berücksichtigung der grossen Streuung, die meist bei strahlenbiologischen Messungen auftritt und im Hinblick auf die noch unvollkommene Versuchstechnik als gerade ansehen, d. h. die Schädigung erfolgt nach einem einfachen Exponential-

gesetz, in Übereinstimmung mit den bisherigen Befunden[1]). Aus der Steigung der Geraden

$$\log N = \text{konst} - v \cdot D$$

lässt sich leicht die Halbwertsdosis $D_{1/2} = 0{,}693 \cdot v$ ausrechnen, und ebenso die mittlere Letaldosis, d. h. diejenige Dosis, bei der die Zahl der Überlebenden noch $1/e$ der ursprünglich Vorhandenen beträgt. Aus den in Fig. 6 wiedergegebenen Kurven ergaben sich für die HWD die Werte 4300 und 4580 r für die Kurven A und B, 2440 und 2480 r für die Kurven C und D. Die entsprechenden Letaldosen sind 6200, 6600, 3520 und 3580 r. WICKOFF[2]) findet bei 0,71 Å den Wert 4650 r, also einen Wert von derselben Grössenordnung.

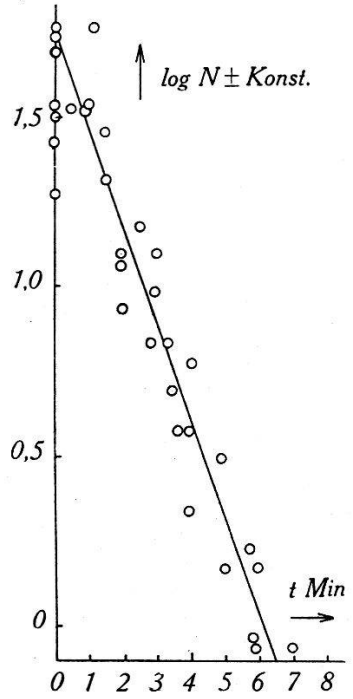

Fig. 7.

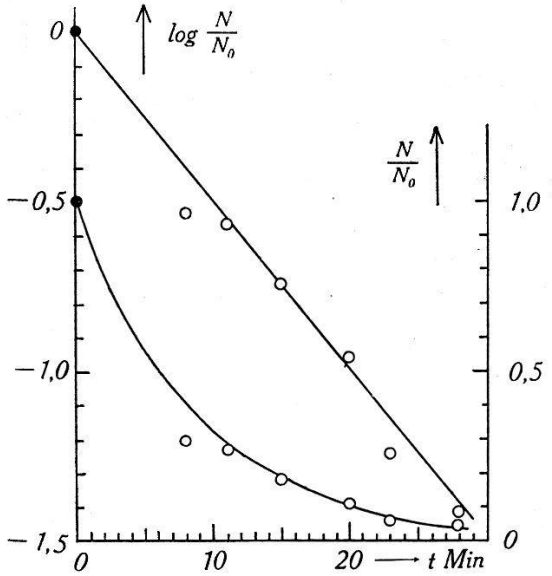

Fig. 8.

Logarithmische Schädigungskurven von Bac. coli mit Al K-Strahlung.

Die ersten Messungen, die ich auf dieselbe Weise mit der Weichstrahlröhre aufnahm, sind in Fig. 7 eingetragen. Dabei wurden zwecks graphischen Ausgleichs zuerst die den einzelnen Messreihen entsprechenden Punkte auf Millimeterpapier eingetragen und dann die betreffenden Punktfolgen soweit in der Ordinatenrichtung gegeneinander verschoben, dass sie möglichst nahe bei einer Geraden

[1]) P. JORDAN, Strahlenbiologie der Bakterien, Experiment und Theorie Protoplasma **32**, S. 464 (1939).

[2]) R. W. G. WICKOFF, The killing of certain bacteria by X-rays. Journal of Exp. Med. **52**, 769 (1930). — R. W. G. WICKOFF, The killing of colon bacili by X-rays of different wave-lengths, Journal of Exp. Med. **52**, 435 (1930). Siehe auch P. JORDAN, loc. cit.

lagen. Aus der Steigung der Geraden erhält man eine Halbwertszeit von ca. 1 Minute. Später ausgeführte Messungen ergaben unter denselben Bedingungen eine Minutendosis von rund 28 r[3]) und demnach eine mittlere Letaldosis von 44 r, also einen Wert, der ca. 200mal kleiner ist als der in der Literatur angegebene Wert von 8800 r für $\lambda = 3{,}98$ Å (L-Strahlung von Silber). Für die von mir benutzte Al-K-Strahlung ($\lambda = 8{,}33$ Å) sollte der Wert aus der Wellenlängenabhängigkeit extrapoliert sogar rund 15000 r betragen. Auch wenn man bedenkt, dass die obige Dosisangabe nur der Grössenordnung nach richtig sein mag (die Ergiebigkeit der Röhren kann sich bis zu einem Faktor 2—3 ändern), ist der Unterschied nicht durch einen Fehler in der Dosisbestimmung zu erklären.

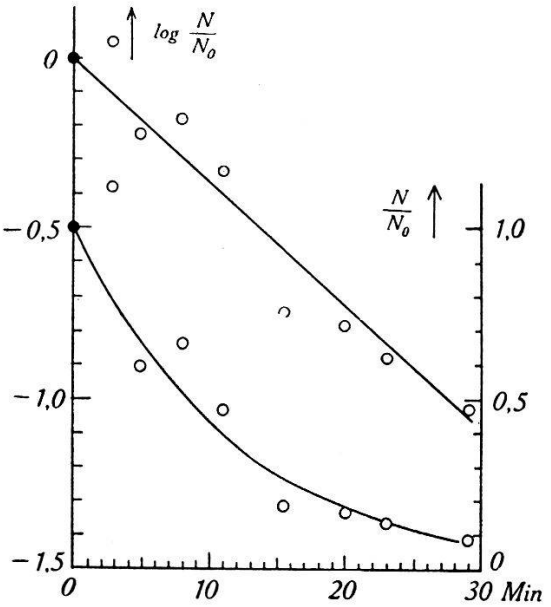

Fig. 9.

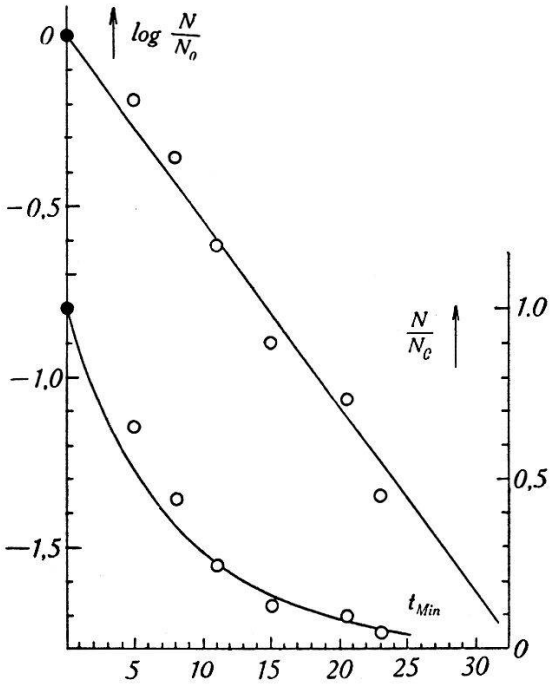

Fig. 10.

Logaritmische Schädigungskurven von B. coli mit Al K-Strahlung.

Später, als die Messmethodik besser ausgearbeitet, und auch für die Absolutbestimmung der Dosis die nötigen Einrichtungen vorhanden waren, wurden die Versuche mit Bac. coli wieder aufgenommen, wobei im allgemeinen wieder Exponentialkurven erhalten wurden, wie die Figg. 8, 9 und 10 zeigen. Überraschenderweise ergaben sich aber bedeutend grössere mittlere Letaldosen von 416—682 r. In zwei Fällen wurden sogar mittlere Letaldosen von 2060 und 2700 r gefunden (Figg. 11a und 11b). In diesen Fällen

[3]) Der zugrundegelegte Wert von 23,2 r/min (S. 0) muss noch durch die Durchlässigkeit des bei den ersten Versuchen nicht vorhandenen Cellophanfensters dividiert werden.

waren allerdings die Kurven keine Exponentialkurven mehr, sondern entsprachen eher einem Mehrtreffertypus. Ein Versuch, einzelne Formen mit verschiedenen Eigenschaften herauszuzüchten, ist mir bis jetzt nicht gelungen. Es ist denkbar, dass es sich bei den letztgenannten Kurven um die von LEA, HAINES und COULSON[1]) beobachteten Langformen handelt. deren Entstehen sie unter

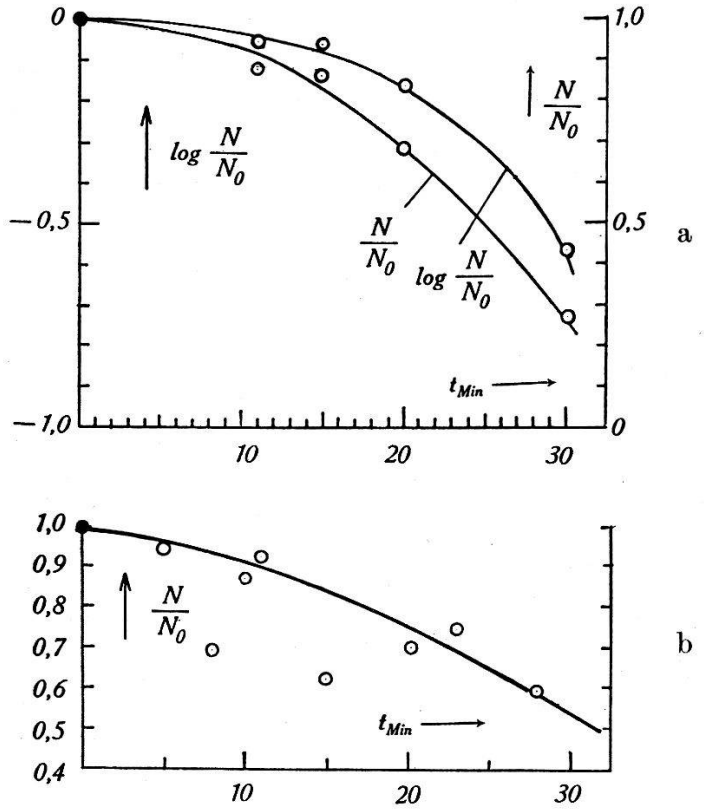

Fig. 11a, 11b.

Beispiele von Schädigungskurven, die vom Exponentiellen Verlauf abweichen.

dem Einfluss von γ-Strahlen beobachtet haben, und bei denen sie ebenfalls eine Schädigungskurve vom Mehrtreffertypus feststellen konnten.

Auf alle Fälle scheint es mir bemerkenswert, dass bei den Kolibazillen so grosse Unterschiede in der Strahlenempfindlichkeit auftreten können. Die Abweichung meiner späteren Messungen gegenüber den früheren wäre noch zu verstehen, da das später benutzte Material nicht von derselben Quelle stammte. Auch waren die früher benutzten Kulturen nicht aus einem Einzelindividuum gezüchtet, wie das später immer gemacht wurde. Aber die frappante Wellenlängenabhängigkeit des früheren Materials scheint mir doch von

[1]) LEA, HAINES und COULSON, The action of radiations on bacteria.. Proc. Roy. Soc. (B), **123**, S. 1 (1937).

Bedeutung, besonders, da sie im umgekehrten Sinn verläuft, wie in der Zusammenstellung der Resultate bei JORDAN[2]) und mit der dort gegebenen Theorie des Sättigungseffektes, die eine Zunahme der mittleren Letaldosis mit der steigenden Wellenlänge fordert, im Widerspruch steht.

Versuche mit Bacillus proteus.

Die Resultate dieser Bestrahlungsversuche mit der Al-K-Strahlung sind in Fig. 12 eingetragen. Die Messpunkte streuen bei dieser Bakterienart besonders stark, die Kolonien sind auch i. A. schwer auszuzählen, da die Nährgelatine in der Umgebung der Kolonien

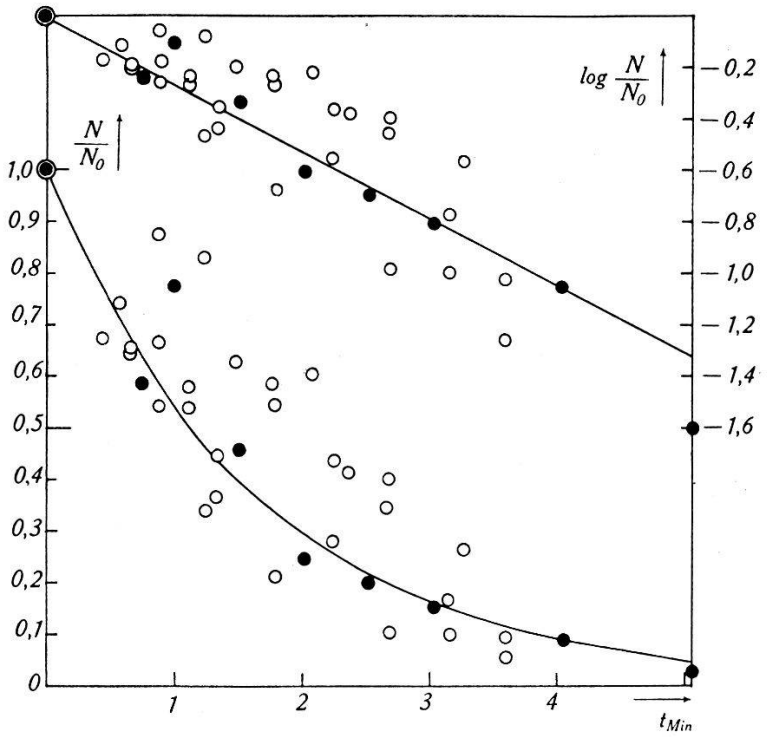

Fig. 12.

Schädigungskurven von Bac. proteus. Al-K-Strahlung.

sich leicht verflüssigt, wodurch sich die Kolonien leicht ausbreiten und Tochterkolonien erzeugen können. Die untere Kurve gibt die relative Zahl der Überlebenden und die obere Kurve den Logarithmus davon wieder. Eine besonders zuverlässige Messreihe ist durch gefüllte Kreise hervorgehoben. Trotz der grossen Streuung kann man mit einiger Wahrscheinlichkeit auf einen Eintreffervorgang im Sinne der Trefferthеorie schliessen.

---

[2]) P. JORDAN, loc. cit.

Versuche mit Bacillus pyocyaneus.

In bezug auf die ursprünglich beabsichtigten Versuche und zur Kontrolle der Holweck'schen Angaben wurden diese Bakterien etwas eingehender untersucht, und zwar mit verschiedenen Strahlenarten. Fig. 13 zeigt die Resultate einiger Messreihen mit einer Anodenspannung von 4100 V und einem Austrittsfenster von 0,015 mm Aluminiumfolie, also für die annähernd monochromatische K-Strahlung des Aluminiums. Aus der oberen Kurve, die

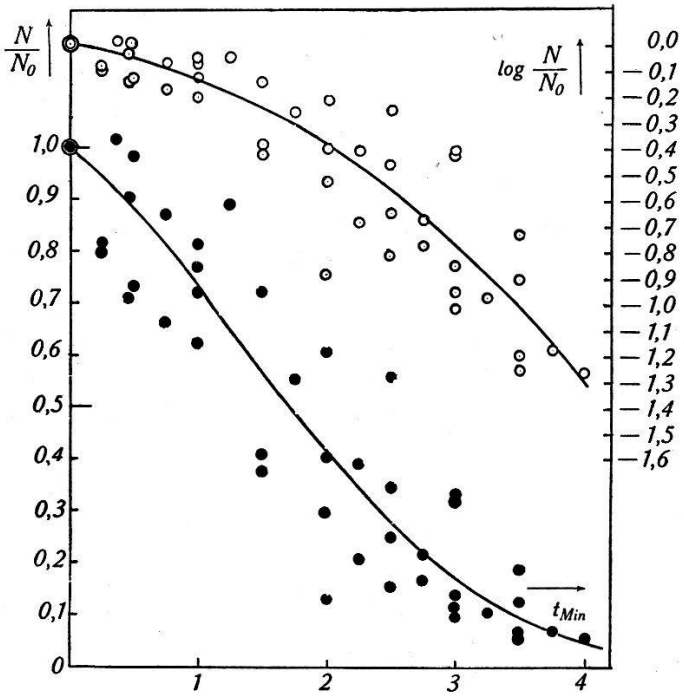

Fig. 13.
Schädigungskurve von Bac. pyocyaneus. Al-K-Strahlung.

wieder den Log. der Anzahl der Überlebenden darstellt, kann man mit Sicherheit auf einen Mehrtreffervorgang schliessen, in Übereinstimmung mit dem Holweck'schen Befund[1]). Ersetzt man das Aluminiumfenster der Röhre durch ein Cellophanfenster (Dicke 0,028 mm), so erhält man bei der annähernd gleichen Anodenspannung von 4000 V einen Eintreffervorgang, wie aus den in Fig. 14 dargestellten Messreihen hervorgeht. Da durch Weglassen des Selektivfilters aus dem Anodenmaterial die Härte der Strahlung *zugenommen* hat, stimmt auch dieser Befund qualitativ mit den Holweck'schen Angaben überein, wo für die härtere Silber-L-Strahlung (4,15—3,67 Å, 2980—3360 eV) ebenfalls eine Eintrefferkurve gefunden wurde. Eine weitere Mess-Serie mit der ungefilterten Alumi-

[1]) loc. cit.

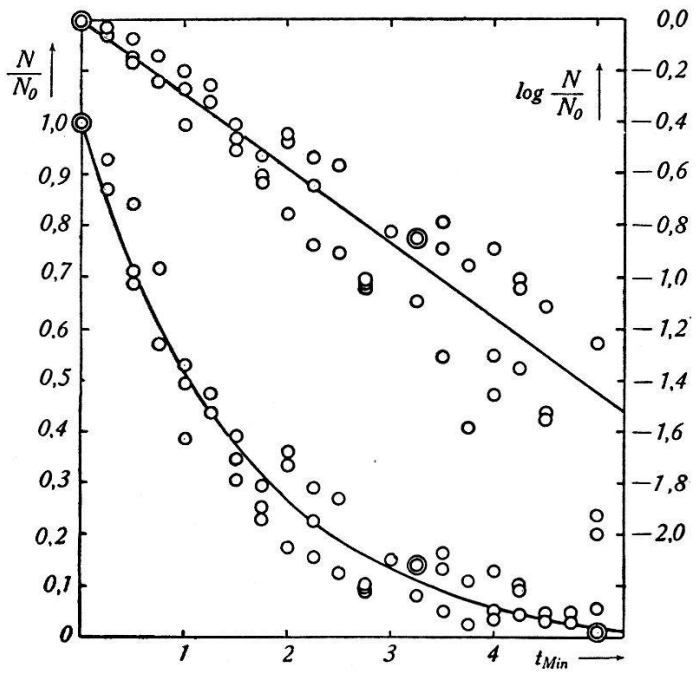

Fig. 14.
Schädigungskurve von Bac. Pyocyaneus. Ungefilterte Aluminiumstrahlung von 4000 V.

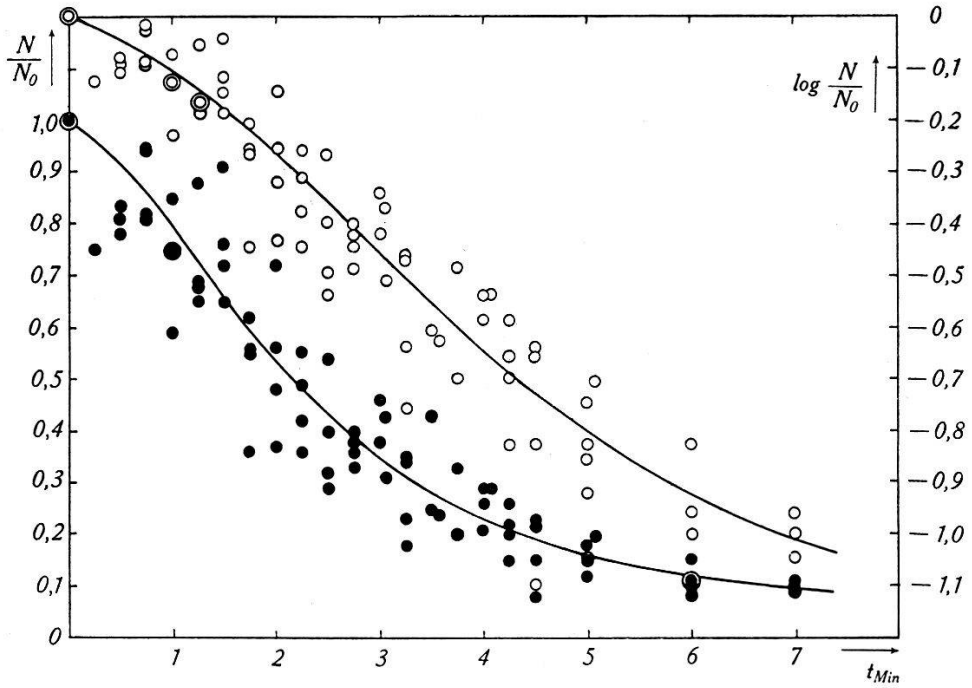

Fig. 15.
Schädigungskurve von Bac. pyocyaneus. Ungefilterte Aluminiumstrahlung von 3000 V.

nium-Strahlung, aber mit einer Anodenspannung von 3000 Volt, ist in Fig. 15 wiedergegeben. Wie die obere logarithmische Kurve zeigt, liegt hier wieder ein Mehrtreffervorgang vor, der aber etwas weniger ausgeprägt ist als bei der monochromatischen gefilterten Al-Stralung, d. h. die Trefferzahl dürfte kleiner sein. Von einer eingehenden mathematischen Analyse der Kurven wurde vorläufig abgesehen.

Versuch eines direkten Beweises der Treffertheorie der Röntgenschädigung.

Deutet man die bei der Röntgen-Schädigung der Bakterien erhaltenen Resultate nach der Treffertheorie, so erhält man für die meisten Bakterienarten sogenannte Eintreffervorgänge, d. h. die Zahl der überlebenden Individuen als Funktion der angewandten Dosis aufgetragen, ergibt eine Exponentialkurve. Eine Ausnahme von dieser Regel fand, wie schon eingangs erwähnt, Holweck[1]) bei Bac. pyocyaneus, indem er bei der härteren Silber L-Strahlung ($\lambda \cong 4$ Å) noch eine Exponentialkurve erhielt, während bei der weicheren Al K-Strahlung ($\lambda \cong 8$ Å) eine Kurve mit Wendepunkt herauskam, die nach Angabe des Verfassers einer 4-Trefferkurve entspricht. Wenn nun die Interpretation der Kurven richtig ist, d. h. wenn die Treffertheorie stimmt, so sollten wenigstens bei homogener, d. h. praktisch monochromatischer Strahlung nur Kurven mit ganzzahliger Trefferzahl vorkommen. Wenn es demnach möglich wäre, bei gleichbleibender Dosis die Wellenlänge der Strahlen kontinuierlich zu ändern, und so für verschiedene Wellenlängen die relative Anzahl der ungeschädigten Individuen festzustellen, so müsste die so entstandene Schädigungskurve, wir wollen sie *Isodosenkurve* nennen, einen treppenartigen Verlauf zeigen. Erhielte man in der Tat eine solche Treppenkurve, so wäre dies ein direkter Beweis dafür, dass die Röntgenschädigung einer in diesem Falle kleinen ganzen Zahl von Elementarprozessen etwa Ionisierungen zuzuschreiben wäre, d. h. dass die Treffertheorie zu Recht bestünde.

Leider lässt sich das Experiment nicht in dieser Idealform durchführen, da man keine monochromatischen Röntgenstrahlen mit kontinuierlich variabler Wellenlänge in genügender Intensität herstellen kann. Ich habe mich deshalb begnügt, die praktisch ungefilterte Strahlung einer Silberanode — wenn man von der geringen Filterwirkung des als Cellophan dienenden Austrittsfensters absieht — durch Variation der Anodenspannung in ihrer Härte zu

[1]) F. M. Holweck, loc. cit.

variieren. Leider ist nun die spektrale Intensitätsverteilung in dem von mir benutzten Spannungsbereich von 2500—4700 Volt nicht genau bekannt. Die Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung lässt sich zwar nach empirischen Formeln berechnen, um aber den Schwerpunkt der spektralen Energieverteilung in seiner Abhängigkeit von der Anodenspannung zu finden, müsste man für jede Spannung den Anteil der charakteristischen Strahlung im Verhältnis zum Anteil der Bremsstrahlung kennen, was nicht der Fall ist.

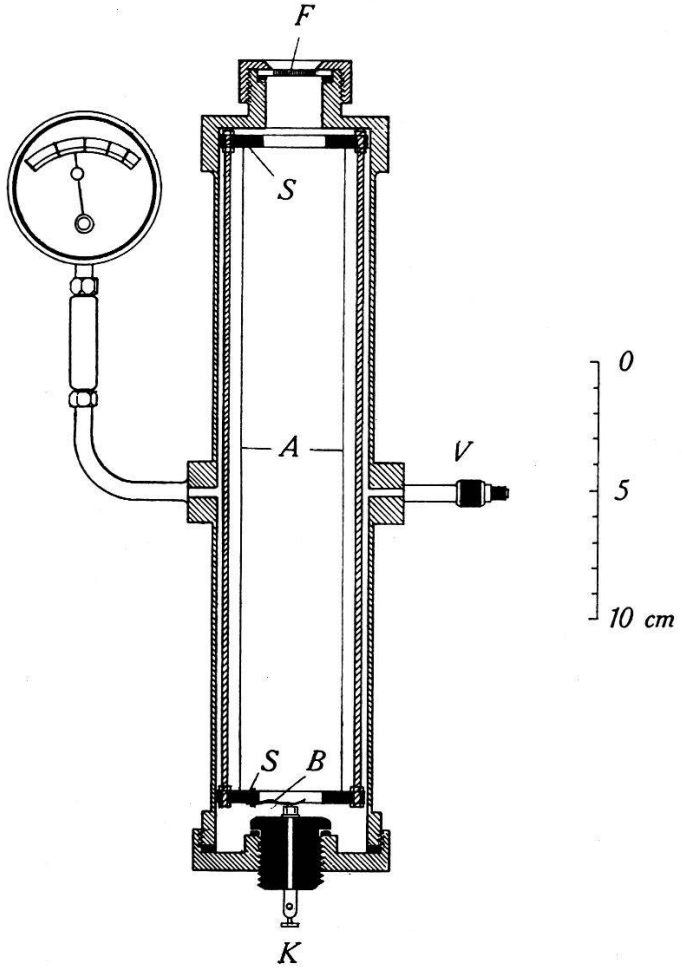

Fig. 16.
Druckkammer für wellenlängenunabhängige Dosismessung.

Dazu kommt noch eine weitere Schwierigkeit. Da man es nicht mit monochromatischer Strahlung ,sondern mit einem Strahlengemisch zu tun hat, könnte bei einer bestimmten spektralen Energieverteilung der Fall eintreten, dass z. B. ein Individuum nacheinander zuerst von einem weichen und dann von einem harten Quant wirksam getroffen wird oder umgekehrt oder mit geringerer Wahrscheinlichkeit nur von harten oder nur von weichen Quanten geschädigt wird; d. h. es könnten Mischeffekte eintreten, wodurch

die Möglichkeit der oben angedeuteten Schlussfolgerung in Frage gestellt wird. Auf alle Fälle darf man aus einem negativen Resultat der angedeuteten Versuche keine Schlussfolgerung ziehen.

Um den Versuch praktisch durchführen zu können, muss man bei Variation der Anodenspannung die Expositionszeiten so wählen, dass die mit einer wellenlängenunabhängigen Ionisationskammer gemessene Dosis konstant bleibt.

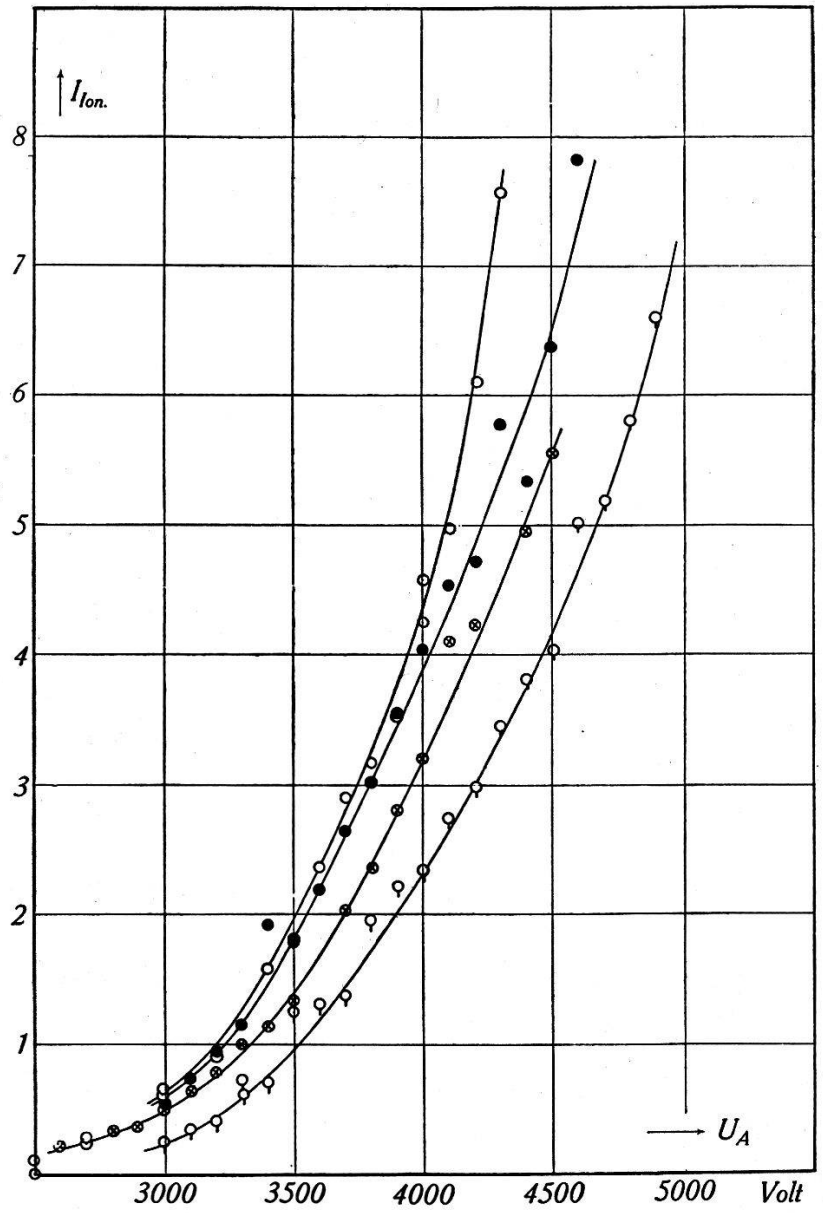

Fig. 17.
Mit der Druckkammer gemessene Ionisationsströme in Abhängigkeit von der Röhrenspannung.

Nach WILHELMY[1]) erhält man eine annähernde Wellenlängenunabhängigkeit, wenn die Kammer die gesamte einfallende Strah-

[1]) E. WILHELMY, loc. cit.

lung absorbiert. Für diese Versuche wurde deshalb eine Druckkammer gebaut, die in Fig. 16 im Schnitt dargestellt ist. Ihre Tiefe beträgt 28,7 cm. Das aus Cellophan von 0,028 mm Dicke bestehende Eintrittsfenster F wird von einer durchlöcherten Leichtmetallscheibe gestützt, um den Überdruck von 2 Atmosphären auszuhalten. Die Innenelektrode besteht aus zwei dünnen Al-Drähten A, die zwischen zwei Scheiben S aus Cibanit ausgespannt und über die Blattfeder B an die ebenfalls mit Cibanit isolierte Klemme K angeschlossen sind. Die beiden Cibanitscheiben werden durch zwei Leichtmetallstangen im gewünschten Abstand gehalten. Zum Aufpumpen dient das Fahrradventil V. Die Messung geschah wiederum mit dem Einfadenelektrometer ohne Hilfsspannung, indem Klemme K mit dem Elektrometerfaden und das Kammergehäuse mit dem Elektrometergehäuse und den Ablenkplatten gemeinsam an Erde gelegt wurden. Zum Zwecke der Absolutbestimmung ist diese Kammerart nicht sehr geeignet, da der wirksame Querschnitt des Eintrittsfensters wegen der feinen Kanäle von 0,6 mm Durchmesser stark von der Richtung der einfallenden Strahlen abhängt. Die Druckkammer wurde deshalb nur zur Feststellung der Abhängigkeit der Dosis von der Röhrenspannung verwendet.

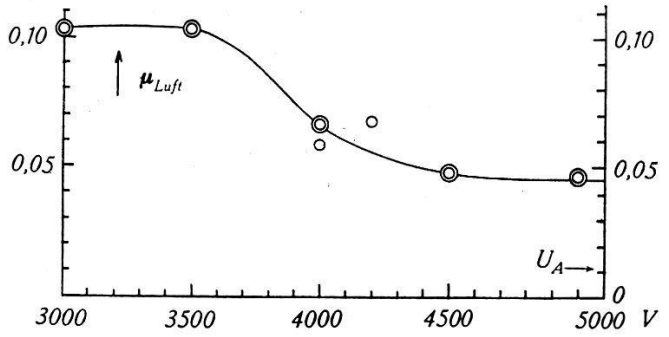

Fig. 18.
Luftabsorption der ungefilterten Silberstrahlung in Abhängigkeit von der Röhrenspannung.

Das Resultat einiger Messungen mit Silberanode und Cellophanfenster ohne sonstige Filter zeigt Fig. 17. Als Abszisse ist dabei die elektrostatisch gemessene Röhrenspannung (Effektivwert) und als Ordinate der Ionisationsstrom in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Da sich die Kurven in ihrem mittleren Bereich nur um einen konstanten Faktor unterscheiden, wurde die am zuverlässigsten gemessene oberste Kurve als Normalkurve für die Berechnung der Expositionszeiten gewählt. Um die eigentliche Dosiskurve zu erhalten, muss man noch die Ordinatenwerte mit den ebenfalls wellenlängen- bezw. spannungsabhängigen Absorptionskoeffizienten

μ der Luft oder der ebenfalls nur um einen Faktor davon verschiedenen Cellophanabsorption multiplizieren. Die durch Division der Cellophanabsorption mit 1068 erhaltenen Luftabsorptionskoeffizienten sind in der Kurve Fig. 18 dargestellt. Die doppelten Kreise entsprechen dabei den zuverlässigsten Werten, bei denen die logarithmischen Durchlässigkeitswerte als Funktion der Schichtdicke (Blattzahl) aufgetragen eine Gerade ergab. Als Endresultat wurden beispielsweise die in Tabelle 1 aufgeführten Expositionszeiten, die bis auf einen geeignet gewählten Faktor den Dosisleistungen umgekehrt proportional sind, verwendet.

Tabelle der Expositionszeiten.

Röhrenspannung	Zeit see.	Röhrenspannung	Zeit sec.
3000 V	595	3900 V	136
3100	473	4000	128
3200	383	4100	122
3300	332	4200	122
3400	269	4300	116
3500	217	4400	112
3600	178	4500	103
3700	173	4600	97
3800	142	4700	89

In dieser Richtung wurden nun mit Bac. pyocyaneus einige Versuche angestellt. Das Resultat von 3 zu verschiedenen Zeiten ausgeführten Messreihen ist in Fig. 19 zusammengestellt. Die mit

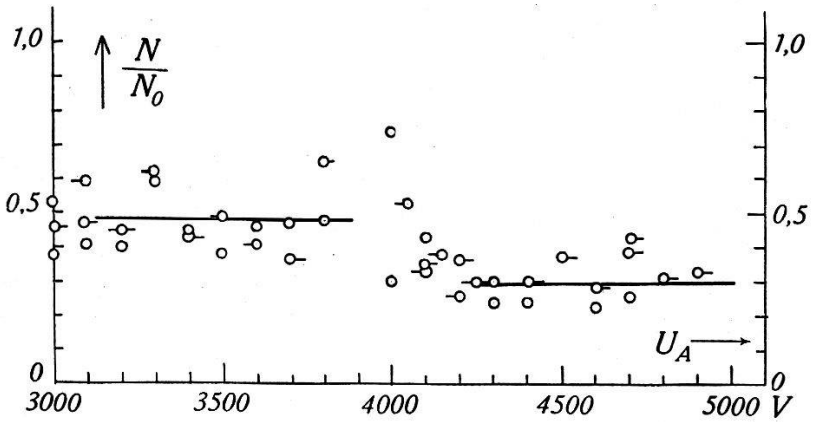

Fig. 19.
Strahlenschädigung von Bac. pyocyaneus in Abhängigkeit von der Röhrenspannung bei konstanter Dosis.

○ und mit ○— bezeichneten Punkte entsprechen 2 Versuchsreihen mit den in obiger Tabelle aufgeführten Expositionszeiten. Die mit

—○ bezeichneten Punkte sind zeitlich früher mit etwas abweichenden Expositionsdauern aufgenommen worden. Die μ-Kurve als Funktion der Spannung war zu der Zeit noch nicht ganz sicher gestellt. Trotzdem die Punkte sehr stark streuen, hat man den Eindruck, dass bei einem Spannungswert von $U_A \cong 4000$ V eine Sprungstelle vorhanden ist. Eine andere ältere Messreihe, und zwar die erste, die gemacht wurde, und deren Expositionsdauern etwas

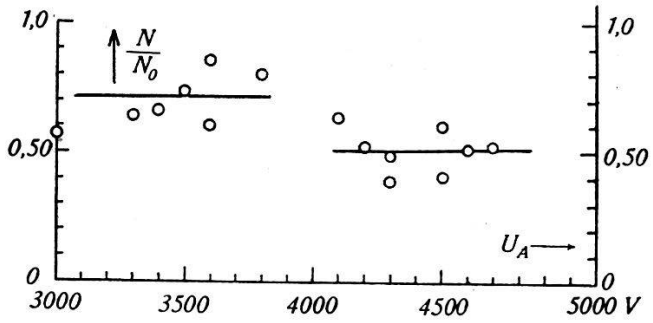

Fig. 20.
Strahlenschädigung von Bac. pyocyaneus in Abhängigkeit von der Röhrenspannung bei konstanter Dosis.

grösser waren, zeigt ebenfalls den gleichen Sprung bei 4000 V (Fig. 20). Als dann nach einem Röhrendefekt die Silberanode frisch gereinigt werden musste, erhielt ich zuerst horizontale Kurven ohne den Sprung bei 400 V. Ein Beispiel davon zeigt Fig. 21. Später

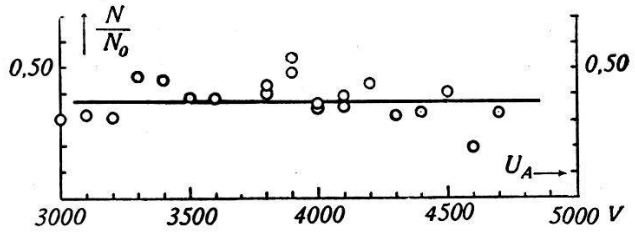

Fig. 21.
Strahlenschädigung von Bac. pyocyaneus in Abhängigkeit von der Röhrenspannung bei konstanter Dosis.

ergab sich nochmals eine Kurve, die wieder eine Andeutung eines Sprunges bei 4000 V aufwies. Es ist denkbar, dass diese Erscheinung mit einer durch die Reinigung der Anode zusätzlich verursachten spektralen Intensitätsverteilung zusammenhängt, die dann nach längerem Gebrauch der Röhre durch einen dünnen Wolframniederschlag wieder rückgängig gemacht wurde. Zusammenfassend kann man mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit sagen, dass bei gleicher Dosis aber mit veränderlicher Röhrenspannung und deshalb mit veränderlicher Energieverteilung die Schädigungsrate ent-

weder konstant bleibt oder von einer bestimmten Röhrenspannung an sprunghaft auf einen anderen, kleineren Wert übergeht.

Immerhin scheinen mir die erhaltenen Resultate wegen der erwähnten prinzipiellen Schwierigkeiten und nicht zuletzt infolge der grossen Streuung der Messpunkte noch wenig sicher. Auf alle Fälle wäre es empfehlenswert, die Versuche mit einem grösseren Spannungsbereich und mit einem Anodenmaterial zu wiederholen, dessen charakteristische Strahlung ausserhalb des benutzten Spannungsbereiches liegt, so dass man es im wesentlichen nur mit der Bremsstrahlung zu tun hat.

Man könnte auch daran denken, solche Versuche mit Protozoen anzustellen, die sehr hohe Trefferzahlen aufweisen. Bei der geringen Genauigkeit der Messungen ist aber dort kein solcher Effekt zu erwarten, da die einzelnen Treppenstufen z. B. bei $n = 49$ viel zu klein wären, um als solche erkannt zu werden.

Zum Schlusse möchte ich noch Herrn Prof. Arthus, Frau Dr. Franconi, Herrn Dr. Roggo und Frl. Moriggi vom Kant. Hygiene-Institut Freiburg meinen aufrichtigen Dank für ihr Entgegenkommen bei der Herstellung der Bakterienkulturen aussprechen.

Freiburg (Schweiz), Physikalisches Institut der Universität.