

Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen

Von der Fakultät für Maschinenwirtschaft der Technischen Hochschule
zu Aachen

zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs

genehmigte

Dissertation

vorgelegt von

Rolf Wideröe, Oslo

Referent: Professor Dr.-Ing. W. Rogowski

Korreferent: Professor Dr. L. Finzi

Tag der mündlichen Prüfung: 28. November 1927

Sonderdruck aus Archiv für Elektrotechnik 1928, Bd. XXI, Heft 4
(Verlag von Julius Springer, Berlin W 9)

- I. Einleitung.
- II. Die Bewegungsgleichungen des Elektrons.
- III. Kinetische Spannungstransformation mit Potentialfeldern.
 1. Das Prinzip.
 2. Theorie der resultierenden Spannungen.
 3. Die experimentelle Untersuchung.
 4. Einzelheiten der Versuchsanordnung.
 5. Aussichten des Verfahrens.
- IV. Der Strahlentransformator.
 1. Das Prinzip.
 2. Die Grundgleichungen.
 3. Experimentelle Untersuchungen.
- V. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Schwierigkeiten in der Beherrschung hoher Spannungen.

Bekanntlich liegen alle Schwierigkeiten bei der Herstellung hoher Spannungen in der Beherrschung der elektrostatischen Felder. Alle technischen Isoliermaterialien haben eine begrenzte Isolierfähigkeit, bei einer gewissen Feldstärke schlagen sie durch und werden leitend. Die Höhe der erzeugten Spannung wird deswegen hauptsächlich durch die stark zunehmenden Dimensionen der Isolierung begrenzt.

Es besteht nun aber die Möglichkeit, diese Grenze der erzeugten Spannungen wesentlich zu erhöhen, indem man elektrostatische Felder weitgehend vermeidet und die Hochtransformation mit Hilfe schnellbewegten Elektronen und Ionen vornimmt.

Potentielle und kinetische Spannungen.

Wenn sich elektrische Ladungen durch ein elektrisches Feld bewegen, speichern sie einen Teil der Feldenergie als kinetische Energie auf. Für die kinetische Energie gilt das allgemeine Gesetz, daß sie immer mit der potentiellen Energie verknüpft ist, im Entstehen und im Verschwinden.

Entsprechend dieser Tatsache erscheint es deswegen auch zweckmäßig, von der Spannung einer bewegten Ladung zu reden. Die Ladung erhält dann (in Analogie zu den Energiebegriffen) diese kinetische Spannung, wenn sie durch eine entsprechende potentielle Spannung gefallen ist.

Zwei Wege der Spannungserzeugung.

Bei der Herstellung hoher potentieller Spannungen ist man hauptsächlich zwei Wege gegangen.

Bei den gewöhnlichen Transformatoren erzeugt ein elektrisches Wirbelfeld mit der Hochspannungswicklung ein elektrisches Potentialfeld. Da das elektrische Wirbelfeld sich bis ins Unendliche erstreckt, gestattet diese Methode theoretisch unbegrenzt hohe Spannungen zu erzeugen; die Spannungen werden nur durch Isolationsschwierigkeiten begrenzt.

Der zweite Weg zur Herstellung hoher Spannungen verwendet eine Serienschaltung von mehreren kleineren Spannungen. Bekannte Beispiele derartiger Spannungserzeugung sind die Stoßspannungs-Schaltungen von Marx und Töpler¹ (Schaltung mittels Funken), die Schenkel-Schaltung mittels Glühventilen² und die mechanischen Parallelserien-Schalter (Kondensator-Spannungserhöher von Rossing)³.

Bei diesem Verfahren wird die Energie dem Dielektrikum bei kleinerer Spannung zugeführt, als elektrostatische Feldenergie aufgespeichert und nach Umschaltung als hohe Spannung verwendet.

Herstellung kinetischer Spannungen.

Für die Herstellung hoher kinetischer Spannungen können dieselben Methoden verwendet werden.

Bei einer Anordnung werden Elektronen zum Rotieren in einem elektrischen Wirbelfeld gezwungen, die Energie des Wirbelfeldes wird als kinetische Spannung der rotierenden Elektronen gewonnen.

Eine derartige Anordnung, die mit Elektronenstrahlen arbeitet, werden wir in folgendem (wegen der Analogie zum gewöhnlichen Transformator) als Strahlentransformator bezeichnen.

Nach der anderen Methode werden die Elektronen (oder die Ionen) nacheinander in mehreren Potentialfeldern beschleunigt. Sie speichern in jedem Feld die Spannung als kinetische Energie auf und erreichen in dieser Weise hohe kinetische Spannungen.

Ziel.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nun, zu untersuchen, inwiefern diese beiden Methoden für die Herstellung hoher kinetischer Spannungen anwendbar sind und welche Schwierigkeiten sich dabei ergeben.

II. Die Bewegungsgleichungen des Elektrons.

a) Spannung und Geschwindigkeit.

Für kleine Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen kann man die Änderung der Masse bei der Bewegung vernachlässigen. Die kinetische Energie der Ladung ist in diesem Falle:

$$W = e \cdot U = \frac{m v^2}{2},$$

woraus sich die beiden Bewegungsgleichungen ergeben:

$$\boxed{U_{\text{kin}} = \frac{m v^2}{2e} \quad \text{und} \quad v = \sqrt{\frac{2 U_{\text{kin}} \cdot e}{m}}} \quad (1)$$

¹ E. Marx, ETZ S. 652, 1924 und M. Töpler, ETZ S. 1045, 1924.

² M. Schenkel, ETZ S. 333, 1919.

³ B. L. Rossing, Trans. Leningrad Elektr. Res. Lab. Nr. 4, S. 77, 1926.

Für größere Geschwindigkeiten und Spannungen (etwa oberhalb 30 kV) muß noch die Massenänderung berücksichtigt werden. Nach der Relativitätstheorie ergibt sich für die kinetische Energie der Ladung¹:

$$W = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = e \cdot U_{\text{kin}}, \quad (2)$$

wo:

$$c = \text{Lichtgeschwindigkeit} = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 1 \text{ Lim.}$$

$$\beta = \text{Geschwindigkeit der Ladung in Lim.}$$

Die genauen Bewegungsgleichungen ergeben sich daraus zu:

$$U = e \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \sim e \cdot \frac{\beta^2}{2} \quad (3)$$

$$v = c \frac{\sqrt{U^2 + 2Ue}}{U + e} \sim c \cdot \sqrt{\frac{2U}{e}}. \quad (4)$$

Die Konstante $\epsilon = \frac{m_0 c^2}{e}$, die „spezifische Massenenergie“, ist eine charakteristische Größe für die Dynamik elektrischer Ladungen. Für Elektronen ergeben die letzten Messungen²

$$\epsilon = \frac{m_0 c^2}{e} = \frac{(3 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1})^2}{1,768 \text{ EME} \cdot 10^{19}} = 509 \text{ kV.}$$

Für ein einfach geladenes Ion mit dem Atomgewicht A ist:

$$\epsilon_i = A \frac{1,768 \cdot 10^7}{9680} \cdot \epsilon = A \cdot 933 \text{ MVolt}^3.$$

Wegen der großen Masse (ϵ groß) kann man bei Ionen für alle Fälle die angenäherten Formeln (1) verwenden.

Die Masse der Ladung bei der kinetischen Spannung U ist:

$$m = m_0 \frac{U + \epsilon}{\epsilon}. \quad (5)$$

β) Elektronen in veränderlichen elektrischen Feldern.

Im folgenden können die zeitlichen Änderungen des elektrischen Feldes während des Durchlaufens der Elektronen nicht immer vernachlässigt werden.

Wir wollen deswegen die Gleichung der Elektronenbewegung in einem räumlich konstantem Felde, dessen Feldstärke sich nach der Funktion $E(t)$ zeitlich ändert, ableiten. Für ein Wegelement ist:

$$dU = E \cdot ds,$$

mit der Gleichung (4) für die Geschwindigkeit ergibt sich:

$$dU = c \frac{\sqrt{U^2 + 2Ue}}{U + e} \cdot E dt.$$

Integriert:

$$\sqrt{U^2 + 2Ue} = c \cdot \int E(t) dt + C. \quad (6)$$

Angenähert:

$$\sqrt{2Ue} = c \cdot \int E(t) dt + C. \quad (6a)$$

Die Randbedingungen (U_0 und t_0) bestimmen die Integrationskonstante C .

¹ Siehe z. B. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 8. Kapitel. — Braunschweig.

² F. Wolf, Ann. d. Physik, S. 849, 1927.

³ 1 MVolt = 10^6 Volt.

γ) Die Wirkungen der Gasmoleküle auf Elektronenstrahlen im Hochvakuum.

Bei schwachen beschleunigenden Feldern müssen die Elektronen, um hohe Spannungen zu erreichen, weite Strecken durchlaufen (siehe Abschnitt IV). Die Gasmoleküle können deswegen, selbst bei extremem Hochvakuum, noch bedeutende Wirkungen auf die Elektronenstrahlen ausüben.

Die mittlere freie Weglänge der Moleküle ist bei 10^{-8} mm Hg (ein Druck, der sich mit einer Glasapparatur erreichen läßt) für verschiedene Gase:

Tabelle I.

Gas	H ₂	O ₂	N ₂	CO ₂	H ₂ O
Mittlere freie Weglänge in km = 10 ⁶ cm	14,6	8,1	7,6	5,1	4,75

Druck: 10^{-8} mm Hg = $13 \cdot 10^{-6}$ Dyn cm⁻²
 Temperatur: $t = 25^{\circ}$ C = 298° K.

Die mittlere freie Weglänge der Elektronen ist nach Maxwell $4 \cdot \sqrt{2}$ so groß; die gemessenen Elektronenweglängen scheinen etwas größer zu sein¹, so daß man als ungefähren Wert: 10^7 cm für die freie Weglänge der Elektronen bei 10^{-8} mm Hg annehmen kann. In dem elektrischen Wirbelfelde eines Transformators ist die Feldstärke von der Größenordnung $0,1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$. Wir würden also bereits bei der Gewinnung von 10^6 Volt = 1 MVolt in den Bereich der mittleren freien Weglängen kommen. Da aber die Wirkungen der Gasmoleküle auch sehr von der Spannung der Elektronen abhängig sind, hat die freie Weglänge nur einen orientierenden Wert für die Beurteilung dieser Gaswirkungen.

Eine genauere Untersuchung über die Wirkungen der Gasmoleküle auf beschleunigte Elektronen (wesentlich auf Grund der Arbeiten Lenards auf diesem Gebiete) haben nun folgende Ergebnisse gezeigt:

Die Gasmoleküle bewirken Absorption, Spannungsverlust und Ablenkungen der Elektronen aus der Bahnkurve. Bei den in Frage kommenden Werten von Feldstärke (etwa $0,1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$) und maximal zu erreichender Spannung (etwa 10 MV) spielt nun die Absorption und der Spannungsverlust bei Drücken unterhalb 10^{-8} mm Hg keine Rolle. Die Diffusion der Elektronen ist dagegen nicht zu vernachlässigen. Sie bedingt eine untere Grenze für die Anfangsspannung U_0 . Diese Grenze würde in unserem Falle etwa zwischen 0,5 und 10 kV liegen.

Der Diffusion wegen sollte der Gasdruck nicht höher als 10^{-7} mm Hg sein.

III. Kinetische Spannungstransformation mit Potentialfeldern.

I. Das Prinzip.

Wie bereits erwähnt, läßt sich in elektrischen Potentialfeldern das Prinzip der kinetischen Spannungstransformation verwenden. Die elektrischen Ladungen (in diesem Falle Ionen, s. später) durchlaufen dabei mehrere Potentialfelder und speichern in jedem Feld dessen Spannung als kinetische Energie auf.

Als erster hat G. Isnig eine derartige Anordnung zur Herstellung von Ionenstrahlen hoher Spannung vorgeschlagen². Isnig will die elektrischen Felder mittels Wanderwellen herstellen. Diese Wanderwellen sollen so geführt werden, daß sie die

¹ Partzsch, Ann. d. Phys. 44, 556, 1914.

² G. Isnig, Ark. f. Math. Astron. och Physik 18, Nr. 30, Heft 4, S. 45, 1925.

Beschleunigungselektroden zur selben Zeit wie die Ionen erreichen. Die Ausführung dieses Gedankens dürfte große Schwierigkeiten bereiten (z. B. die Vermeidung von Reflexionen und unerwünschte Koppelungen der Wanderwellen); irgendwelche Ergebnisse sind bis jetzt nicht veröffentlicht worden.

In Bild 1 ist eine günstigere Anordnung der Transformation gezeigt.

Die elektrischen Felder werden mittels der Wechselspannung U_b über vier Beschleunigungstrecken I—IV erzeugt (die Zahl der Strecken ist im Prinzip natürlich nicht beschränkt). Die Ionenstrahlen erreichen die erste Beschleunigungstrecke mit der Anfangsspannung u_0 . Während einer halben Periode werden die Ionen in I

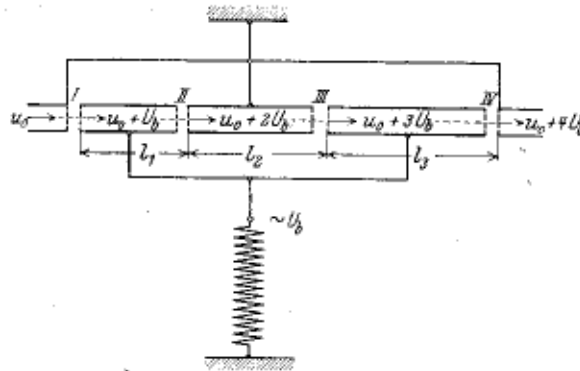


Bild 1. Prinzip der Spannungstransformation mit Potentialfeldern.

und III beschleunigt, in II und IV werden sie gebremst. Wird nun der Abstand l zweier Beschleunigungstrecken so gewählt, daß die Ionen diesen Weg in einer halben Periode zurücklegen, so werden sie in allen Strecken mit der Spannung U_b beschleunigt werden.

Zwischen zwei Beschleunigungstrecken sind die Ionen (im Innern eines Zylinders) vor jeder elektrostatischen Beeinflussung geschützt. Während dieser Zeit werden die Ionen und der Zylinder von dem Potential $-U_b$ auf den Potential $+U_b$ gehoben; die resultierende kinetische Energie der Ionen wird also der Wechselstromquelle als erhöhter Aufladestrom entzogen.

Man sieht jetzt auch, warum für derartige Anordnungen Ionen gewählt worden sind. Je langsamer die elektrischen Ladungen sich bei der betreffenden Spannung bewegen (ε groß), um so kleiner werden die Abstände l und die Frequenzen der Wechselspannung U_b . Die Transformation mittels Elektronenstrahlen würde Frequenzen von etwa 10^8 sec^{-1} und große Abmessungen der Beschleunigungsgrößen ($\sim 1 \text{ m}$) erfordern. Die Ionen haben bei derselben Spannung eine 100—1000mal kleinere Geschwindigkeit und bieten deswegen keine derartigen technischen Schwierigkeiten.

2. Theorie der resultierenden kinetischen Spannungen.

a) Die Grundgleichung.

Wir werden in folgendem; um einen Überblick über die auftretenden Erscheinungen zu erhalten, die einfachste Anordnung mit 2 Beschleunigungstrecken untersuchen. Das Hinzufügen weiterer Beschleunigungstrecken bietet nichts prinzipiell Neues, die Untersuchungsmethoden bleiben die gleichen.

Für die Geschwindigkeit zwischen den beiden Strecken gilt die angenäherte Formel (5)

$$v = \frac{c}{\sqrt{\frac{\varepsilon}{2}}} \sqrt{u_0 + U_b}$$

u_0 = Anfangsspannung,

U_b = Maximalwert der Beschleunigungsspannung.

Für die Wellenlänge λ der Wechsellspannung ergibt sich somit die Bedingung:

$$t = \frac{l}{v} = \frac{l}{\frac{c}{\sqrt{\frac{\epsilon}{2}} \sqrt{u_0 + U_b}}} = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{c},$$

daraus folgt:

$$\lambda = l \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon}{u_0 + U_b}}, \quad (7)$$

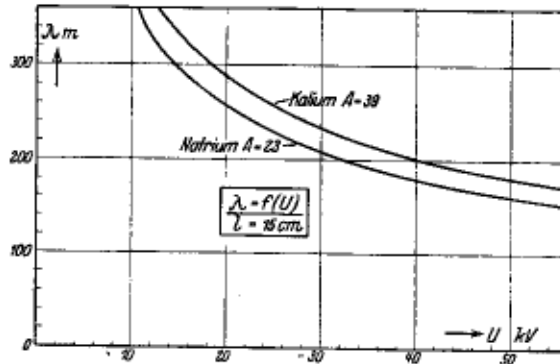


Bild 2. Wellenlänge in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung.

Bild 2 zeigt die Wellenlänge in Abhängigkeit der Spannung $U = u_0 + U_b$ für Natrium und Kalium-Ionen bei einem festen Abstand $l = 15$ cm der beiden Beschleunigungsstrecken.

β) Die Spannung-Zeitkurven.

In den meisten Fällen wird die Wechsellspannung U_b wohl eine sinusförmige Kurvenform haben (eine rechteckige Kurvenform wäre in diesem Falle natürlich am günstigsten). Viele Ionen werden deswegen nicht mit der maximalen Spannung beschleunigt, die dadurch entstehenden Erscheinungen sollen in folgendem näher untersucht werden.

Für die gesamte kinetische Spannung der Ionen erhalten wir:

$$u = u_0 + u_1 + u_2 = u_0 + U_b \sin \omega t_1 - U_b \sin \omega \left(t_1 + \frac{l}{c \sqrt{\frac{2}{\epsilon} (u_0 + U_b \sin \omega t_1)}} \right).$$

Wir führen die Bedingung (7) ein und erhalten:

$$u = u_0 + U_b \sin \omega t_1 - U_b \sin \omega \left(t_1 + \pi \sqrt{\frac{1 + \mu}{\mu + \sin \omega t_1}} \right), \quad (8)$$

wobei

$$\mu = \frac{u_0}{U_b} \text{ ist.}$$

Das letzte Glied gibt die Spannung an, welche die Ionen, die zur Zeit t_1 die erste Strecke durchlaufen, in der zweiten Strecke erhalten. Um die resultierende Spannung-Zeit Kurve zu finden, ist aber die Betrachtung von der zweiten Beschleunigungsstrecke aus günstiger. Aus Gleichung (8) können wir berechnen, zu welcher Zeit t_2 die Ionen (welche zur Zeit t_1 die erste Strecke passieren) die zweite Strecke erreichen. Es ist:

$$t_2 = t_1 + \frac{\pi}{\omega} \left(1 + \sqrt{\frac{1 + \mu}{\mu + \sin \omega t_1}} \right). \quad (8a)$$

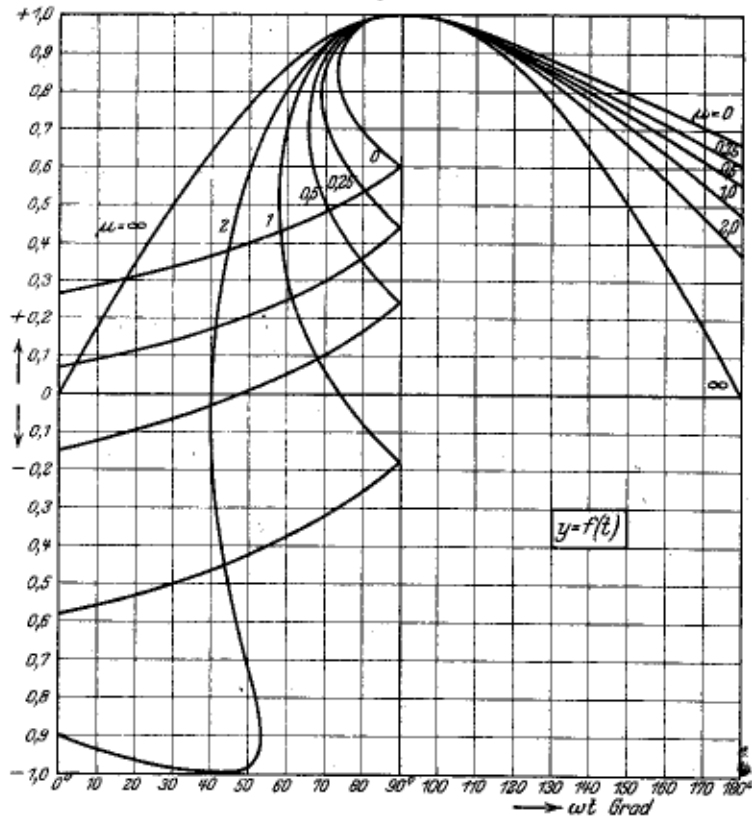


Bild 3. $y = f(t)$. Spannung-Zeitkurve vor der zweiten Beschleunigungstrecke.

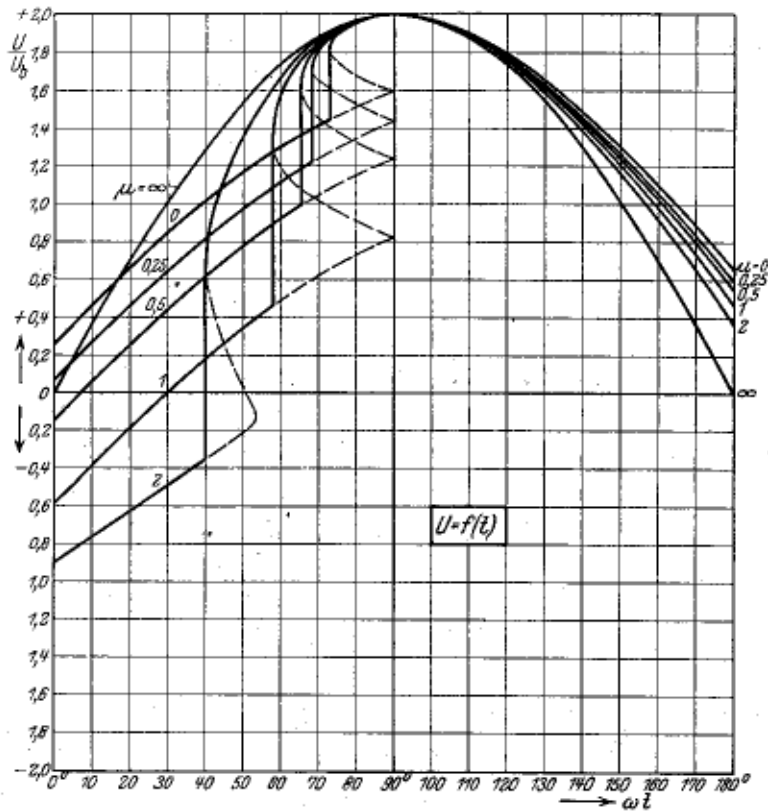


Bild 4. Resultierende Spannung-Zeitkurve unmittelbar hinter der zweiten Beschleunigungstrecke.

Die Spannung dieser Ionen (von Strecke I) ist bekannt, wir kennen somit die Spannung-Zeitkurve $u_1 = f(t_2)$ kurz vor der zweiten Beschleunigungstrecke (wir sehen hier von der Anfangsspannung u_0 ab).

Bild 3 zeigt diese Funktion, $y = \frac{u_1}{U_b} = f(\omega t)$, für verschiedene Werte von μ .

Mit steigendem ωt wächst die Spannung allmählich an, bis wir einen Punkt erreichen, wo plötzlich auch Ionen höherer Spannung erscheinen. Von diesem Punkt bis $\omega t = 90^\circ$ ist der Ionenstrahl inhomogen und enthält Ionen mit drei verschiedenen Spannungen; von diesen interessieren hauptsächlich die Ionen höchster Spannung.

Die resultierende $U(t)$ -Kurve, unmittelbar hinter der zweiten Beschleunigungstrecke, ist in Bild 4 gezeigt; diese Kurve wird sich natürlich ändern, wenn wir die Strahlen an anderer Stelle betrachten.

$\gamma)$ Die Verhältnisse in der Beschleunigungstrecke.

Die bisherigen Betrachtungen gelten alle unter der Annahme unendlich kurzer Beschleunigungstrecken. Wir wollen die Zulässigkeit dieser Annahme prüfen und die zu erwartenden Änderungen untersuchen.

Die Ionen durchlaufen in der Beschleunigungstrecke ein zeitlich variables elektrisches Feld. Die kinetische Spannung läßt sich dann (weil ε groß) mittels der vereinfachten Gleichung (6a) berechnen:

$$\sqrt{2 u \varepsilon} - \sqrt{2 u_0 \varepsilon} = c \int_t^{t+T} E(t) dt,$$

daraus ergibt sich:

$$u = \frac{\varepsilon}{2} \left[v_0 + \int_t^{t+T} E(t) dt \right]^2, \quad (9)$$

Um die Zeit T für das Durchlaufen der Beschleunigungstrecke zu finden, müssen wir den Weg des Ions als Funktion der Zeit berechnen. Nach Gleichung (1) ist:

$$v = \frac{c}{\varepsilon} \sqrt{2 u \varepsilon} = \frac{c^2}{\varepsilon} \int_t^{t+T} E(t) dt + v_0$$

und:

$$s = \int_0^T v dt = \frac{c^2}{\varepsilon} \int_0^T \left[\int_t^{t+T} E(t) dt \right] dT + v_0 T \quad (10)$$

Falls wir eine sinusförmige Wechselspannung U_b voraussetzen und für $\sin \omega T$ und $\cos \omega T$ die ersten Glieder der Reihenentwicklungen einsetzen ($\omega T < 10^\circ$), erhalten wir für T die angenäherte Bestimmungsgleichung:

$$s = v_0 T + \frac{c^2 E_m \sin \omega t}{\varepsilon} \cdot T^2 + \frac{c^2 E_m \cdot \omega [2 T^3 \cos \omega t - \omega T^4 \cdot \sin \omega t]}{\varepsilon \cdot 12}, \quad (11)$$

Das letzte Glied Δs der Gleichung ist im allgemeinen sehr klein, es bestimmt die Abweichung durch die Änderung der Spannung während der Beschleunigung der Ionen. Um einen Überblick über die Abweichungen in der Zeit T zu erhalten, wurde diese Zeit für einen besonderen Fall errechnet. Es waren:

Länge der Beschleunigungstrecke: $s = 0,5$ cm.

Maximale Feldstärke: $E_m = 40 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$, $U_b = 20$ kV, $u_0 = 10$ kV, $v_0 = 2,23 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$,

$\omega = 6,5 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$, $\omega T = 7,6^\circ$ bis $6,0^\circ$, $\varepsilon = 3,62 \cdot 10^{10}$ V (Kalium).

Die prozentualen Änderungen der Zeit T sind in der Tabelle 2 aufgetragen, die Durchlaufzeit wird durch die Spannungsänderung um einen sehr kleinen Wert verlängert. Für die erreichte kinetische Spannung ergibt sich:

$$u_{\text{kin}} = \frac{\epsilon}{2} \left[v_0 + \frac{c}{\epsilon} \int_t^{t+T} E_m \sin \omega t dt \right]^2 = \frac{\epsilon}{2} \left[v_0 + \frac{c \cdot E_m}{\epsilon \cdot \omega} \cdot \sin \omega \frac{T}{2} \cdot \sin \omega \left(t + \frac{T}{2} \right) \right]^2. \quad (12)$$

Für den relativen Spannungsverlust (d. h. Verlust gemessen an der Spannung, bei der die Ionen die Beschleunigungstrecke verlassen) ergibt sich somit zu:

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{u_{\text{pot}} - u_{\text{kin}}}{u_{\text{pot}}} = \frac{U_b \sin \omega (t + T) - \frac{\epsilon}{2} \left[v_0 + \frac{c \cdot E_m}{\epsilon \cdot \omega} \sin \omega \frac{T}{2} \cdot \sin \omega \left(t + \frac{T}{2} \right) \right]^2}{U_b \sin \omega (t + T)}. \quad (13)$$

Führen wir die Werte des vorherigen Beispiels ein, erhalten wir die in Tabelle 2 angegebenen prozentualen Werte der Spannungsverminderung. Bei Phasenwinkeln bis etwa 30° ist die Verminderung beträchtlich, bei Annäherung an die maximale Spannung (und dies Gebiet interessiert besonders) wird die Spannungsverminderung vernachlässigbar klein.

Tabelle 2.

$\omega t = 10^\circ$	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$100 \cdot \frac{\Delta T}{T} = 1,04$	0,707	0,508	0,352	0,251	0,177	0,106	0,025	0
$100 \cdot \frac{\Delta u}{u} = 20,8$	10,6	7,0	4,8	2,8	1,90	1,40	0,60	-0,15

Wollen wir schließlich noch die erhöhte Geschwindigkeit in der zweiten Beschleunigungstrecke berücksichtigen, so müssen wir in der Bedingung (7) die Länge l zwischen den Beschleunigungstrecken etwas korrigieren. Falls wir das bereits erwähnte Beispiel zugrunde legen, ergibt sich (wie man leicht aus der mittleren Geschwindigkeit in der zweiten Strecke berechnen kann) eine Verkürzung der Länge l um 0,64 mm. Diese Änderung beträgt rund $1/200$ und ist also vernachlässigbar klein.

3. Die experimentelle Untersuchung.

Die experimentellen Untersuchungen sollten vor allem die Richtigkeit des Prinzips beweisen und die Schwierigkeiten des Verfahrens näher klarlegen. Aus

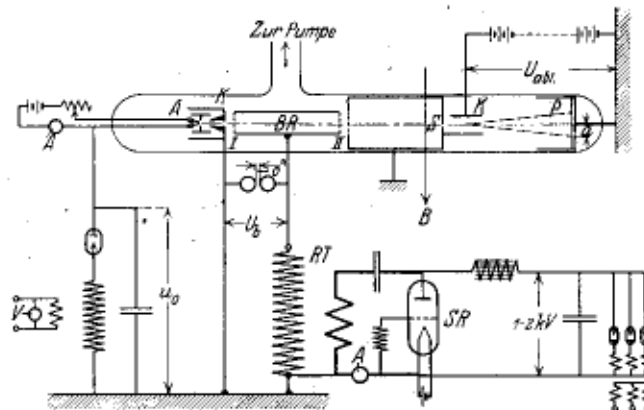


Bild 5. Die verwendete Schaltung.

diesen Gründen wurde die einfachste Anordnung mit zwei Beschleunigungstrecken untersucht. Die Beschleunigungsspannung wurde auch relativ niedrig gewählt und betrug in den meisten Fällen etwa 20 kVolt_{max}.

Bild 5 zeigt eine schematische Ansicht der verwendeten Apparatur, Bild 6 eine photographische Aufnahme der Versuchsröhre. Die Ionen werden von der Glüh-anode *A* in Hochvakuum erzeugt; sie werden mit der Anfangsspannung u_0 beschleunigt und verlassen die Kathode *K*. Der Ionenstrahl durchläuft die Beschleunigungstrecke I,

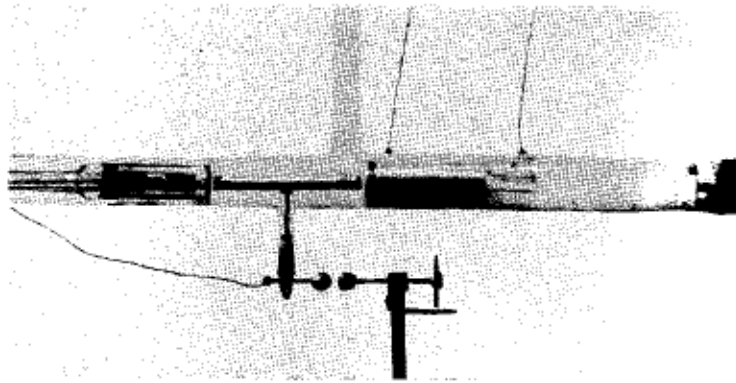


Bild 6. Die Versuchsröhre.

das Beschleunigungsrohr *BR* und die Strecke II, passiert dann eine elektrostatisch geschützte Strecke und wird mittels des Spaltes *S* auf einen etwa 0,1 mm breiten Strich ausgeblendet. In dem Kondensator *K* werden die Strahlen elektrostatisch abgelenkt und gelangen schließlich auf die photographische Platte *P*. Aus der Ablenkung *a* der Strahlen läßt sich die Spannung der Ionenstrahlen berechnen.

4. Einzelheiten der Versuchsanordnung.

a) Die Herstellung der Ionenstrahlen.

Die weitaus größten Schwierigkeiten bei den Versuchen bereitete die Herstellung der Ionenstrahlen. Da die ganze Apparatur sich in Hochvakuum befinden muß, erscheint die Verwendung einer Glüh-anode am günstigsten. Es wurde zuerst versucht, Ionenstrahlen nach der Methode von Gehrke und Reichenheim¹ herzustellen. Dieser Weg wurde aber wegen der vielen Schwierigkeiten², an der diese Methode krankt, verlassen.

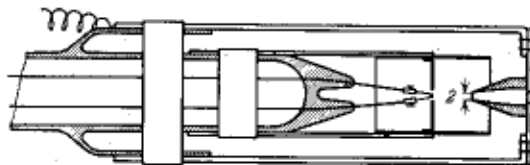
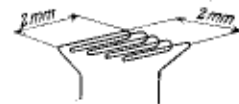


Bild 7. a) Der Elektrodensatz.



b) Der Glühdraht.

Brauchbare Ergebnisse wurden erst mit dem von Kunsmann³ angegebenen Ionisator erreicht. Möglichst reines Eisenoxyd Fe_3O_4 wurde mit 1% KNO_3 und 0,5%

¹ Gehrke und Reichenheim, Verhdlg. d. Deutsch. Phys. Ges., Bd. 8, S. 559, 1906; Bd. 9, S. 76, 200, 376, 1907, Bd. 10, S. 217, 1908.

² Aston, Isotope, Braunschweig, S. 90, 1923.

³ Kunsmann, Science 62, S. 269, 1925. — Larson u. Richardson, I. of Ind. Chemic, Bd. 17, S. 971, 1925.

Mg₂O₃ gemischt und im Vakuum geschmolzen. Der Ionisator wurde als feines Pulver mittels Paraffin auf die Platinanode aufgekittet und schließlich durch Glühen in einer Leuchtgasatmosphäre reduziert.

Für die Erzeugungselektroden erwies sich die in Bild 7 gezeigte Konstruktion als sehr günstig. Der Elektrodensatz gestattete es, Spannungen bis 40 kV_{max} zwischen Anode und Kathode anzulegen. Als Material für die Elektroden wurde Molybdän und Aluminium (für einige nicht warm werdende Teile) gewählt. Der Platinglühdraht war als ein doppeltes Gitter ausgebildet und wurde ganz mit dem Ionisator ausgefüllt.

Die Ionenstrahlen hatten eine Divergenz von etwa 1 : 50, die Stromstärke variierte mit dem Heizstrom der Anode und betrug (bei Rotglut) etwa 0,05—0,15 Milliamp. Um die Natur der Ionenstrahlen festzustellen, wurden Vorversuche (ohne Beschleunigungsspannung U_b) ausgeführt, wobei die elektrische Ablenkung durch eine magnetische ersetzt war. Es zeigte sich, daß die Strahlen nur positive Kalium- und Natriumionen enthielten¹. Das Verhältnis der beiden Ionenarten war nicht konstant; in vielen Fällen erschienen nur die Kaliumionen². Die Lebensdauer des Ionisators betrug bei der relativ starken Emission nur etwa 5—10 Stunden (im Gegensatz zu anderen Erfahrungen³). Dies dürfte wohl daher rühren, daß während dieser Zeit der Hauptteil der im Ionisator vorhandenen Ionen emittiert wurde.

Die Anfangsspannung u_0 wurde in üblicher Weise durch Gleichrichtung einer Wechsellspannung hergestellt; die Spannung wurde primärseitig gemessen.

Das Vakuum der Röhre wurde mit einem Ionisationsvakuummeter⁴ gemessen; eine konstante Ionenemission war nur bei gutem Vakuum (10^{-6} bis 10^{-7} mm Hg) zu erreichen. Bei guter Entgasung und Kühlung mit flüssiger Luft der Röhre wurde ein Vakuum von etwa 10^{-7} mm Hg erreicht. Während des Betriebs stieg der Druck in der Röhre auf rund $4 \cdot 10^{-7}$ mm Hg.

β) Die Beschleunigungsspannung.

Das Verfahren bietet den großen Vorteil, daß man die Beschleunigungsspannung mittels eisenloser Resonanztransformatoren (Teslatransformatoren) herstellen kann. Im vorliegenden Fall erwies es sich am günstigsten, den Schwingungskreis der Senderöhre direkt als Transformator auszubilden. Die Spannung U_b ließ sich leicht durch Änderung der Anodenspannung und Heizung der Senderröhre regulieren. Die Spannung wurde hauptsächlich durch die Leistung der Röhre (Telefunken RS 21 IV) und die dielektrischen Verluste im Resonanztransformator begrenzt.

Für die Messung der Beschleunigungsspannung erwies sich eine Kugelfunkenstrecke am günstigsten. Der Kugeldurchmesser war 2 cm (um die Kapazität möglichst klein zu halten), die Funkenstrecke wurde mit Gleichspannungen geeicht⁵. Bestrahlung der Funkenstrecke mit einer Quecksilber-Quarzlampe übte keinen nachweisbaren Einfluß auf die Messungen aus. Die Kurvenform der Beschleunigungsspannung wurde mit einer Western Electric-Röhre⁶ oszillographiert; sie erwies sich als sehr genau sinusförmig.

γ) Die Messung der kinetischen Spannung

geschah durch elektrostatische Ablenkung. In Bild 8 ist eine derartige Ablenkung gezeigt worden; als Bahnkurve ergibt sich eine Parabeltangente, die Ablenkung a wird:

¹ Die Ablenkung genügte nicht, um die Kaliumisotope $A = 39$ und 41 voneinander zu trennen.

² Die Natriumionen rühren wahrscheinlich von Verunreinigungen des Ionisators her. Vielleicht stammen sie von dem Magnetsittigel des Schmelzofens.

³ Kunsmann, Phys. Rev., Bd. 27, S. 739, 1926.

⁴ S. Dushmann u. C. G. Found, Phys. Rev., Bd. 17, S. 7, 1921 und Bd. 23, S. 734, 1924.

⁵ Die Werte fallen ganz mit den von Schumann angegebenen zusammen. Schumann, Berlin 1923, Elektrische Durchbruchfeldstärke der Gase, S. 10, Tabelle II und S. 21.

⁶ Johnson, J. O. S. A., Bd. 6, S. 701, 1922.

$$a = l_2 \cdot \frac{v_1}{v_2} = \frac{l_2}{v_2} \cdot \frac{e \cdot E_{abl}}{m \cdot v_1} = l_1 l_2 \cdot E_{abl} \frac{U + \epsilon}{U^2 + 2 U \epsilon} \quad (14)$$

und für Ionenstrahlen ($\epsilon \gg U$):

$$a = l_1 l_2 \cdot E_{abl} \frac{1}{2 U} = C \frac{E_{abl}}{U} \quad (14a)$$

Wir ersehen daraus, daß die elektrostatische Ablenkung unabhängig von der Ionenmasse ist und nur von der Spannung U (und der Ablenkspannung) abhängt. Eine Präzisionsmessung der Spannung U wurde bei den Versuchen nicht erstrebt und war auch mit der einfachen Apparatur kaum möglich. Als hauptsächlichste

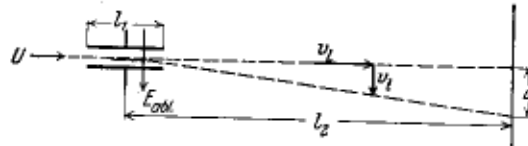


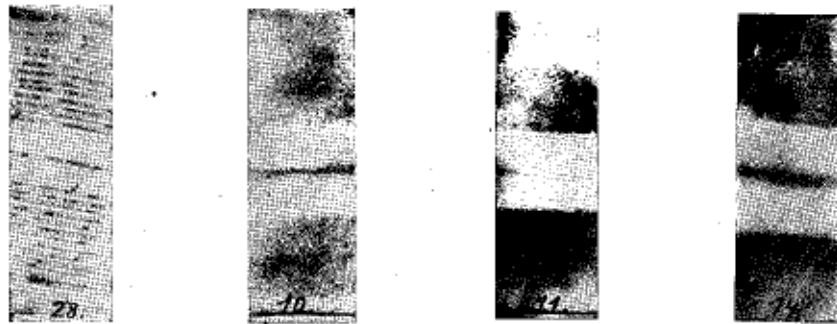
Bild 8. Elektrostatische Ablenkung.

Fehlerquelle kommen kleine Richtungsänderungen der Ionenstrahlen (durch Änderungen der Emission verursacht) in Verbindung mit kleinen Inhomogenitäten der beiden Beschleunigungsfelder in Betracht. Durch Vergrößerung des Abstandes zwischen dem Spalt und den Beschleunigungstrecken konnten die eben genannten Fehler (Unschärfe und Änderung der Null-Lage) beseitigt werden. Die Genauigkeit betrug bei den Spannungsmessungen 4–5%, bei der Eichung des Ablenkkondensators erreichte die Genauigkeit 1–2%.

Zur Erhöhung der Empfindlichkeit wurden die photographischen Platten mit Kalziumwolframat bestreut; sie wurden durch einen magnetisch betätigten Verschluss vor Außenlicht geschützt. Ein starkes Magnetfeld B sorgte dafür, daß keine Elektronen durch den Spalt gelangen konnten. Die Belichtungszeit lag zwischen 10 sec und 3 min.

δ) Die Versuchsergebnisse.

Da die Streufelder des Ablenkkondensators schwer zu berechnen waren, wurde die Ablenkkonstante C in Gleichung (14a) durch Eichungen mit bekannten Span-



a) Eichung, b) $\lambda = 290$ m, $\Sigma U = 42,5$ kV, c) $\lambda = 290$ m, $\Sigma U = 51,9$ kV, d) $\lambda = 235$ m, $\Sigma U = 56,0$ kV.

Bild 9. Aufnahmen bei verschiedenen Spannungen und Wellenlängen.

nungen bestimmt. Bild 9a zeigt eine Eichplatte. Um Fehlerquellen möglichst zu verkleinern, wurden die Strahlen abwechselnd nach beiden Richtungen abgelenkt. Als Mittelwert von etwa 20 Messungen ergab sich eine Ablenkkonstante von:

$$C = (50,8 \pm 0,4) \text{ cm.}$$

Die Versuche mit Beschleunigungsspannungen zeigten sofort, daß die Ionen die erwartete doppelte kinetische Spannung erhielten.

Um die berechneten Spannungen nachzuprüfen, wurde die Wellenlänge der Spannung U_b geändert; die Abweichungen von dem durch die Bedingung (7) gegebenen Wert betragen bis zu 30%. Die dadurch gegebene Änderung der erreichten Spannung ist in Bild 10 gezeigt, wo auch die gemessenen Werte eingezeichnet sind. Die ausgezogene Kurve stellt die theoretisch zu erwartende Änderung des Spannungswirkungsgrades $\eta_U = \frac{\Sigma U - u_0}{2 U_b}$ dar. Die Kurve wurde gefunden, indem die in Bild 3 gezeigte $U(t)$ -Kurve (für $\mu = 0,4 - 0,6$) zu phasenverschobenen Sinuskurven addiert wurde. Die maximalen Werte der entstehenden Kurven ergeben dann die in Bild 10 eingezeichnete Kurve.

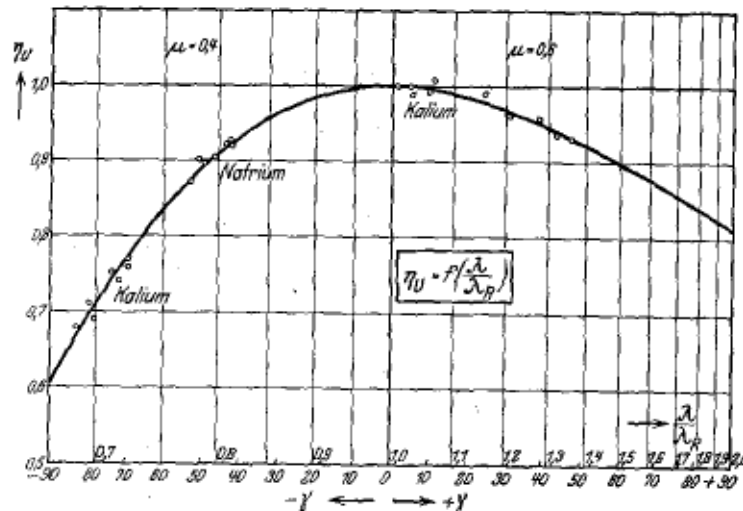


Bild 10. Vergleich der gemessenen mit den berechneten Werten für den Spannungswirkungsgrad bei verschiedenen Wellenlängen.

Wie man aus Bild 10 ersieht, bestätigen die aus den Aufnahmen ausgemessenen Werte in jeder Hinsicht die berechnete Kurve. Die Abweichungen von den berechneten Werten liegen alle innerhalb der Genauigkeitsgrenze.

Die Linien der Kalium- und Natriumionen ließen sich nur bei den Messungen mit $\lambda = 175 \text{ m}$ voneinander trennen. In allen übrigen Fällen muß der Abstand der Linien nur 0,1–0,2 mm betragen, was für eine Trennung nicht genügt. In Bild 9 b–d sind Aufnahmen bei verschiedenen Wellenlängen wiedergegeben.

Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, daß der Spannungswirkungsgrad sich wenig mit der Wellenlänge ändert. Da aber die Intensität (mitgeführte Ladung) der Strahlen bei einer zu kleinen Wellenlänge stark abnimmt, empfiehlt es sich, die Wellenlänge nach der Bedingung (7) zu wählen.

5. Aussichten des Verfahrens.

Die Anwendungen des Verfahrens hängen eng mit der Herstellungsmöglichkeit der Ionenstrahlen zusammen. Mit den heute bekannten Verfahren dürfte es kaum möglich sein, den Emissionsstrom höher als auf 1–10 Milliamp. zu steigern. Unter diesen Umständen kommt das Verfahren als technische Hochspannungsquelle für Gleichspannungen kaum in Frage (sehr nachteilig ist auch die kurze Lebensdauer des Ionisators).

Ionenstrahlen hoher Spannung beanspruchen aber an sich ein hohes physikalisches Interesse, und aus diesem Grunde dürfte das entwickelte Verfahren nicht ohne Wert sein.

Die erzeugten Spannungen werden hauptsächlich durch zwei Bedingungen begrenzt. Erstens begrenzt die Güte des Vakuums die verwendbare Spannung U_b ; zweitens begrenzt die Kapazität der Beschleunigungsröhren und die Dimensionen der Apparatur die Zahl der Beschleunigungstrecken. Aus dem letzten Grunde ist es vorteilhaft, möglichst schwere Ionen zu verwenden. Cäsiumionen ($\epsilon = 125 \cdot 10^{10}$ Volt) dürften in dieser Hinsicht günstig sein. Geht man dabei von einer Beschleunigungsspannung von $U_b = 170 \text{ kV}_{\text{max}}$ aus, würde man mit 5 Beschleunigungsröhren eine Spannung von rund 1 MVolt erzeugen können. Die ganze Apparatur würde bei einer Wellenlänge von $\lambda = 175 \text{ m}$ etwa 1,20 m lang werden. Mit noch schwereren Ionen (wie Thorium $\epsilon = 213 \cdot 10^{10}$ Volt) würde man unter ähnlichen Bedingungen Spannungen von etwa 2 MVolt erreichen können.

IV. Der Strahlentransformator.

1. Das Prinzip.

In Bild 11 ist die Wirkungsweise des Strahlentransformators schematisch gezeigt. Die Primärwicklung W_1 treibt einen Wechselfluß Φ durch den Eisenkern des Transformators. Als Sekundärwicklung dient die Hochvakuumröhre R . Der Elektronenstrahl wird mittels der Glühkathode K erzeugt und in die Kreisröhre R geführt.

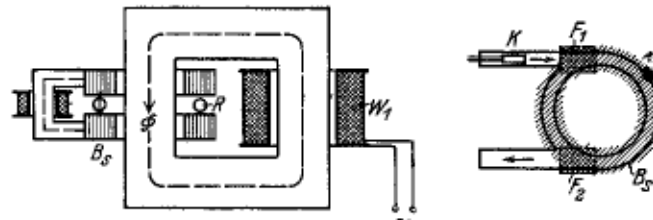


Bild 11. Wirkungsweise des Strahlentransformators.

Für die Steuerung der Elektronen in der Transformatorröhre könnte man elektrostatische oder magnetische Felder verwenden. Eine überschlägige Berechnung zeigt jedoch, daß die Steuerung hoher Spannungen elektrostatische Felder von der Größenordnung $1 \frac{\text{MVolt}}{\text{cm}}$ erfordern würden.

Da die entsprechende magnetische Steuerung leichter herstellbar ist (die Feldstärken liegen in der Größenordnung 5000 Gauß), wird in folgendem nur diese Art der Steuerung untersucht.

Die Elektronen rotieren in dem elektrischen Wirbelfelde des Wechselstromes Φ , bis sie die gewünschte kinetische Spannung erreicht haben. Die Zentrifugalkraft, die bei der Rotation entsteht, wird durch das Steuerfeld B_s aufgehoben; die beiden angedeuteten Felder F_1 und F_2 sorgen für die Einführung und die Ablenkung der Elektronen aus der Kreisbahn.

Bei der folgenden Untersuchung des Strahlentransformators werden wir zunächst die erreichbare Spannung der Elektronen untersuchen. Wir werden dann die wichtigste konstruktive Bedingung des Transformators, die richtige Ausbildung des Steuerfeldes B_s bestimmen.

2. Die Grundgleichungen.

a) Die Spannung.

Wir nehmen in folgendem an, daß der Wechselfluß Φ sich gleichmäßig über eine Kreisfläche verteilt. Der Wechselfluß bildet dann ein symmetrisches elektrisches

Wirbelfeld, dessen Kraftlinien konzentrische Kreise sind, aus. Da die Feldstärke räumlich konstant ist, können wir die Gleichung (6) verwenden:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = c \int E(t) dt + C.$$

Bewegt sich ein Elektron auf einer Kreisbahn mit dem Radius r , wird die Feldstärke (positiv gerechnet):

$$E(t) = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{d\Phi}{dt},$$

woraus:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi + C. \quad (15)$$

Wir führen die Randbedingungen ein, daß die Spannung von U_0 auf U , der Fluß von Φ_0 auf Φ anwachsen soll, und erhalten:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} - \sqrt{U_0^2 + 2U_0\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} (\Phi - \Phi_0). \quad (15a)$$

Mit Rücksicht auf einfache Steuerung der Elektronen wählen wir die Anfangswerte U_0 und Φ_0 , so daß sie der folgenden Gleichung genügen:

$$\sqrt{U_0^2 + 2U_0\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi_0. \quad (16)$$

Für die Spannung U der Elektronen ergibt sich dann:

$$\sqrt{U^2 + 2U\varepsilon} = \frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi,$$

woraus:

$$U = \sqrt{\left(\frac{c\Phi}{2\pi r}\right)^2 + \varepsilon^2} - \varepsilon. \quad (17)$$

Die Spannung U ist in diesem Falle unabhängig von den Anfangswerten, entspricht also einer Transformation von $U_0 = \Phi_0 = 0$ aus. Um die erreichbare Spannung abschätzen zu können, wollen wir annehmen, daß die Fläche des Wechselflusses den ξ ten Teil der von dem Elektronenstrom begrenzten Fläche ausfüllt ($\xi =$ Eisenfüllfaktor). Wir erhalten dann:

$$\frac{c}{2\pi r} \cdot \Phi = \frac{c}{2\pi r} \cdot \xi \cdot \pi r^2 B = \frac{c \cdot \xi \cdot B}{2} \cdot r = U_i.$$

Die eingeführte Größe U_i entspricht der erreichbaren Spannung für den Idealfall, daß die Elektronen keine Masse hätten ($\varepsilon = 0$) und dauernd mit nahezu Lichtgeschwindigkeit $v = c =$ konstant laufen würden. Für die erreichte maximale Spannung ergibt sich also:

$$U = \sqrt{U_i^2 + \varepsilon^2} - \varepsilon \sim U_i - \varepsilon \quad (\text{für } U_i \gg \varepsilon), \quad (18)$$

wo

$$U_i = 1,5 \cdot \xi \cdot r \frac{B_{\max}}{10\,000} \frac{\text{M Volt}}{\text{Gauß} \cdot \text{cm}}. \quad (18a)$$

Aus Gleichung (18) geht hervor, daß man bei einem Eisenfüllfaktor $\xi = 0,5$ und einer maximalen Induktion von $B = 15\,000$ Gauß bereits mit einem Röhrenradius von etwa 9 cm die Spannung 10 Millionen Volt herstellen kann.

Die Berechnungen lassen es also möglich erscheinen, daß man mit dem Strahlentransformator sehr hohe Spannungen erreichen kann. Aus diesem Grunde erschien es berechtigt, das Prinzip des Transformators und dessen Schwierigkeiten genauer zu untersuchen.

β) Das Steuerfeld.

Auf eine bewegte Ladung wirkt in einem magnetischen Felde die elektrodynamische Kraft:

$$P = e \cdot v \cdot B$$

Die radial wirkende Beschleunigungskraft der rotierenden Elektronen ist:

$$P_b = b \cdot m = \frac{v^2}{r} \cdot m.$$

Das magnetische Steuerfeld wird dann durch die Gleichung bestimmt:

$$e \cdot v \cdot B_s = \frac{v^2}{r} \cdot m,$$

$$B_s = \frac{v}{e \cdot r} m = \frac{1}{e r} \frac{c \sqrt{U^2 + 2 U \epsilon}}{U + \epsilon} \cdot \frac{m_0 (U + \epsilon)}{\epsilon} = \frac{1}{e \cdot r} \sqrt{U^2 + 2 U \epsilon}. \quad (19)$$

Um die Beziehung zwischen dem Steuerfeld und dem induzierenden Feld zu untersuchen, führen wir in der letzten Gleichung den Wert der Spannung nach Gleichung (15a) ein:

$$B_s = \frac{\xi}{2} (B - B_0) + \frac{1}{e \cdot r} \sqrt{U_0^2 + 2 U_0 \epsilon}. \quad (20)$$

Wir ersehen aus dieser Gleichung, daß, wenn die vorhin erwähnte Bedingung (16) erfüllt ist (und nur dann), das Steuerfeld dem induzierenden Felde proportional wird:

$$B_s = \frac{\xi}{2} \cdot B. \quad (21)$$

Man überzeugt sich auch leicht davon, daß die beiden Felder dieselbe Richtung haben müssen. Wir erhalten also das wichtigste Ergebnis:

Steuerfeld und induzierendes Feld sind proportional und phasengleich und können deswegen mittels derselben Erregung und demselben Wechselfluß Φ erzeugt werden.

Das Ergebnis führt zu einer wesentlichen Vereinfachung der Konstruktion des Transformators.

Es ist zweckmäßig, auch den induzierenden Fluß über einen Luftspalt δ_i zu führen; man hat dann die beiden Luftspalte so zu dimensionieren, daß

$$\delta_s = \frac{2}{\xi} \delta_i. \quad (22)$$

Da die Induktion innerhalb des Elektronenkreises niemals ganz konstant wird ist für δ_i in obiger Gleichung der mittlere induzierende Luftspalt einzusetzen.

3. Experimentelle Untersuchungen.

a) Die Versuchsanordnung.

Die experimentellen Untersuchungen sollten in erster Linie die Frage klären, ob es überhaupt möglich sei, Elektronen mittels magnetischer Felder mehrmals auf einer Kreisbahn herum zu führen. Falls sich dies als möglich erweisen sollte, wäre die Beschleunigung in Wirbelfeldern zu untersuchen. Um diese Untersuchungen zu ermöglichen, wurde ein Strahlentransformator möglichst einfacher Konstruktion entworfen; die Bilder 12 und 13 zeigen schematische Ansichten dieses Transformators. Die gesamten Anordnungen lassen sich in folgende Konstruktionseinzelheiten zergliedern:

Die Glühkathodenröhre.

Die Anordnung der Pole.

Der Aufbau des Transformators.

Die Glühkathodenröhre wurde in enger Anlehnung an den von Rogowski und Grösser entwickelten Glühkathodenoszillographen¹ gebaut. Ein Wolframglühdraht emittiert Elektronen, die das elektrische Feld Kathode-Anode durchlaufen und in die kreisförmige Transformatorröhre R gelangen. Mittels der beiden Spulenkreuze SI und SII (die horizontalen Spulen sind nicht eingezeichnet) werden Erdfelder und Transformatorstrefelder kompensiert. Der Elektronenstrahl läßt sich mit diesen Spulen beliebig über den Röhrenquerschnitt bewegen.

¹ W. Rogowski und W. Grösser, Arch. f. Elektrot., Bd. XV, S. 377, 1925.

Die Konzentrierungspule KS sammelt die Strahlen vor der Kreisröhre, der Sammelpunkt ließ sich (durch Änderung des Spulenstromes) bis etwa 10 cm in die Kreisröhre hineinverlegen.

Der Zutritt zur Kreisröhre ließ sich durch den mittels eines Fettschliffs bestätigten Verschlusses V sperren; die Vorderseite der Verschlussplatte war mit Leuchtmaße (ZnS_2) bestrichen. Um den Strahlengang besser verfolgen zu können, wurden die Glaswände der Kreisröhre auch mit einer dünnen Schicht von Zinksulfid bestäubt. Die gesamte Glasapparatur lag dauernd an einer mit festem CO_2 gekühlten Diffusionspumpe, das Vakuum erreichte in allen Fällen 10^{-6} mm Hg.

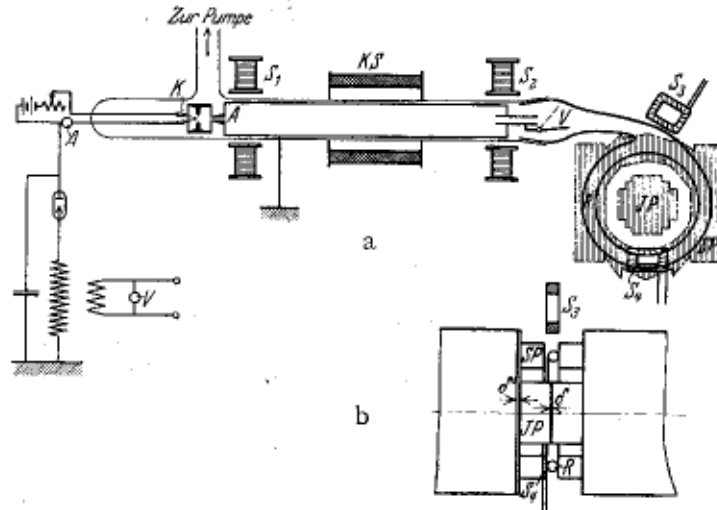


Bild 12. Anordnung der Glühkathodenröhren und der Transformatorpole.

Bei der relativ großen Länge der Röhre wurden die Strahlen oft durch Fremdfelder gestört, bevor sie zur Kreisröhre gelangten. Bei weiteren Versuchen dürfte es sich deswegen empfehlen, die in Bild 7 gezeigte Elektrodenform zu verwenden. Diese Elektroden lassen sich auch ganz in der Nähe der Kreisröhre anbringen.

Die Anordnung der Pole ist aus Bild 12a und b zu erkennen; die Pole sollen den induzierenden Fluß und die Steuerinduktion in richtiger Stärke ausbilden. Um rasche Flußänderungen zu ermöglichen, wurden die Pole aus 0,2 mm dicken Transformatorblechen zusammgebaut, der Umriß ließ sich der Kreisform gut anpassen. Die beiden Luftspalte δ und δ' dienen dazu, das Verhältnis der beiden Induktionen B_i und B_s zueinander einzustellen. Eine Änderung der Luftspalte bewirkt große Änderungen von B_i , während sich die Steuerinduktion wenig ändert.

Um das richtige Verhältnis der beiden Induktionen ($\frac{B_{im}}{B_s} = 2$) zu erhalten, wurden zwei Prüfspulen zwischen die Pole gelegt und diese mit 50 Per Wechselstrom erregt. Die eine Prüfspule diente zur Ausmessung des gesamten von der Kreisröhre umfaßten induzierenden Flusses, während eine kleine Prüfspule das Steuerfeld durch die Kreisröhre ausmaß. Die (sehr kleinen) Wechselspannungen der beiden Spulen wurden mittels induktionsfreier Widerstände abgeglichen und aus dem Verhältnis $\frac{B_{im}}{B_s}$ berechnet. Als Nullinstrument diente ein Vibrationsgalvanometer.

Der Eisenfüllfaktor war bei der vorliegenden Ausführung $\xi = 0,43$.

Die Magnetisierungskurve des Transformators wurde ballistisch gemessen, eine Induktion $B_{i\max} = 14000$ Gauss war noch leicht erreichbar. Da der mittlere Radius der Kreisröhre $r = 7,25$ cm war, würde dies einer Spannungserhöhung entsprechen auf:

$$U = [1,5 \cdot 0,43 \cdot 7,25 \cdot 1,4] - \varepsilon = 6,0 \text{ MVolt.}$$

Aufbau des Transformators.

Der magnetische Kreis des Transformators wurde aus dem Kern eines 200 kV A, 3-Phasentransformators gebildet¹. Das lose Joch wurde zwischen zwei Kernen abgeschnitten, dazwischen wurden die Transformatorpole einmontiert.

Die Primärwicklung bestand aus 16 Spulen, 1 mm Durchmesser Kupferdraht zu je 480 Windungen. Die Spulen wurden zur Erzielung einer möglichst schnellen Flußänderung parallel geschaltet. Die Zeitkonstante betrug etwa $T = 0,2$ sec.

Da bei den Versuchen nur erstrebt wurde, die Beschleunigung der Elektronen festzustellen, wurde die Primärwicklung auf eine Gleichspannung geschaltet.

Der Fluß im Eisen des Transformators steigt, dann nach einer $1 - e^{-t/T}$ -Kurve, und wir erhalten eine einmalige Transformation. Nach etwa der Zeit $\frac{T}{2}$ wurde die

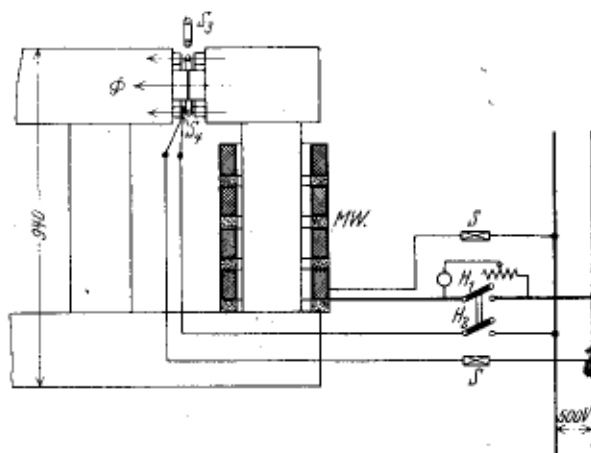


Bild 13. Die Versuchsschaltung des Transformators.

Flachspule IV (die eine recht kleine Zeitkonstante besaß) eingeschaltet. Diese Spule schleudert alle Elektronen, die sich noch in der Röhre bewegen (und diese müssen in diesem Fall wegen des starken Steuerfeldes eine hohe Spannung besitzen) gegen die Röhrenwand, wo sie sich durch Leuchterscheinungen bemerkbar machen werden.

Die verwendete Schaltung geht aus Bild 13 hervor. Der Anfangsfluß Φ_0 wird mittels des Widerstandes R einreguliert. Der Schalter H_1 schließt diesen Widerstand kurz und legt die Magnetisierungswicklung direkt an ein 500-Volt-Netz. Der Schalter H_2 (der die Flachspule einschaltet) war mit dem ersten Schalter mechanisch so verbunden, daß die beiden Schaltungen mit etwa 0,1 sec Zwischenzeit erfolgten. Die entstehenden Ströme wurden mit den Sicherungen S abgeschaltet.

β) Die Ergebnisse.

Bei den Versuchen wurden zunächst die Kathodenstrahlen auf dem Verschlusschirm gesammelt und auf ein Maximum eingestellt. War eine genügende Konstanz der Strahlen erreicht, wurde der Verschluss geöffnet, so daß die Strahlen in die Kreisröhre gelangten. Das Anfangsfeld $B_{s,0}$ wurde dann so einreguliert, daß die Strahlen möglichst der Kreisbahn der Röhre folgten.

Als erste Erscheinung zeigte sich dabei, daß die gesamte Kreisröhre sich auf eine recht konstante Gegenspannung auflädt. Bei den Versuchen war die Anodenspannung meistens 30 kV, die Gegenspannung betrug etwa 10 kV. Hat die Röhre diese Gegenspannung erreicht, fließen ebenso viele Elektronen aus der Kreisröhre

¹ Einphasenkern mit losem Joch standen nicht zur Verfügung. Der Eisenkern wurde von den Städtischen E.-W. Aachen bereitwilligst für die Versuche zur Verfügung gestellt.

heraus (hauptsächlich als Gleitentladungen den Glaswänden entlang), wie mittels der Strahlen hineinbefördert werden. Die Gegenspannung setzte die aus der Kathodenspannung berechneten Werte der Anfangsfeldstärke sehr herab, bringt aber sonst keine großen Nachteile.

Die weiteren Erfahrungen betrafen das Verhalten der auf den Glaswänden der Röhre sich befindenden Elektronen. Es bestand die Hoffnung, daß diese Elektronen sich wie ein elektrostatisches Gitter (siehe später) verhalten würden¹, das andere Elektronen von den Glaswänden abdrängen könnte. Dies scheint aber nicht der Fall zu sein; die Aufladungen an den Wänden waren ungleichmäßig und übten nicht die erwarteten Wirkungen aus.

Es erwies sich als sehr schwierig, die Elektronen in der richtigen Kreisbahn zu führen. Erst mittels der Spule *S III* und einer geeigneten Formgebung der Röhre gelang es, die Strahlen etwa $1\frac{1}{2}$ mal in der Kreisröhre herumzuführen. Es schien aber nicht möglich, die Strahlen dauernd in der Kreisbahn zu halten, kurz nach einem Umlauf fielen die Strahlen meist auf die Wände. Aus diesem Grunde war es auch erklärlich, warum die Beschleunigungsversuche keine Ergebnisse zeigten. Der Transformator wurde mehrere Male erregt, es wurden aber keine Elektronen höherer Spannungen beobachtet.

γ) Stabilisierung der Elektronenbahnen.

Obwohl die Ergebnisse der Untersuchungen negativ ausfielen, haben sie doch gewisse Erfahrungen gebracht, die Richtlinien für weitere Untersuchungen geben können.

Die Hauptschwierigkeit des Transformators liegt darin, die Elektronen dauernd auf der Kreisbahn zu erhalten. Die Bahnkurven der Elektronen werden sehr leicht durch inhomogene Magnetfelder und zusätzliche Felder der Wandladungen gestört. Es muß deswegen eine Anordnung geschaffen werden, welche die Elektronen nach der Röhrenmitte hindrängt, die also stabilisierend auf die Bahnkurve wirkt.

Es scheint nun aber sehr schwierig, eine derartige Anordnung zu finden. Die gewöhnliche Gaskonzentrierung der üblichen Braunschen Röhren ist wegen der großen Absorptionsverluste bei Niedervakuum nicht verwendbar.

Weitere Anordnungen mit achsenparallelen Elektroden oder Stromleitern (Gitter innerhalb oder außerhalb der Röhre) bieten auch keine Möglichkeiten einer Stabilisierung. Ein Gitter wird wohl in gewissen Bereichen die Elektronen von den Wänden abstoßen, dafür werden aber die Elektronen in anderen Bereichen gegen die Wände getrieben (das Linienintegral $\int_s K_s ds$ ist über dem Röhrenumfang gleich Null). Es läßt sich leicht zeigen, daß elektrostatische und elektrodynamische Gitter in diesem Falle vollständig ähnlich wirken.

Ein axiales Magnetfeld (Konzentrierungspule) würde wohl die Elektronen zu einer Spiralbahn innerhalb der Röhre zwingen. Diese Spiralbahn würde aber bei jeder Störung gegen die Wände getrieben werden.

Die einzige Möglichkeit einer Stabilisierung scheint eine Elektrode in der Röhrenachse in Verbindung mit einem axialen Magnetfeld zu sein. Die Innenelektrode würde die übrige Spiralbahn gegen Abtreiben sichern, während das Magnetfeld die Elektronen von der Innenelektrode weghalten würde.

Ob in dieser Weise eine Stabilisierung möglich ist, muß noch untersucht werden. Jedenfalls sollten alle weiteren Untersuchungen über Strahlentransformatoren dem Stabilisierungsproblem gewidmet sein. Erst wenn eine Stabilisierung erreicht ist, wird die Beschleunigung von Elektronen in elektrischen Wirbelfeldern möglich sein.

¹ M. Wellauer, Arch. f. Elektrot., Bd. 16, S. 13, 1926.

V. Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit werden die Möglichkeiten untersucht, mittels kinetischer Spannungen (schnell bewegter Elektronen und Ionen) hohe Spannungen zu erzeugen. In Analogie zu den gewöhnlichen Transformatoren und den Parallel-Serien-Schaltungen ergeben sich dabei zwei Verfahren: die Beschleunigung in Wirbelfeldern und in Potentialfeldern.

Die Beschleunigung in Wirbelfeldern würde sehr hohe Spannungen erzeugen können. Das Verfahren scheidet daran, daß die Möglichkeiten fehlen, die Elektronen auf einer Kreisbahn zu binden. Die Lösung dieser Frage scheint zur Zeit große Schwierigkeiten zu bereiten.

Die Beschleunigung in Potentialfeldern wurde bei mittleren Spannungen (20 bis 50 kV) untersucht. Die theoretischen Überlegungen wurden vollständig durch die Untersuchungen bestätigt. Das Verfahren gestattet Spannungen von etwa 2 Millionen Volt herzustellen.

Da die Leistung zur Zeit klein ist, wird das Verfahren hauptsächlich für physikalische Untersuchungen in Frage kommen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Rogowski bin ich für bereitwillige Unterstützung bei dieser Arbeit und für vielfache Anregungen aufrichtigen Dank schuldig.

Anhang.

Wie bereits erwähnt, üben die Gasmoleküle drei charakteristische Wirkungen auf bewegte Elektronen aus:

1. Ein gewisser Teil der Elektronen wird auf die Spannung Null abgebremst¹, sie werden absorbiert.
2. Die Bewegungsrichtung der Elektronen wird etwas geändert, sie erleiden eine Diffusion.
3. Die Geschwindigkeit der Elektronen wird etwas vermindert, es tritt ein Spannungsverlust ein.

Die folgenden Untersuchungen über diese Wirkungen stützen sich im wesentlichen auf Lenards Arbeiten².

a) Die Absorption.

Für die Absorption gilt das Gesetz, daß die in einem Elemente relativ absorbierte Elektronenmenge dem Weg proportional ist:

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = a(x) dx.$$

Integriert ergibt sich der Absorptionswirkungsgrad zu

$$\eta_a = \frac{\gamma}{\gamma_0} = e^{-\int_{x_1}^{x_2} a(x) dx} = e^{-a_1 x_1 A_{x_1}^{x_2}}, \quad (1a)$$

wobei:

$$A_{x_1}^{x_2} = \frac{\int_{x_1}^{x_2} a(x) dx}{a_1 x_1} \quad (1b)$$

ist.

Der Absorptionsfaktor³ wird erstens durch den Gaszustand, zweitens durch die Spannung der Elektronen bestimmt.

Wir führen in folgendem zwei vereinfachende Annahmen ein:

1. Der Gaszustand sei konstant und unabhängig vom Wege.
2. Die Feldstärke der beschleunigenden Spannung sei ebenfalls konstant.

Die kinetische Spannung des Elektrons wird dann proportional mit dem Wege ansteigen, und wir erhalten:

$$A_{x_1}^{x_2} = \frac{U_2}{a_1 U_1} \int_{U_1}^{U_2} a(U) dU = A_{U_1}^{U_2}. \quad (1c)$$

Bild 1 zeigt die Funktion $a(U)$, in Bild 2 ist die Integralkurve $A_{U_1}^{U_2}(U)$ aufgezeichnet⁴. Die Kurve $a(U)$ läßt sich leicht integrieren, indem man die Kurve in

¹ d. h., sie erhalten die durch Wärmebewegung gegebene mittlere Geschwindigkeit der Moleküle, deren Spannung ungefähr 10^{-4} Volt ist bei 25° C.

² Lenard: Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Heidelberg 1925.

³ Der Absorptionsfaktor a entspricht Lenards Bezeichnung α_0 , weil wir mit dem „Parallelfall“ rechnen (siehe später).

⁴ Die $a(U)$ -Kurve ist aus Lenards $\alpha(v)$ -Kurve berechnet. Da Lenards Kurve der Absorptionskoeffizienten sich auf den „Normalfall“ bezieht, wo die Elektronen infolge von Diffusion noch gewisse Umwege machen, sind Lenards α -Werte noch durch den Umwegfaktor $B = 1,8$ dividiert worden. Die eingezeichneten Punkte entsprechen den Meßergebnissen verschiedener Beobachter. Wie man ersieht, sind unsere Kenntnisse über die Absorptionskoeffizienten noch sehr mangelhaft.

einzelne Abschnitte aufteilt und jeden einzelnen Teil mit Hilfe einer Näherungsparabel von der Form:

$$a(U) = a_i \left(\frac{U}{U_i} \right)^{q_i}$$

integriert.

Für $U_1 = 10$ Volt ($U_1 =$ die Anfangsspannung der Elektronen) erhalten wir aus Bild 1 den Absorptionskoeffizienten bei 10^{-8} mm Hg Druck zu [die Kurve $a(U)$ bezieht sich auf die Dichteinheit 1 gr.cm⁻³]:

$$a_1 = a_{10} \sigma = 1 \cdot \sigma_{\text{Luft}} \frac{10^{-8}}{760} = 1,08 \cdot 10^6 \cdot 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{10^{-8}}{760} = 1,85 \cdot 10^{-8} \cdot \text{cm}^{-1}.$$

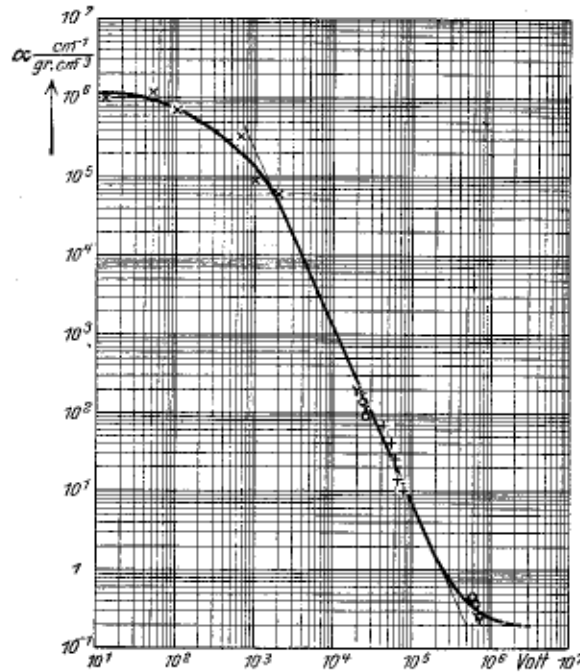


Bild 1. Absorptionsfaktor α für Elektronenstrahlen, abhängig von der Spannung.

Der Zusammenhang zwischen der Spannung U_1 und der „Wegeinheit x_1 “ wird durch die Feldstärke des beschleunigenden Feldes gegeben sein. Rechnen wir mit dem kleinen Wert $0,01 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ (man kann noch leicht bei mittleren Frequenzen Wirbel-feldstärken von der Größenordnung $1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ herstellen), so erhalten wir:

$$x_1 = \frac{U_1}{E} = \frac{10}{10^{-2}} = 10^3 \text{ cm}.$$

Für den Absorptionswirkungsgrad bei einer Spannungserhöhung von 10 Volt auf 10 MVolt erhalten wir:

$$\eta_a = \frac{\mathcal{J}_b}{\mathcal{J}_a} = e^{1,85 \cdot 10^{-8} \cdot 10^3 \cdot A_{31}^2} = e^{-8,64 \cdot 10^{-4}} = 0,9991.$$

Wie die Berechnung zeigt, spielt die Absorption der Elektronen bei diesem hohen Vakuum keine wesentliche Rolle. Erst bei höheren Drücken als 10^{-6} mm Hg ($\eta_a = 0,916$) wird die Absorption von wesentlicher Bedeutung werden.

β) Die Diffusion.

Über die Diffusion der Elektronen liegen zur Zeit sehr wenig sichere Untersuchungen vor. Es ist deswegen nur möglich, ein Übersichtsbild über die Vorgänge zu geben und die Größenordnung der Diffusionswirkung mit einer gewissen Vorsicht abzuschätzen.

Bei dem Vorbeistreichen bzw. Durchqueren der Moleküle tritt eine Richtungsänderung der Bahnkurve des Elektrons ein. Diese Richtungsänderungen können sich addieren, so daß die Abweichungen der Strahlen von der ursprünglichen Richtung mit dem zurückgelegten Weg wachsen. Nach Lenard tritt bei etwa 10^9 Winkelabweichung von der Anfangsrichtung eine wesentliche Änderung des Elektronenstrahles ein, die Strahlbegrenzung wird unscharf und die Bahnkurven der Elektronen stark geändert (sie durchlaufen etwa 80% Umwege).

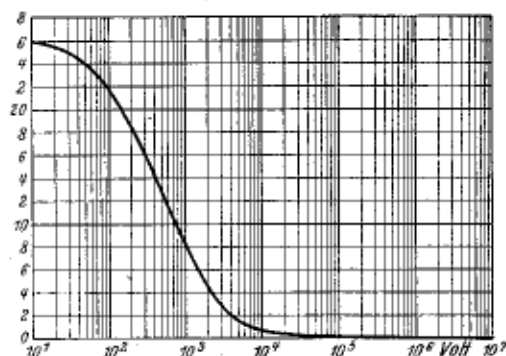


Bild 2. Die Integralkurve des Absorptionsfaktors $\alpha(U)$

$$A_U^{10^7} = \frac{\int_0^{10^7} \alpha(U) dU}{\alpha_1 U_1}$$

Die Weglänge bis zu der dies eintritt, nennt Lenard die Parallelfalldicke x_I . Für die Gewinnung kinetischer Spannungen in Wirbelfeldern wird die Parallelfalldicke eine absolute Grenze für die Spannungserhöhung setzen. Da aber Winkelabweichungen von 10^9 eine recht große Änderung der Bahnkurve ergibt, werden wir in folgendem mit $\frac{1}{10}$ der Parallelfalldicke x_I rechnen.

Wir wählen als maximale Spannung 10 MV und werden die Anfangsspannung berechnen, bei der die Elektronen die Weglänge $x_I' = \frac{1}{10} x_I$ durchlaufen müssen.

Für die Parallelfalldicke gibt Lenard eine Formel an, die aus Theorien für die rückdiffundierten (d. h. mit 180° Winkelabweichung) Elektronen abgeleitet worden ist¹. Die Formel ist für 33 kV und 800 kV mittels eines Erfahrungsfaktors in Übereinstimmung mit den Meßergebnissen gebracht worden. Es ist:

$$x_I = \frac{1}{2 B \alpha f} \log \frac{1 - p^2 \left(\frac{e}{p}\right)}{1 - \frac{e}{p}} \tag{2}$$

und es bedeuten:

- α = Absorptionsfaktor (wahrer) durch die $\alpha(U)$ -Kurve in Bild 1 gegeben,
- B = Umwegfaktor, für Luft = 1,8, unabhängig von der Spannung,
- p = Rückdiffusionskonstante. Für Luft bei $U = 800$ kV, $p = 0,23$. Bei

¹ Lenard gibt auch noch eine rein empirische Beziehung zwischen Parallelfalldicke und der mittleren freien Weglänge der Elektronen an. Da aber die empirische Konstante, der „Trübungsfaktor“ dieser Formel nur bei 800 kV bekannt ist, können wir die Formel nicht für unsere Zwecke verwenden.

$U = 33$ kV, $p = 0,28$. Wir rechnen in folgendem mit $p = 0,30$

$\left(\frac{e}{p}\right)$ = das Verhältnis der rückdiffundierenden Elektronen für die Weglänge $x = x_1$, zu den gesamten rückdiffundierenden Elektronen. Für Luft bei $U = 800$ kV ist $\left(\frac{e}{p}\right)$ zu etwa 0,10 gemessen worden, scheint auch unabhängig von der Spannung zu sein. Da wir mit $\frac{1}{10}$ der Paralleldicke rechnen, nehmen wir $\left(\frac{e}{p}\right) = 0,01$ an. Wir haben also insgesamt eine Rückdiffusion von $e = 0,003$, und müssen deswegen den Absorptionswirkungsgrad um diesen Betrag verkleinern.

f = Erfahrungskonstante. Für $U = 800$ kV, $f = 2$, $U = 33$ kV, $f = 3$. Wir werden in folgendem vorsichtsweise $f = 4$ ansetzen.

Wir erhalten folglich:

$$\alpha \cdot x_1' = \frac{1}{2 \cdot 1,8 \cdot 4} \log \frac{1 - 0,3^2 \cdot 0,01}{1 - 0,01} = 2,83 \cdot 10^{-4}.$$

Da α sich mit dem Wege ändert, müssen wir anstatt $\alpha \cdot x_1'$ das Integral $\int_{x_0}^{x_1'} \alpha(x) dx$ einführen und bekommen:

$$\int_{x_0}^{x_1'} \alpha dx = \alpha_1 x_1 A_{U_0}^{10^8} = 2,83 \cdot 10^{-4}.$$

Setzen wir die bei der Absorptionsberechnung angesetzten Werte für α_1 und x_1 ein, so ergibt sich:

$$A_{U_0}^{10^8} = \frac{2,83 \cdot 10^4}{1,85 \cdot 10^{-8} \cdot 10^8} = 15,3.$$

Aus der Kurve $A(U)$ in Bild 2 bestimmen wir die entsprechende Anfangsspannung zu $U_0 = 345$ Volt.

Es zeigt sich also, daß wir bei einem Druck von 10^{-8} mm Hg in einem Felde von $0,01 \frac{V}{cm}$ die Elektronen von 345 Volt auf 10 MV beschleunigen können, ohne daß die Bahnkurven der Elektronen durch Diffusion wesentlich geändert werden. Für Vakua von 10^{-7} und 10^{-6} mm Hg ergeben sich die entsprechenden Anfangsspannungen zu $U_0 = 5$ kV und $U_0 = 80$ kV. Die Diffusionserscheinungen bewirken also bei diesen Drücken eine nicht zu vernachlässigende Grenze der Spannungserzeugung.

γ) Der Spannungsverlust.

Über den mittleren Spannungsverlust, der durch die Bremswirkung der Luftmoleküle entsteht, liegen recht genaue Messungen vor. Bild 3 zeigt die Bremsfeldstärke $\frac{dU}{dx} = E_b$ für die Dichteinheit in Abhängigkeit der Spannung (für den Parallelfall)¹.

Für $U > 200$ kV ist die Bremsfeldstärke konstant:

$$E_b = 2,5 \frac{MV}{cm}.$$

Bei 10^{-8} mm Druck entspricht dies der Bremsfeldstärke

$$E_b = 2,5 \cdot 10^8 \left(\frac{1,3 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-8}}{760} \right) = 4,28 \cdot 10^{-8} \frac{Volt}{cm}.$$

¹ Die Kurve $E_b(U)$ wurde aus Lenards Werten für $\frac{dv}{dx} = f(v)$ errechnet. Es ist:

$$E_b(U) = \frac{\epsilon \cdot \beta}{(1 - \beta^2)^2} \left(\frac{d\beta}{dx} \right) = \frac{1}{\epsilon^2} \sqrt{U^2 + 2U\epsilon} \epsilon (U + \epsilon) \left(\frac{d\beta}{dx} \right).$$

Da Lenards $\frac{dv}{dx}$ -Kurve für den Normalfall gilt, wurden die Werte noch durch den Umwegfaktor $B = 1,8$ dividiert.

Für $U < 1$ kV ist die Kurve für E_b noch ganz unbekannt. Falls man den wohl etwas hohen Wert $E_b = 350 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}$ bei $U = 100$ Volt zugrunde legt, ergibt sich die Bremsfeldstärke bei 10^{-6} mm Hg zu:

$$E_b = 6,0 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} = 6 \cdot 10^{-4} E_w.$$

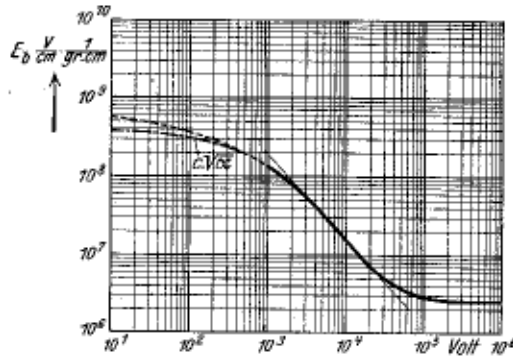


Bild 3. Bremsfeldstärke E_b als Funktion der Spannung.

Man ersieht aus diesem Beispiel, daß selbst die größtmöglichen Werte der Bremsfeldstärke (bei Drücken von 10^{-6} mm Hg), sehr klein (6%) im Vergleich zu der beschleunigenden Feldstärke sind.

Der Spannungsverlust durch Abbremsung spielt also gar keine Rolle.

δ) Zusammenfassung.

Die Gasmoleküle bewirken Absorption, Spannungsverlust und Ablenkungen der Elektronen aus der Bahnkurve. Die beiden ersten Einwirkungen sind bei Drücken unterhalb 10^{-6} mm Hg vernachlässigbar klein.

Die Diffusion der Elektronen ist nicht zu vernachlässigen; sie bedingt eine untere Grenze für die Anfangsspannung. Diese Grenze liegt bei den in Frage kommenden Werten von Feldstärke Endspannung und Gasdruck, zwischen 0,5 und 10 kV.

Der Diffusion wegen sollte der Gasdruck nicht höher als 10^{-7} mm Hg sein.

Resume.

In this work the possibilities were examined of making high tension currents by means of kinetic voltages (quickly moving electrons and ions).

Corresponding to the usual transformer and the parallel-series connectors we have two methods, the acceleration in an electrical vortex (a whirling field) and in electrical potential fields.

By acceleration in an electrical vortex very high voltages could be made. The method fails because it is not possible to compel the electrons to rotate in a circle. The solution of this problem appears to have great difficulties.

The acceleration in electrical potential fields was examined with medium voltages (20—50 kV). The theoretical deliberations were, through those experiments, completely confirmed. The method allows voltages of about 2 Million Volts to be made without very great difficulty.

As the output is at present small, the method only comes in question for physical experiments.