Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens

Herausgeber: Association suisse des électriciens

Band: 31 (1940)

Heft: 13

Artikel: Probleme und Forschungsmethoden der Kernphysik [Fortsetzung und Schluss]

Autor: Wäffler, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1058005

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: 22.08.2025

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

Probleme und Forschungsmethoden der Kernphysik.

Von *H. Wäffler*, Zürich.

(Fortsetzung von Seite 29 und Schluss.)

539.152.1

Die in der Kernphysik angewandten, im ersten Teil dieses Berichtes besprochenen Methoden der Atomumwandlung benötigen zu ihrer Durchführung Anlagen zur Erzeugung sehr schneller Ionen. Im folgenden werden die wichtigsten Typen unter den zur Zeit in Gebrauch stehenden Atomzertrümmerungsanlagen beschrieben.

Les méthodes décrites dans la première partie de cet article, que la physique nucléaire applique pour la transformation des atomes, exigent des installations capables de produire des ions très rapides. L'auteur décrit ici les principaux types actuels d'installations pour la destruction des atomes.

4. Die Verfahren zur Erzeugung schneller Ionen durch Beschleunigung im elektrischen Gleichfeld.

Die in den vorangehenden drei Abschnitten durchgeführte Besprechung der Problemstellung und der experimentellen Methoden der Kernphysik hat gezeigt, dass die Technik der meisten Untersuchungen in der Beschiessung von Elementen mit hochbeschleunigten, positiv geladenen Ionen besteht. Die Anordnung zur Erzeugung und Beschleunigung dieser Teilchen stellt somit den wichtigsten Bestandteil jeder Versuchsanlage dar. Zur Erzeugung der Ionen verwendet man allgemein eine Gasentladung, die sowohl als Lichtbogen, als auch als Glimmentladung ausgebildet wird. (Die Elemente, deren Ionen als Geschosse verwendet werden, sind bei Atmosphärendruck und Zimmertemperatur sämtliche gasförmig.)

Zur Beschleunigung besitzt man heute zwei grundsätzlich verschiedene Verfahren. Bei dem ersten, welches in diesem Abschnitt besprochen wird, durchläuft das geladene Partikel ein elektrisches Gleichfeld und erhält in demselben eine kinetische Energie, die gleich ist dem Produkt aus seiner Ladung und der durchlaufenen Spannung. Diese Methode arbeitet mit Anlagen für hochgespannten Gleichstrom in Verbindung mit sog. Kanalstrahlröhren. Fig. 10 zeigt das Prinzip eines solchen Kanalstrahlrohrs mit Glimmentladung. Die hohlzylindrisch ausgebildete Anode A ist umschlossen

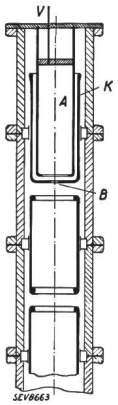


Fig. 10.
Kanalstrahlrohr mit Glimmentladung.
A Anode. *K* Kathode.

von der Kathode K. Diese trägt in der Symmetrieaxe eine Bohrung B, den sog. Kanal, durch welche fortwährend ein Teil der in der Gasentladung gebildeten positiven Ionen austritt und in den Beschleunigungsraum gelangt. Die Gasnachlieferung erfolgt über ein Regulierventil durch V. Nach dem Austritt aus dem Kanal durchlaufen die Teilchen das unter Hochvakuum stehende Beschleunigungsfeld. Dieses wird stets in Stufen unterteilt, deren jede einen Teil der Gesamtspannung übernimmt. Diese Spannungsunterteilung bietet hauptsächlich zwei Vorteile: erstens wird hierdurch das Problem der Konstruktion eines Beschleunigungsrohres für eine hohe Spannung auf das der Hintereinanderschaltung mehrerer solcher Rohre für eine jeweils kleinere Spannung reduziert, zweitens wirkt die in Fig. 10 gezeichnete, heute allgemein übliche zylindrische Ausbildung der Beschleunigungselektroden auf die Teilchen als ein System elektrischer Linsen, durch welche sie in Richtung der Zylinderaxe konzentriert werden. Diese Fokussierung lässt sich noch verfeinern, indem die an der ersten Beschleunigungsstufe liegende Spannung regulierbar gehalten wird, was einer veränderbaren Brennweite der ersten elektrischen Linse entspricht. Durch geeignete Einstellung dieser Spannung lässt sich der Strahl beim Auftreffen auf das Präparat zu einem scharfen, fast punktförmigen Brennfleck zusammenziehen.

Während der im Entladungsraum herrschende Gasdruck mindestens so hoch sein muss, dass eine Gasentladung mit der erforderlichen Stromdichte brennen kann, d. h. etwa 10^{-2} mm Hg, darf im Beschleunigungsraum keine Zündung mehr stattfinden, damit die hohe Beschleunigungsspannung aufrecht erhalten werden kann. Der hierzu erforderliche Gasdruck liegt je nach den Dimensionen der Röhre zwischen 10^{-4} und 10^{-5} mm Hg. Dieser Druckgradient muss durch dauerndes Abpumpen des durch den Kanal in den Beschleunigungsraum nachströmenden Gases aufrechterhalten werden. Hiefür sind Pumpenaggregate grosser Saugleistung, die in den modernen Diffusionspumpen zur Verfügung stehen, erforderlich. Bei dem in Fig. 12 sichtbaren Kanalstrahlrohr der Atomumwandlungsanlage des Physikalischen Instituts der Eidg. Techn. Hochschule, welches eine Länge von 2,5 m bei 15 cm lichter Weite hat, werden als Endstufe zwei Oeldiffusionspumpen mit einer Saugleistung von zusammen 150 l/s bei 10^{-4} mm Hg benützt. Der Durchmesser des Kanals beträgt 1,5 mm, seine Länge etwa 1,2 mm.

5. Die Hochspannungsanlage.

Die Anforderungen, welche an eine zum Betrieb von Kanalstrahlröhren dienende Hochspannungsanlage gestellt werden, sind im wesentlichen folgende:

1. Ihr Spannungsbereich soll regulierbar zwischen 200 und mindestens 1000 kV Gleichspannung liegen.

2. Für den Ionenstrahl soll ein Strom von wenigstens 2 mA geliefert werden können.

3. Zwischenwerte der Spannung sollen sich rasch, genau und reproduzierbar einstellen lassen (Aufnahme von Anregungskurven).

4. Geringe Welligkeit von Spannung und Strom.

5. Die Polarität gegenüber Erde soll sowohl positiv als auch negativ gemacht werden können (Beschleunigung sowohl von positiven Ionen als auch von Elektronen).

Es existieren zur Zeit zwei Typen von Apparaten, welche diesen Forderungen genügen und sich praktisch bewährt haben, nämlich

a) der Treibriemengenerator nach Van de Graaff.

b) der Kaskadengenerator.

a) Der Treibriemengenerator.

Bei diesem wird das schon der Influenzmaschine zugrundeliegende elektrostatische Prinzip in einer neuen, konstruktiv sehr eleganten Anordnung benützt. Die auf einem Isolierzylinder I (Fig. 11) ruhende Elektrode E erhält durch ein über zwei Walzen W, W′ laufendes, aus Isoliermaterial bestehendes Band B elektrische Ladung zugeführt. Sie lädt sich dadurch auf ein Potential gegenüber Erde auf, das proportional mit der insgesamt zugeführten Ladung ansteigt und einen stationären Wert erreicht, der lediglich durch die Ueberschlagsfeldstärke auf der Elektrodenoberfläche begrenzt ist. Die Ladung wird in folgender Weise auf das Band gebracht: die untere Walze W ist gegen

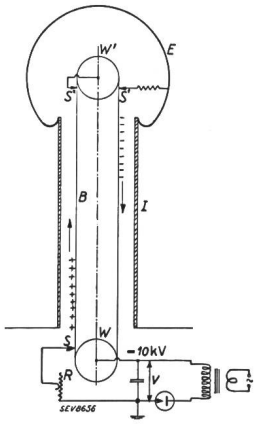


Fig. 11.
Prinzip des Treibriemengenerators.

Erde isoliert und steht auf einem negativen Potential V von etwa 10 kV. An der Stelle, wo das Band die Walze verlässt, befinden sich ihr gegenüber eine Reihe von Sprühspitzen S, die über einen Dämpfungswiderstand R geerdet sind. Durch Koronaentladung zwischen Spitzen und Walze, sowie Influenzwirkung von der Walze her wird auf der Aussenseite des Bandes positive Ladung angelagert und zur Elektrode hinaufgetragen. Unter Umkehrung der Polarität kann man nun mit der gleichen Sprühanordnung wie unten dem Band oben die positive Ladung abnehmen und ihm eine ebenso grosse negative zuführen, die nach unten getragen wird. Doch lässt sich durch eine geeignete Anordnung von zwei Sprühkämmen, wie Fig. 11 zeigt, die Hilfsspannung vermeiden: W′ ist gegenüber der Elektrode ebenfalls isoliert und mit dem Sprühkamm S″ verbunden. S″ übernimmt nun die Rolle der Spannungsquelle, indem er durch Koronaentladung W′ positiv auflädt. Auf dem hinunterlaufenden Bandteil wird also jetzt durch S′ negative Ladung abgesetzt und zur Erde geführt. Macht man die Polarität der unteren Walze W positiv, so nimmt die Elektrode negatives Potential gegen Erde an. Lässt man auch unten die Sprühspannung ganz weg und arbeitet mit zwei Kämmen, so erregt sich die Maschine selbst, jedoch ohne definierte Polarität. Anstatt die Hilfsspannung V an die Walze W zu legen und den Sprühkamm S zu erden, kann man auch umgekehrt verfahren und bei geerdeter Walze den Sprühkamm auf Spannung bringen, was isoliertechnisch einfacher ist. Die erste Lösung bietet jedoch den Vorteil, die Hochspannungsquelle unbelastet zu lassen: da das Band nur auf der Aussenseite Ladung trägt, so fliesst ihm der gesamte Ladestrom von der Erde über den Sprühkamm S zu.

Der vom Generator unter Belastung gelieferte Strom ergibt sich als Produkt aus Bandgeschwindigkeit, Bandbreite und Flächendichte der auf das Band abgesetzten Ladung. Die höchsten im Dauerbetriebe erreichten Bandgeschwindigkeiten betragen etwa 40 m/s, die Bandbreiten der bis jetzt ausgeführten Anlagen liegen zwischen 0,5 und 1 m. Was die Flächendichte der elektrischen Ladung anbelangt, so wird sie durch die Sprühverluste begrenzt. Sie ist vom Material des Bandes weitgehend unabhängig und beträgt nach im Physikalischen Institut der ETH durchgeführten Messungen maximal ca. $1{,}5 \cdot 10^{-9}$ C/cm². Berechnet man unter Vernachlässigung der endlichen Bandbreite die dieser Dichte σ entsprechende Feldstärke E, so erhält man

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \frac{1{,}5 \cdot 10^{-9}}{8{,}84 \cdot 10^{-14}} \cong 17 \text{ kV/cm} \qquad (10)$$

Es ist dies ein Wert, oberhalb dessen sich bei den meisten technischen Anordnungen Sprühverluste einstellen. Die von Treibriemengeneratoren gelieferten Ströme sind somit naturgemäss klein, zum Betrieb von Kanalstrahlröhren jedoch hinreichend. Die mit ihnen erreichbare Spannung wächst proportional den Lineardimensionen der Elektrode an, wobei sich diese durch die Abmessungen des zur Verfügung stehenden Raumes bestimmen. Nach übereinstimmenden Angaben verschiedener Autoren wird für einen gegebenen Raum ein Optimum der Spannung dann erreicht, wenn (unter Voraussetzung annähernd kugelförmiger Elektrode) der (mittlere) Elektrodendurchmesser etwa $^1/_3$ der kleinsten Raumabmessung beträgt. Die maximal erreichbare Spannung wird dann rund 530 kV pro Meter Elektrodendurchmesser.

Als Beispiel einer solchen Anlage sei hier der Treibriemengenerator des Physikalischen Instituts der ETH angeführt (Fig. 12). Er besitzt zwei Bänder von je 0,52 m Breite und liefert bei einer

Bandgeschwindigkeit von 30 m/s einen Strom von 1 mA. Diese Apparatur ist in einem Raum von 5,4 × 7 m Bodenfläche und 4,8 m Höhe untergebracht und arbeitet bis zu einer Spannung von 900 kV. Die Spannungsregulierung erfolgt durch den auf dem Bilde sichtbaren, geerdeten Sprüharm, dessen oberes Ende in dem für die gerade gewünschte Spannung erforderlichen Abstand von der Elektrode gehalten wird. Gemessen wird die Spannung mit einem Hochohmpotentiometer von 10^{10} Ohm (Spannungsteilung 1 : 200), das aus 1000 hintereinandergeschalteten 10-Megohm-Widerständen besteht. Um jegliches Sprühen zu vermeiden, ist das ganze Potentiometer in einem mit Oel gefüllten Hartpapierrohr im Innern der rechts

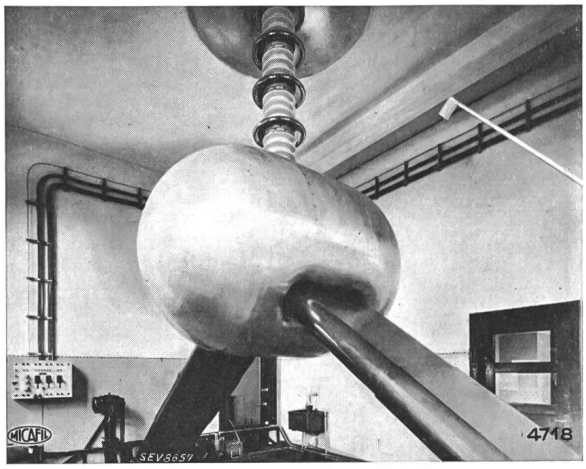


Fig. 12.
Hochspannungsanlage des Physikalischen Instituts der ETH.

auf dem Bilde sichtbaren Tragsäule untergebracht. Das in 5 Stufen unterteilte Kanalstrahlrohr ist nach oben durch die Decke hindurchgeführt, so dass man im darüberliegenden Raum unbeeinflusst von der Hochspannung experimentieren kann.

Für Spannungen über 1000 kV werden die zur Unterbringung solcher Anlagen erforderlichen Räume sehr gross. Aus Gründen der Platzersparnis ist man deshalb mit Erfolg dazu übergegangen, den Generator mit samt der Kanalstrahlröhre in Druckbehälter einzubauen und unter Pressluft bis zu 7 kg/cm² zu betreiben. Bei der Dimensionierung solcher Druckgeneratoren ist zu beachten, dass die Durchschlagfestigkeit der Luftstrecken in diesem Bereich mit dem Druck linear zunimmt, diejenige der Gleitfunkenstrecken jedoch bedeutend langsamer ansteigt. Fig. 13 zeigt den grössten der zurzeit bestehenden, von der Westinghouse-Gesellschaft in Pittsburg (USA) gebauten Druckgenerator. Er liefert bei Füllung mit Pressluft von 5 kg/cm² eine Spannung von über 5000 kV.

Die einfache Bauart des Van de Graaff-Generators macht ihn zur billigsten und handlichsten der heute gebräuchlichen Hochspannungsquellen. Den heikelsten Teil des Apparates bildet die Aufladevorrichtung. Die Lagerung der Walzen erfolgt mit Vorteil in Kugellagern, da durch deren geringes Anlaufmoment ein Herunterlaufen der Bänder von den Walzen beim Anlassen des Generators vermieden wird. Die Walzen müssen in der Ebene ihrer Axen gegeneinander verstellbar sein, um von Zeit zu Zeit ein Nachspannen der Bänder zu ermöglichen. Als Bandmaterial hat sich am besten Gummi mit Stoffeinlagen bewährt. Solche Bänder lassen sich

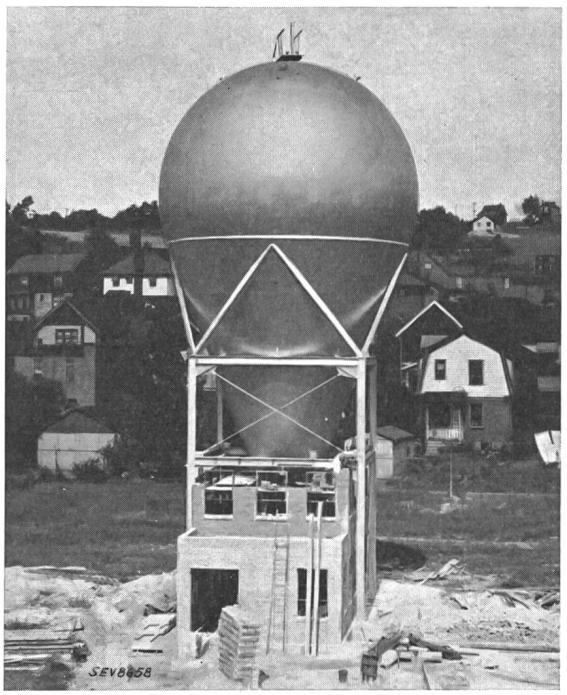


Fig. 13.
Hochspannungsgenerator der Westinghouse-Gesellschaft Pittsburg USA.

praktisch nahtlos zusammenvulkanisieren, laufen infolgedessen fast geräuschlos und sind sehr geringer Abnützung im Betrieb unterworfen.

b) Der Kaskadengenerator.

Von Greinacher [1]) wurde erstmalig eine Schaltung zur Gleichrichtung unter gleichzeitiger Vervielfachung der Ausgangswechselspannung angegeben. Die Anwendung derselben auf Hochspannungsanlagen für kernphysikalische Zwecke erfolgte 1932 durch Cockroft und Walton [2]). Bouwers und Kuntke [3]) haben das Greinachersche Gerät zu einem technischen Apparat entwickelt und unter dem Namen Kaskadengenerator in die Literatur eingeführt. Fig. 14 zeigt die der Arbeit der letztgenannten Autoren entnommene Schaltung einer dreistufigen Anlage. Es bedeute E_0 den Scheitelwert der Ausgangsspannung des Transformators. Dann schwankt — zunächst im Leerlauf — das Potential des Punktes a′ zwischen $+E_0$ und $-E_0$, das von b′ zwischen $+2E_0$ und 0, das von b bleibt wegen der Durchlassrichtung des Ventils von b′ nach b konstant auf

[1]) H. Greinacher, Phys. Z. Bd. 17 (1916), S. 343.
Ders., Bulletin SEV Bd 11 (1920), S. 59.
Ders., Z. f. Phys. Bd. 4 (1921), S. 195.
[2]) Proc. Roy. Soc. A Bd. 136 (1932), S. 619.
[3]) Z. f. techn. Phys. Bd. 18 (1937), S. 209.

$+2E_0$ usw. In Fig. 15 sind diese Verhältnisse graphisch dargestellt. Punkt d nimmt also gegenüber Erde die Spannung $+6E_0$ an. (Bei Umpolung aller Ventile würde man $-6E_0$ erhalten.) Für sämtliche

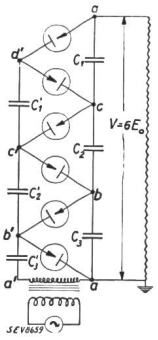


Fig. 14.
Dreistufige Greinacher-Anlage.

Ventile beträgt die maximale Sperrspannung $2E_0$; an den Kondensatoren liegt ebenfalls die Spannung $2E_0$ mit Ausnahme von C_3', der nur E_0 erhält.

An Hand der Fig. 14 und 15 sollen jetzt die Verhältnisse bei Belastung kurz diskutiert werden, vor allem die für die physikalische Anwendung interessierende Welligkeit der Gesamtspannung.

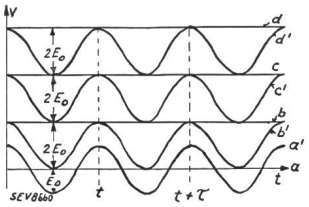


Fig. 15.
Potentialaufbau der Greinacher-Schaltung.

Dabei sei vorausgesetzt, dass hinsichtlich der Kapazität der Kondensatoren gilt: $C_k' = C_k$. Wird dem Generator der Strom i entnommen, so verliert der Kondensator C_1 zwischen t und $t + \tau$ die Ladung $Q = i/f$ (f: Frequenz der Ausgangsspannung). Diese von der einen Belegung von C_1 wegfliessende Ladung muss auf der andern wieder zufliessen; sie wird von C_2 nachgeliefert. C_2 muss aber zur Zeit $t + \tau/2$ auch noch den Kondensator C_1' aufladen, der im Moment t an C_1 über dd' die Ladung Q nachgeliefert hat. Somit verliert und erhält C_2 während einer Periode insgesamt die Ladung $2Q$. Da C_3 an C_2 $2Q$ nachliefert und C_2' mit Q auflädt, variiert seine Ladung während einer Periode um $3Q$. Die Welligkeit der Gesamtspannung ergibt sich also als Summe der Spannungsschwankungen an den einzelnen Kondensatoren zu

$$\delta V = i/f(1/C_1 + 2/C_2 + 3/C_3) \qquad (11)$$

Auch die Gesamtspannung sinkt bei Belastung unter den Leerlaufwert. Denn wegen der nachzuliefernden Ladung $3Q$ beträgt der Spannungsabfall an C_3' $3Q/C_3 = 3i/fC_3$; C_3 kommt also auf die Spannung $2E_0 - 3i/fC_3$. Der Spannungsabfall an C_3 beträgt ebenfalls $3Q/C_3$; C_2' wird also auf $2E_0 - 2(3i/fC_3)$ aufgeladen und erleidet selbst den Spannungsabfall $2Q/C_2$. Somit erhält C_2 die Spannung $2E_0 - 2(3i/fC_3) - 2i/fC_2$. Für C_1 kommt schliesslich $2E_0 - 2(3i/fC_3) - 2(2/ifC_2) - i/fC_1$. Der Gesamtspannungsabfall ergibt sich durch Summation:

$$\Delta V = i/f \cdot (5 \cdot 3/C_3 + 3 \cdot 2/C_2 + 1/C_1) \qquad (12)$$

Man liest aus den Gl. (11) und (12) leicht das allgemeine Gesetz für den Fall von n Stufen ($2n$ Ventile und $2n$ Kondensatoren) ab: zunächst für die Welligkeit:

$$\delta V = i/f \sum_{k=1}^{k=n} \frac{k}{C_k} \qquad (13)$$

Für den Spannungsabfall sei zuerst der Fall $n = 4$ betrachtet:

$$\Delta V = i/f \cdot (7 \cdot 4/C_4 + 5 \cdot 3/C_3 + 3 \cdot 2/C_2 + 1C_1) \qquad (12')$$

Durch Induktion erhält man aus (12), (12') für beliebiges n

$$\Delta V = i/f \cdot \sum_{k=1}^{k=n} \frac{(2k-1)\,k}{c_k} \qquad (14)$$

Sowohl Spannungsabfall, als auch Welligkeit sind also der Frequenz f umgekehrt proportional. Diese kann aber nicht sehr weitgehend erhöht werden, ohne dass zugleich hohe induktive Spannungen und kapazitive Ströme auftreten, die zu unkontrollierbaren Störungen Anlass geben können. Bouwers und Kuntke gehen deshalb bei ihren Generatoren mit f nicht über 200 Hz.

Welligkeit und Spannungsabfall lassen sich verringern durch Vergrösserung der Kapazitätswerte gegen die unteren Stufen hin, z. B. in der Weise, dass $C_k = kC$. Es soll unter dieser Annahme ein Beispiel durchgerechnet werden. Es sei $V = 3000$ kV, $n = 12$, $f = 200$ Hz. Die maximale Welligkeit soll 10 kV/mA betragen. Dann berechnen sich die C_k aus

$$\delta V = i/fC \cdot n$$

zu $c_1 = 0{,}006\ \mu$F, $c_2 = 0{,}012\ \mu$F, ... $c_{12} = 0{,}072\ \mu$F. Der Spannungsabfall wird

$$\Delta V = i/fc \cdot \sum_{k=1}^{k=n} (2k-1) = i/fc \cdot n^2 = 120 \text{ kV/mA}.$$

Ein Problem für sich bildet beim Kaskadengenerator die Zuführung des Heizstroms für die Ventile, deren Kathoden ja sämtliche auf Hochspannung stehen. Die einfachste, aber umständliche und die konstruktive Durchbildung behindernde Methode ist die Heizung mittels isoliert aufgestellter Akkumulatoren. Bedeutend besser ist die Verwendung von isoliert übereinander angeordneten Dynamos, die durch isolierende Wellen gekuppelt sind und gemeinsam angetrieben werden. Die vom hochspannungstechnischen Standpunkt schönste Lösung gelang jedoch Bouwers und Kuntke mit dem System der Hochfrequenzheizung. Sie schicken durch die beiden — mit einem aus Kapazität und Drosselspule bestehenden Ueberbrückungsglied verbundenen — Kondensatorsäulen einen Hochfrequenzstrom von 500 kHz. In den Punkten b', b, c', c, d', d usw. (Fig. 14) befinden sich kleine Autotransformatoren, über welche den Glühkathoden die Heizleistung zugeführt wird. Diese Lösung wird in erster Linie ermöglicht durch die Verwendung von gasgefüllten Ventilen, die sich

durch geringe Heizleistung — ca. 8 W pro Ventil — auszeichnen.

Es muss in diesem Zusammenhang erwähnt werden, dass ausser den Philips-Werken auch die Micafil AG. als erste schweizerische Firma eine Gleichstomhöchstspannungsanlage für die Zwecke der Kernforschung entwickelt und gebaut hat [4]). Dieser, «*Tensator*» benannte, neue Apparatentyp liefert eine Spannung von 3000 kV bei 3 mA Strom. Die Konstruktion des Generators hat vor allem den Vorteil der organischen Verbundenheit des Kanalstrahlrohrs mit den übrigen Apparateteilen, wodurch Sprühverluste auf ein Minimum reduziert werden.

6. Erzeugung schneller Ionen durch Mehrfachbeschleunigung in elektrischen Wechselfeldern. Das Cyclotron.

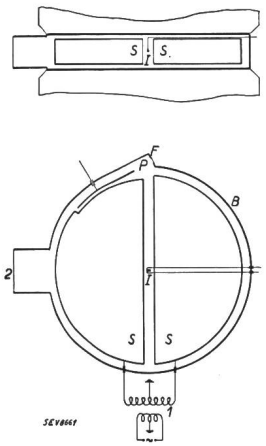
Die Schwierigkeiten, welche der Erzeugung der zur Ionenbeschleunigung im elektrischen Gleichfeld benötigten hohen Spannungen entgegenstehen, haben schon frühzeitig zum Entwurf von Anordnungen geführt, bei denen die Teilchen ein und dieselbe Spannung mehrmals durchlaufen und dabei eine Endenergie erhalten, die einem Vielfachen der aufgewendeten Spannung entspricht.

Eine erfolgreiche Lösung dieses Problems wurde im Jahr 1932 von Lawrence gefunden in dem als *Cyclotron* bezeichneten Apparat. Das im Cyclotron angewandte Verfahren beruht auf der Tatsache, dass im magnetischen Feld ein geladenes Teilchen, das senkrecht zur Richtung der Kraftlinien fliegt, eine Kreisbahn beschreibt. Bedeuten H die Feldstärke, m und e Masse, bzw. Ladung des Teilchens, so ist seine Umlaufzeit T und der Radius R der Bahn gegeben durch die Ausdrücke

$$T = \frac{50\,m}{eH} \text{ in Sekunden}; \quad R = \frac{v \cdot T}{2\,\pi} \text{ in cm} \qquad (15)$$

(Hierbei sind m in Gramm, e in Coulomb, H in Ampèrewindungen/cm zu nehmen.)

Fig. 16 zeigt das konstruktive Prinzip. Die unter Hochvakuum stehende Beschleunigungskammer B enthält in ihrem Innern zwei halbzylindrische Schachteln S (die sog. D.-Elektroden). Legt man an diese eine Wechselspannung, deren Periode mit der durch (15) gegebenen übereinstimmt, so werden die aus der Ionenquelle I austretenden Ionen sich im feldfreien Raum im Innern der Elektroden auf Kreisbahnen bewegen. Diejenigen unter ihnen, die beim Passieren des Elektronenspaltes mit dem Wechselfeld in Phase sind, werden im Spalt beschleunigt und durchlaufen das Innere der folgenden Elektrode mit einem entsprechend dem erhaltenen Geschwindigkeitszuwachs vergrösserten Radius. Wegen der Unabhängigkeit der Umlaufzeit von der Geschwindigkeit im Ausdruck (15) bleibt die Phase eines Teilchens stets erhalten; aus der Gesamtheit der die Quelle verlassenden Ionen wird also ein Teil heraussortiert und auf sich spiralförmig erweiternden Bahnen vielmals beschleunigt. Zwischen einer D-Elektrode und der Platte P liegt ein elektrisches Feld, das von den Ionen am Ende ihrer Bahn durchlaufen wird und das sie in tangentialer Richtung ablenkt. Bei F befindet sich das Präparat, oder, falls man den Ionenstrahl ins Freie austreten lassen will, eine dünne Folie.



ig. 16.
Prinzip des Cyklotrons.
1 Hochfrequenzgenerator.
2 Zur Pumpe.

Die bei diesem Prozess erreichte Endgeschwindigkeit hängt, wie aus (15) hervorgeht, ausser von dem Verhältnis Ladung/Masse des Teilchens von der Feldstärke H und dem Poldurchmesser, durch welchen der maximale Bahnradius R bestimmt ist, ab. Berechnet man mit der Relation

$$\frac{m\,v^2}{2} = e \cdot V \cdot 10^7 \qquad (16)$$

die der Endgeschwindigkeit des Teilchens entsprechende Spannung V, so erhält man aus (15, 16)

$$V = \frac{4\,\pi^2}{5 \cdot 10^{10}} \frac{e}{m} (H\,R)^2 \qquad (17)$$

(e in Coulomb, V in Volt, m in Gramm, H in Gauss, R in cm.)

Für Ionen des schweren Wasserstoffs ist $e/m = 0{,}48 \cdot 10^5$ C/g. Mit einem Poldurchmesser von 80 cm bei einer Feldstärke von 18 000 Gauss berechnet sich aus (17) V zu $8{,}7 \cdot 10^6$ Volt. Die Frequenz f der an den D-Elektroden liegenden Beschleunigungsspannung ist durch den e/m-Wert der Ionen und die Feldstärke H bestimmt; in unserem Falle erhalten wir

$$f = \frac{1}{T} = \frac{e\,H}{50\,m} \cong 17 \cdot 10^6 \text{ Hz} \qquad (18)$$

Obwohl die Endenergie der Teilchen zunächst von der Grösse dieser Spannung unabhängig zu sein scheint, muss diese aus später noch zu erörternden Gründen möglichst hoch gewählt werden. Die höchsten bis jetzt erreichten Scheitelwerte liegen bei etwa 50 kV. Der Beschleunigungsmechanismus des Cyclotrons erfordert also neben einem starken Magneten einen Hochfrequenzgenerator, dessen Leistung sich bei gegebenem Wirkungsgrad des Uebertragungssystems zur Hauptsache aus dem von den

[4]) A. Imhof, Micafil-Nachrichten.
Ders., Helv. Phys. Acta Bd. XII (1939), S. 285.

D-Elektroden aufgenommenen kapazitiven Strom einerseits und dem Hochfrequenzwiderstand des Kreises anderseits berechnet. Um die Kapazität der D-Elektronen gegen Erde möglichst klein zu halten, muss der Abstand a zwischen ihnen und Boden, bzw. Decke der Beschleunigungskammer so gross sein, als die Distanz der Magnetpole es erlaubt. Nehmen wir a zu 2,5 cm an, so erhält man für die Kapazität C einer Elektrode gegen Erde

$$C = \varepsilon_0 \frac{\pi R^2}{a} = 8{,}84 \cdot 10^{-14} \frac{\pi \cdot 40^2}{2{,}5} \cong 180\ \mu\mu\mathrm{F} \quad (19)$$

Bei einer Scheitelspannung von 50 kV zwischen den Elektroden beträgt der Effektivwert der Spannung U einer Elektrode gegen Erde 17,7 kV. Damit wird bei Vernachlässigung der gegenseitigen Kapazität der Elektroden der in einer Elektrode fliessende Strom

$$\begin{aligned} I &= U \cdot 2\pi f c \\ &= 17{,}7 \cdot 10^3 \cdot 2\pi \cdot 17 \cdot 10^6 \cdot 1{,}8 \cdot 10^{-10} \cong 340\ \mathrm{A} \quad (20) \end{aligned}$$

Zur Berechnung der Generatorleistung ist eine Annahme über den Widerstand R des Kreises erforderlich. Bei den in Frage stehenden Frequenzen ist dieser durch Strahlungswiderstand und Skineffekt bedingt, also selbst frequenzabhängig. Unter Zugrundelegung eines Widerstandes von 0,2 Ω erhält man die Verlustleistung für beide Elektroden

$$P = 2 \cdot I^2 \cdot R \cong 45\ \mathrm{kW} \quad (21)$$

Gegenüber diesem Wert ist die für die Ionenbeschleunigung aufzubringende Leistung sehr klein. Nimmt man beispielsweise einen Deutonenstrom von 100 μA an, was die obere Grenze des bis jetzt Erreichten darstellt, so wird bei einer Spannung von $9 \cdot 10^6$ Volt die Nutzleistung rund 1 kW.

Eine Steigerung dieser Nutzleistung, sowohl durch Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit der Teilchen, als auch der Stromstärke, wäre aus den unter Abschnitt 3 erwähnten Intensitätsgründen sehr erwünscht. Hinsichtlich der ersten stösst man aber auf prinzipielle Schwierigkeiten, die hier kurz erwähnt werden sollen. Eine Steigerung des Magnetfeldes, z. B. von 18 000 auf 22 000 Gauss, wäre durchaus möglich. Damit würde die Spannung nach (17) auf $13{,}5 \cdot 10^6$ Volt erhöht. Nun darf aber bei derartigen Energien die Masse der Teilchen nicht mehr als unveränderliche Grösse angenommen werden, wie das in den obigen Rechnungen getan wurde, sondern es muss ihr Anwachsen mit der Energie nach der aus der Relativitätstheorie bekannten Gleichung

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (22)$$

(m_0 Ruhemasse, v Teilchengeschwindigkeit, c Lichtgeschwindigkeit $= 3 \cdot 10^{10}$ cm/s)

berücksichtigt werden. (Für die den obigen Rechnungen zugrunde gelegten Deutonen beträgt die Zunahme der Masse bei $10 \cdot 10^6$ Volt etwa 1 % der Rechenmasse.) Der Ausdruck (15) für die Umlaufzeit T lautet dann

$$T_{rel} = \frac{50\ m_0}{e\,H \sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (23)$$

und enthält die Teilchengeschwindigkeit v. Bei jedem Beschleunigungsstoss nimmt v und damit nun auch T zu; das Ion erleidet dabei jedesmal eine Phasenverzögerung. Würde also das Teilchen am Anfang seiner Bahn beim Passieren des Elektrodenspaltes die volle Scheitelspannung antreffen, so wird mit steigender Umlaufzahl der entsprechende Momentanwert der Spannung immer kleiner, und wenn die Gesamtverzögerung $^1/_4$-Periode beträgt, so ist er Null. Bei gegebener Spannung zwischen den D-Elektroden erhält man also durch die relativistische Massenvergrösserung eine obere Grenze für die Zahl der wirksamen Umläufe und damit der erreichbaren Ionenenergie. Wie eine Abschätzung zeigt, steigt diese ungefähr proportional mit der Quadratwurzel aus der Elektrodenspannung. Bei einem Scheitelwert derselben von 50 kV ergibt die Rechnung für Deutonen eine Grenzspannung von etwa $9 \cdot 10^6$ Volt. Der scheinbar nächstliegende Weg zur Verbesserung dieses Wertes wäre eine Erhöhung der Elektrodenspannung. Neben dem isolationstechnischen Problem der Einführung noch höherer Spannungen in die Beschleunigungskammer bedingt aber eine Spannungssteigerung zwischen den Elektroden auch eine Erniedrigung des Gasdruckes in der Kammer, weil dieser stets mindestens so tief zu halten ist, dass Durchschläge im Innern nicht auftreten können. Bei den im Cyclotron bis jetzt verwendeten Ionenquellen, die im wesentlichen aus Glühkathode und Anode bestehen, erfolgt die Ionenerzeugung durch Zusammenstösse der von der Kathode emittierten und im Feld zwischen Kathode und Anode beschleunigten Elektronen mit den neutralen Gasmolekülen. Dabei werden diese ionisiert und gelangen, sofern sie im Moment ihrer Entstehung mit dem Hochfrequenzfeld in Phase sind, in den Beschleunigungskreislauf. Da die Zahl der pro Zeit- und Raumeinheit gebildeten Ionen dem Gasdruck proportional ist, so wird durch eine Druckerniedrigung auch der Ionenstrom und damit die Nutzleistung herabgesetzt. Zwar lässt sich der Ionenstrom seinerseits durch Erhöhung der Kathoden-Emission steigern, doch ist man auch da an der Grenze des gegenwärtig Erreichbaren, wie folgende Abschätzung zeigt. Der für eine Elektrodenspannung von 50 kV Scheitelwert erforderliche Gasdruck beträgt etwa 10^{-4} mm Hg. Bei diesem Druck erzeugt von rund 10^3 Elektronen eines ein Ionenpaar. Von den gebildeten Ionen sind etwa 10 % phasenrichtig und machen den Beschleunigungskreislauf vollständig mit. Für den Ionenstrom erhält man somit eine Ausbeute von ca. $^1/_{10}$ ‰ des von der Kathode emittierten Elektrodenstromes. Für einen Ionenstrahl von 100 μA benötigt man also 1 A Elektronenemission, ein Wert, der sich mit Rücksicht auf die Lebensdauer der Kathode wohl kaum überschreiten lässt.

Wenn auch bei den bis jetzt ausgeführten Anlagen die genannten Grenzen hinsichtlich Ionenenergie und Ionenstrom zufolge der skizzierten Schwierigkeiten zwar erreicht, aber nicht überschritten werden konnten, so sind doch bereits mehrere theoretische Arbeiten erschienen, in denen Methoden zur Kompensation des Relativitätseffekts angegeben werden. Grundsätzlich lässt sich die richtige Phasenbeziehung auch bei zunehmender Teilchengeschwindigkeit dadurch erhalten, dass man das Magnetfeld nach aussen in gleichem Masse anwachsen lässt, wie die Masse der Teilchen zunimmt (s. Gl. 23). Doch wird die Fokussierung des Strahles, auf welche hier nicht eingegangen wurde, durch einen solchen Feldanstieg gegen den Rand hin stark verschlechtert, so dass auch hier die Steigerung der Grenzspannung durch

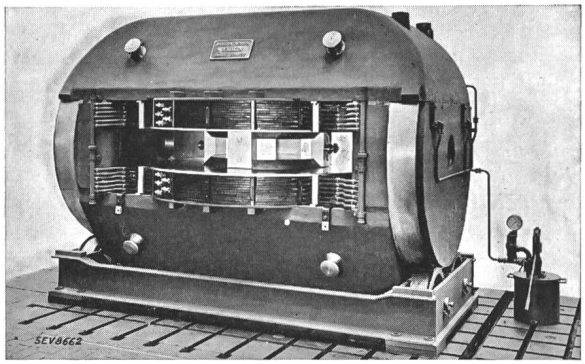


Fig. 17.
Cyclotronmagnet des Physikalischen Instituts der ETH.

Abnahme des Ionenstromes erkauft wird. Man kann jedoch, wie in einer Arbeit von Thomas [5]) gezeigt wird, den Effekt der relativistischen Massenabweichung ohne Intensitätsverlust aufheben, wenn man das Feld sowohl in radialer Richtung anwachsen lässt als auch in Abhängigkeit vom Winkel zwischen einem festen und dem zum umlaufenden Teilchen gezogenen Fahrstrahl in geeigneter Weise periodisch variiert. Damit ist prinzipiell die Möglichkeit der Konstruktion von Cyclotrons für noch höhere als die genannten Energien aufgezeigt, und es dürfte wohl nicht sehr lange dauern, bis auch die ersten praktischen Versuche in dieser Richtung vorliegen.

Es sei noch bemerkt, dass im Gegensatz zu den mit Kanalstrahlröhren arbeitenden Anlagen die Beschleunigung von Elektronen im Cyclotron nicht möglich ist. Denn bei gleicher kinetischer Energie ist die Geschwindigkeit eines Elektrons infolge seiner kleineren Masse um vieles grösser, als die eines Deutons. Die relativistische Massenvergrösserung des Elektrons wächst dadurch so stark an, dass eine Kompensation derselben praktisch nicht mehr in Frage kommt. Fig. 17 zeigt noch den von der Maschinenfabrik Oerlikon erstellten, für das im Bau befindliche Cyclotron des Physikalischen Institutes der ETH bestimmten Elektromagneten.

[5]) Phys. Rev. Bd. 54 (1938), S. 580.

7. Zusammenfassung.

Fasst man das über die drei Apparatetypen: Treibriemengenerator, Kaskadengenerator und Cyclotron ausgeführte in vergleichender Weise zusammen, so lässt sich folgendes sagen:

Der Treibriemengenerator ist hinsichtlich der Anschaffungs- und Betriebskosten die weitaus billigste Hochspannungsquelle für alle Spannungsbereiche über 500 kV. Bis zu 1000 kV verwendet man vorzugsweise die offene Bauart; für höhere Spannungen stellen sich Anlagen unter Pressgas der Platzersparnis wegen günstiger. Die von ihm gelieferten Ströme sind zwar klein (Grössenordnung 1 mA); für die Erzeugung von Ionenströmen in der Grösse von einigen hundert μA, die zur Zeit in der Kernphysik Verwendung finden, jedoch hinreichend.

Der Kaskadengenerator hat vor dem Treibriemengenerator vor allem den Vorteil grösserer Stromlieferung. Eine prinzipielle Grenze ist hier der Stromstärke überhaupt nicht gesetzt. Die Bauweise unter Pressgas ist beim Kaskadengenerator grundsätzlich auch möglich; ausgeführte Anlagen existieren jedoch bis heute nicht.

Das Cyclotron ist die leistungsfähigste der zur Zeit existierenden Anlagen zur Erzeugung schneller Ionen. Die von ihm erzeugten Ionenenergien entsprechen einer Spannung von $9 \cdot 10^6$ Volt (bei Verwendung von Deutonen) und wurden bis jetzt von keiner mit Kanalstrahlröhren arbeitenden Hochspannungsquelle erreicht. Die gegenwärtige Energiegrenze, die durch die relativistische Massenvergrösserung der zur Beschleunigung gelangenden Teilchen gegeben ist, dürfte nur vorläufiger Natur sein und sich durch geeignete konstruktive Massnahmen noch erhöhen lassen. Die Beschleunigung von Elektronen (und damit auch die Erzeugung von Röntgenstrahlen) ist beim Cyclotron nicht möglich.

Technische Mitteilungen. — Communications de nature technique.

Nouvelle méthode de localisation des défauts des câbles d'énergie.

621.317.333.4

Introduction.

Plusieurs méthodes peuvent être appliquées pour localiser les défauts des câbles d'énergie quand la nature du défaut est simple. Par contre, dans le cas de défauts complexes tels qu'un contact entre deux conducteurs interrompus ou un contact entre un conducteur et le plomb avec une haute résistance du défaut, il est difficile de déterminer d'une manière simple l'emplacement du défaut.

Dans de tels cas, on prend comme point de départ la mesure de la capacité ou de l'inductance du câble défectueux mesurée par un pont à courant alternatif et on corrige pour faire intervenir la résistance du défaut. Une telle méthode a été indiquée par E. Widl [1]).

[1]) E. Widl, Arch. f. Elektrotechn. 32. 28 (1938).