

ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS

EDITED BY
S. FLUGGE

VOLUME XLIV
NUCLEAR INSTRUMENTATION I

CO-EDITOR
E. CREUTZ

WITH 225 FIGURES



SPRINGER-VERLAG
BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG
1959

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.
Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es auch nicht gestattet, dieses
Buch oder Teile daraus auf photomechanischem Wege (Photokopie, Mikrokopie)
zu vervielfältigen.

© by Springer-Verlag OHG, Berlin · Göttingen · Heidelberg 1959

Printed in Germany

Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw.
in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der
Annahme, daß solche Namen im Sinn der Warenzeichen- und Markenschutz-
Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt
werden dürften.

Anmerkung der Herausgeber

Einige Beiträge zu diesem Bande wurden vor mehr als zwei Jahren geschrieben und die letzten Änderungen oder Zusätze zu ihnen bei der Korrektur fanden zwischen Dezember 1957 und Februar 1958 statt.

Editorial Note.

Several articles in this volume have been written more than two years ago and the last changes or additions to them in proof have been made between December 1957 and February 1958.

HANDBUCH DER PHYSIK

HERAUSGEGEBEN VON

S. FLÜGGE

BAND XLIV

INSTRUMENTELLE HILFSMITTEL DER KERNPHYSIK I

MITHERAUSGEBER

E. CREUTZ

MIT 225 FIGUREN



SPRINGER-VERLAG

BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

1959

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Kaskadengeneratoren. Von Professor Dr. E. BALDINGER, Physikalisches Institut der Universität, Basel (Schweiz). (Mit 51 Figuren)	1
I. Theoretische Behandlung einfacher Gleichrichterschaltungen	2
a) Gleichrichter mit Kondensatoreingang	2
b) Gleichrichter mit sehr großem Kondensator	10
c) Gleichrichter mit Drosselspuleneingang	20
II. Kaskadengeneratoren	24
a) Übersicht über die Problemstellung	24
b) Der belastete Kaskadengenerator	27
c) Varianten des Kaskadengenerators	42
III. Erzeugung der Hochspannung mit Hilfe eines Röhrenoszillators	47
IV. Schlußbemerkungen	55
Literatur	57
Van de Graaff Generators. By Dr. RAYMOND G. HERB, Professor of Physics, Department of Physics, University of Wisconsin, Madison/Wisconsin (USA). (With 24 Figures)	64
Introduction	64
A. Early developments	65
B. Electrode arrangements	71
C. Charging method	74
D. Support structures	79
E. The accelerating tube	82
F. The ion source and associated equipment	89
G. Voltage measurement and control	92
H. Performance characteristics and limitations of an operational generator	95
I. General discussion	98
Cyclotrons and Synchrocyclotrons. By Dr. BERNARD L. COHEN, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge/Tennessee (USA). (With 17 Figures)	105
A. Theory	107
I. Orbital stability	107
a) Magnetic effects in standard cyclotrons and synchrocyclotrons	107
b) Magnetic effects in the azimuthally varying field cyclotron	112
c) Electric effects	117
II. The phase problem	121
a) Initial motion region	121
b) Phase problem in the standard cyclotron	123
c) Phase problem in the synchrocyclotron	127
B. Cyclotron components	132
a) The magnetic field	132
b) Radiofrequency systems	139
c) Ion sources	146
d) Vacuum systems	149
e) Beam deflection systems	150
f) Targets	154

	Seite
g) Shielding and radiation hazards	156
h) Controls and interlocks	158
C. Miscellaneous topics	159
Appendix.— Derivation of Eq. (6.13)*	168
Acknowledgment	168
Bibliography	168
Electron Synchrotrons. By Dr. ROBERT R. WILSON, Professor of Physics and Director of the Newman Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University, Ithaca/N.Y. (USA). (With 5 Figures)	170
1. Introduction	170
2. Phase stability for synchrotrons	170
3. Synchrotron magnets	172
4. Injectors	176
5. Pressure effect in electron synchrotrons	176
6. Emission of radiation by electrons	178
7. Synchrotron oscillations	182
8. Betatron oscillations	185
9. Radiofrequency	188
10. Calibration of the synchrotron	190
The Betatron. By Professor Dr. DONALD WILLIAM KERST, General Atomic, San Diego/California (USA). (With 13 Figures)	193
I. Introduction	193
II. Theory of orbits	193
a) Characteristics of the orbits	193
b) The dynamical equations in linear approximation	196
III. Practical considerations	205
The Proton Synchrotron. By Dr. GEORGE KENNETH GREEN, Senior Physicist and Deputy Chairman, Accelerator Development Department, and Dr. ERNEST D. COURANT, Physicist, Brookhaven National Laboratory, Upton, Long Island/N.Y. (USA). (With 98 Figures)	218
A. Introduction	218
B. The constant gradient proton synchrotron	220
I. Particle orbits	220
II. General description	230
III. Magnets	234
IV. Magnet power supply	250
V. Vacuum system	256
VI. Injection	263
VII. Radiofrequency system	274
VIII. Proton synchrotron operation	293
C. Theory of alternating-gradient accelerators	300
D. Alternating-gradient proton synchrotrons	319
Acknowledgment	338
Bibliography	339
Linear Accelerators. By Dr. LLOYD SMITH, Research Physicist, University of California, Radiation Laboratory, Berkeley/California (USA). (With 26 Figures)	341
I. Introduction	341
II. General principles	343
III. Electron accelerators	347
IV. Ion accelerators	366
Bibliography	388

	Seite
Reactor Techniques. By Dr. DONALD JAMES HUGHES, Senior Physicist, Physics Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, Long Island/N.Y. (USA). (With 24 Figures)	390
I. The reactor as a neutron source	391
II. Use of fast neutrons from reactors	403
III. Resonance neutrons	408
IV. Thermal neutrons	422
V. Radiation protection at reactors	441
General references.	446
ROBERT R. WILSON: Electron Synchrotrons Additions and Corrections in Proof	447
Sachverzeichnis (Deutsch-Englisch)	450
Subject Index (English-German)	462

Kaskadengeneratoren.

Von

E. BALDINGER.

Mit 50 Figuren.

1. **Einleitung.** Im Jahre 1920 hat H. GREINACHER [G 20] in einer allgemeineren Betrachtung über die Gleichrichtung von Wechselspannungen Schaltungen angegeben, die zur Erzeugung hoher Gleichspannungen sehr geeignet sind

Diese Arbeiten gehen auf die Entwicklung des Ionometers, eines Apparates zur Messung der Ionisation von Radium- und Röntgenstrahlen, zurück. Die notwendige Spannung von einigen 100 Volt sollte auf möglichst einfache Art aus dem Lichtnetz erzeugt werden. Die Lösung dieser Aufgabe wurde durch die sog. Greinacher-Schaltung (Fig. 4) und den Kaskadengenerator (Fig. 24) möglich. In diesem Zusammenhang muß daran erinnert werden, daß zur damaligen Zeit noch keine Elektronenröhren als Ventile zur Verfügung standen. Verwendet wurden „Graetzsche Zellen“, die aus einer Aluminium- und einer Eisenelektrode in einer NaHCO_3 -Lösung als Elektrolyt bestanden und die eine Sperrspannung von nur etwa 30 Volt aufwiesen.

Die von H. GREINACHER angegebenen Schaltungen blieben lange Zeit unbeachtet, bis 1930 J. D. COCKCROFT und E. T. S. WALTON mit ihren Versuchen zur künstlichen Erzeugung von Kernumwandlungen begannen [C 30] und im Jahre 1932 einen Kaskadengenerator von 800 kV Gleichspannung veröffentlichten [C 32]. 1933 berichtete A. BOUWERS¹ über einen Höchstspannungsgenerator, dem die gleiche Schaltung zugrunde lag. Aber schon 1919 hat M. SCHENKEL [S 19] eine ähnliche Vervielfacherschaltung (Fig. 44) beschrieben, die allerdings den Nachteil aufweist, daß die Kondensatoren mit einer von Stufe zu Stufe zunehmenden Spannung beansprucht werden. Ferner hat sich herausgestellt, daß J. SLEPIAN [S 28] in den Vereinigten Staaten 1928 ein Patent erteilt wurde, dem der gleiche Gedanke zugrunde liegt.

Mit der Arbeit von J. D. COCKCROFT und E. T. S. WALTON hat die Verwendung von Kaskadenschaltungen auf dem Gebiete der Kernphysik ihren Anfang genommen. Die heutige Bedeutung solcher Kaskadengeneratoren läßt sich an der Vielfalt der bekannten Anwendungen ermessen. Abgesehen von den bereits erwähnten Hochspannungsanlagen zur Beschleunigung von Protonen oder Deuteronen dienen solche Schaltungen zur Erzeugung der Hochspannung von Röntgenanlagen, Elektronenmikroskopen, Szintillationszählern, Zählrohren, Fernsehapparaten und Kathodenstrahloszillographen.

Es ist das Ziel dieses Artikels, die Möglichkeiten einer rechnerischen Behandlung derartiger Gleichrichterschaltungen aufzuzeigen und ihre allgemeinen Eigenschaften zu erläutern. Die Theorie des Kaskadengenerators läßt sich mit gewissen vereinfachenden Annahmen auf die Theorie des Einweggleichrichters zurückführen, mit der wir uns aus diesem Grunde zunächst beschäftigen wollen. Das Verhalten von einfachen Gleichrichterschaltungen wurde von verschiedenen Autoren theoretisch und experimentell untersucht. Wir werden hier eine

¹ A. BOUWERS: Vortrag American Congress of Radiology, Chicago 1933.

Darstellung bevorzugen, die sich für die Erweiterung auf Kaskadengeneratoren besonders eignet, um im Kapitel II eine typische Kaskadenschaltung in ihren Einzelheiten zu diskutieren und insbesondere zu zeigen, welche Einflüsse den Spannungsabfall bei Belastung verursachen und wie sich dieser Spannungsabfall in guter Näherung rechnerisch erfassen läßt. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels behandelt verschiedene Varianten, und es wird kurz dargelegt, daß die am speziellen Modell entwickelte Theorie zwanglos auf solche abgeänderte Schaltungen erweitert werden kann. Es zeigt sich ferner, daß es oft günstig ist, eine verhältnismäßig hohe Frequenz der Wechselspannung zu verwenden. Heute werden nur noch selten Anlagen gebaut, die mit 50 oder 60 periodigem Wechselstrom arbeiten. In großen Anlagen benützt man Umformergruppen mit Frequenzen bis zu 10 kHz. In kleineren Anlagen empfiehlt sich die Verwendung von Röhrenoszillatoren mit Frequenzen zwischen 20 und 100 kHz. Abgesehen von der Oszillator- und Leistungsverstärkerstufe tritt dann als neues Problem die zweckmäßige Dimensionierung des Transformators auf, der normalerweise in der Nähe der sekundärseitigen Resonanzfrequenz betrieben wird. Über Oszillatoren und Leistungsverstärker besteht eine umfangreiche Fachliteratur. Infolgedessen beschränkt sich unsere Darstellung auf die Behandlung der passenden Hochspannungstransformatoren, die im Kapitel III zu finden ist.

I. Theoretische Behandlung einfacher Gleichrichterschaltungen.

a) Gleichrichter mit Kondensatoreingang.

2. Spannungsabfall und Spitzenstrom. Zur Berechnung eines Gleichrichters nach Fig. 1 wollen wir die Streuinduktivität des Transformators vernachlässigen und die Kennlinie der Gleichrichterröhre entsprechend Fig. 5 idealisieren, wobei R_v den Innenwiderstand der Röhre im leitenden Zustand bedeutet.

Mit R_s sei der auf die Sekundärseite reduzierte Widerstand des Transformators und mit R die Summe ($R_v + R_s$) bezeichnet.

Unsere Rechnung ist somit auf der Annahme aufgebaut, daß sich das Ventil im Ersatzschema durch einen konstanten Widerstand R_v in Serie mit einem synchronisierten Schalter darstellen läßt. Die in Wirklichkeit nichtlineare Kennlinie der Gleichrichterröhre kann durch passende Wahl des Widerstandes R_v berücksichtigt werden (vgl. Ziff. 5). Dabei ist zu beachten, daß zur Bestimmung des Spitzenwertes, des Mittelwertes und des Effektivwertes des Ventilstromes für ein und dieselbe Schaltung verschiedene Widerstandswerte zugrunde gelegt werden müssen. Der Spitzenwert des Ventilwiderstandes \hat{R} sei als Quotient vom Spitzenwert der Anodenspannung in Leitrichtung zum Spitzenwert des Ventilstromes definiert. Ganz entsprechend verstehen wir unter \bar{R} den Quotienten aus der im leitenden Zustande auftretenden mittleren Anodenspannung zum Mittelwert des Stromes und unter $|R|$ das Verhältnis der Anodenverlustleistung zum Quadrat des Effektivwertes des Ventilstromes (vgl. Ziff. 5).

Wie O. H. SCHADE [S 43] gezeigt hat, bilden bei Hochvakuumdioden die so definierten Widerstände eine Proportion, die von der Belastung des Gleichrichters und von den Parametern der Schaltung weitgehend unabhängig ist. Mit einem Fehler, der 5% nicht überschreitet, gelten für Kennlinien der Form $i = \kappa \cdot u^{\frac{1}{2}}$ folgende Beziehungen:

$$\bar{R} = 1,14 \hat{R}, \quad |R| = 1,07 \hat{R}. \quad (2.1)$$

Fig. 6 zeigt einige Kennlinien von Gleichrichterröhren. Bei bekanntem Spitzenstrom läßt sich aus diesen Kennlinien der Widerstand \hat{R} bestimmen.

Um einen Gleichrichter zu dimensionieren, wird zunächst der Spitzenstrom geschätzt, mit dem daraus bestimmten \bar{R} bzw. \bar{R} der Gleichrichter berechnet und der zugehörige, berechnete Spitzenstrom mit der Schätzung verglichen. Wenn

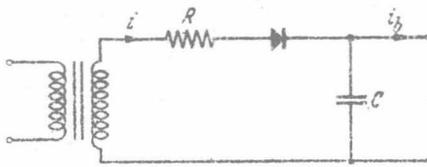


Fig. 1. Einweggleichrichter mit Kondensatoreingang.
 $R = R_1 + R_p$.

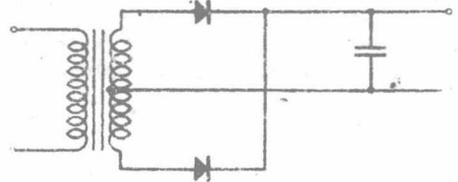


Fig. 2. Doppelweggleichrichter.

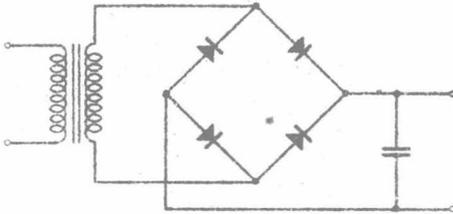


Fig. 3. Graetz-Schaltung.

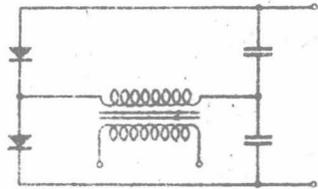


Fig. 4. Greinacher Schaltung (Spannungsverdopplung).

notwendig, läßt sich die ursprüngliche Annahme solange verbessern, bis man Übereinstimmung erhält. Da zu \bar{R} der Widerstand des Transformators in Serie liegt, wirkt sich in der Regel ein Fehler in der Schätzung nicht sehr stark aus. Insbesondere gilt diese Bemerkung für Kaskadengeneratoren, bei denen, wie später gezeigt wird, der Einfluß des Transformatorwiderstandes proportional zur Stufenzahl wächst und die Wirkung der Ventilwiderstände oft beträchtlich überwiegt.

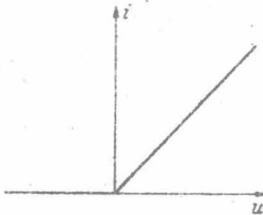


Fig. 5. Idealierte Kennlinie der Gleichrichter. $i = (R_p)^{-1} \cdot u$ für $u > 0$; $i = 0$ für $u < 0$.

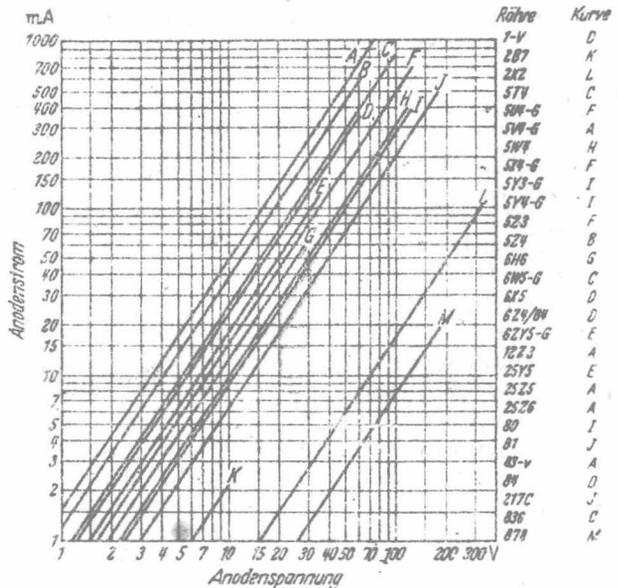


Fig. 6. Kennlinien von Gleichrichterröhren (Mittelwerte), welche das U^2 -Gesetz befolgen, zur Bestimmung des Widerstandes \bar{R} . (Aus H. J. REICH [1], S. 576.)

Eine gasgefüllte Gleichrichterröhre läßt sich durch eine äquivalente Schaltung, bestehend aus einer elektromotorischen Gegenkraft von der Größe der Zündspannung, zu der ein kleiner Widerstand und ein synchronisierter Schalter in

Serie liegt, ersetzen. Für kleine Gleichrichterröhren hat dieser Widerstand einen Wert von etwa 4 Ohm und die elektromotorische Gegenkraft beträgt etwa 10 Volt.

Der zeitliche Verlauf der Ausgangsspannung eines Einweggleichrichters nach Fig. 1 ist in Fig. 7 dargestellt. Das Ventil leitet, wenn das Potential der Anode positiv gegenüber dem der Kathode ist, also von t_1 bis t_2 (Ladezeit). Während dieser Ladezeit läßt sich der Verlauf der Spannung u_c am Kondensator durch die folgende Gleichung beschreiben:

$$\left. \begin{aligned} U_0 \cos \omega t &= u_c + i R \\ &= U_g - \frac{\delta U}{2} + \int_{t_1}^t \frac{i - i_b}{C} dt + i R \quad (t_1 \leq t \leq t_2). \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

Dabei bedeutet δU die Rippelspannung (vgl. Fig. 7) und U_g den Mittelwert zwischen der höchsten und der tiefsten Spannung des Kondensators. Die Gleichspannung

\bar{u}_c , also der zeitliche Mittelwert von u_c , weicht in der Regel nur wenig von dem soeben definierten Wert U_g ab. Wir dürfen deshalb in sehr guter Näherung

$$\bar{u}_c \approx U_g \quad (2.3)$$

setzen. In gewissen Fällen, wie z. B. linearer Entladung und linearer Aufladung des Kondensators, ist die Beziehung (2.3) naturgemäß exakt erfüllt.

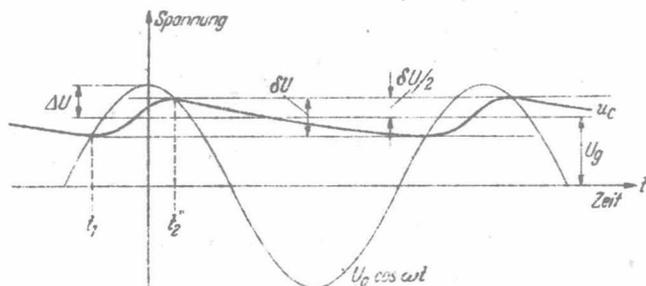


Fig. 7. Zeitlicher Verlauf der Ausgangsspannung des Einweggleichrichters nach Fig. 1.

Über den vom Gleichrichter abgegebenen Strom i_b sind von Fall zu Fall verschiedene Annahmen notwendig. Wird z. B. an den Ausgang in Fig. 1 ein Ohmscher Widerstand als Belastung angeschlossen, so variiert i_b entsprechend dem zeitlichen Verlauf von u_c . Dieses Problem wurde von O. H. SCHADE [S 43] vollständig behandelt. Eine zusammenfassende Darstellung seiner Ergebnisse ist im Lehrbuch von H. J. REICH [1] enthalten. In vielen Fällen ist indessen zwischen Gleichrichterausgang und Verbraucher ein Tiefpaßfilter geschaltet, so daß i_b zeitlich konstant bleibt und die Entladung des Kondensators in guter Näherung linear erfolgt (näherungsweise behandelt durch R. G. MITCHELL [Mi 43], J. KAMMERLOHER [2] u. a.). Im Zusammenhang mit Kaskadenschaltungen ist eine weitere Belastungsart von Interesse, nämlich der Fall, daß der Belastungsstrom aus kurzen Stromimpulsen besteht. Während der Ladezeit soll i_b verschwindend klein sein, und die in diesem Zeitintervall dem Kondensator C zugeführte Ladung wird in der nachfolgenden Sperrzeit des Ventils als kurzzeitiger Stromstoß nach außen abgegeben. Keiner der oben erwähnten Fälle trifft exakt beim Kaskadengenerator zu, doch kommt die dritte Annahme den tatsächlichen Verhältnissen weitaus am nächsten [B 56]. Es sei noch bemerkt, daß die Ausgangsspannung des Gleichrichters erst bei größerer Belastung, also bei merklichem Spannungsabfall, auf die Art der Annahme über den zeitlichen Verlauf von i_b empfindlich wird.

Mit Rücksicht auf die Kaskadenschaltungen bevorzugen wir in den folgenden Betrachtungen die dritte Annahme und setzen in (2.2)

$$i_b = 0 \quad \text{und} \quad i = \frac{U_0 \cos \omega t - u_c}{R} \quad (2.4)$$

Unter Verwendung der Abkürzungen

$$\frac{u_c}{U_0} = u_c^*, \quad \alpha = \omega RC, \quad \varphi = \omega t \quad (2.5)$$

erhält man aus (2.2) die Differentialgleichung

$$\frac{d u_c^*}{d \varphi} + \frac{u_c^*}{\alpha} = \frac{\cos \varphi}{\alpha} \quad (2.6)$$

Ihre Lösung lautet:

$$u_c^* = \frac{\cos \varphi + \alpha \sin \varphi}{1 + \alpha^2} + \left(u_{c0}^* - \frac{1}{1 + \alpha^2} \right) e^{-\varphi/\alpha} \quad (2.7)$$

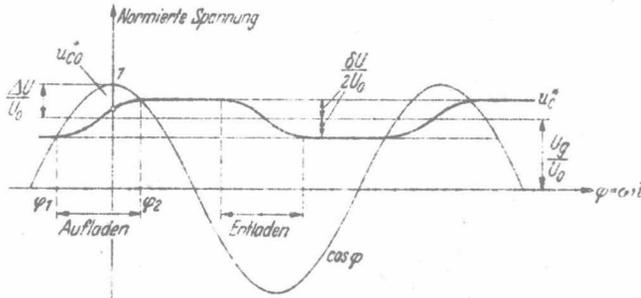


Fig. 8. Zur Berechnung des Spannungsabfalles eines Einweggleichrichters bei impulsmäßiger Belastung.

wobei u_{c0}^* die normierte Spannung des Kondensators für $\varphi=0$ bedeutet (vgl. Fig. 8). Die beiden Phasenwinkel φ_1 und φ_2 , die Anfang und Ende der Ladezeit kennzeichnen, ergeben sich aus der Bedingung

$$u_c^* = \cos \varphi, \quad (2.8)$$

die zu folgender Bestimmungsgleichung für φ_1 und φ_2 führt:

$$\frac{u_{c0}^* (1 + \alpha^2) - 1}{\alpha^2} = \left(\cos \varphi - \frac{\sin \varphi}{\alpha} \right) e^{\varphi/\alpha} \quad (2.9)$$

Die Kenntnis von φ_1 und φ_2 gestattet für jede Belastung die minimale und die maximale Spannung des Kondensators und damit die Gleichspannung des Einweggleichrichters zu ermitteln. Das Ergebnis einer numerischen Rechnung ist in den Fig. 9 und 10 zusammengestellt, und in Fig. 11 ist ferner der Spitzenwert des Ventilstromes in Abhängigkeit von der Belastung mit $\alpha = \omega RC$ als Parameter aufgetragen.

Zur Berechnung des Spitzenwertes des Ventilstromes bestimmen wir aus Gl. (2.7) die Spannung u , die während der Aufladezeit über dem Ventil bzw. über dem Widerstand R in Fig. 1 liegt¹.

$$u^* = \cos \varphi - \frac{\cos \varphi + \alpha \sin \varphi}{1 + \alpha^2} - \left(u_{c0}^* - \frac{1}{1 + \alpha^2} \right) e^{-\varphi/\alpha} \quad (2.10)$$

Der Phasenwinkel φ_m , bei dem die größte Spannung \hat{u} und damit der Spitzenstrom \hat{i} auftritt, erhält man aus der Bedingung $\partial u^* / \partial \varphi = 0$, welche die Bestimmungsgleichung

$$\frac{u_{c0}^* (1 + \alpha^2) - 1}{\alpha^2} = (\cos \varphi_m + \alpha \sin \varphi_m) e^{\varphi_m/\alpha} \quad (2.11)$$

liefert. $\varphi_m = f(u_{c0}^*, \alpha)$ kann dann graphisch oder numerisch ermittelt werden

¹ Alle mit einem * bezeichneten Größen sind auf die Spannung U_0 normiert.

Durch Einsetzen von (2.11) in (2.10) erhält man die einfache Beziehung:

$$\sin \varphi_m = \frac{\hat{u}^*}{\alpha} = \frac{\hat{u}}{U_0 \alpha} = \frac{i}{\omega C U_0} \quad (2.12)$$

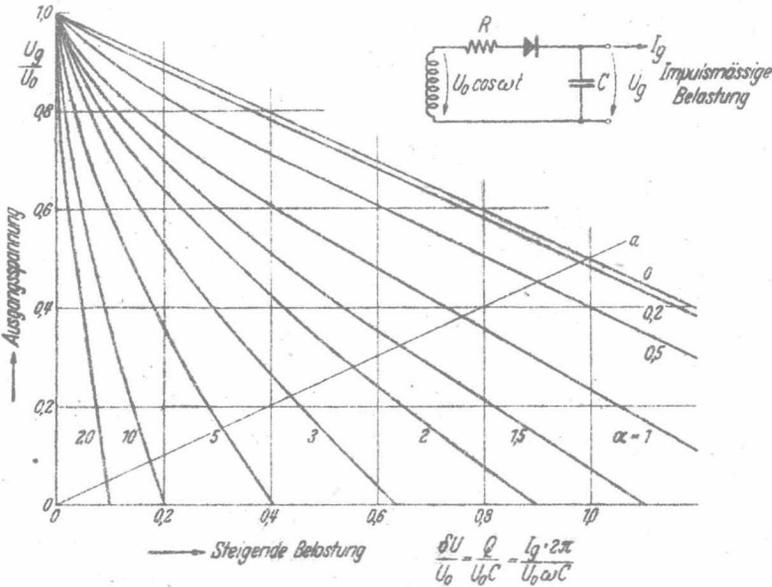


Fig. 9. Ausgangsspannung des Einweggleichrichters in Abhängigkeit von $\delta U/U_0$ bei impulsmäßiger Belastung mit $\alpha = \omega RC$ als Parameter. Die Gerade *a* verbindet Punkte, für die der Einschaltwinkel $\varphi_1 = -\pi/2$ beträgt und der Kondensator jedesmal auf die Spannung 0 entladen wird.

mit deren Hilfe sich der Spitzenstrom aus φ_m leicht bestimmen läßt. Es sei noch bemerkt, daß (2.12) nicht an die eingangs getroffene Voraussetzung einer

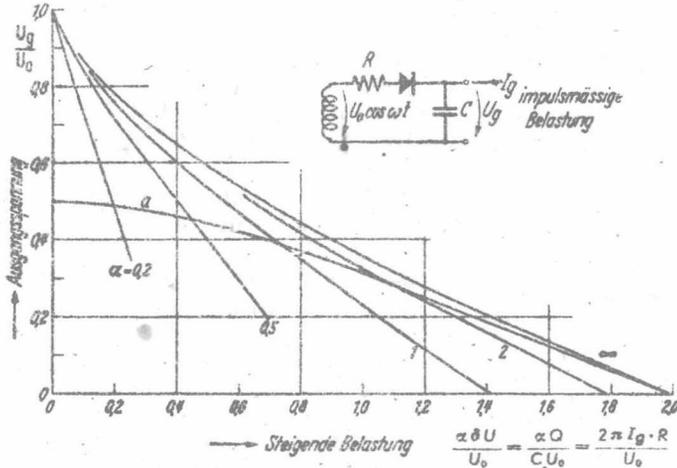


Fig. 10. Ausgangsspannung des Einweggleichrichters in Abhängigkeit von $\alpha \delta U/U_0$ bei impulsmäßiger Belastung mit $\alpha = \omega RC$ als Parameter. Die Kurve *a* entspricht der Geraden *a* in Fig. 9. Im Unterschied zu Fig. 9 zeigt Fig. 10 das Verhalten bei großen Werten des Parameters α .

ideal geknickten Ventil-Kennlinie gebunden ist, sondern ganz allgemein für beliebige Kennlinien des Ventils gilt, vorausgesetzt daß der Spannungsabfall am Ventil mit wachsendem Strom zunimmt. Um dies zu beweisen, greifen wir auf

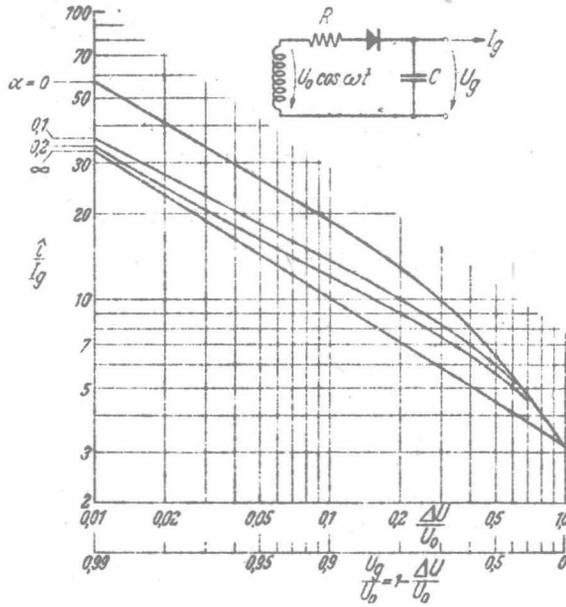


Fig. 11. Spitzenwert (i) zu Mittelwert (I_g) des Ventilstromes in Funktion der Ausgangsspannung U_g/U_0 bei impulsmäßiger Belastung.

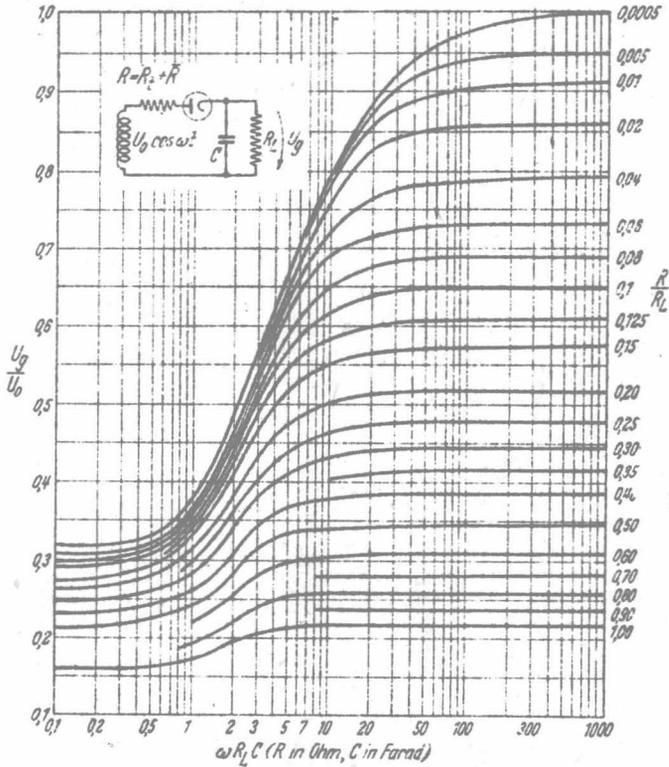


Fig. 12. Ausgangsspannung des Einweggleichrichters in Abhängigkeit von $\omega R_L C$ bei ohmscher Belastung. R_L Lastwiderstand. R_1 Widerstand des Transformators. \bar{R} Äquivalenter Ventilwiderstand nach Gl. (5.2). (Aus H. J. REICH [7], S. 577.)

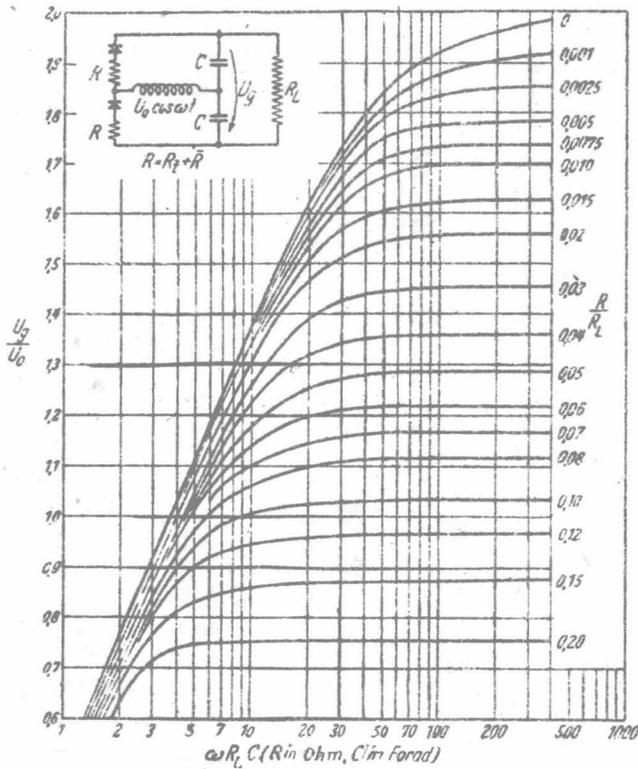


Fig. 13. Ausgangsspannung der Greinacher-Schaltung in Abhängigkeit von $\omega R_1 C$ bei ohmscher Belastung. R_L Lastwiderstand. R_1 Widerstand des Transformators \bar{R} Äquivalenter Ventilwiderstand nach Gl. (5.2).

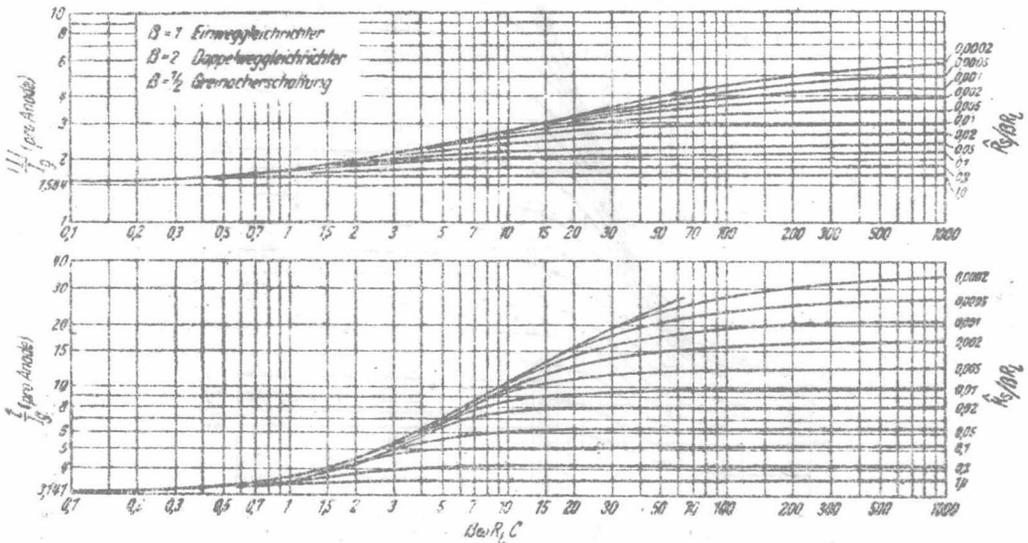


Fig. 14. Effektivwert $|I|$ und Spitzenwert i des Ventilstromes bezogen auf den im Mittel fließenden Gleichstrom bei ohmscher Last R_L in Abhängigkeit von $\beta \omega R_1 C$. Nach O. H. SCHADE [S 43] gilt für U^2 Kennlinien des Ventils $\bar{R}_v = R_1 + \bar{R}$ R_1 = Widerstand des Transformators. \bar{R} nach Gl. (5.4). Aus H. J. REICH [1], S. 580.)

Gl. (2.2) zurück, die mit den Abkürzungen $\omega t = \varphi$, $iR/U_0 = u^*$ und mit $i_b = 0$ wie folgt lautet:

$$\cos \varphi = \text{const} + \int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{i}{\omega C U_0} d\varphi + u^* \quad (2.13)$$

und in dieser Form für beliebige Kennlinien gilt. Man beachte, daß bei impulsmäßiger Belastung des Gleichrichters $i_b = 0$ ist. Differenzieren wir diese Gleichung nach φ und berücksichtigen, daß zum Zeitpunkt des Spitzenstromes

$$\frac{\partial u^*}{\partial \varphi} = 0$$

wird, so folgt unmittelbar die Beziehung (2.12).

Wie bereits bemerkt, hängt der Spannungsabfall des Gleichrichters mit wachsendem Strom immer stärker vom Charakter der Belastung ab. Ein Vergleich von Fig. 9 und 10 mit Fig. 12 bestätigt diese Feststellung. In Fig. 12 sind die von O. H. SCHADE [S 43] ermittelten Kurven dargestellt, welche für einen am Ausgang mit einem Ohmschen Widerstand R_L belasteten Einweggleichrichter gelten

Fig. 13 zeigt die analogen Kurven für die Greinacher-Schaltung (Spannungsverdopplung) und Fig. 14 die in beiden Anordnungen auftretenden Spitzenströme, sowie den für die Erwärmung maßgebenden Effektivwert des Ventilstromes.

Die Greinacher-Schaltung läßt sich übrigens in einfacher Weise auf den Einweggleichrichter reduzieren. Die entsprechenden Belastungskurven sind hier gesondert dargestellt, weil die Spannungsverdopplerschaltung in Hochspannungsanlagen bis zu 100 kV oft verwendet wird (z. B. zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung von Elektronenmikroskopen).

3. Näherungsformel zur Berechnung des Spannungsabfalles bei impulsmäßiger Belastung. Die Diskussion einer Reihe von Fragen wird insbesondere beim Kaskadengenerator dadurch erschwert, daß die exakte Behandlung des Gleichrichters auf transzendente Gleichungen führt, deren Lösung zunächst nur numerisch möglich ist. Es besteht deshalb ein Bedürfnis nach einem analytischen Ausdruck für die in Fig. 9 und Fig. 10 dargestellten Ergebnisse. Tatsächlich läßt sich der Spannungsabfall ΔU eines Gleichrichters in sehr guter Näherung durch folgende halbempirische Formel darstellen:

$$\Delta U = U_0 - U_g \approx \sqrt[3]{\Delta U_C^3 + \Delta U_R^3} \quad (3.1)$$

Hier bedeutet ΔU_R den Spannungsabfall, welcher bei unendlich großem Kondensator infolge des Widerstandes R und ΔU_C den Spannungsabfall, der bei vernachlässigbar kleinem Widerstand infolge des endlichen Wertes der Kapazität C auftritt. Die beiden Größen ΔU_R und ΔU_C lassen sich in einfacher Weise berechnen und wir gelangen so zu einer expliziten Darstellung der Ausgangsspannung, die sich in vielen Fällen als brauchbar erweist. Das Zustandekommen der empirischen Näherungsformel (3.1) läßt sich wie folgt erläutern:

Es ist vernünftig zu verlangen, daß die Grenzfälle unendlich großer Kapazität C und verschwindenden Widerstandes R exakt durch (3.1) wiedergegeben werden. Die von MITCHELL¹ angegebenen Kurven legen nahe, eine Interpolation zwischen diesen Grenzfällen in der Form

$$\Delta U = \sqrt[3]{\Delta U_C^3 + \Delta U_R^3} \quad (3.1a)$$

¹ [Mi 43], besonders Fig. 5.