

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 38 (1947)
Heft: 19

Artikel: Röhrenprobleme der Radartechnik
Autor: Sigrist, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1056760>

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: 09.02.2026

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

$$Z_{TE}^* = \frac{E_t}{H_t} = \frac{E}{H \sin \varphi} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sin \varphi$$

$$Z_{TM}^* = \frac{E_t}{H_t} = \frac{E \sin \varphi}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sin \varphi$$

$$\sin \varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2}$$

Unter Verwendung dieses spezifischen Wellenwiderstandes lassen sich sämtliche Wellenausbreitungsprobleme anschaulich berechnen (Polarisationswinkel, Totalreflexion, reflexionsfreier Abschluss eines Hohlleiters, Eindringtiefe von Wellen in Leiter usw.).

Damit ist die praktische und theoretische Bedeutung des spezifischen Wellenwiderstandes Z^* umrisSEN und seine Verwendung und Bezeichnung begründet.

6. Schlussbemerkungen

In der vorliegenden Untersuchung wurde gezeigt, dass die Definition eines Wellenwiderstandes für den Hohlleiter auf verschiedene Weise möglich ist, wobei sich die Werte um konstante Faktoren unterscheiden, dass aber keine der Definitionen allgemeinen Charakter hat. Das meiste Gewicht besitzt jene Formulierung, der Energiefluss- und Längstromkontinuität zu Grunde liegt (Z_{0II}) und die in einem Spezialfall auf die von Dällenbach erwähnte Formel führt.

Die Anwendung dieser Definition auf höhere, harmonische Schwingungsformen ist äußerst fragwürdig. Es dürfen deshalb

solche Wellenwiderstände verschiedener Wellentypen nicht ohne weiteres als Absolutwerte miteinander verglichen werden.

Die wichtigste Rolle spielt der Wellenwiderstand bei der Berechnung von Reflexionen; er tritt jedoch hier nur als Bezugsgröße, nicht als Absolutwert auf. Daraus ergibt sich, dass man eine der oben erwähnten drei Wellenwiderstands-Definitionen zu verwenden hat, wenn es sich um Querschnittserweiterungen unter Beibehaltung von Wellentypus und Querschnittsform handelt. Für Querschnittsveränderungen ohne wesentliche Längenausdehnung (Blenden, usw.) und für Unstetigkeiten mit gleichzeitiger Schwingungsformänderung ist es unpraktisch, diese komplizierten Wellenwiderstände als Bezugswerte zu gebrauchen. Man beschränkt sich in solchen, praktisch sehr häufigen Fällen besser auf den wichtigen, allen Wellenwiderständen gemeinsamen Faktor, das Feldstärkeverhältnis Z^* , das «spezifischer Wellenwiderstand» genannt wurde, um jede Verwechslung zu vermeiden.

Die im letzten Abschnitt dargelegte Analogie soll zeigen, warum der Bezeichnung «spezifischer Wellenwiderstand» für das Feldstärkeverhältnis Berechtigung zukommt. Diese Analogie würde nämlich ihre Anschaulichkeit völlig einbüßen, wollte man auf die Heranziehung der mit den Begriffen «Wellenwiderstand» und «Impedanz» verbundenen Vorstellungen verzichten und statt dessen mit dem «Feldstärkeverhältnis» operieren.

Adresse des Autors:

R. Peter, dipl. Ingenieur, Institut für Hochfrequenztechnik der ETH, Gloriustrasse 35, Zürich 7.

Röhrenprobleme der Radartechnik

Vortrag, gehalten an der 10. Hochfrequenztagung des SEV vom 26. September 1946 in Zürich,
von W. Sigrist, Zürich

621.393.93 : 621.385

Die Radartechnik verlangt Röhren, die auch im Dezimeter- und Zentimeterwellengebiet gute Betriebsverhältnisse, nämlich Rauschfreiheit, gute Verstärkungseigenschaften und einen hohen Wirkungsgrad aufweisen. Der Autor zeigt an verschiedenen Röhrentypen, wie die technisch schwierigen Probleme, die durch diese Anforderungen gestellt werden, teilweise gelöst und teilweise umgangen werden konnten.

Les appareils «Radar» exigent l'emploi de tubes électriques spécialement appropriés aux ondes décimétriques et centimétriques. Ces tubes doivent être exempts de ronflements, posséder de bonnes qualités d'amplification et fournir un rendement élevé. L'auteur montre, pour quelques types de tubes, comment ces problèmes compliqués peuvent être en partie résolus et en partie évités.

Einleitung

Bekanntlich wurden Radargeräte bisher für Wellenlängen von 50 cm bis zu 3 cm gebaut. In diesen Geräten befinden sich Sender grosser Leistung und Empfänger grosser Empfindlichkeit. Ferner ist bekannt, dass die Technik der Dezimeterwellen in einem besonderen Masse eine Röhrentechnik ist. Schon seit langer Zeit kannte man Generatoren für Dezimeterwellen, wie das Magnetron und verschiedene Arten von Barkhausen-Kurz-Generatoren. Auch alle neueren Versuche, mit gewöhnlichen Verstärkerröhren in das Gebiet der Dezimeterwellen vorzudringen, führten zwangsläufig zur Behandlung der Verstärkerröhren selbst. In den Radargeräten befinden sich nun eine ganze Anzahl neuer und spezieller Röhren. Diese Tatsache zeigt am auffälligsten, dass das Radarproblem zum grossen Teil ein Röhrenproblem ist.

Je nach dem Verwendungszweck sind die Forderungen, die an die Röhren gestellt werden, verschiedener Art. Für Sender verlangen wir Röhren, die neben dem zur Selbsterregung notwendigen Verstärkungsgrad einen guten Wirkungsgrad besitzen. Bei Ueberlagerungsoszillatoren dagegen sind die Ansprüche an den Wirkungsgrad nicht besonders gross,

da die notwendigen Leistungen mässig sind. Vom Empfangsverstärker verlangen wir einerseits guten Verstärkungsgrad und grosse Rauschfreiheit. Es ergeben sich also die drei grundlegenden, im übrigen auch bei langen Wellen massgebenden Erfordernisse: Verstärkungsgrad, Wirkungsgrad und Rauschfreiheit. Verschiedene Umstände bewirken nun, dass gerade bei Dezimeterwellen das Röhrenrauschen zunimmt, der Verstärkungs- und Wirkungsgrad dagegen abnehmen.

Das Röhrenrauschen

Der Unterschied zwischen dem Röhrenrauschen bei längeren Wellen und bei Kurzwellen ist leicht erklärlich. Eine Verstärkeranordnung nach Fig. 1 enthält zwei Kreise. Der erste, der Gitterkreis, ist von der Kathode über den Gitterwiderstand zum Gitter und durch die Gitter-Kathoden-Strecke geschlossen. Der zweite Kreis erstreckt sich von der Kathode über den Anodenwiderstand durch die Anoden-Gitter-Strecke und den Gitterwiderstand zur Kathode. Es ist für das Verständnis des Rauschens wichtig, auf diese besondere Lage der Kreise zu achten. Ferner ist es zweckmässig, das Gitter als geschlossene Metallfolie zu betrachten, die ausser

den elektrostatischen Eigenschaften einer gewöhnlichen Folie noch die besondere Eigentümlichkeit besitzt, für Elektronen durchlässig zu sein. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich nun folgendes Bild: Der Leitungsstrom jedes Kreises ist als Fortsetzung des Elektronenstromes im Verstärkerrohr zu be-

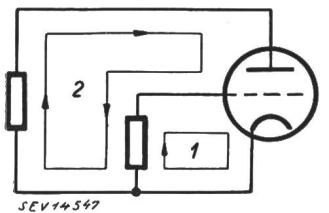


Fig. 1
Prinzipschaltung eines
Röhrenverstärkers
1 Gitterkreis, 2 Anodenkreis

trachten. Da aber die einzelnen Elektronen endliche Ladung besitzen, ist der Elektronenstrom aus einzelnen Stromstößen zusammengesetzt, die dem Ladungsübergange der Elektronen entsprechen. Als Resultat erscheint eine komplizierte Stromkurve. Fig. 2 zeigt das Fourier-Spektrum des Rauschstromes für den Gitter- und Anodenkreis einer Triode. Der Anteil der langen Wellen im Spektrum des Rauschvorganges ist besonders einfach. Es enthält sämtliche Frequenzen in gleicher Stärke, und außerdem ist ihre Grösse für beide Kreise gleich. Der Anteil der kurzen Wellen, d. h. der Wellen, deren Periodendauer vergleichbar wird mit der Uebergangszeit der Elektronen zwischen den Elektroden, zeigt eine ungleichmässige Verteilung der Intensität. Je nach den Verhältnissen können die verschiedensten Spektren entstehen. Die Phase dieser Wechselströme ist bei langen Wellen gerade um 180° versetzt, während sie bei kürzeren Wellen jeden beliebigen Wert gegeneinander haben können. Da im Gitterwiderstände der Rauschstrom beider Kreise fließt, ist der wirkliche Strom desselben gleich der Summe der beiden Rauschströme. Als Resultat entsteht ein Rauschstrom, dessen Spektrum in Fig. 2 durch die ausgezogene Linie dargestellt ist.

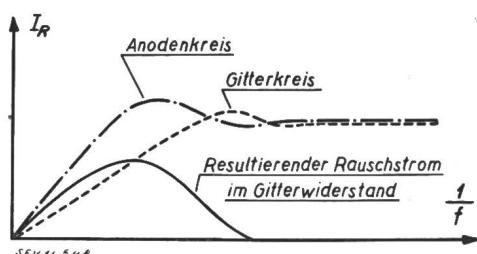


Fig. 2
Fourier-Spektrum des Rauschstromes einer Triode
 I_R Rauschstrom, f Frequenz.

Während sich der Anteil der längeren Wellen durchwegs zu null aufhebt, bleibt bei kürzesten Wellen ein Rest eines Stromes, der durch den Gitterwiderstand fließt. Dieser Reststrom erzeugt an dem Gitterwiderstand einen Spannungsabfall, der nun selbst wieder verstärkt wird.

Damit ist das verschiedenartige Rauschen bei verschiedenen Frequenzen erklärt. Als Resultat ergibt sich, dass der Rauschpegel, der durch den Elektronenstrom verursacht ist, bei langen Wellen im

Anodenkreise, also erst auf der verstärkten Seite der Verstärkerstufe, zutage tritt. Bei kürzesten Wellen dagegen kann derselbe Rauschpegel, unter Umständen sogar in doppelter Stärke, schon am Gitter, also auf der unverstärkten Seite der Stufe erscheinen. Diese Tatsache ist von grundlegender Bedeutung und wirkt sich auf den gesamten Aufbau des Empfängers aus.

Bekanntlich ist es möglich, mit Hilfe von Ueberlagerern die unverstärkten oder verstärkten Wechselspannungen der Empfangsanenne in Wechselspannungen anderer Frequenzen zu transformieren. Da aber lange Wellen besser zu verstärken sind als kurze, ist es üblich, das Empfangssignal so bald als möglich auf eine lange Welle, die sog. Zwischenfrequenz zu transponieren, um dann diese zu verstärken. Anderseits erzeugen auch die Ueberlagerer eine Rauschspannung, die in der Grösse mit dem Rauschen eines Verstärkerrohrs vergleichbar ist. Es ist klar, dass man diese zweite Rauschquelle erst an einer Stelle des gesamten Verstärkers einführt, an der der Rauschpegel des Signals an und für sich schon eine Grösse erreicht hat, die mit der Rauschgrösse des Modulators vergleichbar ist. Dies ist aber nach dem eben Gesagten bei langen Wellen nach der ersten Verstärkerstufe der Fall, bei kurzen Wellen dagegen bereits am Eingang der ersten Verstärkerstufe. Auf diese Weise ergibt sich die übliche Anordnung von Empfangsgeräten, wie sie Fig. 3 zeigt. Am Eingang befindet sich eine gewöhnliche Verstärkerstufe, darauf folgt der Modulator und dann der Zwischenfrequenzverstärker. Bei kurzen Wellen ist es aber zweckmässig, den Modulator schon vor der ersten Stufe anzubringen. In Fig. 3

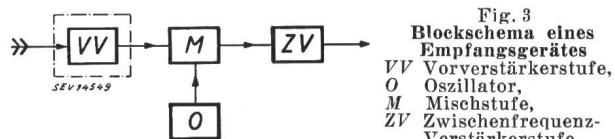


Fig. 3
Blockschema eines
Empfangsgerätes
VV Vorverstärkerstufe,
O Oszillatoren,
M Mischstufe,
ZV Zwischenfrequenz-
Verstärkerstufe.

fällt damit die Vorverstärkerstufe weg, und es bleibt der Modulator und der Zwischenfrequenzverstärker. Damit ist man aber automatisch der besonders schwierigen Aufgabe, Dezimeter- und Zentimeterwellen zu verstärken, enthoben. Dies scheint einer der Hauptgründe dafür gewesen zu sein, dass sämtliche Radarempfangsgeräte direkt das Eingangssignal transponieren und nur einen Zwischenfrequenzverstärker besitzen.

Auf jeden Fall wurde die äusserst schwierige Aufgabe, einen Verstärker für Zentimeterwellen zu bauen, nicht gelöst, sondern einfach umgangen. Damit soll jedoch nicht gesagt sein, dass es auch in Zukunft nicht gelingen werde, noch wesentliche Fortschritte in der rauscharmen Verstärkung von Wellen zu erreichen, die heute noch nicht möglich ist.

Verstärkungs- und Wirkungsgrad

Nachdem von den drei Problemen eines ausgeschieden ist, bleiben die Fragen des Verstärkungsgrades der Ueberlagerungsszillatoren und des Wirkungsgrades der Sender zu lösen. An und für sich ist es eine ziemlich verwickelte Angelegenheit, etwas

über Verstärkungs- und Wirkungsgrad eines Senders für kürzeste Wellen auszusagen, da beide Faktoren von dem Aufbau des Rohres, der Schaltung und den Betriebsdaten des Gerätes abhängig sind. Zur Erläuterung dieser Dinge übernehme ich hier das Resultat einer früheren Arbeit.

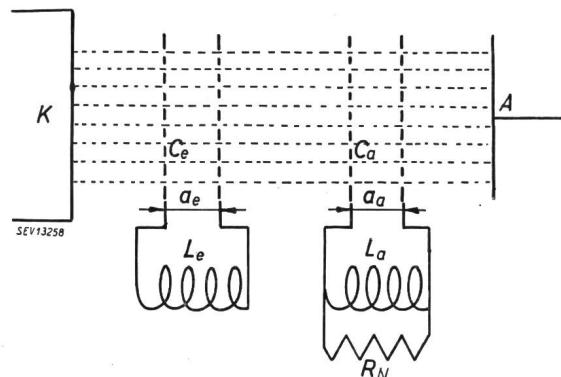


Fig. 4

Allgemeines Schema eines Verstärkers, der auf die nötigen Elemente reduziert wurde

K Kathode, A Anode, C_e Eingangskapazität, C_a Ausgangskapazität, a_e Elektrodenabstand des Eingangskreises, a_a Elektrodenabstand des Ausgangskreises, L_e Eingangsinduktivität, L_a Ausgangsinduktivität, R_N Belastungswiderstand.

In einer Verstärkeranordnung nach Fig. 4 ergibt sich der Leistungsverstärkungsgrad für eine Stufe

$$V = \Gamma^2 (\lambda/\Lambda)^5$$

Darin ist Γ die relative Steilheit, λ die Betriebswellenlänge und Λ die sog. Grenzwellenlänge.

Der maximal mögliche Wirkungsgrad eines Leistungsverstärkers beträgt

$$\eta = 0,25 \beta^2 (\lambda/\Lambda)^{2,5}$$

Darin bedeutet β den Grad der Aussteuerung des Stromes. Fig. 5 zeigt den Verlauf dieses Wirkungsgrades, der im unteren Teile dieser Gleichung ent-

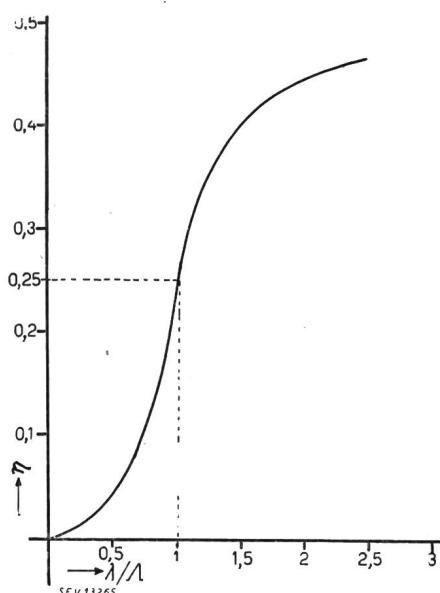


Fig. 5

Wirkungsgrad eines voll ausgesteuerten Verstärkers in Funktion der relativen Wellenlänge
 η Wirkungsgrad, λ Betriebs-Wellenlänge, Λ Grenzwellenlänge.

spricht. Bei grösseren Aussteuerungen wird er jedoch noch durch andere Faktoren bestimmt. Die Grenzwellenlänge, die in diesen Beziehungen mit Λ bezeichnet wurde, ist folgendermassen aufgebaut (alle Grössen in praktischen Einheiten):

$$\Lambda = 4,9 \sqrt{\frac{1}{S} \frac{\delta}{Q_{1e}} \frac{a_e \pi / \lambda_{st}}{\sin^2 a_e \pi / \lambda_{st}}} = 4,5 \sqrt{\frac{1}{A B C}}$$

In dieser Beziehung ist A der Strahlungsfaktor und $\frac{1}{S}$ ein Mass für die Bündelung des Elektronenstrahles, $\frac{1}{B}$ ein Mass für die Güte der Schwingkreise in bezug auf Verlust- und Kapazitätfreiheit, und $\frac{1}{C}$ ein Mass für die Beurteilung der Elektrodenabstände in bezug auf die Laufzeit der Elektronen.

Weiter bedeuten: U die Anodenspannung, S die Strahlstromdichte direkt bei der Kathode, δ ein Mass für die Streukapazität, Q_{1e} die Resonanzgüte des Eingangskreises bei einer Wellenlänge von 1 cm, a_e die Elektrodenabstände des Eingangskreises, und λ_{st} die Strahlwellenlänge.

Eine Anordnung ist für kurze Wellen um so günstiger, je kleiner die Werte A , B und C für die verschiedenen Kreise einer Stufe sind.

Tabelle I

Röhrenbezeichnung	Gitterkreis			Anodenkreis			Λ cm	λ/Λ	η
	A	B	C	A	B	C			
LS 180 ₀	21	40	3	154	40	3	40	1,25	0,3
LS 180 ₁	11	40	8,3	95	40	10	21	2,4	0,7
RCA 2C43	3,25	3,35	2,5	23	3,3	10	11	0,9	0,2
Resnatron	14	150	10	170	6,7	2	17	2,95	0,8
Klystron				86	3,3	14	8,5	0,35	0,04
Magnetron				1,38	6,7	1,4	2,1	1,4	0,7

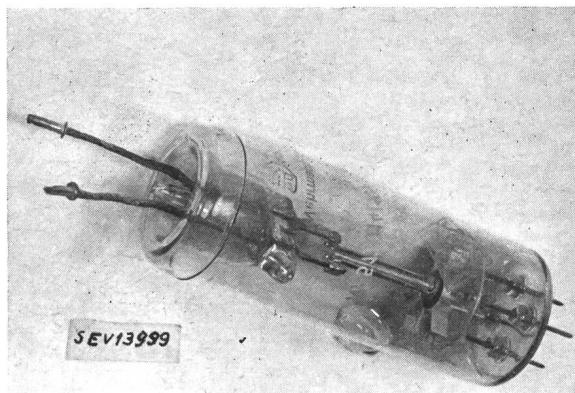


Fig. 6
 Senderöhre Typ LS 180
 Betriebswellenlänge $\lambda = 50$ cm, Impulsleistung 8 kW

In Tabelle I sind die Werte A , B und C für verschiedene Empfänger- und Senderöhren zusammengestellt, so weit sie sich aus den zur Verfügung stehenden Angaben errechnen liessen. Das Rohr SL 180 (Fig. 6) ist das Senderohr eines deutschen Fliegerabwehrgerätes. Die erste Kolonne gilt für normalen Betrieb mit der zulässigen Dauer-

belastung. Die zweite Kolonne zeigt die Größen A, B und C für Impulsbetrieb. Man erkennt, dass es möglich ist, durch forcierte Belastung die Kurzwellendaten eines Verstärkerrohrs zu verbessern. Anderseits zeigt sich, dass diese nicht im gleichen

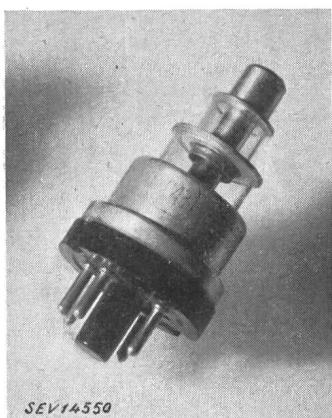


Fig. 7
Sendetriode Typ RCA 2C43
Betriebswellenlänge
 $\lambda = 10 \text{ cm}$
Dauerleistung 1 W
SEV14550

Masse wie die Mehrbelastung zunehmen. Der Grund liegt darin, dass mit der Änderung der Betriebsdaten u. a. die Laufzeiteigenschaften des Rohres gestört werden. Es zeigt sich deutlich, wie notwendig es ist, die Konstruktion und die Betriebsdaten einer Anordnung aufeinander abzustimmen.

Die Röhre RCA 2C43 (Fig. 7) ist eine Triode von den Dimensionen eines Empfängerrohrs. Sie wurde in Störsendern in Flugzeugen gegen die Radargeräte der Nachtjäger verwendet. In diesen Geräten war es notwendig, die Frequenz in weiten Grenzen va-

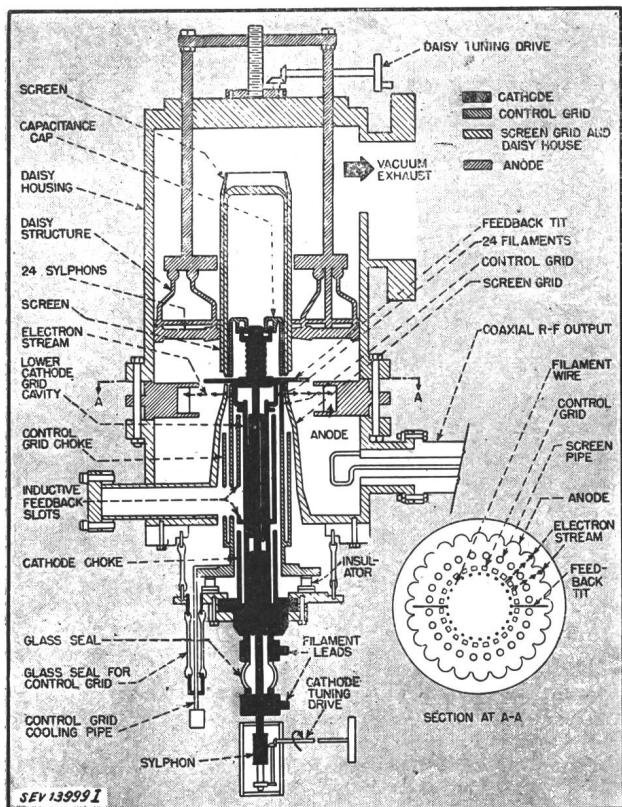


Fig. 8
Schnitt durch ein Resnatron
Betriebswellenlänge $\lambda = 50 \text{ cm}$, Dauerleistung 50 kW
SEV13999I

riieren zu können. Der Betriebsbereich war normal 30 bis 60 cm. Aus den Daten A, B und C kann man ersehen, dass es möglich war, mit diesen Trioden gute Sender für 30 bis 60 cm Wellenlänge von einigen Watt Leistung zu bauen.

Das nächste Rohr, das Resnatron (Fig. 8) wurde in einem Störsender in England verwendet, und zwar ebenfalls gegen die Nachtjäger. Seiner Bestimmung entsprechend ist es ebenfalls für variable Frequenz gebaut. Zur Frequenzregulierung werden gewisse Teile der Schwingkreise im Innern des Rohres direkt bewegt. Das Rohr blieb dauernd an der Pumpe. Dies war einerseits notwendig, da zur Bedienung der Kreise Packungen in das Hochvakuum führten; anderseits war es wohl auch erwünscht, die

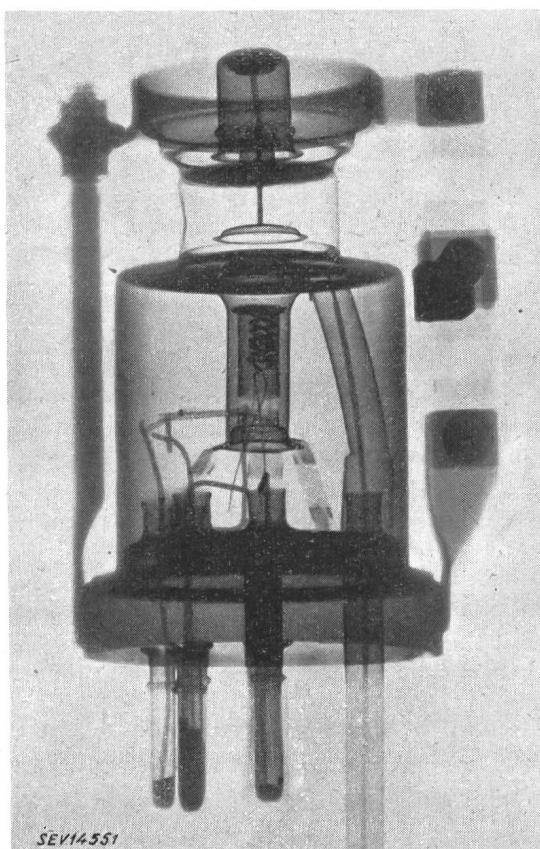


Fig. 9
Röntgenaufnahme eines Klystrons
(Reflexionsklystron Typ 723 A/B)
Betriebswellenlänge $\lambda = 3 \text{ cm}$, Wirkungsgrad $\mu = 4\%$
SEV14551

Kathode auswechseln zu können. Das Rohr erzeugte bei 50 cm Wellenlänge dauernd 50 kW Hochfrequenzleistung. Die errechnete Grenzwellenlänge zeigt, dass dieses Rohr als Sender bei 50 cm Wellenlänge mit gutem Wirkungsgrad benutzt werden kann.

Das Reflexionsklystron (Fig. 9) wurde in den amerikanischen Geräten als Empfangsoszillatator bei 3 cm Wellenlänge benutzt. Die errechnete Grenzwellenlänge zeigt einen möglichen Wirkungsgrad von 4 %. Der wirkliche Wirkungsgrad ist noch schlechter. Der Grund liegt darin, dass in der Rechnung die Gitterverluste nicht berücksichtigt

wurden. Diese sind erheblich, da die Gitter sehr fein sind und an der Anodenspannung liegen.

Fig. 10 zeigt eine Röntgenaufnahme eines Magnetrons für 3 cm Wellenlänge und etwa 20 kW Hochfrequenzleistung. Mit dieser Konstruktion wurde das Äusserste auf dem Gebiete der Zentimeterwellentechnik erreicht. Die Größen A , B und C zeigen, auf welche Weise derartig ausserordent-

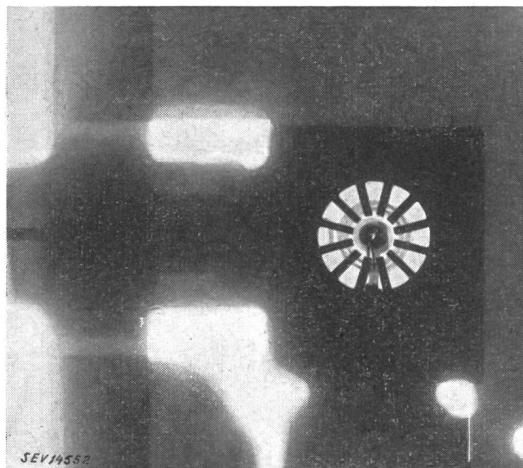


Fig. 10
Röntgenaufnahme eines Magnetrons
Betriebswellenlänge $\lambda = 3$ cm, Impulsleistung 20 kW

liche Leistungen erreicht wurden. Die Zusammenstellung in Tabelle I der typischen Röhrenwerte lässt schon rein äusserlich den Fortschritt erkennen, den dieses Magnetron gegenüber den andern eben gezeigten Röhren darstellt. Die Größen $A = 1,38$, $B = 6,7$ und $C = 1,4$ sind alle so klein, dass sich daraus eine Grenzwellenlänge von 2,1 cm ergibt.

Die Größe $C = 1,4$ bedeutet einfach, dass die Elektrodenabstände sehr guten Laufzeitbedingungen angepasst wurden. Der theoretische Optimalwert beträgt 1,28.

Der Wert B folgt aus der Konstruktion. Die Hohlraumresonatoren sind direkt mit den Elektroden zu einer Einheit zusammengebaut. Immerhin ist das Verhältnis zwischen der Nutzkapazität und der Verlustkapazität nicht das Minimum, das sich erreichen lässt.

Der Strahlfaktor $A = 1,38$ ist etwas Ausserordentliches, und es lohnt sich, diesen etwas näher zu untersuchen. Er ist abhängig von der Wurzel aus der Anodenspannung ($\sqrt{3000} = 55$) und der Kathodenstromdichte S von rund 8 A/cm^2 . Eine derartige Größenordnung der Kathodenstromdichte lässt sich wohl erreichen; die Lebensdauer dieser Kathoden ist jedoch nach normalen Begriffen sehr beschränkt. Da die Kathode aber nur während der Tastzeit des Rohres belastet wird, bedeutet bei einem Tastverhältnis von 1:1000 eine Stunde gesamte Emissionszeit tausend Stunden Betriebszeit. Es war also nicht nötig, Kathoden zu entwickeln, die 100mal mehr Emission besitzen als normale hochentwickelte Kathoden. Die merkwürdige Betriebsart der Radar-

sender gestattet es, Kathoden bisheriger Konstruktion rund 100mal mehr zu beanspruchen.

Aehnliches gilt von der Anodenbelastung. Beim Magnetron beträgt die Stoßbelastung der Anode etwa 4 kW/cm^2 , die mittlere Belastung hingegen 4 W/cm^2 . Die Stoßbelastung würde im Kupfer ein Temperaturgefälle von etwa 3000 Grad pro cm hervorrufen, während der mittleren Last ein Temperaturgefälle von 3 Grad pro cm entspricht.

Abgesehen von der mittleren Leistung ist noch die sehr kurze Zeit des Stosses mitzuberücksichtigen. Entsprechend der stoßweisen Belastung ergibt sich, speziell an der Innenfläche der Anode, ein zeitlich periodischer Temperaturverlauf, der am Ende jedes Impulses ein Maximum zeigt. Dieses darf 400° nicht überschreiten, da das Kupfer der Anode sonst bereits verdampfen und das Vakuum im Rohr zerstört würde. Verfolgt man den Vorgang des Temperaturverlaufes an der Anodenoberfläche, so zeigt sich folgendes Bild: Während der ausserordentlich kurzen Stoßzeit bleibt die Wärme nahezu lokalisiert, und die Temperatur der Oberfläche wird in erster Annäherung durch die Eindringtiefe der Elektronen in das Kupfer bestimmt. Wir haben in diesem Falle eine dreidimensionale Energiequelle mit dem Volumen Anodenfläche mal Quellentiefe. Die durch die Eindringtiefe der Elektronen im Kupfer gegebene Quellentiefe beträgt für den vorliegenden Fall etwa $1/1000 \text{ mm}$. Die Energiespeicherung, die einer Anodenbelastung von 4 kW/cm^2 und einer Mikrosekunde Stoßzeit entspricht, liefert eine maximale Oberflächentemperatur von rund 100° . Jede Erweiterung der Stoßzeit um eine Mikrosekunde erhöht bis zu einem gewissen Grenzwert die Oberflächentemperatur um je 100 Grad. Daraus folgt, dass für eine bestimmte Konstruktion eine bestimmte Stoßarbeit maximal zulässig ist. Ferner lässt sich unter dieser Voraussetzung der zeitliche Temperaturverlauf an der Oberfläche in der Zeit zwischen zwei Impulsen berechnen. Es ergibt sich, dass das Temperaturmaximum bis zum nächstfolgenden Stoß praktisch verflacht ist und somit auch keine systematische und gefahrbringende Temperatursteigerung stattfindet.

Auch hier zeigt sich wieder als Resultat, dass ein fast unlösbar erscheinendes technisches Problem durch das Radarprinzip gewissermassen gelöst wurde.

Während das Röhrenproblem besonders bei Zentimeterwellen heute noch viele technische Schwierigkeiten enthält, verdanken wir den Radargeräten die grundlegende Erkenntnis, dass durch Impulstastung der Sender eine ganze Anzahl typischer Kurzwellenschwierigkeiten ausgeschaltet oder umgangen und dadurch das ganze Problem einer Lösung zugeführt werden konnte. Diese unerwartete Befreiung von den sehr grossen technischen Schwierigkeiten in der Zentimeterwellentechnik hatte naturgemäß eine allgemeine Entwicklungsbegeisterung für die verschiedensten Systeme der Impulsmodulation zur Folge.

Literatur

- [1] Spenke, E.: Frequenzabhängigkeit des Schrotteffektes. "Wiss. Veröff". Siemens-Werke Bd. 16, Nr. 3, S. 127.

- [2] Sigrist, W.: Verstärkerprobleme der Ultrakurzwellen. Bull. SEV Bd. 37 (1946), Nr. 1, S. 5...22.
 [3] Salisbury, W. Winfield: The Resonatron. Electronics Bd. 19 (1946), Nr. 2.

Adresse des Autors:

Dr. W. Sigrist, Institut für Hochfrequenztechnik der ETH, Gloriastrasse 35, Zürich 7.

Diskussionsbeitrag zum Vortrag Sigrist über Röhrenprobleme der Radartechnik

Von G. Guanella, Baden

Auch in der Schweiz wurden auf dem Gebiete der Mikrowellenröhren interessante Entwicklungsarbeiten durchgeführt. Die Leistungen des Auslandes auf diesem Gebiete sind heute bekannt; es sei mir ein kurzer Vergleich mit den bei uns durchgeföhrten Magnetron-Entwicklungen gestattet.

Wie Sie wissen, hat sich bei den Radargeräten das Schlitzmagnetron allgemein bewährt, dessen Anode aus einem massiven Metallkörper mit radialen Schlitzen besteht. Diese Schlitze sind ähnlich wie $\lambda/4$ -Leitungen auf die zu erzeugende Frequenz abgestimmt.

Die Fig. 1a zeigt die Skizze eines Schlitzmagnetrons aus der Vorkriegszeit¹⁾. In Fig. 1b ist ein Anodensystem gezeigt, mit dem die ersten praktischen Versuche durchgeföhr wurden.

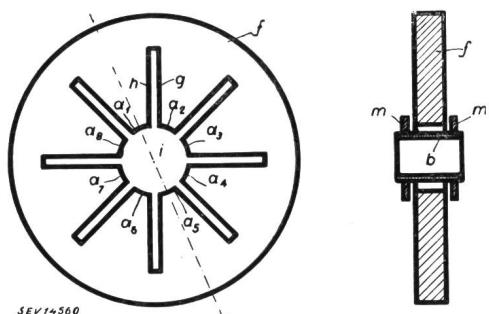


Fig. 1a
Schematische Darstellung eines Schlitzmagnetrons¹⁾

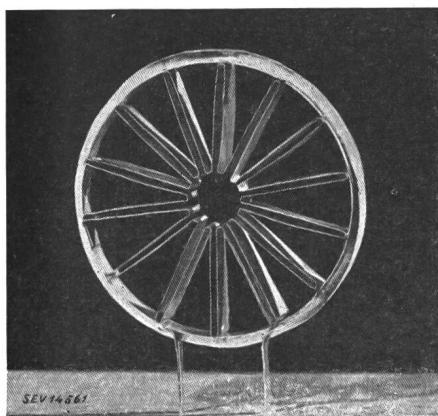


Fig. 1b
Anodensystem für Schlitzmagnetron
Versuchsausführung

In Fig. 2a ist die Versuchsausführung eines solchen Schlitzmagnetrons im Vergleich zu einem modernen amerikanischen Rohr (Fig. 2b) dargestellt. Mit solchen modernen Röhren werden Impulsleistungen bis etwa 1000 kW erreicht.

Fig. 3a zeigt eine Variante solcher Anodensysteme, wo die erwähnten Schlitze durch Schwingungssysteme mit ausge-

prägter Induktivität und Kapazität ersetzt sind, wodurch die äusseren Dimensionen verkürzt werden. Auch dieses Versuchsrohr wurde in der Schweiz bereits vor mehreren Jahren ausgeführt, als von den ausländischen Entwicklungen bei uns natürlich noch nichts bekannt war. In Fig. 3b sehen Sie moderne amerikanische Ausführungen²⁾. Zur Erzielung eindeutiger Schwingungsfrequenzen wurden gleichphasige

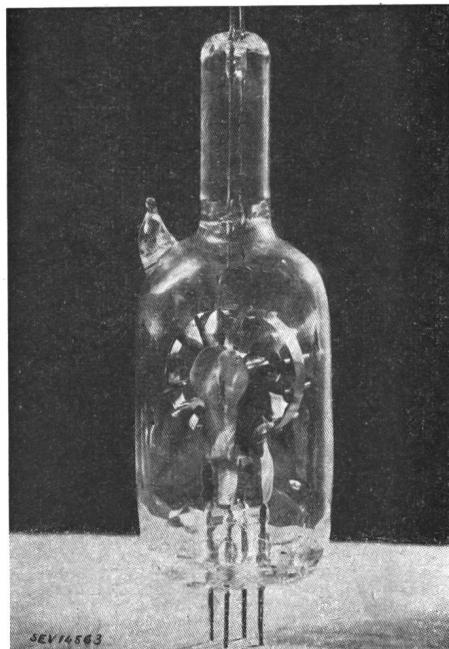


Fig. 2a
Versuchsmagnetron mit geschlitztem Anodensystem
(aus dem Anfang der schweizerischen Entwicklung)

Anodensegmente häufig durch besondere Stirnverbindungen miteinander verbunden, was auch in der schweizerischen Versuchsausführung zu erkennen ist.

Bei diesen Konstruktionen ist die neuartige Ausführung der Kathode als Grossflächenkathode von wesentlicher Bedeutung. Lüdi hat die grosse Bedeutung der richtigen Kathodendimensionierung für die Erzielung der maximalen Leistungen und Wirkungsgrade nachgewiesen. Zahlreiche Ver-

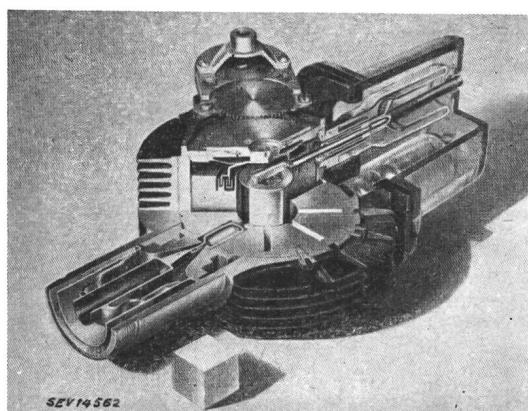


Fig. 2b
Modernes amerikanisches Radar-Magnetron

suchsröhren wurden nach diesen Berechnungen hergestellt und die empirische Nachkontrolle ergab, dass Durchmesseränderungen von 0,1 mm bereits Leistungsreduktionen auf etwa $1/3$ zur Folge haben. Der Kathodendurchmesser, der eine phasenrichtige Rückkopplung ermöglicht, ist beim Magnetron in ähnlicher Weise entscheidend wie der Laufweg der

¹⁾ Schweizer Patent Nr. 215 600.

²⁾ Bell System Technical Journal Bd. 1946, Nr. 2.



Fig. 3a
Versuchsmagnetron mit Stirnverbindung der gleichphasigen Anodensegmente
(aus der vor einigen Jahren in der Schweiz begonnenen Entwicklung)

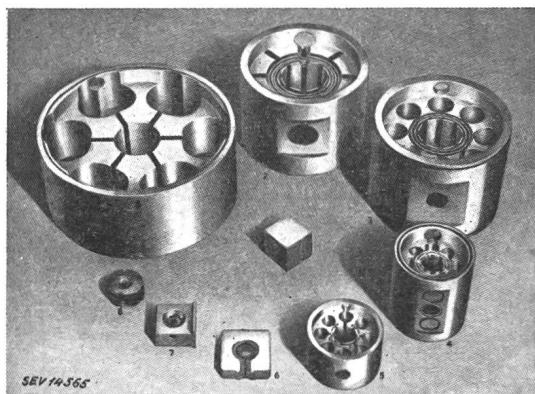


Fig. 3b
Anodensysteme moderner amerikanischer Magnetrons
? Anodensystem eines Schlitzmagnetrons, bei den anderen abgebildeten Systemen erkennt man die Bildung ausgeprägter Induktivitäten und Kapazitäten

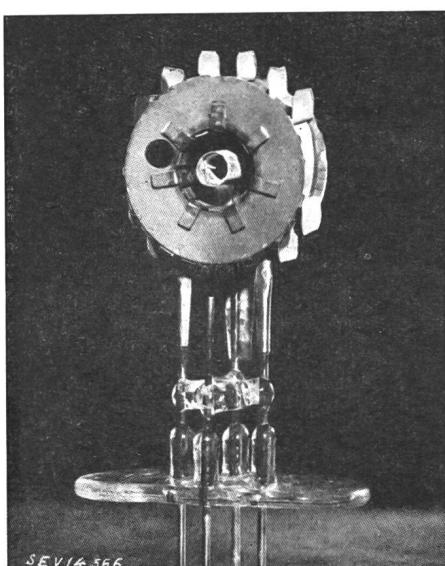


Fig. 4
Anoden- und Kathodensystem eines Triodes
(Schweizerische Entwicklung)

Elektronen beim Klystron. Die Grossflächenkathode, welche heute bei jedem Radarmagnetron anzutreffen ist, stammt ebenfalls aus der Vorkriegszeit (vergl. Fig. 1a).

Aus diesen Gegenüberstellungen ist zu erkennen, wie die an verschiedenen Stellen und ohne gegenseitigen Erfahrungsaustausch durchgeföhrten systematischen Forschungen gleichartige Ergebnisse lieferten und es ist für uns heute eine grosse Genugtuung, dass die in der Schweiz als richtig erkannten Systeme inzwischen auch die praktische Bewährungsprobe in sehr grossem Rahmen und mit ungeahnten Erfolgen bestanden haben.

Fig. 4 zeigt noch ein Turbator-System, das Sie bereits aus früheren Mitteilungen kennen. Zu beachten ist die Grossflächenkathode, welche auch hier von entscheidender Bedeu-

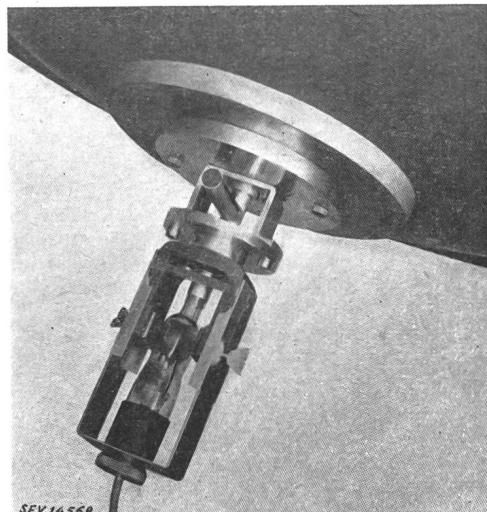


Fig. 5
Richtstrahler mit eingebautem Turbator
für Peillversuche

tung ist. Im Gegensatz zum Magnetron ermöglicht der Turbator die Erzeugung von mittleren Leistungen, z. B. in der Grössenordnung von 50 Watt bei besten Wirkungsgraden (über 50 %) mit kleinen Betriebsspannungen und Magnetfeldern. Dieses Rohr ist deshalb namentlich für kommerzielle Anwendungen der Mikrowellentechnik bedeutungsvoll. Durch den neuartigen Resonator wurde eine durchaus eindeutige Schwingungsfrequenz bei verhältnismässig sehr grosser Stabilität erzielt; das Rohr eignet sich deshalb nach unseren Erfahrungen auch ohne weiteres als Hilfsoszillator beim Ueberlagerungsempfang, anstelle des bisher meistens verwendeten Reflex-Klystrons.

In Fig. 5 ist noch die Anwendung dieses Turbators bei unseren ersten Radarversuchen gezeigt, welche in den ersten Kriegsjahren zur Durchführung kamen. Wir konnten dabei nachweisen, dass neben den zur Rückstrahlpeilung allgemein angewandten Impulsverfahren auch die Schwebungsmethoden gut geeignet sind, wo als wesentlicher Vorteil die leichte Erkennung aller bewegten Objekte und die Möglichkeit einer genauen Geschwindigkeitsmessung ins Gewicht fallen.

Adresse des Autors:

G. Guanella, dipl. Ing., A.-G. Brown, Boveri & Cie., Baden.

Diskussionsbeitrag zum Vortrag Sigrist über Röhrenprobleme der Radartechnik ¹⁾

Von W. Dällenbach, Zürich

Nach einer früheren Arbeit von Sigrist [1] ²⁾ sind Verstärkungs- und Wirkungsgrad eines Senders für kürzeste elektrische Wellen Funktionen des Verhältnisses der Wellenlänge λ zu einer für den betreffenden Röhrentyp charakte-

¹⁾ Nachträglich schriftlich eingereicht.

²⁾ Siehe Literaturverzeichnis am Schluss.

ristischen Grenzwellenlänge λ . Für diese Grenzwellenlänge λ gibt Sigrist einen Ausdruck an, der zur Beurteilung von sechs verschiedenen Röhrentypen benutzt wird. Die Ableitung dieses Ausdrucks für die von Sigrist eingeführte Grenzwellenlänge λ geschieht unter folgenden Voraussetzungen:

1. Die Wechselspannung am Leistungsräum der Röhre soll keinen Einfluss auf die anfachende Elektronenströmung, welche den Leistungsräum durchquert, haben.

Diese Annahme ist mit den folgenden beiden Annahmen identisch:

2. Der negative, also anfachende Widerstand der Elektronenströmung im Leistungsräum sei von der Belastung der Röhre unabhängig, stimme also überein mit dem negativen Widerstand für sehr kleine Amplituden der Wechselspannung, wie sie bei Belastungen nahe dem Kurzschlusspunkt vorkommen.

3. Zusätzliche Verluste, verursacht durch die anfachende Elektronenströmung in Verbindung mit der Wechselspannung am Leistungsräum, können auf einen gedachten, zum Leistungsräum parallel geschalteten, inneren Widerstand zurückgeführt werden. Dieser innere Widerstand soll unendlich sein, das heisst, die anfachende Elektronenströmung soll in Verbindung mit der Wechselspannung am Leistungsräum keine zusätzlichen Verluste zur Folge haben.

Eine anfachende Elektronenströmung mit diesen Eigenschaften wäre unbegrenzt ergiebig, d.h. mit dem Steigern der Wechselspannung am Leistungsräum könnte der Röhre eine beliebig hohe Leistung entnommen werden. Diese Möglichkeit wird durch die weitere Annahme eingeschränkt:

4. Die Amplitude der Wechselspannung soll gleich der die Elektronen beschleunigenden Gleichspannung sein.

Damit wirkt die anfachende Elektronenströmung wie eine von der Belastung unabhängige EMK, die nur durch den Eigenwiderstand des angekoppelten Schwingungskreises und den Nutzwiderstand belastet ist. Maximale Nutzlast erhält man — wie stets im Falle einer von der Belastung unabhängigen EMK —, wenn der Nutzwiderstand gleich dem Eigenwiderstand des Generators, also gleich dem Eigenwiderstand des angekoppelten Schwingungskreises ist.

Das in dieser Weise vereinfachte Modell eines Generators wird nun zur Erzeugung kürzerer Wellenlängen in all seinen linearen Abmessungen proportional mit der Wellenlänge λ verkleinert. Dabei wird ferner angenommen

5. die Stromdichte der anfachenden Elektronenströmung im Leistungsräum bleibe konstant.

Das würde bedeuten, dass die Stromstärke und damit die EMK der anfachenden Elektronenströmung im Leistungsräum wie λ^2 abnehmen. Da anderseits der Verlust im angekoppelten Schwingungskreis wegen des Skineffektes wie $1/\lambda^2$ zunimmt, ergibt sich notwendigerweise eine Grenzwellenlänge λ , bei der der Schwingungskreis im Fall optimaler Nutzlast gerade noch bis zu der durch Annahme 4 vorgeschriebenen Amplitude der Wechselspannung erregt werden kann.

Zu diesen Annahmen ist nun folgendes zu bemerken:

Zu 1. bis 3.: Der anfachende Widerstand nimmt mit zunehmender Amplitude der Wechselspannung am Leistungsräum zu, z.B. bei einem aus der Literatur bekannten Bremsfeldrohr mit Hohlraumresonator [2] ist er für Amplituden der Wechselspannung, die maximaler Leistungsabgabe entsprechen, über 100 % grösser als bei kleinen Amplituden in der Nähe des Kurzschlusspunktes.

Zu 4.: Bei dem erwähnten Bremsfeldrohr mit Hohlraumresonator beträgt die Amplitude der Wechselspannung für optimale Last etwa 400 Volt bei einer Gleichspannung von 250 Volt. Bei anfachenden Elektronenströmungen mit mehrfacher Ausnutzung des einzelnen Elektrons, z.B. bei verschiedenen Magnetronanordnungen, ist umgekehrt die Amplitude der Wechselspannung nur ein Bruchteil der beschleunigenden Gleichspannung.

Für eine ganze Reihe verschiedener Anfachmechanismen ist die Abhängigkeit des anfachenden Widerstandes von der

Amplitude der Wechselspannung aus der Literatur bekannt. Diese Ergebnisse dürfen bei Berechnung von Grenzwellenlängen nicht durch willkürliche Annahmen ersetzt werden.

Zu 5.: Es ist richtig bei Verkleinerung der linearen Abmessungen eines Generatormodells die Stromdichte an der Kathodenoberfläche, nicht aber die Stromdichte im Leistungsräum als konstant anzunehmen. Diese kann bei Verkleinerung der Wellenlänge grösser werden.

Vor einigen Jahren habe ich gezeigt [3], wie man zur Bestimmung der Grenzen für die Erzeugung kürzester, ungedämpfter elektrischer Wellen vorgehen kann. Bei zur Wellenlänge proportionaler Verkleinerung der linearen Abmessungen eines Generatormodells treten vier verschiedene Effekte auf, welche eine weitere Verkleinerung begrenzen können, nämlich die Wärmeabfuhr, die Stromdichte an der Kathode, die Stromstärke im Leistungsräum mit Rücksicht auf Raumladewirkungen und endlich die elektrische Feldstärke an Elektrodenoberflächen mit Rücksicht auf autoelektronische Entladungen. Welcher von diesen Effekten schliesslich begrenzt, hängt vom speziellen Generatormodell ab und muss von Fall zu Fall besonders untersucht werden.

Literatur

- [1] Sigrist, W.: Verstärkerprobleme der Ultrakurzwellen. Bull. SEV Bd. 37(1946), Nr. 1, S. 5...22.
- [2] Allerding, A., Dällenbach, W., und Kleinstuber, W.: Der Resotank, ein neuer Generator für Mikrowellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 51(1938), Nr. 3, S. 96..99.
- [3] Dällenbach, W.: Grenzen für die Erzeugung kürzester, ungedämpfter, elektrischer Wellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 62(1943), Nr. 4, S. 102..103.

Adresse des Autors:

Dr. Ing. W. Dällenbach, Beustweg 3, Zürich 7

Antwort des Referenten

Den Ausführungen von Herrn Dr. Dällenbach entnehme ich, dass es nicht immer zulässig ist, die Strahlgrösse $\sqrt{U/S}$ als von der Wellenlänge unabhängige Grösse zu betrachten. Ganz unerlaubt ist dieses Vorgehen bei sehr grossen Röhren mit relativ niederer Spannung, bei denen die Raumladung strombegrenzend wirkt. Dieser Gedanke Dällenbachs enthält einen wertvollen Hinweis für die nähere Bearbeitung der Strahlgrösse.

Praktisch behält aber die Beziehung für die Grenzwellenlänge λ , wie die angeführten Beispiele zeigen, trotzdem ihre Bedeutung. Es entspricht nämlich der Wirklichkeit in den meisten praktischen Fällen besser, mit konstanter Stromdichte als mit konstantem Strom zu rechnen.

Die meisten übrigen Punkte sind in der früheren Arbeit bereits diskutiert und bestimmen die Grenze der Verwendbarkeit der Beziehung $\eta = 0,25 \beta^2 (\lambda/\lambda)^{2,5}$. Diese gilt in einem Betriebsbereiche, bei dem das lineare Verhalten einer Stromquelle mit unendlichem inneren Widerstand durch die Begrenztheit des Stromes (nicht der Spannung) gestört ist. Dieser Bereich ist durch den unteren Teil der Kurve in Fig. 5 (bis zu $\eta = 0,23$) dargestellt. Der obere Teil der Kurve bezieht sich auf den Bereich, in dem die Linearität durch die Spannung begrenzt wird, oder auf den Bereich der im Vergleich zur Grenzwellenlänge relativ langen Wellen, in den auch das von Dällenbach angeführte Beispiel fällt. Dies bedeutet aber, dass der von Dällenbach konstruierte Resotank eine niedrige Grenzwellenlänge besitzt und daher für Ultrakurzwellen geeignet ist.