Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 33 (1942)
Heft: 11

Artikel: Aus Physik und Technik der kürzesten Radiowellen
Autor: Tank, F.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1056667

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: 07.01.2026

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

Aus Physik und Technik der kürzesten Radiowellen

Vortrag, gehalten an der 5. Hochfrequenztagung des SEV am 8. November 1941 in Zürich,
von *F. Tank*, Zürich.

621.396.029.6

Es werden Bauformen von Schaltelementen für Ultrakurzwellen-Schwingungskreise beschrieben und ihre Eigenschaften und Berechnungsmöglichkeiten angedeutet. Die durch hohe Resonanzschärfe und ideale Feldabschirmung ausgezeichneten Schwingtöpfe bilden den quasistationären Sonderfall der elektrischen Hohlraumresonatoren, diese wieder gehen aus dem abgeschlossenen Hohlleiter hervor. Auf die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen im Hohlleiter wird kurz eingetreten sowie auf die Verwendung von Hohlleiter und angeschlossener Trichterantenne (Sektorstrahler) für die Zwecke der Energieleitung und Energieabstrahlung kürzester Radiowellen.

Der Vortragende erwähnt ferner das Verhalten von Elektronenröhren im Ultrakurzwellenbereich; für die Röhren ergeben sich hier ebenfalls neue Bauformen. Von besonderem Interesse für Erzeugung und Verstärkung kürzester Wellen sind heute die elektronischen Laufzeitgeräte, deren weitere Entwicklung wohl noch zahlreiche neue Anwendungsmöglichkeiten im Gebiete der Ultrakurzwellen ergeben wird.

Le conférencier décrit tout d'abord les éléments de construction pour circuits oscillants à ondes ultra-courtes, ainsi que leur propriétés et les méthodes de calcul. Les pots oscillants, qui se caractérisent par une résonance extrêmement nette et par un effet d'écran idéal, constituent le cas particulier quasistationnaire des résonateurs creux, dérivés eux-mêmes des conducteurs creux fermés. Le conférencier passe alors à la transmission d'ondes électromagnétiques dans les conducteurs creux, ainsi qu'à l'emploi de ces conducteurs et des antennes en entonnoir utilisés en radiophonie pour la transmission et l'émission d'énergie par ondes ultra-courtes.

Il parle ensuite des nouveaux tubes électroniques créés pour les ondes ultra-courtes. Les récents appareils à temps de transit présentent un très grand intérêt pour la production et l'amplification de ces ondes. Ils permettront certainement de nombreuses applications nouvelles dans ce domaine.

Im Jahre 1938 wurde an der Konferenz in Kairo der ganze, weite Bereich der Radiowellen von 30 000 bis herunter zu 1 m Wellenlänge für die verschiedenen Anwendungen und Dienste restlos aufgeteilt. Diese Tatsache allein schon erhellt die gewaltige Bedeutung, welche der drahtlose Uebertragungsweg für elektrische Nachrichtentechnik erlangt hat. Sie zeugt ferner von dem dringenden Bedürfnis nach Erweiterung des zur Verfügung stehenden Wellenbandes und sagt insbesondere auch aus, dass das Gebiet der Ultrakurzwellen zwischen 10 und 1 m Wellenlänge heute ein technisch anerkanntes Anwendungsgebiet geworden ist. Dagegen ist der Bereich noch kürzerer Wellen, trotz grosser geleisteter Forschungsarbeit, in vielen Beziehungen und aus gewichtigen Gründen noch als technisches Neuland zu betrachten. Ueber die Eigenart dieses Neulandes zu berichten, sei Zweck dieses Vortrages. Er schliesst ergänzend an den Vortrag an, welchen die Herren Sutter und Ullrich anlässlich der Hochfrequenztagung vom Jahre 1937 über die Verwendung der ultrakurzen Wellen hier gehalten haben[1]).

I. Schaltelemente

1. Die konstruktive Gestaltung der Schaltelemente verlangt im Gebiete kürzester Radiowellen das Beschreiten neuer Wege. Man ist nicht nur gezwungen, jede elektrische Verbindung im Sinne einer eigentlichen Leitung zu behandeln, sondern es ergibt sich schliesslich die Unmöglichkeit, mit den geläufigen Mitteln wie Spule und Kondensator einwandfreie Schwingungskreise herzustellen. Der Kunstgriff, hier weiterzukommen, besteht darin, dass man auf den Gedanken verzichtet, eine Induktivität aus einer Serie-Schaltung mehrerer Schleifen aufzubauen, sondern dass man im Gegenteil zur Parallel-Schaltung solcher Schleifen übergeht. Dadurch verkleinert sich die Induktivität, ohne dass die Abmessungen entsprechend geringer werden müssen. Die konsequente Weiterbildung dieser Einsicht führt zum *Schwingtopf*. Dies ist ein Gebilde, welches man sich aus einem Schwingungskreis, bestehend aus Plattenkondensator und Schleife, durch Rotation um eine Achse hervorgegangen denken kann. Man gelangt so von den einfachen Anordnungen wie sie Fig. 1 a oder 1 b zeigen, zu Formen, die in Fig. 2 a, 2 b, 2 c und 2 d dargestellt sind. Die

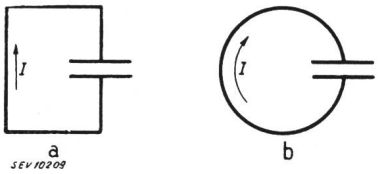

Fig. 1.
Einfache Schwingungskreise

Induktivität wird zum topf- oder ringförmigen, geschlossenen Hohlraum. In Fig. 2 c sind noch zwei Ankopplungsschleifen eingezeichnet.

Solange die Abmessungen dieser Schwingtöpfe klein sind, verglichen mit der Wellenlänge der Schwingungen, verhalten sie sich quasistationär. Die Berechnung von Kapazität, Induktivität und Verlustwiderstand ist dann bei einfachen Formen nicht schwierig. Dies ist vor allem dem Umstande zu verdanken, dass die Felder vermöge der Abschirmung durch die Topfwand einen einfachen, definierten Verlauf besitzen. Gleichzeitig bedeutet dies einen

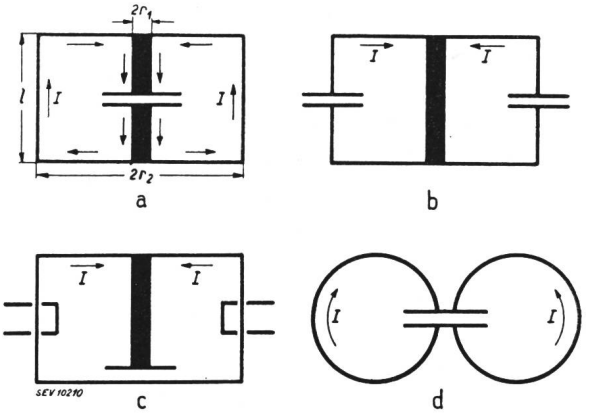

Fig. 2.
Verschiedene Typen von Schwingtöpfen

[1]) B. W. Sutter und E. H. Ullrich, Bulletin SEV, Bd. 28 (1937), Nr. 20, S. 469.

grossen konstruktiven Vorteil, da Streufelder nicht auftreten. Die magnetischen Feldlinien sind Kreise und bilden ein ringförmiges Bündel. Für den Koeffizienten der Selbstinduktion findet man für eine Form nach Fig. 2 a

$$L = 2\,l \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right),$$

während sich die Kapazität C aus der bekannten Formel für einen Plattenkondensator ergibt. In der Topfwand klingen die Amplituden der eindringenden elektrischen Schwingungen gemäss dem Ausdruck

$$e^{-2\pi x \sqrt{\sigma f}}$$

rasch ab (Skineffekt), wobei bedeuten: x die Eindringtiefe, σ die elektrische Leitfähigkeit der metallischen Wand des Topfes in absolutem, elektromagnetischem Masse und f die Frequenz der Schwingungen. Innerhalb der kurzen Strecke

$$x_0 = \frac{1}{\sqrt{\sigma f}}$$

sind die Schwingungen praktisch vollständig verschwunden. Bei 1 m Wellenlänge ($f = 3 \cdot 10^8$ Hz) wird für Kupfer ($\sigma = 5{,}9 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}$) $x_0 = 0{,}024$ mm. Man kann nun eine charakteristische Widerstandsgrösse

$$\varrho = \pi \sqrt{\frac{f}{\sigma}}$$

derart einführen, dass der Verlust, auf den Quadratzentimeter Oberfläche berechnet, sich darstellt als

$$P_{v1} = \varrho\, I^2,$$

wo I den aus der Verteilung des Gesamtstromes I_{tot} zu ermittelnden Stromanteil pro Längeneinheit bedeutet. In einer Entfernung r von der Symmetrieachse des Topfes ist also $I = \frac{I_{tot}}{2\pi r}$. Weil sich der Strom über eine grosse leitende Fläche ausbreiten kann und andere Verluste als solche durch Stromwärme nicht vorhanden sind, ergibt sich trotz des ungünstigen Verhältnisses von L zu C eine ausserordentlich hohe Resonanzschärfe

$$Q = \frac{1}{R_v}\sqrt{\frac{L}{C}}$$

(R_v Verlustwiderstand)

des Schwingtopfes bei Leerlauf, welche je nach Form und Material von der Grössenordnung 10 000 bis 50 000 sein kann und damit die Resonanzschärfe gewöhnlicher Schwingungskreise um ein Vielfaches übertrifft. Entsprechend hoch ist dann auch der Resonanzwiderstand $R = \frac{L}{R_v C}$. Man wird aber weder die grosse Resonanzschärfe noch den hohen Resonanzwiderstand im allgemeinen voll ausnutzen können, da der Schwingtopf als Schaltelement Energie aus einem Kreise aufnimmt und häufig auch an einen weiteren Kreis abgibt. Die dadurch entstehenden Rückwirkungen bestimmen seine Dämpfung praktisch vollständig, so dass er dann wirkt wie ein verlustloser Resonanztransformator.

Es lassen sich leicht Aehnlichkeitsbeziehungen aufstellen; bei einer proportionalen Veränderung aller Lineardimensionen ändert sich die Eigenwellenlänge des Schwingtopfes im selben Verhältnis, während der Verlustwiderstand umgekehrt proportional der Wurzel aus diesem Verhältnis beeinflusst wird. Für Wellen von mehr als einigen Metern Wellenlänge ist der Schwingtopf nicht mehr verwendbar, weil seine Dimensionen zu gross werden, dagegen ist er ein ausgezeichnetes Schaltelement für kürzeste Wellen. Seine Eigenschaften seien noch einmal kurz zusammengefasst: günstige Abmessungen, hohe Resonanzschärfe und hoher Resonanzwiderstand, Berechenbarkeit in allen Teilen, vollkommene Abschirmung, leichte Ankopplung.

2. Wenn die Wellenlänge nicht mehr als gross angesehen werden darf im Vergleich zu den Lineardimensionen, geht der Schwingtopf über in den allgemeinen *Hohlraumresonator*. Dieser kann die verschiedensten Formen annehmen wie Parallelepiped, flacher oder gestreckter Kreiszylinder usw. und besitzt ein ganzes Spektrum von Eigenschwingungen. Zwei Beispiele sind in Fig. 3 a und 3 b angedeutet:

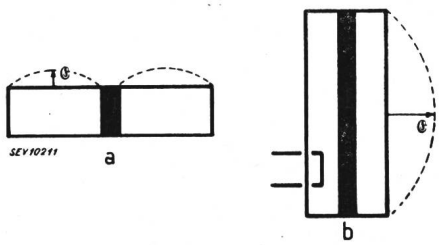

Fig. 3.
Hohlraumresonatoren

Beim hohlen Parallelepiped von den Kantenlängen a, b und c (Fig. 4) ist eine mögliche Feldverteilung gegeben durch den Ausdruck

$$\mathfrak{E}_z = \mathfrak{E}_0 \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right)$$

Daraus lässt sich, übrigens in voller Analogie zum entsprechenden Falle in der Akustik, das Spektrum

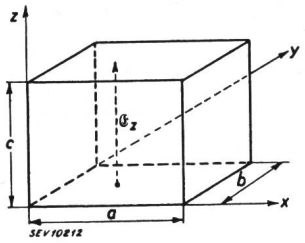

Fig. 4.
Quaderförmiger Hohlraumresonator

der Eigenfrequenzen herleiten, für welches, in Wellenlängen geschrieben, sich ergibt

$$\lambda = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}, \quad \left\{\begin{matrix} m = 1, 2, 3 \ldots \\ n = 1, 2, 3 \ldots \end{matrix}\right\} \text{ganze Zahlen}$$

3. Im langgestreckten Hohlraum können fortlaufende Wellen sich fortpflanzen und Energie

übertragen. Man bezeichnet ihn dann als *Hohlleiter* oder *Wellenleiter* (Fig. 5). Verglichen mit dem Kabel zeichnet er sich durch äusserste Einfachheit im Aufbau aus, weil ein Mittelleiter ganz fehlt; dagegen bedeutet er elektrisch eine Komplikation, weil die einfachen linearen Verhältnisse des Kabels aufgegeben sind zugunsten räumlich dreidimensio-

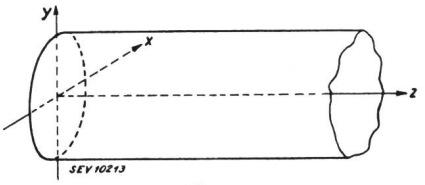

Fig. 5.
Hohlleiter

naler Erscheinungen, welche eine Fülle von Möglichkeiten und Fällen bieten. Man unterscheidet zwei Hauptklassen von Wellentypen, welche sich in einem Hohlleiter ausbilden können: die *E*-Wellen und die *H*-Wellen. Die *E*-Wellen besitzen in Richtung der Achse des Hohlleiters zwar eine elektrische aber keine magnetische Komponente des Feldes, während umgekehrt die *H*-Wellen keine elek-

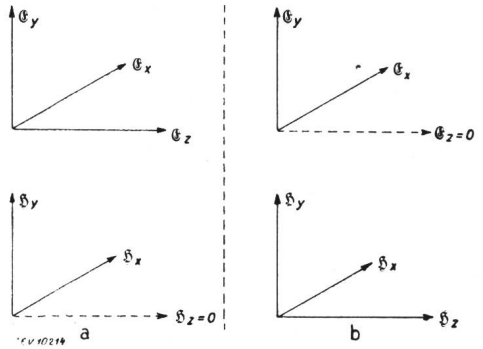

Fig. 6.
Komponenten der elektromagnetischen Wellen
a) *E*-Welle. b) *H*-Welle.

trische, sondern nur eine magnetische Feldkomponente in jener Richtung aufweisen. In Fig. 6 a und 6 b ist dies schematisch angedeutet.

Eine anschauliche Darstellung der Erscheinungen im Hohlleiter hat L. Brillouin gegeben [2]). Dadurch, dass die Wellen an der inneren Rohrwandung reflektiert werden, entsteht ein Interferenz-

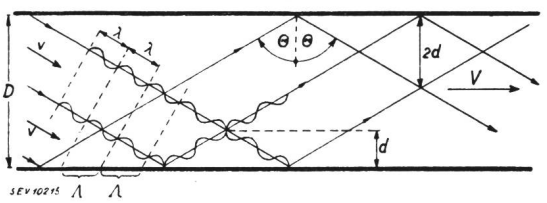

Fig. 7.
Vereinfachtes Schema zur Erklärung der Wellenvorgänge im Hohlleiter

system von Wellen, welches sich in der Längsrichtung des Rohres fortbewegt. Die Phasengeschwindigkeit und Wellenlänge dieses Vorganges sind dabei grösser als Phasengeschwindigkeit und Wellenlänge im freien Medium. Man kann dies auf folgende Weise einsehen: Wird eine Welle der Phasengeschwindigkeit v, der Wellenlänge λ und der Frequenz f, wobei $v = f \cdot \lambda$ ist, zwischen zwei leitenden und daher spiegelnden Ebenen unter dem Reflexionswinkel Θ hin- und hergeworfen (Fig. 7), so ergibt sich in Richtung der resultierenden Bewegung eine Wellenlänge vom Betrage $\Lambda = \frac{\lambda}{\sin \Theta}$ und damit eine Phasengeschwindigkeit $V = f \cdot \Lambda = \frac{v}{\sin \Theta}$; quer dazu bildet sich ein stehendes Interferenzsystem aus, dessen Knotenebenen in Abständen $d = \frac{\lambda}{2 \cos \Theta}$ voneinander entfernt liegen. Damit dieses Interferenzsystem aber scharf ausgeprägt ist, muss der Abstand D der beiden Ebenen ein Vielfaches von d betragen. Stellt man sich nun vor, dass der der Winkel Θ sich jeweils so einzustellen hat, dass diese Bedingung erfüllt ist, dann folgt daraus eine Abhängigkeit der Wellenlänge und der Phasengeschwindigkeit V vom Abstand D der Ebenen. Denn wenn $D = k \cdot d = \frac{k \lambda}{2 \cos \Theta}$; $k = 1, 2, 3 \ldots$ ist, so berechnet sich daraus

$$\cos \Theta = \frac{k \lambda}{2 D}$$

und

$$V = \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{k \lambda}{2 D}\right)^2}}$$

bzw.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{k \lambda}{2 D}\right)^2}}.$$

Je nach der Zahl der Knotenebenen wird man verschiedene Arten von Wellenzuständen unterscheiden können; insbesondere liegt eine *E*-Welle vor, wenn der elektrische Feldvektor in der Einfallsebene (Zeichnungsebene Fig. 7) und eine *H*-Welle, wenn er senkrecht zur Einfallsebene schwingt. Die Geschwindigkeit des Energietransportes, die Gruppengeschwindigkeit V_g, ist aber stets kleiner als v, und zwar gilt $V_g = v \cdot \sin \Theta$, weil der Strahlvektor um den Winkel $\frac{\pi}{2} - \Theta$ gegen die begrenzenden Ebenen geneigt ist. Gruppengeschwindigkeit und Phasengeschwindigkeit erfüllen dann die bekannte Beziehung, dass ihr Produkt konstant ist, nämlich $V_g \cdot V = v^2$.

Ein Grenzfall tritt ein, wenn die Phasengeschwindigkeit V und die Wellenlänge Λ unendlich gross werden. In diesem Falle ist der Winkel Θ gleich Null und die Welle transportiert keinerlei Energie mehr in der Richtung parallel zu den Begrenzungsebenen. Man kann dann von einer Grenzwellenlänge sprechen $\lambda_{gr} = \frac{2 D}{k}$, deren Betrag nicht überschritten werden darf.

[2]) L. Brillouin, Rev. Gén. Electr., Bd. 40 (1936), S. 227.

Für den kreiszylindrischen Hohlleiter (Fig. 5) ergibt die strenge Berechnung eine Wellenlänge in der z-Richtung von

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{k\lambda}{2\pi r}\right)^2}},$$

wo λ die Wellenlänge im freien Medium, r den Rohrradius und k eine Konstante bedeuten; k ist vom Wellentypus abhängig. Als Grenzwellenlänge folgt hier

$$\lambda_{gr} = \frac{2\pi r}{k}.$$

Die Oberschwingungen zirkularer und radialer Natur, welche sich über den Rohrquerschnitt hin ausbilden, werden durch bestimmte Abzählindizes bezeichnet. Diese Indizes geben an, wie viele Knotendurchmesser bzw. Knotenkreise im Feldlinienbilde eines Querschnittes vorhanden sind. Die niedrigste Grundfrequenz besitzt die H_{10}-Welle. Ihr entspricht eine Grenzwellenlänge vom 1,7fachen des Rohrdurchmessers. Sie spielt in der praktischen Anwendung eine bedeutende Rolle.

Uebertragungen auf längere Distanzen mit Hilfe von Hohlleitern bieten Schwierigkeiten, weil sehr grosse Ansprüche an die Homogenität der Leiter zu stellen sind; insbesondere bedeutet jede Rohrkrümmung einen Energieverlust durch Abspaltung einer Teilwelle. Der Reichtum an möglichen Wellenformen lässt den Hohlraumleiter geeignet erscheinen für Mehrfachübertragungen, lassen sich doch nicht nur verschiedene Frequenzen, sondern auch verschiedene Wellentypen und verschiedene Polarisationsverhältnisse ausnutzen. Die wichtigste Rolle spielt er jedoch im Gebiet der Dezimeter- und Zentimeterwellen als Energieleitung vom Generator zum Strahlergebilde. Letzteres braucht nun keine eigentliche Antenne mehr zu sein, sondern kann, ähnlich wie ein geöffneter Hohlspiegel, in einfach-

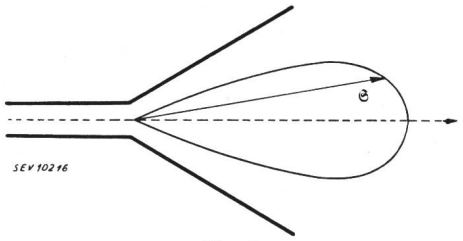

Fig. 8.
Trichter- oder Sektorstrahler mit eingezeichnetem Richtstrahldiagramm
$\mathfrak{S}$ Strahl-Vektor

ster Weise in einer trichterförmigen Erweiterung des Rohres (Fig. 8) bestehen *(Sektor-Strahler)*. Die Richtwirkung wird um so ausgeprägter, je grösser der Trichterdurchmesser im Vergleich zur Wellenlänge ist. Solche Anordnungen mit Trichter und anschliessendem Hohlleiter lassen sich auch für Empfangsverhältnisse verwenden.

II. Röhren

1. Der Fortschritt im Bau von Elektronenröhren für Ultrakurzwellen konnte erst erfolgreich gefördert werden, als es gelang, auf Grund systematischer Messungen die Eigenschaften von Röhren, insbesondere ihre Eingangs- und Ausgangsimpedanzen, ihre Sockelimpedanzen und ihr Verhalten unter dem Einfluss von Raumladungen bis in das höchste Frequenzgebiet hinein festzustellen. Wählt man für eine Elektronenröhre ein Vierpolersatzbild (Fig. 9 a und 9 b), so lassen sich an Hand desselben vier komplexe Grössen festlegen, deren

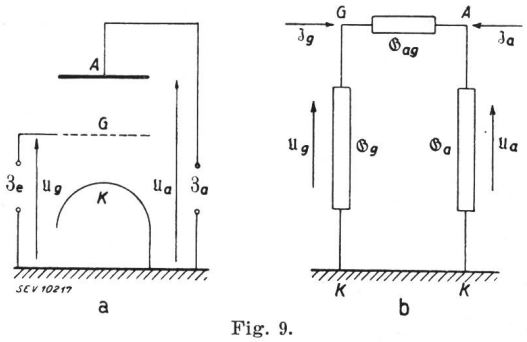

Fig. 9.
Schema für die Leitwerte einer Elektronenröhre
K Kathode. G Gitter. A Anode.

Kenntnis von Bedeutung ist, nämlich die Steilheit $\mathfrak{S} = S + j\,s$, der Eingangsleitwert $\mathfrak{G}_g = G_g + j\,g_g$, der Ausgangsleitwert $\mathfrak{G}_a = G_a + j\,g_a$ und der Rückwirkungsleitwert $\mathfrak{G}_{ag} = G_{ag} + j\,g_{ag}$ [3]). Diese Leitwerte werden bei Verwendung normaler Rundfunkröhren im Gebiete ultrakurzer Wellen verhältnismässig gross und bewirken im allgemeinen starke Dämpfungen der angeschlossenen Kreise. Für die Eingangskapazität C'_e der kalten Röhre findet man die Beziehung

$$\frac{1}{C'_e} = \frac{1}{C_e} - \omega^2 L_e.$$

Dazu kommt noch der Kapazitätsbeitrag ΔC, welcher von der Elektronenraumladung herrührt. Diese ergibt sich bei Trioden innerhalb des Kennlinienbereiches, welcher dem Raumladungsgesetz gehorcht, zu

$$\Delta C = C_1 \cdot \left\{\frac{1}{3} + \frac{8}{9} \cdot \frac{d_2}{d_1} \cdot \frac{\sqrt{U_a/U_{eff}}}{1+\sqrt{U_a/U_{eff}}}\right\};$$

dabei bedeutet C_1 die Kapazität zwischen Gitter und Kathode an der kalten Röhre, d_1 den Gitter-Kathoden-, d_2 den Anoden-Kathoden-Abstand und U_{eff} die Effektivspannung $U_{eff} = U_g + DU_a$. Wenn der Einfluss der Raumladungskapazität meist auch nur einige Zehntel pF beträgt, so kann er bei ganz kurzen Wellen genügen, sich in nicht mehr vernachlässigbarer Weise geltend zu machen. Der Ausgangsleitwert ist im wesentlichen durch die resultierende Ausgangskapazität gegeben, welche sich in der Form darstellen lässt

$$\frac{1}{C'_a} = \frac{1}{C_a} - \omega^2 L_a,$$

[3]) Vergl. W. Kleen, Telefunken-Mitt., Bd. 21 (1940), Nr. 84, S. 17.

während für den Rückwirkungsleitwert die resultierende Kapazität C'_{ag} massgebend ist:

$$C'_{ag} = C_{ag} - A \cdot \omega^2 .$$

Es besteht also eine bestimmte Frequenz, bei welcher der Rückwirkungsleitwert verschwindet. Dann tritt Selbstneutralisation ein. Oberhalb derselben steigt der Wert von C'_{ag} rasch an und die Neutralisation verschlechtert sich entsprechend schnell.

Von allen Röhrenleitwerten ist die Steilheit derjenige, welcher am wenigsten von der Frequenz abhängig ist. In erster Linie wird ihre Phase beeinflusst; bei merklich grossen Phasenwinkeln ist der Absolutbetrag der Steilheit noch wenig verändert. Genauere Rechnungen sind z. B. von Strutt und van der Ziel [4]) angestellt worden. Während die verschiedenen Admittanzen und deren Frequenzabhängigkeit die Verstärkereigenschaften einer Röhre hinreichend kennzeichnen, spielt für die Anfangsstufe eines Empfängers nicht allein der Betrag der Verstärkung, sondern vor allem das Verhältnis der Eingangsspannung des Signales zur Störspannung eine wichtige Rolle. Eine gewisse Störspannung ist nun immer vorhanden in Form der sogenannten Rauschspannung. Diese kommt zustande durch die statistischen molekularen Schwankungen einerseits im Widerstande des Eingangskreises, anderseits im Elektronenstrome innerhalb der Röhre. Sie wird gemessen durch den äquivalenten Gitterrauschwiderstand, d. h. denjenigen Widerstand $R_{ä}$, welcher zwischen Gitter und Kathode vorhanden sein müsste, um allein eine gleiche resultierende Störspannung zu erzeugen [5]). Als ein eindeutiges Mass für die Empfindlichkeit einer Eingangsstufe kann das reziproke Produkt aus äquivalentem Gitterrauschwiderstand und Eingangsleitwert der Röhre betrachtet werden. Ein grosser Eingangsleitwert wirkt sich daher auf die Empfindlichkeit ungünstig aus; man hat ferner danach zu trachten, den äquivalenten Gitterrauschwiderstand niedrig zu halten.

Die angeführten Tatsachen sind nun beim Bau spezieller Ultrakurzwellenröhren in grundsätzlicher Weise zu berücksichtigen. Es ergeben sich aus diesen Gesichtspunkten Röhren mit besonders kapazitäts- und induktivitätsarmen Zuführungen (Pressglasboden) und entsprechenden Sockeln, mit Gegentaktanordnungen im Innern, mit möglichst grosser Steilheit (kleiner Gitter-Kathoden-Abstand usw.). Als Beispiele seien die Sendepenthode [6]) RS 381 und die Gegentaktverstärkerröhre [7]) EFF 50 angeführt.

[4]) M. J. O. Strutt und A. van der Ziel, Elektr. Nachr. Technik, Bd. 12 (1935), S. 347; Bd. 13 (1936), S. 260; Bd. 14 (1937), S. 75, 281; Bd. 15 (1938), S. 103.

[5]) Bei Zimmertemperatur beträgt die Rauschleistung an einem Widerstande R etwa $1{,}6 \cdot 10^{-20}$ W pro 1 Hz Breite des Frequenzbandes. Es ergibt sich daraus z. B. bei einer Bandbreite von 10^4 Hz eine Störleistung von $P_s = 1{,}6 \cdot 10^{-16}$ W, was bei $R = 10^6\ \Omega$ einer Störspannung von $U_s = \sqrt{P \cdot R} = 1{,}3 \cdot 10^{-5}$ V entspricht. Ein äquivalenter Rauschwiderstand von $10^6\ \Omega$ ist also gleichwertig einer Störspannung von 13 μV, sofern das Frequenzband die Breite von 10^4 Hz besitzt.

[6]) Telefunken-Mitt., Bd. 21 (1940), Nr. 84, S. 36.

[7]) Philips Techn. Rundsch., Bd. 5 (1940), Heft 6, S. 167.

2. Zur Erzeugung und Verstärkung von Wellen aus dem Dezimeter- und Zentimetergebiet sind jedoch ganz neue Wege einzuschlagen. Schon Barkhausen und Kurz zeigten 1920, dass bei einer Triode mit positivem Gitter und negativer Anode in sogenannter Bremsfeldschaltung Elektronentanzschwingungen auftreten, welche als Schwingungen der Elektronenraumladung und damit als kurzwelligste der überhaupt möglichen Schwingungsformen bezeichnet werden müssen. Ihre Schwingungsdauer stimmt annähernd überein mit der Periodendauer der Elektronenpendelung zwischen Kathode und Anode um das Gitter herum. Im einfachsten Falle ergibt sich näherungsweise eine Wellenlänge der selbsterregten Schwingung

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{U_g}} \cdot d_a$$

U_g Gitterspannung in V
U_a Anodenspannung ($U_a = 0$)
λ Wellenlänge (cm)
d_a Abstand Anode-Kathode (cm)

Es treten aber auch Oberschwingungen auf. Als wesentliche Voraussetzungen für die Schwingungsanregung erkannte man mit der Zeit das Bestehen einer Sortierung der Elektronen einerseits durch den Laufzeiteffekt (Phasenfokussierung), d. h. durch die Eigentümlichkeit ihrer Bewegung, und anderseits eine weitere Sortierung durch das Abfangen bestimmter Elektronen an den Elektroden. Es gelang bis jetzt noch nicht, den Wirkungsgrad des Bremsfeldgenerators in befriedigender Weise zu steigern. Infolgedessen bevorzugte die Forschung bald den Magnetrongenerator, der bei äusserlich sehr einfacher Form die Möglichkeit der Erzeugung kürzester Wellen mit einer Verbesserung des Wirkungsgrades verband. Das *Magnetron* besteht aus einer zylindrischen Anode mit konzentrischer Kathode; ein zur Kathode paralleles Magnetfeld lenkt die Elektronen so ab, dass sie in Anodennähe umkehren und zykloidenartige oder rosettenähnliche Bahnen beschreiben. Häufig sind die Anoden geschlitzt und bestehen aus einer Anzahl von Polpaaren. Für die Wellenlänge ergibt sich angenähert [8])

$$\lambda = \frac{950\, r_a^2}{p\, U_a} \cdot H_k ,$$

λ Wellenlänge in cm
r_a Anodenradius in cm
U_a Anodenspannung in V
p Zahl der Polpaare des Anodenzylinders
H_k kritische magnetische Feldstärke in Gauss

wo H_k berechnet wird aus dem Ausdruck

$$H_k \cong 6{,}7 \cdot \frac{\sqrt{U_a}}{r_a} .$$

III. Laufzeit-Geräte

1. Aber auch die grosse, auf die Entwicklung des Magnetron-Generators und -Empfängers verwendete

[8]) Vergl. z. B. H. E. Hollmann, Physik und Technik der ultrakurzen Wellen, Springer, Berlin 1936. Bd. I, Kp. 4, S. 284.

Forschungsarbeit vermochte letzten Endes noch nicht zu befriedigenden Ergebnissen zu führen, obwohl sie die Erkenntnisse über die Natur der Elektronenraumladungsschwingungen überaus förderte. Es erwies sich als notwendig, die bereits erkannten grundlegenden Gesichtspunkte in anderer und namentlich einfacherer Weise zu kombinieren. Dies führte zu den *elektronischen Laufzeit-Generatoren* und *Laufzeit-Verstärkern*. Das erste derartige Gerät wurde von Heil [9]) angegeben, ihnen folgten später, aber nahezu gleichzeitig R. H. Varian und S. F. Varian [10]), die Erbauer des *Klystrons*, und W. C. Hahn und G. F. Metcalf [11]), die Schöpfer der *Triftröhren*.

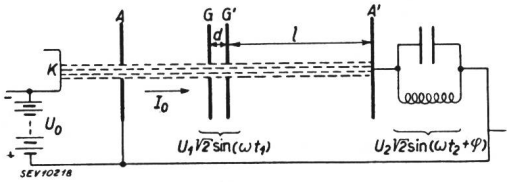

Fig. 10.
Schema eines Laufzeit-Verstärkers (Geschwindigkeitssteuerung)
K Kathode. *A* Anode. *A'* Auffangelektrode. *G*, *G'* Gitter. U_0 Beschleunigungsspannung. I_0 Elektronengleichstrom.

Zur Erläuterung der wesentlichen Züge dieser Geräte diene die folgende, auf die schematische Anordnung nach Fig. 10 sich beziehende Betrachtung: Die Elektronen eines aus der Kathode *K* austretenden *Elektronenstrahles* werden gegen die positive Anode *A* beschleunigt und erreichen sie mit der Geschwindigkeit

$$v_0 = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U_0},$$

e Elektronenladung
m Elektronenmasse
U_0 Beschleunigungsspannung

worauf sie durch eine Blendenöffnung hindurch in den zwischen *A* und *G* gelegenen feldfreien Raum gelangen. Zwischen den in kleinem gegenseitigem Abstand angeordneten Gittern *G* und *G'* wird der Strahl dem Einfluss einer Wechselspannung $u_1 = U_1\sqrt{2}\cdot\sin(\omega t_1)$ unterworfen. Diese bewirkt je nach Phasenlage eine zusätzliche Beschleunigung oder Verzögerung der Elektronen und verändert damit deren ursprüngliche Geschwindigkeit v_0. Aus dem monochromatischen Elektronenstrahl wird ein polychromatischer Strahl, dessen Geschwindigkeitsspektrum sich beidseitig der Anfangsgeschwindigkeit in einem gewissen Bereiche gruppiert. Der Elektronenstrahl erhält also durch die Spannung u_1 eine Steuerung seiner Geschwindigkeitsverteilung. Für nicht zu grosse Aussteuerungen berechnet man

$$v = v_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \sin(\omega t_1)} =$$

$$= v_0 \cdot \left\{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \sin(\omega t_1)\right\},$$

$$\Delta v = \frac{v_0}{2} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \sin(\omega t_1).$$

Im feldfreien Raum von der Länge *l* zwischen *G'* und *A'* beginnen nun die Elektronen vermöge ihrer verschiedenen Geschwindigkeiten sich teilweise zu überholen, teilweise zurückzubleiben. Infolgedessen treten Veränderungen der Raumladungsdichte auf, welche man am einfachsten mit Hilfe eines «Elektronenfahrplanes» überblicken kann. Der Weg *x*, welcher vom Gitter *G'* an gerechnet in der Zeit $t - t_1$ zurückgelegt wird, beträgt

$$x = v \cdot (t - t_1) =$$

$$= v_0 \cdot \left\{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \sin(\omega t_1)\right\} \cdot (t - t_1);$$

t_1 ist dabei die Zeit, zu welcher die Elektronen das Gitter *G'* verliessen. Es ergibt sich dann ein Zusammenhang zwischen Weg und Zeit mit t_1 als Parameter, wie er in Fig. 11 dargestellt ist.

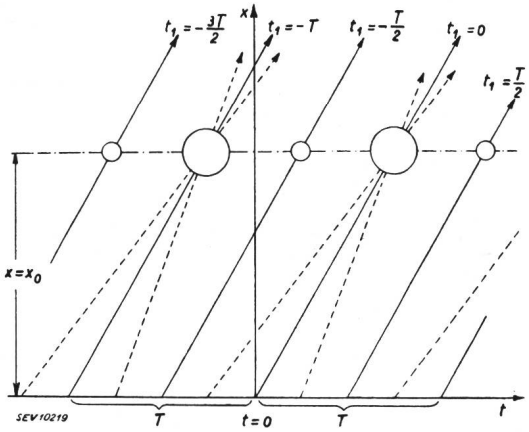

Fig. 11.
Elektronenfahrplan für die Geschwindigkeitssteuerung eines Elektronenstrahles (Phasenfokussierung)
t Zeit. *x* Weg.

Daraus geht hervor, dass in einer bevorzugten Distanz x_0 periodisch maximale und minimale Konzentrationen der Elektronenraumladungen eintreten (Phasenfokussierung), und dass demzufolge eine im Abstand $l = x_0$ befindliche Auffangelektrode *A'* eine Wechselstromkomponente aufnimmt. Gelangt ein Elektron zur Zeit t_2 auf die Auffangelektrode *A'*, d. h. bedarf es der Zeit $t_2 - t_1$, um die Strecke *l* von *G'* bis *A'* zu durchlaufen, wobei

$$t_2 - t_1 = \frac{l}{v} = \frac{l}{v_0} \cdot \left\{1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \sin(\omega t_1)\right\}$$

ist, so kommt ein Elektron, welches die Kathode zu einer um δt_1 späteren Zeit verlassen hat, zu einer um δt_2 späteren Zeit bei *A'* an, und es gilt

[9]) A. Arszenjewa-Heil und O. Heil, Z. f. Physik, Bd. 95 (1935), S. 752.

[10]) R. H. Varian und S. F. Varian, Journ. appl. Physics, Bd. 10 (1939), S. 321.

[11]) W. C. Hahn und G. E. Metcalf, Proc. Inst. Rad. Eng., Bd. 27 (1939), S. 106.

$$\delta t_2 = \delta t_1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \frac{l}{v_0} \cdot \omega \cdot \cos(\omega t_1) \cdot \delta t_1$$

oder

$$\frac{\delta t_1}{\delta t_2} = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \frac{l}{v_0} \cdot \omega \cdot \cos(\omega t_1).$$

Da während des Zeitelementes δt_1 die elektrische Ladungsmenge $I_0 \cdot \delta t_1$ das Gitter G' verlässt (I_0 Stromstärke des nicht gesteuerten Strahles) und diese Ladungsmenge später, zur Zeit t_2, im kleinen Zeitraum δt_2 von der Elektrode A' aufgenommen wird, empfängt diese einen Elektronenstrom vom Betrage

$$i = I_0 \cdot \frac{\delta t_1}{\delta t_2} =$$

$$= I_0 \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0} \cdot \frac{l}{v_0} \cdot \omega \cdot \cos(\omega t_1) \right\}.$$

Dieser enthält eine Wechselstromkomponente. Der Ausdruck $\frac{1}{2} \cdot \omega \cdot \frac{l}{v_0} \cdot \frac{U_1\sqrt{2}}{U_0}$ wird häufig als *Kompressionsfaktor* bezeichnet. Obwohl der Einfachheit halber in unserer Ableitung dieser Kompressionsfaktor als klein angenommen wurde, lässt sich doch leicht einsehen, dass er in Wirklichkeit beträchtliche Beträge annehmen kann; dann enthält i noch Wechselstromkomponenten höherer Ordnung. Die geschilderte Anordnung ist ein Verstärker. In einem an die Auffangelektrode A' angeschlossenen Schwingungskreise können verstärkte Schwingungen angeregt werden, welche ihre Energie der kinetischen Energie des pulsierenden Elektronenstromes entnehmen. Es ist einleuchtend, dass durch einen phasenrichtigen Rückkopplungsvorgang auch Selbsterregung eines solchen Systems möglich ist. Der Wirkungsgrad kann dabei beträchtlich hoch sein.

3. Als ein Beispiel sei das Klystron erwähnt (Fig. 12). Bei diesem durchsetzt der Elektronen-

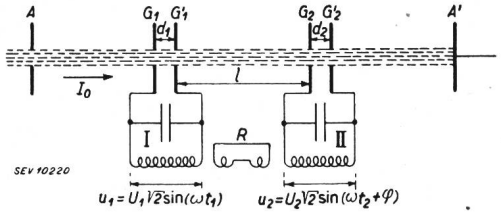

Fig. 12.
Schema des Klystrons
I, II Hohlraumresonatoren. A Anode. A' Auffangelektrode. G_1, G_1', G_2, G_2' Gitter. R Rückkopplung. I_0 Elektronengleichstrom.

strahl zwei Hohlraumresonatoren I und II durch feine Gitter $G_1\,G'_1$ *bzw.* $G_2\,G'_2$; seine Kopplung mit denselben ist elektrostatischer Natur. Durch die Spannung $u_1 = U_1\sqrt{2} \cdot \sin(\omega t_1)$ am ersten Gitterpaar wird der Strahl gesteuert, am zweiten Gitterpaar gibt er seine Wechselstromenergie an den zweiten Hohlraumresonator ab. Bei Generatorschaltungen kann die Rückkopplung zum Zwecke der Selbsterregung in verschiedener Weise vorgenommen werden.

Es zeigt sich, dass eine richtige Wirkungsweise nur eintritt, wenn der Resonanzwiderstand der Resonatoren dem Widerstand $R_0 = \frac{U_0}{I_0}$ des Strahlstromes angepasst und daher sehr hochohmig ist. Gerade diese Bedingung erfüllen aber die Hohlraumresonatoren. Vergrösserung des Strahlstromes I_0 ist auf alle Fälle erwünscht, häufig aber schwer durchführbar, während einer Verminderung der Strahlspannung U_0 zwecks Verkleinerung von R_0 wieder die Forderung hoher Elektronengeschwindigkeit entgegensteht, denn nur vermöge der letzteren lassen sich die genügend kleinen Durchtrittszeiten durch die Gitterzwischenräume d_1 bzw. d_2 erzielen. Diese Durchtrittszeiten dürfen aber nur einen Bruchteil der Schwingungsdauer betragen. Die Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen führt also zur Aufwendung einer verhältnismässig grossen Leistung des Strahlstromes, so dass bei deren richtiger Ausnutzung auch entsprechend kräftige Schwingleistungen entstehen. Dabei muss aber dafür gesorgt werden, dass die überschüssige kinetische Energie der Elektronen durch eine Auffangelektrode A' von geeigneter Vorspannung abgebremst wird.

Man darf der weiteren Entwicklung der Laufzeitgeräte mit grossem Interesse entgegensehen. Es eröffnet sich hier ein in seiner technischen Eigenart durchaus neues Gebiet, das zwar nicht leicht zu meistern ist, jedoch eine Reihe neuartiger Anwendungsmöglichkeiten verspricht. Darunter seien insbesondere scharf gebündelte Richtstrahlverbindungen mit eingeschalteten Relaisstationen erwähnt, welche im Verkehr vielleicht manche Aufgabe übernehmen könnten, die bisher den Kabeln vorbehalten blieb.

Diskussion

Der **Vorsitzende** eröffnet die Diskussion.

Herr Dr. F. **Lüdi**, Brown, Boveri & Cie. A.-G., Baden: Beim Bau von Mikrowellengeneratoren wurde aus konstruktiven Gründen die Idee des einheitlichen Schwingkreises rechnerisch und experimentell verfolgt. Hierbei haben sich im wesentlichen zwei Typen herausgeschält. Im ersten Fall wird das Resonanzsystem von einem *Elektronenstrahl* durchstossen [1]; im zweiten Fall wird eine *zirkulare Elektronenströmung* zur Anregung des Resonators benützt. Beide Typen arbeiten nach dem Prinzip der Geschwindigkeitssteuerung, d. h. in der ursprünglich homogenen Elektronenströmung werden durch Beeinflussung der Elektronen-Geschwindigkeit mittels hochfrequenter Wechselfelder Paketierungseffekte erzeugt. Die Raumladungsverdichtungen geben dann in einem weiteren hochfrequenten Wechselfeld Energie an dieses ab.

Die Fig. 1 bis 3 veranschaulichen den ersten Typ. In Fig. 1 besteht der Resonanzkreis aus einem kapazitätsbelasteten Lechersystem. Die beiden Doppelgitter bilden die Belastungskapazitäten, welche vom Elektronenstrahl von unten her durchstossen werden. Im ersten Doppelgitter wird der Elektronenstrahl geschwindigkeitsgesteuert. Die durch Einholungseffekte im Zwischenraum der beiden Doppelgitter gebildete Raumladungsverdichtung gibt Energie an das Wechselfeld im zweiten Doppelgitter ab; sie wird der kinetischen Energie der bewegten Raumladung entnommen. Die Rückkopplung vom Auskoppler an die Steuerelektrode erfolgt

[1]) F. Lüdi, Helv. Phys. Acta, Vol. XIII, Fasc. Sextus (1940), S. 498.

über das Lechersystem selbst. An Röhren dieser Ausführung wurde 1,2 W Hochfrequenzleistung bei 25 cm Wellenlänge gemessen. Fig. 2 zeigt eine Ausführung, in der das Paralleldrahtsystem durch ein konzentrisches Lechersystem ersetzt ist, wodurch die Strahlungsverluste wegfallen.

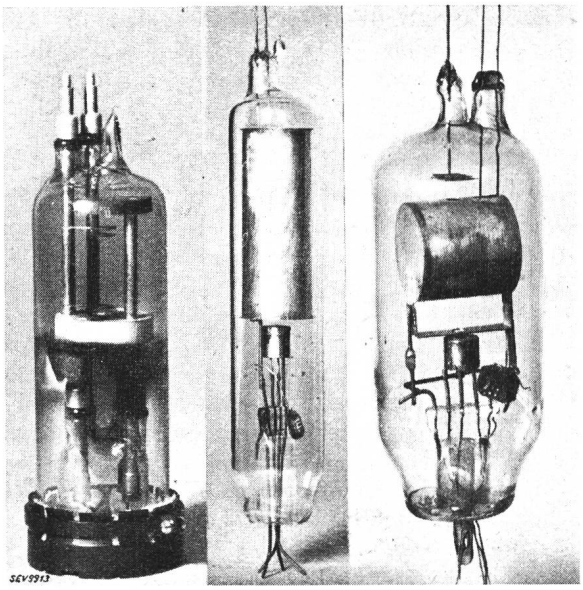

Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.
Mikrowellen-Generatoren
mit translatorischer Elektronenströmung.
(«Transator».)

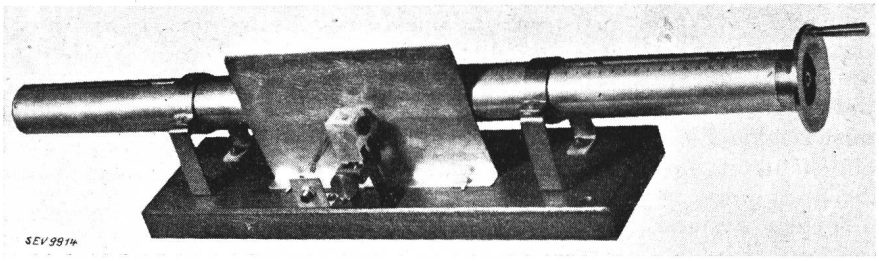

Fig. 4.
Wellenmesser.

Da aber die Wellenlänge selbst der Länge des Hohlraumresonators proportional ist und der Kompressionsraum zwischen den beiden Doppelgittern für die Anschwingbedingung eine minimale Länge haben muss, wurde die weitere Ausführung in Fig. 3 gewählt. Der Hohlraumresonator, der auch hier zugleich die Rückkopplung vermittelt, besteht aus einem homogenen, beidseitig kurzgeschlossenen konzentrischen Lechersystem und wird vom Elektronenstrahl quer durchstossen. Die Länge des Kompressionsraumes ist durch den inneren Rohrdurchmesser bestimmt und die Wellenlänge ist gleich der doppelten Rohrlänge selbst. Diese Konstruktion ermöglicht auch bei kurzen Wellen noch eine genügend grosse Dimensionierung des Kompressionsraumes; weil die beiden konzentrischen Rohre konstanten Durchmesser haben, befindet sich in der Mitte ein Spannungsbauch, so dass die Elektronen an der Durchstossungsstelle durch das Wechselfeld maximale Beeinflussung erfahren, ein Umstand, der für die Steuerung und für die Bremsung wesentlich ist.

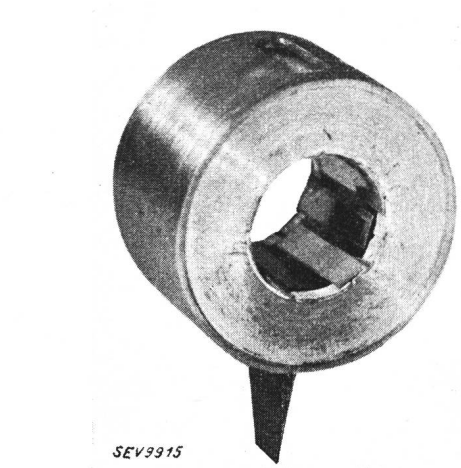

Fig. 5.
Mikrowellen-Resonator
für zirkulare Elektronenströmung.

In Fig. 4 ist ein nach dem gleichen Konstruktionsgedanken gebauter Wellenmesser dargestellt. Die Kurzschlussbrükken sind durch eine Mikrometerschraube verstellbar, um die konzentrische Leitung auf die zu messende Wellenlänge abzustimmen. Die Erregung erfolgt radial durch ein Loch im äusseren Rohr (im Bild nicht sichtbar); die Detektion erfolgt an einem gegenüberliegenden Loch, mit Kristalldetektor und Anzeigeinstrument. Die absolute Genauigkeit der Wellenlängenbestimmung beträgt ca. $^1/_{40}$ mm.

Fig 5 zeigt nun den zweiten Konstruktionstyp. Die Elektronenquelle ist in axialer Anordnung zu denken. Ein radiales elektrisches Gleichfeld erzeugt in Verbindung mit einem axialen Magnetfeld die zirkulare Elektronenströmung. Diese wird, wie sich rechnerisch zeigen lässt, durch das zwischen den Segmenten befindliche hochfrequente Wechselfeld derart geschwindigkeitsgesteuert, dass auch in der zirkularen Elektronenströmung Raumladeverdichtungen entstehen. Das so gebildete «Elektronenpolrad» gibt seinerseits wieder Energie an den «Stator», und zwar in Stufen ab. Steuerelektrode und Auskopplerelektrode werden durch ein und dieselben Segmentpaare gebildet. Das Wesentliche dieser Konstruktion ist die organische Verbindung der Segmentpaare mit einem Hohlraumresonator. Dadurch wird in bezug auf die Segmente ein symmetrischer elektrischer Aufbau erreicht.

Dieser kapazitätsbelastete zylindrische Hohlraumresonator lässt sich ähnlich wie ein kapazitätsbelastetes Lechersystem allgemein für den nichtquasistationären Fall (Wellenlänge vergleichbar mit den Dimensionen des Resonators) berechnen. Das Resultat zeigt Fig. 6.

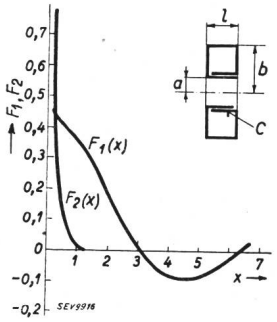

Fig. 6.
Graphische Bestimmung
der Grundwelle.

Die beiden graphisch dargestellten Funktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ lauten:

$$F_1(x) = \left[N_0\left(x \cdot \frac{b}{a}\right) \cdot J_0(x) - J_0\left(x \cdot \frac{b}{a}\right) \cdot N_0(x)\right]$$

$$F_2(x) = \frac{2\pi a^2}{\frac{1}{\varepsilon} \cdot C \cdot l} \cdot \frac{1}{x} \cdot \left[N_0\left(x \cdot \frac{b}{a}\right) \cdot J_1(x) - J_0\left(x \cdot \frac{b}{a}\right) \cdot N_1(x)\right]$$

Dabei bedeuten:

$x = a \cdot k = a \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$,

ε allgemeine Dielektrizitätskonstante,

C Segmentkapazität,
J, N Zylinderfunktionen,
a, b, l Dimensionen in cm.

Der graphisch bestimmte Schnittpunkt $\Delta(x) = F_1(x) - F_2(x) = 0$ der beiden Funktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ gibt mit dem Wert x die Grundwelle des Systems zu

$$\lambda_0 = \frac{2\pi a}{x}.$$

Die Entwicklung der Funktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ nach kleinen Argumenten führt auf folgende Näherungsformel für λ_0:

$$\underset{(cm)}{\lambda_0} \approx 8{,}4 \sqrt{C_{(pF)} \cdot l_{(cm)}}$$

Für ein Gebilde nach Fig. 5 mit den Dimensionen $a = 0{,}6$ cm, $\frac{b}{a} = 2$ und der Segmentkapazität $C = 1{,}5$ pF, bestimmt sich die Grundwelle aus dem graphisch ermittelten Schnittpunkt x zu $\lambda_0 = 9{,}3$ cm. Die gemessene, durch den Generator erregte Wellenlänge war 10,1 cm. Die Abweichung rührt zur Hauptsache von der nicht genau angebbaren Kapazität zwischen den Segmenten her.

Vorteile dieser Konstruktion gegenüber älteren Magnetrons sind:

1. Die durch den Resonator eindeutig bestimmte Wellenlänge; benachbarte Wellen treten nicht auf.
2. Grössere anodische Belastung, da der Hohlraumresonator zugleich als Kühlfläche dient.
3. Bei gleicher Wellenlänge sind die Abmessungen grösser, weil der Resonator wie mehrere parallel geschaltete Induktivitäten wirkt und deshalb bei gleicher Segmentkapazität die Wellenlänge herabdrückt.
4. Erlaubt der grössere Anodendurchmesser den Einbau von speziellen Kathoden und Steuerelektroden.
5. Ist das Magnetfeld für dieselbe Wellenlänge bedeutend kleiner als bei den üblichen Magnetrons, so dass permanente Magnete verwendet werden können, was für die apparative Technik von grossem Vorteil ist.

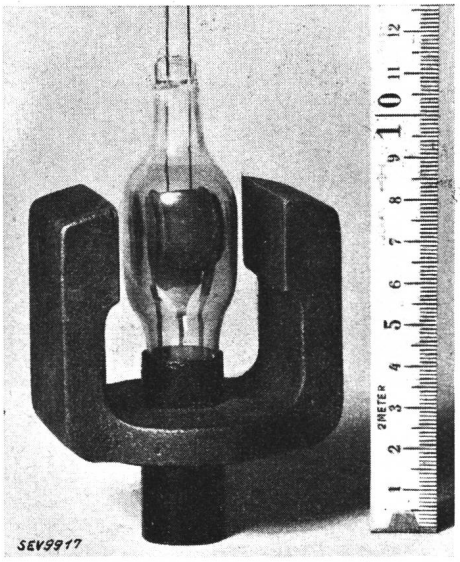

Fig. 7.
Mikrowellen-Generator mit zirkularer Elektronenströmung. («Turbator»)

Fig. 7 zeigt eine solche Anordnung. Die gemessene Wellenlänge ist entsprechend den etwas kleineren Dimensionen 7,5 cm. Das Magnetfeld beträgt nur 500 Gauss und lässt sich durch den gezeigten permanenten Magneten erzeugen.

Es sei noch erwähnt, dass sich diese Konstruktion, ebenso wie die nach Fig. 3, gut für eine Ganzmetallausführung eignet, bei welcher der Resonator zugeich das Vakuumgefäss mit den Kühlflächen an den Aussenraum bildet.

Mit dem Hinweis auf die Ausführungen von Herrn Prof. Tank kann wohl behauptet werden, dass die Realisierung der Mikrowellengeneratoren die Grundlage für die wichtigen Anwendungsgebiete der Richtstrahltechnik bildet.

Herr Dr. **H. Wehrlin**, Hasler A.-G., Bern[1]): Ausser mit den rein physikalischen Problemen der Erzeugung kürzester Wellen hat sich die Hochfrequenztechnik bereits weitgehend mit der Entwicklung brauchbarer ultrahochfrequenter Nachrichtengeräte befasst. Im folgenden sollen kurz einige Fragen angetönt werden, die in diesem Zusammenhang von Interesse sind. Am Schluss werden einige Angaben über drei in der Praxis bewährte Konstruktionen der Hasler A.-G. gegeben.

Neben dem rein physikalischen Interesse, das kürzeste Radiowellen bieten, eröffnen sich dank ihrer speziellen Eigenschaften für die Nachrichtentechnik ganz neue Perspektiven, die diese Wellen gerade für unser Schweizer Gelände günstig erscheinen lassen. Zur Beurteilung der besondern Ausbreitungseigenschaften dieser Wellen können weitgehend optische Analogien herangezogen werden. Es lassen sich damit für die in erster Näherung durch die Sichtlinie beschränkte Reichweite, für die Beugungs- und Reflexionserscheinungen, das Auftreten von Schwinglöchern, die Abhängigkeit der Feldstärke von der Höhe der Strahler über dem Boden usw. anschauliche Erklärungen finden. Sende-Empfangs-Geräte dieser Wellenbänder bieten im wesentlichen gegenüber solchen längerer Wellen folgende Vorteile:

1. Es können mit kleinen Leistungen, bzw. mit leichten Geräten kleiner Abmessung grosse Entfernungen überbrückt werden.
2. Die Antennengebilde sind klein und unauffällig. Es können Richtstrahler verwendet werden, die auch für mobile Verhältnisse annehmbare Abmessungen besitzen und unauffällige wenig verletzbare Montage für fixe Anlagen gestatten.
3. Die Abhörgefahr ist geringer als bei Kurz-, Mittel- oder langen Wellen wegen der durch die Bedingung einer quasioptischen Sicht beschränkten Reichweite, durch die Ausnützung der Richtstrahlung und Polarisation sowie durch die grosse Zahl der zur Verfügung stehenden Sprechkanäle.
4. Der Verkehr auf diesen Wellen ist weniger durch andere Stationen gestört. Die Gründe sind im wesentlichen die gleichen wie die unter Punkt 3 genannten. Hinzu kommt, dass auf diesen Wellen noch relativ wenig Dienste arbeiten und die Wellenverteilung wegen der grössern Zahl der zur Verfügung stehenden Sprechkanäle nicht so kritisch ist wie bei längern Wellen.
5. Der Verkehr ist auf diesen Wellen weniger durch industrielle und atmosphärische Störungen behindert, da Stärke und Häufigkeit der Störungen mit kürzern Wellenlängen schnell abnehmen und auf relativ kurze Entfernungen abklingen.
6. Diese Wellen sind praktisch frei von Fading, Jahreszeiten-, Tages- oder Nachteinflüssen.
7. Der Aufwand an Mitteln ist, verglichen mit Anlagen längerer Wellen, klein.

Neben den von Herrn Prof. Tank in seinem Vortrag erwähnten Problemen müssen für technisch durchgebildete Nachrichtengeräte noch eine Reihe Fragen studiert werden, die für Wellen dieser Grössenordnung spezielle Anforderungen stellen. Die Modulation muss je nach Verwendungszweck bestimmte Qualitäten besitzen. Die Qualität einer Uebertragung wird bekanntlich durch den Frequenzgang, den Klirrfaktor, das Signal-zu-Geräusch-Verhältnis und in besondern Fällen durch den Phasengang beschrieben. Eine Amplitudenmodulation soll gleichzeitig keine Frequenzmodulation ergeben.

Bei der empfängerseitigen Demodulation stellen sich analoge Probleme. Besondere Aufmerksamkeit erfordern die Frequenzkonstanz, die Eichbarkeit, die Einstellgenauigkeit und das Arbeiten nicht nur auf einer Fixfrequenz, sondern in kontinuierlich abstimmbaren Bereichen. Bei Kleinstgeräten werden vielfach elektrische Elemente für Sendung und Empfang gemeinsam benützt, so z. B. das gleiche Rohr bei Sendung als Oszillator, bei Empfang als Audion. Es treten hier, je nach dem Arbeitspunkt, bei gleichem elektrischem Aussensystem Frequenzverschiebungen auf, die durch entsprechende Massnahmen zu kompensieren sind. Die Anten-

[1]) Beitrag nachträglich schriftlich eingereicht.

nengebilde, Energieleitungen und deren Ankopplung und Abstimmung benötigen eine vorwiegend spezielle Behandlung. Die ganze Mikrowellen-Messtechnik ist wieder ein Kapitel für sich.

Hinzu kommen alle die Forderungen, die allgemein an technisch durchgebildete Geräte zu stellen sind, z. B.: kleine

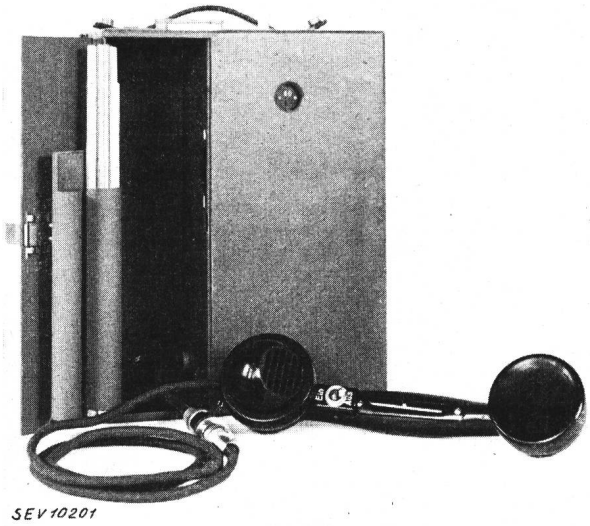

Fig. 1.
UKW-Telephonie-Gerät
für ca. 5 m Wellenlänge.

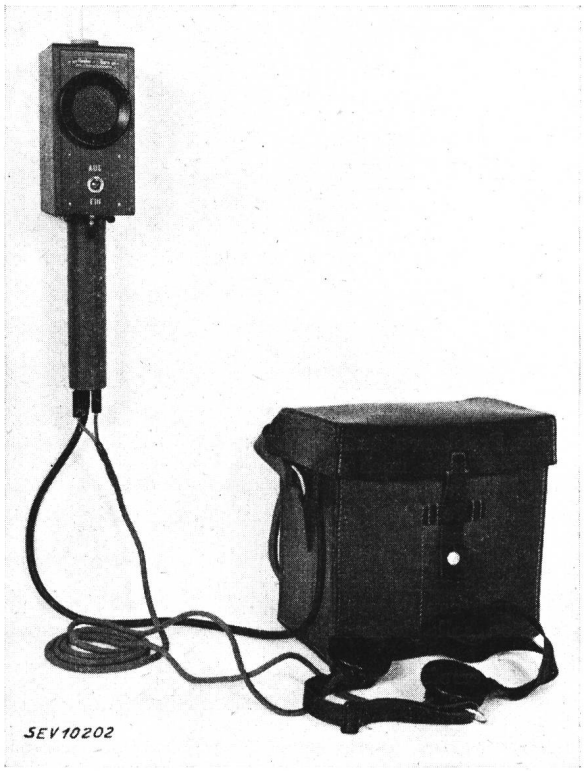

Fig. 2.
UKW-Telephonie-Gerät
für ca. 1,8 m Wellenlänge.

Abmessungen, kleines Gewicht, gute Zugänglichkeit, Robustheit gegen mechanische Einwirkungen, Feuchtigkeit, Temperatureinflüsse, Besprechung bei hohem äussern Geräuschpegel, Transportierbarkeit, Fernbedienung, Speisung der Geräte und Ausbildung der Stromquellen sowie deren Entstörung, bester Gesamtwirkungsgrad, Typisierung, die speziell zeitbedingten Fragen der Materialbeschaffung und des Materialersatzes und nicht zuletzt der Preis.

Es soll durch das vorher Gesagte nur darauf hingewiesen werden, dass der Schritt von dem als physikalisch gelöst Betrachteten zu einem technisch durchgebildeten und für die Praxis brauchbaren Gerät noch einen erheblichen Anteil Entwicklungsarbeit bedingt.

Zu der Frage, wo die derzeitige Wellengrenze liegt, ist zu bemerken, dass auch heute schon das Gebiet unterhalb 1 Meter Wellenlänge mit Erfolg technisch ausgewertet wird.

Für fixe Punkt-zu-Punkt-Installationen, die auf einer festen Welle arbeiten, wurden schon vor längerer Zeit Anlagen von wenigen Dezimeter Wellenlänge versuchsweise dem Betrieb übergeben. Diese arbeiteten aber meist mit Magnetron- oder Bremsfeld-Oszillatoren. Für mobile Geräte, die den erwähnten Anforderungen zu genügen haben, hat sich die normale rückgekoppelte Triode bis zu Wellenlängen von 50 cm bewährt.

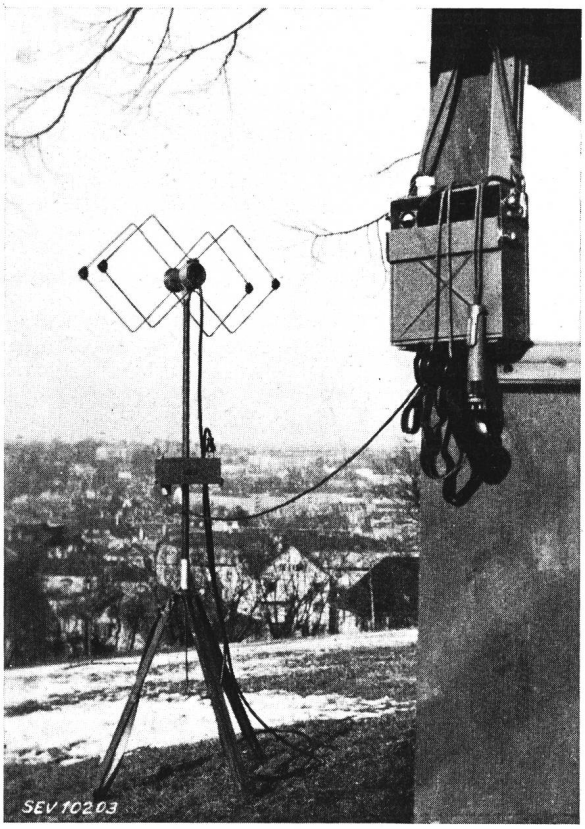

Fig. 3.
Dezimeter-Gerät
für ca. 50 cm Wellenlänge.

Zum Schluss sollen noch einige Angaben über drei von der Hasler A.-G. in Bern entwickelte Geräte folgen:

Fig. 1 zeigt ein Telephonie-Sende-Empfangs-Gerät mit einem Wellenbereich von 4,7...5,3 m. Die Reichweite beträgt in offenem Gelände ca. 20 km. Die Abmessungen des betriebsklaren Gerätes betragen 28 × 22 × 20 cm und das Gewicht ist 9 kg. Die Bedienung beschränkt sich auf das Ein- und Ausschalten, Einstellen der Wellenlänge und eine im Mikrotelgriff befindliche Sende/Empfangs-Umschaltung. Die Besprechungs- und Bedienungsleitung kann verlängert werden. Auf diese Art können die Orte für die Ausstrahlung und die Bedienung und Besprechung zweckentsprechend gewählt werden. Die Speisung erfolgt durch eingebaute Trockenbatterien, kann aber, falls gewünscht, auch durch Netzgeräte, Akkumulatoren oder Handgeneratoren (nachschubfrei) erfolgen. Diese Geräte wurden speziell in billiger Preislage gehalten.

Fig. 2 zeigt ein Telephonie-Sende-Empfangs-Gerät, das auf einer fix eingestellten Welle im Bereich zwischen 1,5 und 2 m arbeitet. Bei diesem Gerät wurde das Schwergewicht auf möglichst leichte und kompakte Ausführung gelegt. Das Gewicht mit Batterie, Kopfhörer und aller Zubehör beträgt

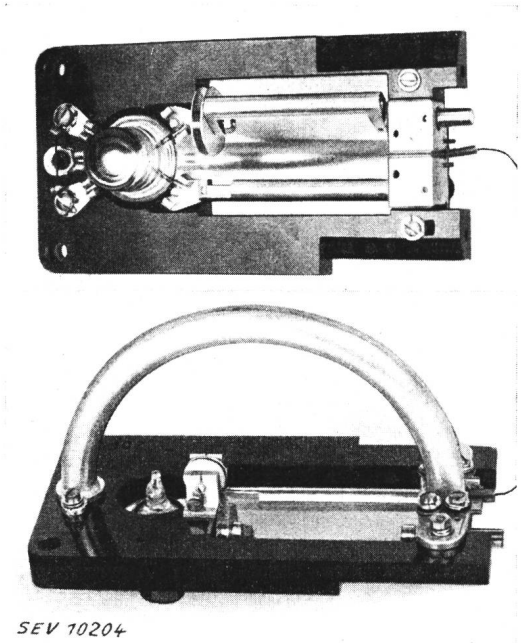

Fig. 4.
Dezimeter-Oszillator
für ca. 50 cm Wellenlänge.

4,5 kg, die Abmessungen des fertig verpackten Gerätes nebst aller Zubehör 22 × 23 × 14 cm. Auch hier wird eine Reichweite von ca. 20 km erreicht; die Bedienung ist ebenfalls äusserst einfach und beschränkt sich auf Ein- und Ausschalten sowie die Sende- und Empfangsumschaltung.

Fig. 3 zeigt ein hochwertiges Militärgerät, das auf einem Wellenbereich von 58...68 cm arbeitet. Es erfüllt hohe Anforderungen an Trennschärfe und Richtwirkung und arbeitet auf Telephonie und Telegraphie. Der Speiseteil und der Apparateteil sind trennbar über eine Leitung zu betreiben. Die Antenne kann über Hochfrequenzkabel gespeist werden, so dass auch hier Ausstrahlungs- und Bedienungsort zweckentsprechend gewählt werden können. Die Abmessungen betragen 34 × 23 × 9,5 cm bei 7,5 kg Gewicht.

Die Reichweite beträgt bei normaler Sichtverbindung mindestens 50 km; unter günstigen Umständen kann das Doppelte bis Dreifache erreicht werden. Auch in Fällen, in denen zwischen den Geräten keine Sichtverbindung besteht, können Verbindungen von einigen 100 Metern bis zu einigen Kilometern erhalten werden. Dies ist je nach den örtlichen Verhältnissen Reflexionen, Sekundärstrahlung und andern Effekten zuzuschreiben.

Die Oszillatoren der drei beschriebenen Geräte arbeiten in den zwei ersten Fällen mit normalen Schwingkreisen zwischen Gitter und Anode, im dritten Fall mit einem kontinuierlich abstimmbaren, kapazitätsbelasteten Lechersystem und einem weitern, konzentrischen Lechersystem für die Kathodenabstimmung. Fig. 4 zeigt dieses spezielle Schwingungssystem. Die Modulation erfolgt in allen drei Fällen in der Anode. In der Empfangsstellung sind die Oszillatoren als Pendelaudien geschaltet, wobei die Modulatorröhren nun als getrennte Pendeloszillatoren dienen. Es wird so mit einfachen Mitteln ein hochempfindlicher, sicher arbeitender Empfang erreicht. Die schon erwähnte Frequenzkompensation kommt nur in den zwei zuletztgenannten Geräten zur Anwendung. Diese zwei Geräte sind auch mit Spezial-UKW-Röhren des Eicheltyps ausgerüstet.

Bei allen Geräten wurde der grösste Wert auf einfache Bedienung mit unspezialisiertem Personal gelegt.

Herr Dr. h. c. **M. Schiesser**, Präsident des SEV, dankt den Referenten und Diskussionsrednern für ihre Beiträge, besonders auch dem Vorsitzenden, Herrn Prof. Dr. *F. Tank*, für die anregungsvolle Leitung der Veranstaltung, und schliesst die 5. Hochfrequenztagung mit folgenden Worten: «Die Veranstaltung hat gezeigt, dass die Hochfrequenztechnik, obschon sie bereits eine glänzende Entwicklung hinter sich hat, doch immer noch in weiterer Entwicklung steht. Die neuesten Erkenntnisse auf diesem Gebiet lassen weitere interessante Ergebnisse erwarten, die in einer nächsten Tagung zur Sprache kommen sollen.»

Wirtschaftliche Mitteilungen — Communications de nature économique

Landesversorgung mit festen Brennstoffen

Der Vollständigkeit halber erwähnen wir unter diesem Titel die *Verfügung Nr. 4* [1]) des Kriegs-Industrie- und -Arbeits-Amtes vom 2. April 1942, durch die der *Verfall der Bewilligungskarten* für Kohle für Hausbedarf und Gewerbe, ausgestellt für das Rationierungsjahr 1941/42, auf den 30. April 1942 verfügt wurde.

Durch die *Verfügung Nr. 6* [2]) des KIAA vom 20. April 1942 wurden die Vorschriften über die *Brennholzhändlerkarte* auf den 31. Mai 1942 neu geregelt, indem gleichzeitig die Verfügung Nr. 514 der eidg. Preiskontrollstelle vom 26. Februar 1941 betreffend Brennholzhändlerkarte ausser Kraft gesetzt wurde.

[1]) Schweiz. Handelsamtsblatt Nr. 80 (9. 4. 1942), S. 810.
[2]) Schweiz. Handelsamtsblatt Nr. 99 (1. 5. 1942), S. 1002.

Kleine Mitteilungen

Furka-Oberalp-Bahn. Der Bundesrat bewilligte am 19. 5. 1942 dem eidgenössischen Militärdepartement zu Lasten des Kapitalkontos «Aktivdienst» die folgenden Kredite: Fr. 400 000.— zur Vollendung der Elektrifizierungsarbeiten an der Furka-Oberalp-Bahn, Strecke Brig-Andermatt, sowie Fr. 350 000.— zur Anschaffung einer elektrischen Lokomotive für die Furka-Oberalp-Bahn.

Miscellanea

In memoriam

Walter Thuet †. Einen schweren Verlust hat die Landis & Gyr A.-G. in Zug und mit ihr die Elektrizitätsindustrie der Schweiz erlitten durch den am 3. Mai plötzlich erfolgten Hinschied von Direktor Walter Thuet, der als Verkaufsleiter einen der wichtigsten Posten in diesem hervorragenden Unternehmen der Exportindustrie innehatte. Herr Thuet war Mitglied des SEV seit 1918; er war in den Kreisen der schweizerischen Elektrotechnik eine sehr bekannte, hochgeachtete Persönlichkeit.

Direktor Thuet, aus alter Aargauer Familie stammend, hatte als Sohn eines Zürcher Kaufmanns die Schulen Zürichs durchlaufen und trat, mit einer guten allgemeinen und fachlichen Bildung versehen, 1912 als Angestellter in die Firma Landis & Gyr in Zug ein, die damals gerade begonnen hatte, sich gegen eine mächtige Konkurrenz verschiedener Länder durchzusetzen. In diesem zähen und oft sehr schwierigen Ringen zeigte Walter Thuet seine Fähigkeiten, die durch seine für einen Kaufmann nicht gewöhnliche Beherrschung der technischen Seite seiner Branche erfolgreich unterstützt wurden.