Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 37 (1946)
Heft: 1

Artikel: Verstärkerproleme der Ultrakurzwellen
Autor: Sigrist, W.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1057305

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: 10.01.2026

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

Verstärkerprobleme der Ultrakurzwellen*)

Von *W. Sigrist*, Zürich

(Mitteilung aus dem Institut für Hochfrequenztechnik und der Abteilung für industrielle Forschung des Institutes für technische Physik an der ETH)

621.396.645.31.029.6

Es ist bekannt, dass der Erzeugung und Verstärkung kürzester Wellen verschiedene Hindernisse im Wege stehen. Einerseits äussert sich die Masse der Elektronen in den Laufzeiterscheinungen, und anderseits begrenzen bestimmte Eigenschaften der übrigen Bauelemente des normalen Verstärkers ein beliebiges Vordringen zu kürzesten Wellen. Während die Laufzeiterscheinungen für sich eingehend untersucht wurden und ausserdem durch die Erfindung des Hohlraumresonators ein ausserordentliches Bauelement für kürzeste Wellen geschaffen wurde, herrscht zum Teil noch Unklarheit über die Erfordernisse des Zusammenbaues der verschiedenen Elemente. Das Ziel der vorliegenden Arbeit besteht darin, einen Beitrag zur Erkenntnis über das Zusammenspiel zwischen dem Strahl und dem übrigen Aufbau des Verstärkers zu leisten.

Trotz beträchtlichen Vereinfachungen in bezug auf Amplitude und Phase der Wechselspannungen lässt sich ein gewisser Ueberblick über die zur Diskussion gestellten Fragen gewinnen. Es zeigt sich, dass einer bestimmten Anordnung eine Grenzwellenlänge Λ entspricht, bei der die Anordnung als Leistungsverstärker einen Wirkungsgrad von 25 % aufweist. Unterhalb der Grenzwellenlänge nimmt der Wirkungsgrad eines Leistungsverstärkers nach der Beziehung

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

und die Leistungsverstärkung nach der Beziehung

$V_n = \Gamma^2 \dfrac{\lambda^5}{\Lambda^5}$ *sehr stark ab. Daraus folgt, dass es für die Erzeugung kürzester Wellen nötig ist, den Aufbau der Anordnung so zu gestalten, dass die Grenzwellenlänge möglichst klein wird.*

Die Beziehung für die Grenzwellenlänge eines Kreises mit den zugehörenden Elektroden

$$1/\Lambda = \sqrt[2,5]{\frac{1{,}9}{10^2}\,\frac{S}{\sqrt{U_-}\cdot\zeta}\,\frac{Q_1}{\delta}\,\frac{\sin^2 a\,\pi/\lambda_{st}}{a\,\pi/\lambda_{st}}}$$

zeigt in welcher Weise die verschiedenen Bauelemente die Grenzwellenlänge beeinflussen. Dadurch enthält sie umgekehrt auch Hinweise für die Konstruktion von Kurzwellenverstärkern.

In dieser Beziehung ist

$\dfrac{S}{\sqrt{U_-}\cdot\zeta}$ *ein Mass für die Bündelung des Elektronenstrahles*

$\dfrac{Q_1}{\delta}$ *ein Mass für die Güte der Schwingkreise in bezug auf Verlust- und Kapazitätsfreiheit*

$\dfrac{\sin^2 a\,\pi/\lambda_{st}}{a\,\pi/\lambda_{st}}$ *ein Mass für die Beurteilung der Elektrodenabstände.*

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Möglichkeit, kürzeste Wellen zu erzeugen, wesentlich eine Frage der Energiedichte im Verstärkerrohre ist, und zwar einerseits der Energiedichte im Strahle in Form von Geschwindigkeitsenergie, und anderseits der Energiedichte in den Feldern in der Form von elektromagnetischer Energie. Als Folge daraus ergeben sich die Probleme möglichster Verlustfreiheit und guter Kühlung.

On sait que la production et l'amplification des ondes ultra-courtes donnent lieu à diverses difficultés. D'une part c'est la masse de l'électron qui donne lieu aux phénomènes dûs aux effets de transit, et d'autre part certaines propriétés des autres éléments de construction de l'amplificateur normal sont peu favorables à l'emploi de celui-ci pour les ondes ultra-courtes. Tandis que les phénomènes se rapportant au temps de transit ont déjà été étudiés en détail et que la découverte de la cavité de résonance a introduit un élément de construction extrêmement précieux pour les ondes ultra-courtes, il règne encore une certaine incertitude quant à la collaboration des divers éléments. Dans cette étude, M. Sigrist examine les relations qui lient le faisceau d'électrons à toute la construction de l'amplificateur.

Malgré d'importantes simplifications concernant l'amplitude et la phase des tensions alternatives, il est néanmoins possible d'obtenir un assez bon aperçu de la question. A une disposition donnée correspond une longueur d'onde limite Λ, pour laquelle le rendement de l'amplificateur de puissance atteint 25 %. En dessous de la longueur d'onde limite, ce rendement diminue très rapidement selon la relation

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

il en est de même pour le coefficient d'amplification selon la relation $V_n = \Gamma^2 \dfrac{\lambda^5}{\Lambda^5}$. *Pour produire des ondes ultra-courtes, il est donc nécessaire de prévoir une disposition telle, que la longueur d'onde limite soit aussi petite que possible.*

La formule se rapportant à la longueur d'onde limite d'un circuit avec les électrodes correspondantes

$$1/\Lambda = \sqrt[2,5]{\frac{1{,}9}{10^2}\,\frac{S}{\sqrt{U_-}\cdot\zeta}\,\frac{Q_1}{\delta}\,\frac{\sin^2 a\,\pi/\lambda_{st}}{a\,\pi/\lambda_{st}}}$$

montre de quelle manière les divers éléments constitutifs influent sur la longueur d'onde limite, ce qui fournit certaines indications pour la construction d'amplificateurs à ondes courtes.

Dans cette relation,

$\dfrac{S}{\sqrt{U_-}\cdot\zeta}$ *est une mesure pour la concentration du faisceau d'électrons,*

$\dfrac{Q_1}{\delta}$ *une mesure pour la qualité du circuit oscillant (en ce qui concerne les pertes et la capacité)*

$\dfrac{\sin^2 a\,\pi/\lambda_{st}}{a\,\pi/\lambda_{st}}$ *une mesure permettant de comparer l'écartement des électrodes.*

En somme, la production d'ondes ultra-courtes est avant tout une question de densité d'énergie dans le tube amplificateur, c'est-à-dire d'une part dans le faisceau sous forme d'énergie cinétique et, d'autre part, dans les champs sous forme d'énergie électromagnétique. Ce qui amène aux problèmes de la réalisation de pertes minimales et d'un bon refroidissement.

Bezeichnungen

U_- Beschleunigungsspannung (Gleichspannung)
I_- Kathodenstrom (Gleichstrom)
$\hat{u}$ Wechselspannungs-Scheitelwert
$\hat{\imath}$ Wechselstrom-Scheitelwert
u Momentanwert der Spannung
i Momentanwert des Strahlstromes
U Effektivwert der Spannung
I Effektivwert des Stromes
$\beta = \dfrac{\hat{\imath}}{I_-}$ Stromaussteuerung
$\alpha = \dfrac{\hat{u}}{U_-}$ Spannungsaussteuerung
R Widerstand (Grösse)

*) Eingang des Manuskriptes: 6. 2. 45.

Indizes: *st* Strahl
e Eingangskreis
a Ausgangskreis
el Elektroden

Q Kreisgüte
ω Kreisfrequenz
Θ Laufzeitwinkel
L Laufraumlänge
λ_{st} Strahlwellenlänge
D Laufzeitkopplungsfaktor
a Feldlänge (Elektronenabstand)
T Laufzeit
t Zeit
A Kathodenfläche
δ Mass für die Streukapazität
ζ totaler Strahlzerstreuungsfaktor
S Strahlstromdichte direkt bei der Kathode
G_m Steilheit
Γ relative Gleichstrom-Steilheit
E Feldstärke
m Masse des Elektrons
e Ladung des Elektrons
v Geschwindigkeit
F Kraft, die das Elektron im elektrischen Feld erfährt
P_n Hochfrequenzleistung (Nutzleistung)
P_v Verlustleistung
V_n Leistungsverstärkung

Es wurde durchweg das technische Mass-System verwendet.

1. Allgemeines

Die vorliegenden Betrachtungen ergaben sich im Verlaufe von Arbeiten, deren Ziel in der Herstellung von elektronischen Verstärkern und Generatoren für kürzeste elektrische Wellen nach Art des Klystrons bestand. Als Grundlage diente vor allem ein Modell nach Fig. 1. Es zeigte sich, dass eine wesentliche Schwierigkeit des Problems in dessen Vielgestaltigkeit liegt, und dass es nicht leicht ist, die Einflüsse der verschiedenen physikalischen und konstruktiven Grössen, deren Zusammenwirken den elektronischen Verstärker für kürzeste elektrische Wellen bestimmt, auseinanderzuhalten und zu überblicken. Im folgenden sind die Erfahrungen, welche an Hand von Beobachtungen, Messungen und die Lücken der Messungen überbrückenden Gedankengänge gewonnen wurden, zu einem ordnenden Gesamtbilde zusammengefasst. Dabei handelt es sich um rein hochfrequenztechnische Fragen, während die wichtigen Fragen technologischer Natur hier noch unberührt bleiben.

Es ist bemerkenswert, dass etwa bei 1 m Wellenlänge sich bei den elektronischen Geräten eine ausgesprochene Grenze abzeichnet. Oberhalb 1 m Wellenlänge gelten im grossen und ganzen die klassischen Gesetze der Hochfrequenztechnik; unterhalb machen sich in zunehmendem Masse besondere Einflüsse bemerkbar, die das Gebiet der Dezimeter-Wellen immer noch als nur halb erforschten Wellenbereich erscheinen lassen.

Schon rein äusserlich zeichnet sich die Grenze dadurch ab, dass man bei den Röhrengeneratoren für Wellen über 1 m Trioden und Penthoden in gewöhnlichen Rückkopplungsschaltungen zu verwenden pflegt, während die Dezimeterwellen-Generatoren vollständig anders geartet sind. Zur Erläuterung dieser Feststellung möge der Hinweis auf die Bremsfeldgeneratoren nach Barkhausen und Kurz und das Magnetron genügen. Das nähere Studium dieser Generatoren brachte zugleich mit der Erkenntnis von deren Wirkungsweise die Erklärung für die auffällige Grenze, welche die Dezimeterwellen vom übrigen Hochfrequenzgebiete trennt.

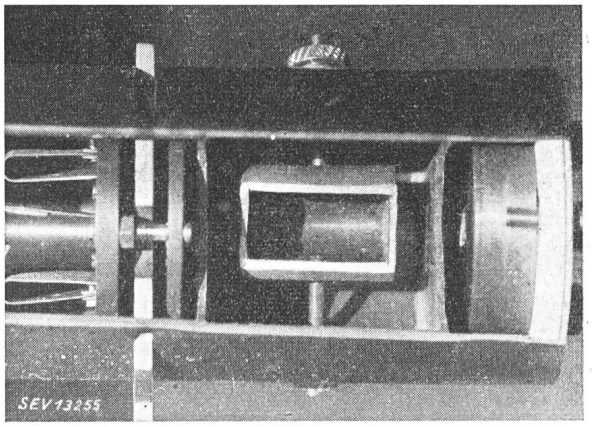

Fig. 1a.
Versuchsrohr
(Generator für λ = 9 cm)

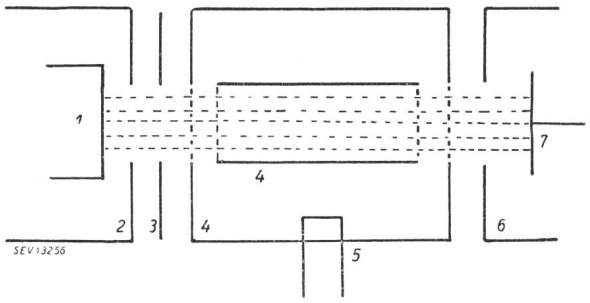

Fig. 1b.
Schema des Versuchsrohres

1 Kathode
2, 3 Blenden der Elektronenoptik
4 Hohlraumresonator mit Gittern für den Durchtritt des Strahles
5 Schleife für die Entnahme der Hochfrequenzenergie
6 Fangblende
7 Anode

Als das eigentliche Charakteristikum der Dezimeterwellen-Röhren erweist sich der sogenannte Laufzeiteffekt, d. h. bei Dezimeterwellen wird die Zeit, welche die Elektronen zum Durchqueren der Strecken zwischen den Elektroden brauchen, vergleichbar mit der Dauer der Wechselstromperiode. Als Folge entsteht im Vergleich zu längeren Wellen eine Veränderung der Steilheit sowohl nach Grösse, als auch nach Phase und ferner unter Umständen eine scheinbare Vergrösserung der Kreisverluste.

Eine weitere Eigentümlichkeit ist das Anwachsen der normalen Kreisverluste bei Dezimeterwellen. Einerseits stellen die Elektroden bereits erhebliche Kapazitäten dar, die verlustbehaftet sind, und anderseits beträgt die Eindringtiefe in die metalli-

schen Leiter für Dezimeterwellen nur wenige hundertstel Millimeter.

Im übrigen bleiben jedoch auch hier die allgemeinen Elemente eines gewöhnlichen elektronischen Verstärkers erhalten. Ein Elektronenstrahl, der einen Steuerraum und einen Leistungsraum passiert, stellt in bezug auf die äusseren Kreise einen frei veränderlichen Stromregulator dar, womit sich unter den üblichen Voraussetzungen eine Verstärkung erzielen lässt.

Die Erhaltung des allgemeinen Steuermechanismus, die Erhöhung der Verluste und das Hervortreten der Laufzeiterscheinungen sind Dinge, die für Dezimeterwellen ganz allgemeine Gültigkeit besitzen, unabhängig von der speziellen Form der Ausführung. Die grosse Mannigfaltigkeit im Bau der Dezimeterwellen-Röhren ist zum grössten Teil eine rein konstruktive. Viele Einzelheiten des einen Typs lassen sich auf einen anderen übertragen. Dagegen unterscheiden sich die verschiedenen Röhrenarten durch den Steuermechanismus grundsätzlich voneinander. Es lassen sich Intensitätssteuerung (Steuerung des Raumladungsstromes) und Geschwindigkeitssteuerung unterscheiden. Dabei zerfällt die Geschwindigkeitssteuerung selbst in zwei Gruppen: die Laufzeit- und die Quersteuerung.

2. Ersatzschema und Verstärkungsgrad des Ultrakurzwellen-Verstärkers

Wie jeder Verstärker besitzt auch der Dezimeterwellen-Verstärker wenigstens einen Steuerraum, einen Leistungsraum und die dazu gehörenden Belastungswiderstände. In besonders klarer Weise sind diese Elemente beim Klystron angeordnet. Im Steuerraum und Leistungsraum passiert der Elektronenstrahl ausser den unter Umständen vorhandenen Beschleunigungsfeldern vor allem Wechselfelder. Der Steuerraum dient zur Modulation des Elektronenstrahles, d. h. der kontinuierliche Elektronenstrahl soll so verändert werden, dass wenigstens im Leistungsraume eine periodische Komponente der Elektronenströmung auftritt. Der Betrag der Grundwelle derselben dividiert durch die Steuerspannung ist gleich der Steilheit der Verstärkeranordnung zu setzen. Grundsätzlich besteht kein Unterschied zwischen der Steilheit, die eine Folge der Intensitätssteuerung ist, und der Steilheit, die durch Geschwindigkeitssteuerung hervorgerufen wird. Die Elektroden des Leistungsraumes vermitteln die Kopplung zwischen der Elektronenströmung und den Strömen der äusseren Kreise. Dabei ist für die Verstärkung die Ursache der Dichtemodulation des Strahles und die Art der Kopplung zwischen Strahl und Elektroden (galvanisch, kapazitiv oder induktiv) belanglos.

Der durch den Kreisstrom hervorgerufene Spannungsabfall am Belastungswiderstand befindet sich auch an den Elektroden des Leistungsraumes. Die durch dieses Feld verursachte Veränderung des Elektronenwechselstromes bestimmt den inneren Widerstand des Strahles. Einerseits wird das Beschleunigungsfeld vom Leistungsfelde her, wie bei allen Verstärkerröhren, geschwächt. Anderseits wird die Laufzeit der Elektronen im Leistungsfelde unter Umständen durch das Wechselfeld beträchtlich vergrössert, wodurch zwar in erster Linie nicht der Strahlwechselstrom, wohl aber der Uebergang vom Strahlwechselstrom zum Elektrodenstrom beeinflusst wird, was ebenfalls eine scheinbare Veränderung des inneren Widerstandes zur Folge hat. Tatsächlich wird dadurch der später zu behandelnde Laufzeitkopplungsfaktor amplitudenabhängig. Für kleine Spannungsaussteuerungen, d. h. solange die Strahlwechselspannung klein ist im Verhältnis zur Beschleunigungsspannung, verschwindet diese Beeinflussung des inneren Widerstandes. Da ferner für Klystron und klystronähnliche Geräte der Durchgriff vom Leistungsfelde auf das Steuerfeld annähernd gleich null wird, ist der innere Widerstand für diese unendlich.

Verstärkertechnisch unterscheidet sich demnach z. B. das Klystron nicht grundsätzlich von einer Penthode. Der den Leistungsraum passierende Elektronenstrahl stellt eine Stromquelle mit sehr grossem inneren Widerstande (R_i) dar.

Die charakteristischen Grössen bleiben G_m und R_i. Dem Kreise sind die Kreiswiderstände R_e und R_a und eventuell ein Nutzwiderstand R_n parallel geschaltet. Falls sowohl Ströme und Spannungen, als auch die Widerstände mit ihren Amplitudenwerten eingeführt werden, so wird der Verstärkungsgrad V einer derartigen Anordnung ohne Berücksichtigung der Phase:

$$V = \frac{U_a}{U_e} = \frac{I_a R_a}{U_e}$$

und, falls der Durchgriff sehr klein ist:

$$V = G_m R_a$$

Diese Beziehung hat die Bedeutung einer Definition und vermittelt zunächst noch keinen Einblick in die besondere Wirkungsweise eines Dezimeterwellen-Verstärkers. Sowohl die Steilheit, als auch die äusseren Widerstände werden bei kürzeren Wellen im höchsten Masse von den baulichen Dimensionen und der Frequenz abhängig. Ferner ist die wirkliche Spannungsverstärkung einer Verstärkerstufe nicht durch das Verhältnis der Spannung am Leistungskreise zur Steuerspannung bestimmt, sondern durch das Verhältnis der Steuerspannungen zweier aufeinanderfolgender Stufen.

Die beiden Anschauungen decken sich unter der Voraussetzung, dass die Impedanz des Steuerkreises unendlich gross sei. Besonders bei Ultrakurzwellen ist aber diese Voraussetzung in keiner Weise erfüllt.

3. Leistungsverstärkung

Selbstverständlich lässt sich die wirkliche Verstärkung einer ganzen Verstärkerstufe durch entsprechende Erweiterung des angegebenen Verstärkungsfaktors berechnen. Für das Verständnis der Vorgänge scheint es jedoch vorteilhafter, die Leistungsverstärkung V_n zu ermitteln. Die Spannungsverstärkung beträgt dann, wenn keine Transformation derselben stattfindet, $\sqrt{V_n}$. Die Leistungsver-

stärkung einer Stufe ergibt sich als das Verhältnis von abgegebener Nutzleistung zu aufgenommener Steuerleistung. Bezeichnet man mit P_n die Nutzleistung und mit P_e die Steuerleistung, so wird der Verstärkungsgrad

$$V_n = P_n / P_e$$

Die Steuerleistung beträgt

$$P_e = U_e^2 / R_e .$$

Die abgegebene Nutzleistung P_n denkt man sich in einem zum Leistungskreise parallel geschalteten Nutzwiderstand vernichtet. Dabei sollen der Nutzwiderstand und der Kreiswiderstand dieselbe Phasenlage besitzen. Normalerweise ist der Nutzwiderstand rein ohmisch und der Leistungskreis in Resonanz, also ebenfalls rein ohmisch. Die Nutzleistung wird dann

$$P_n = U_a^2 / R_n .$$

Die Verlustleistung im Kreise beträgt:

$$P_{va} = U_a^2 / R_a$$

Die gesamte vom Strahl abgegebene Leistung ergibt sich demnach zu:

$$P_{va} + P_n = U_a^2 \left(\frac{1}{R_n} + \frac{1}{R_a} \right)$$

Die nutzbare Leistung wird ein Maximum für $R_n = R_a$ und damit auch:

$$P_n = \frac{U_a^2}{R_a}$$

Die Leistungsverstärkung beträgt somit:

$$V_n = \frac{P_n}{P_e} = \frac{U_a^2 \, R_e}{R_a \, U_e^2}$$

und da

$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{G_m \, R_a}{2}$$

ergibt sich

$$V_n = \frac{G_m^2}{4} R_a \, R_e$$

Die Spannungsverstärkung wird:

$$V = \frac{G_m}{2} \sqrt{R_e \, R_a}$$

Die Verstärkung einer Verstärkerstufe ist demnach ebenso sehr von der Impedanz des Steuerkreises wie von der Impedanz des Leistungskreises abhängig. Die übliche Vernachlässigung der Impedanz des Steuerkreises hat ihre Begründung in zwei willkürlichen Annahmen: Erstens soll die Impedanz des Steuerkreises sehr hoch sein im Vergleich zur Impedanz des Leistungskreises, und zweitens soll zwischen den beiden Stufen keine Transformation der Spannung stattfinden. Die vollständige Beziehung für die Verstärkung zeigt dagegen, dass es z. B. bei grosser Impedanz des Steuerkreises unter entsprechender Spannungstransformation möglich sein muss, die Verstärkung einer Stufe wesentlich über das Mass der Verstärkung $V = G_m R_a$ zu steigern. Praktisch stellt diese Feststellung nichts Neues dar, da die Anpassung der Impedanz eine alte Regel ist. Anderseits sind grosse Uebersetzungen sehr selten, da in Wirklichkeit der Eingangswiderstand auch bei sehr langen Wellen nicht als unendlich gross betrachtet werden kann, und ausserdem die Transformatoren stets eine endliche Leerlaufimpedanz besitzen. Bei Kurzwellen-Röhren nähert man sich der Grenze, da $R_a = R_e$ wird oder sogar $R_a > R_e$ sein kann.

Falls bei Ultrakurzwellen-Trioden zufolge ausserordentlicher Verluste des Eingangskreises R_e kleiner als R_a wird, so zeigt die Beziehung, dass es trotz kleinem R_e vorteilhaft ist, wenigstens R_a so gross als möglich zu machen. In bezug auf die Verstärkung wird man jeden einzelnen Widerstand gross machen.

4. Begrenzung der Verstärkung durch den üblichen Aufbau

Die Beziehung für die Leistungsverstärkung verlangt allgemein grosse Werte für die Steilheit und die Kreiswiderstände. Bei Dezimeterwellen tritt nun eine Grenze auf, bei der die erforderlichen Kreiswiderstände wegen der störenden Einflüsse der Elektroden-Kapazität der Röhren und der Durch- und Zuführungsleitungen nicht mehr zu verwirklichen sind.

Fig. 2 zeigt das allgemeine Schema eines Ausgangskreises mit einem Schwingkreise (LC) als Belastungswiderstand, welches zugleich die massgebenden Zusatzschaltungselemente ($L_0 C_0$) enthält.

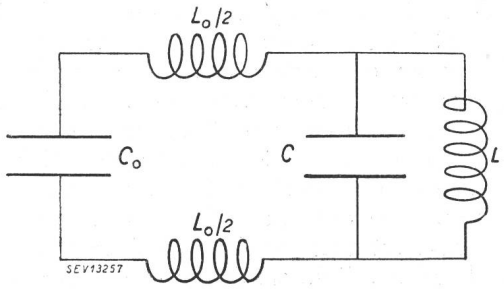

Fig. 2.
Allgemeines Schema eines Ausgangskreises in einem Verstärker mit normalen Verstärkerröhren

C_0 Elektrodenkapazität
L_0 Induktivität der Zuführungen
C Kapazität des Schwingkreises
L Induktivität des Schwingkreises
Q_0 Gütefaktor des Kreises $C_0 L_0$

Massgebend für die Leistungsverstärkung ist die Impedanz der gesamten Anordnung, gemessen an den Elektroden-Kapazitäten. Diese ist für jede Wellenlänge dann am grössten, wenn der äussere Schwingkreis so stark induktiv ist, dass die resultierende Induktivität zusammen mit der Induktivität der Zuführungen mit C_0 für die gewünschte Frequenz einen abgestimmten Resonanzkreis bildet. Die kürzeste erreichbare Welle ist damit gegeben durch die Grösse der Elektroden-Kapazität und der Zuleitungs-Induktivität. Die Grenzfrequenz wird $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0}$ mit dem Grenzresonanzwiderstand $R_0 = Q_0 \sqrt{L_0/C_0}$.

Jeder Versuch, die Eigenfrequenz des Kreises durch Kapazitivmachen des äusseren Kreises unter den berechneten Grenzwert zu verringern, bringt eine derartige Reduktion der Impedanz an den Elektroden mit sich, dass die Verstärkung für kürzere Werte als λ_0 sehr rasch unter eins sinkt.

Ein weiteres Vordringen nach kürzeren Wellen verlangt grundsätzlich neue technische Lösungen. Die Richtlinien dafür lassen sich angeben. Das Auftreten einer Grenzfrequenz zufolge der Elektroden-Kapazität und der Zuleitungs-Induktivität zeigt, dass man auf alle physikalisch nicht unbedingt nötigen Elemente verzichten muss. Physikalisch nötig ist aber nur die Elektroden-Kapazität und die zu deren Kompensation nötige Induktivität. Diese beiden Teile sollen zu einem Kreise zusammengebaut werden.

Dementsprechend ist die Elektroden-Kapazität nicht als Zusatzkapazität zu betrachten, sondern als Hauptkapazität, die auch in der Berechnung als Bezugsgrösse eingeführt werden soll. Dagegen sollen alle übrigen Kapazitäten zusammen mit den jeder Induktivität anhaftenden Streukapazitäten durch die Grösse der Elektroden-Kapazität ausgedrückt werden. Die totale Kapazität des Kreises sei δmal der Elektroden-Kapazität; δ ist eine Art konstruktiven Gütefaktors für den Kreis, der das Verhältnis von wirklich nutzbarer und unerwünschter Kreiskapazität enthält. Für den idealen Aufbau ist $\delta = 1$; bei den besten Dezimeterwellen-Geräten beträgt δ etwa 2, während die normale Bauweise auf Dezimeterwellen übertragen mit $\delta \sim 100$ einen hundertmal kleineren Resonanzwiderstand ergeben würde.

Die beste bis heute bekannte Lösung stellt die direkte Vereinigung der Elektroden-Kapazität mit einem Hohlraumresonator dar, bei der die Elektroden ein Teil des Hohlraumresonators sind. Diesen Weg haben die Erbauer des Klystrons eingeschlagen. In Wirklichkeit verdankt das Klystron seine erstaunlichen Leistungen nicht so sehr dem Prinzip des Laufzeitverstärkers, als vielmehr seiner allgemeinen kurzwellenechten Konstruktion. Unabhängig von seinen besonderen Laufzeiteigenschaften überragt es gewöhnliche Ultrakurzwellen-Verstärker mit einer Kreisgüte Q der Kreise von einigen tausend, und einem δ von ca. 2, durch einen Gitter- und Anodenwiderstand, der die üblichen Kreiswiderstände bei derselben Wellenlänge um einige hundertmal übertrifft.

Entschliesst man sich zu dieser nötigen Vereinfachung, so reduziert sich schaltungsmässig das allgemeine Schema eines Verstärkers auf die wirklich wesentlichen Bauelemente, nämlich die Elektroden-Kapazität und die Kreisinduktivität des Steuerraumes und des Leistungsraumes (Fig. 3).

Die untere Grenze der erreichbaren Wellenlänge wird nun durch die Grösse der Elektroden-Kapazität, d. h. aber durch den Aufbau des Verstärkerrohres selbst bestimmt. Um kürzeste Wellen zu erreichen, wird ein Verstärkerrohr verlangt, das kleinste Elektroden-Kapazitäten mit einer Induktivität zu einem Kreise von guter Resonanzschärfe vereinigt. Ausserdem soll die Steilheit gross werden.

Versucht man durch entsprechende Formgebung mit der Reduktion der Elektrodenkapazitäten bis an die möglichen Grenzen zu gehen, so kommt man zwangsläufig zu Dimensionen des Elektrodenaufbaues, bei denen auch die Steilheit eine Funktion der Baudimensionen wird. Unser Interesse ist darauf gerichtet, jene Dimensionen zu finden, die bei kürzesten Wellen die grösste Verstärkung geben.

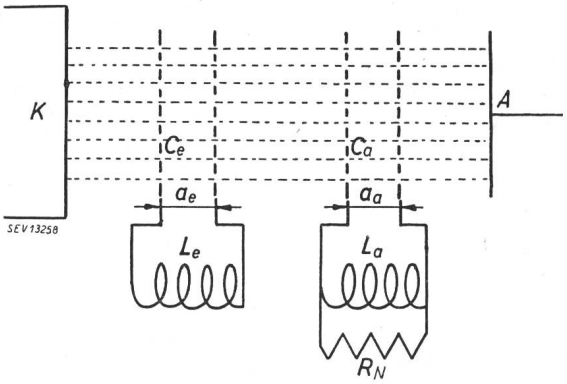

Fig. 3.
Allgemeines Schema eines Verstärkers, der auf die nötigen Elemente reduziert wurde

Zu diesem Zwecke sollen sowohl die Elektroden-Kapazitäten, als auch die Steilheit bzw. deren Veränderung als Funktion der Baudimensionen gesucht werden. Durch Einsetzen dieser Werte in die Beziehung für die Leistungsverstärkung

$$V_n = \frac{G_m^2}{4} R_a R_e$$

erhält man den Zusammenhang zwischen den Baudimensionen und der Leistungsverstärkung.

5. Kreiswiderstand als Funktion des Aufbaues

Grundsätzlich gelten für den Leistungskreis und den Steuerkreis dieselben Gesichtspunkte für die Beeinflussung der Kreiswiderstände durch den Aufbau des Rohres (Fig. 4).

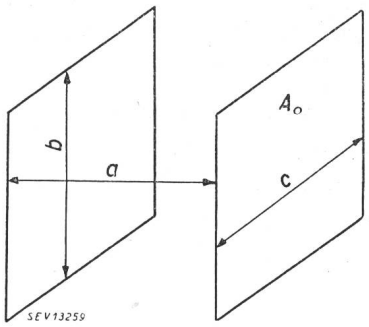

Fig. 4.
Anordnung des Steuerfeldes, bzw. des Leistungsfeldes

Die Elektrodenfläche sei $cb = A$, der Abstand der Elektroden a.

Die Kapazität dieser Anordnung im Vakuum beträgt

$$C = \frac{A_0 \, 10^{-12}}{4 \pi a \, 0{,}9} \text{ Farad}$$

die Grösse ihrer Impedanz

$$R_c = \frac{4\pi a\, 0{,}9 \cdot 10^{12}}{\omega A_0}$$

Wird ω durch die Wellenlänge ausgedrückt, so ergibt sich:

$$R_c = \frac{60\, \lambda\, a}{\zeta_{st} A}$$

wo A die Kathodenfläche bedeutet und $A_0 = \zeta_{st} A$ gesetzt wird. Da voraussetzungsgemäss die Elektrodenfläche A_0 so klein als möglich, d. h. gleich dem Strahlquerschnitt gemacht wird stellt ζ_{st} ein Mass für die Aenderung des Strahlquerschnittes auf dem Wege von der Kathode bis zur Elektrode dar. ζ_{st} soll daher als Strahlzerstreuungsfaktor bezeichnet werden.

Der Resonanzwiderstand des gesamten Kreises wird:

$$R = \frac{Q\, 60\, \lambda\, a}{\delta\, \zeta_{st}\, A}$$

Die Beziehung zeigt den Zusammenhang zwischen dem Aufbau der Hauptkapazität, dem damit zusammenhängenden Resonanzwiderstand und den Hauptdimensionen des Steuer- bzw. des Leistungsraumes. R ist direkt proportional dem Elektrodenabstand und umgekehrt proportional dem Querschnitt des Wechselfeldes.

Diese Beziehung behält ihre Gültigkeit in erster Annäherung auch für den Fall, dass die Elektrodenflächen durch Gitter ersetzt werden, falls diese so gestaltet werden, dass das Feld zwischen ihnen im wesentlichen eben ist. Dies wird dadurch erreicht, dass der Abstand der einzelnen Gitterstäbe klein gemacht wird im Vergleich zum Elektrodenabstand.

6. Steilheit in Funktion des Aufbaues

Die Steilheit ist in zweifacher Weise eine Funktion des Aufbaues:

a) Einmal ist sie proportional dem Strahlstrom im Leistungsfelde. Dieser ist gleich dem Kathodenstrom, vermindert um die Verluste an den Gittern.

$$I_{-st} = I_{-}\, \zeta_G = SA\zeta_G$$

ζ_G ist ein Mass für den Verlust an den Gittern. Die Steilheit kann darnach folgendermassen angeschrieben werden:

$$G_m = G_{mo}\, I_{-st} = G_{mo}\, SA\zeta_G$$

wo G_{mo} die Steilheit einer bestimmten Anordnung bei 1 Ampere Kathodenstrom bedeutet.

b) Ausser von der Fläche ist die Steilheit unter Umständen von der Feldlänge abhängig. Falls die Zeit, während welcher die Elektronen im Wechselfelde verbleiben, in die Grössenordnung der Periodendauer des Wechselfeldes kommt, tritt eine scheinbare Reduktion der reduzierten Steilheit G_{mo} ein. Wir wollen dies eine scheinbare Reduktion der Steilheit nennen, da im Strahle selbst der Mechanismus der Steuerung vollkommen erhalten bleibt. Dagegen ändert sich die Wechselwirkung zwischen dem Elektronenstrahl und den angelegten Feldern.

Die Reduktion der Steilheit infolge der Laufzeit tritt sowohl im Steuerfelde, als auch im Leistungsfelde auf. Einerseits deckt sich der Strom im äusseren Kreise nicht mehr mit dem Elektronenstrom, anderseits greift die am Modulationsfelde liegende Wechselspannung im Mittel nicht mehr voll an den Elektronen an.

Um die Reduktion der Steilheit zufolge der Laufzeit näher untersuchen zu können, sollen folgende Begriffe eingeführt werden:

Man unterscheidet zwischen der Elektrodenspannung U_e und demjenigen Bruchteile der Elektrodenspannung, der eine mittlere Beschleunigung der Elektronen verursacht; dieser werde innere Steuerspannung U_i genannt. Das Verhältnis der beiden Werte U_i/U_e ist eine Art Laufzeitkopplungsfaktor D_e zwischen dem Strahl und den Elektronenfeldern. Bei Gleichspannung oder Wechselspannung, deren Periodendauer gross ist im Vergleich zur Durchtrittszeit der Elektronen zwischen den betrachteten Elektroden, ist der Kopplungsfaktor $D = 1$. Hier interessiert jedoch der Wert des Faktors bei kürzesten Wellen.

Ebenso hat man im Leistungsfelde zwischen dem Strahl-Wechselstrom I_{st} und dem Elektrodenwechselstrom I_{el} zu unterscheiden. Das Verhältnis zwischen Elektrodenstrom und Strahlstrom stellt den Laufzeitkopplungsfaktor D_a für den Strom dar.

Er ist ebenfalls bei quasistationären Verhältnissen gleich 1. Bei kürzesten Wellen kann er Werte zwischen 1 und 0 annehmen.

Von aussen gesehen bewirken diese beiden Reduktionen eine Verkleinerung der Steilheit. Stellt die Steilheit G_{mo} das Verhältnis von Leistungswechselstrom in den Elektroden zur Steuerspannung an den Elektroden für ein Ampere Strahlstrom dar, so ist diese gleich der inneren Steilheit G_{moo} multipliziert mit den Reduktionsfaktoren des Eingangs- und Ausgangskreises, welche beide frequenzabhängig sind.

$$G_{mo} = G_{moo}\, D_e\, D_a \quad \text{und} \quad G_m = G_{moo}\, D_e\, D_a\, SA\zeta_G$$

Die nähere Berechnung der beiden Reduktionsfaktoren soll unter folgenden Einschränkungen durchgeführt werden. Die Anordnung sowohl des Steuerfeldes, als auch des Leistungsfeldes entspreche Fig. 4. Der Steuerraum ist durch zwei Ebenen begrenzt, an die die Wechselspannung angelegt wird. Das Wechselfeld zwischen den Elektroden sei gleichmässig verteilt. Dies bedeutet, dass der Elektrodenabstand klein sei im Vergleich zur Wellenlänge der angelegten Wechselspannung. Entsprechend den späteren, aus der Laufzeitbedingung errechneten Elektrodenabständen ist diese Bedingung immer erfüllt, solange die Geschwindigkeit der Strahlelektronen klein ist im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit.

Ferner sollen die Elektronen den Raum mit konstanter Geschwindigkeit durchfliegen, d. h. die beiden Elektroden sollen dasselbe Beschleunigungspotential besitzen und die Wechselspannung soll

klein sein im Vergleich zur Beschleunigungsspannung. Praktisch entspricht die Anordnung des Klystrons diesen Annahmen, da bei ihm der Steuerraum und der Leistungsraum durch Gitter abgeschlossen sind, durch welche der Strahl ein- und austritt. Dagegen ist die Annahme der verhältnismässig kleinen Wechselspannung oft nicht erfüllt. Trotzdem soll der Einfachheit halber daran festgehalten werden, damit Wesentliches um so klarer hervortreten kann.

7. Steilheitsreduktion im Leistungsraum

Wegen seiner grösseren Anschaulichkeit und Allgemeinheit soll zuerst der Leistungsraum behandelt werden. Fig. 5 stellt einen bestimmten Momentanwert der räumlichen Stromverteilung dar. Zugleich kann sie auch als Stromzeitdiagramm für eine bestimmte Stelle des Raumes betrachtet werden. In bezug auf die Laufzeiteigenschaften interessiert nur der periodische Anteil der Grundfrequenz des gesamten Strahlstromes.

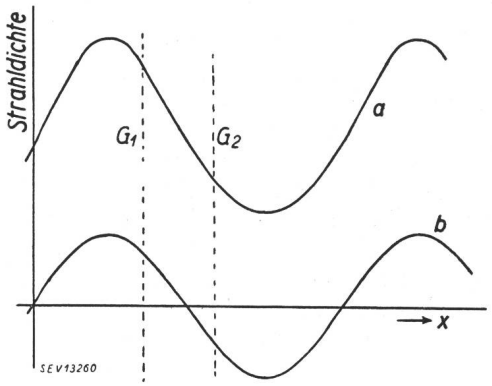

Fig. 5.
Momentanwert der Dichteverteilung im Strahle
a wirkliche Dichteverteilung
b Grundwelle des periodischen Anteiles

Denkt man sich den periodisch wechselnden Teil des Strahlstromes aus der einen Fläche G_1 austretend und nach Durchfliessen des Leistungsraumes in die andere G_2 eintretend, und die beiden Elektroden kurzgeschlossen (wodurch die Spannung an den Elektroden gleich null wird, was einer vollkommenen Realisierung der gemachten Voraussetzungen entspricht), so stellt das Ganze einen geschlossenen Kreis dar, bei dem die zwischen den Elektroden vorhandene Stromverteilung bekannt ist und der Strom im äusseren Kreise gesucht ist. Da der Strom durch einen bestimmten Querschnitt gleich der Ladung ist, die in der Sekunde durch diesen Querschnitt hindurchtritt $i = \frac{dq}{dx} v$, so ist die Ladung einer Schicht

$$dq = i dt = i \frac{dx}{v}$$

Fliegt diese Ladungsschicht dq mit konstanter Geschwindigkeit v von einer Elektrode zur andern, so fliesst im äusseren Kreis zufolge der elektrostatischen Induktionswirkung so lange ein Strom, als die Ladungsschicht sich zwischen den Platten in Bewegung befindet. Der von ihr bewirkte Stromanteil in der Elektrode ist gleich dem Ladungsbetrage der Schicht, dividiert durch die gesamte Flugzeit T der Schicht zwischen den Elektroden.

$$d(i_{el}) = \frac{dq}{T}$$

T ist gleich dem Elektrodenabstand a, dividiert durch die Geschwindigkeit der Elektronen. $T = a/v$. Mit dem obigen Werte für die Grösse der Ladung wird:

$$d i_{el} = \frac{i\, dx}{a}$$

Der gesamte Strom im äusseren Kreise ergibt sich daher zu:

$$i_{el} = \frac{1}{a} \int_{x=G_1}^{x=G_2} i\, dx$$

Die Ausführung der Mittelwertsbildung zeigt, dass bei sinusförmiger Ladungsverteilung im Strahle

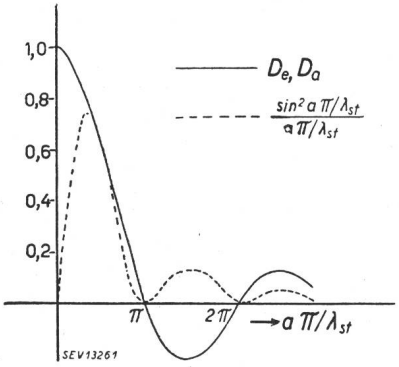

Fig. 6.
Verlauf des Betrages der Laufzeitkopplungsfaktoren D_e und D_a in Abhängigkeit vom Frequenzmass

auch in den Elektroden ein sinusförmiger Wechselstrom fliesst, dessen Frequenzgang in Fig. 6 dargestellt ist, und der durch die Beziehung $\frac{\sin a\,\pi/\lambda_{st}}{a\,\pi/\lambda_{st}}$ gegeben ist. Dieser Frequenzgang ist zugleich der gesuchte Laufzeitkopplungsfaktor.

$$D_a = \frac{I_{el}}{I_{st}} = \frac{\sin a\,\pi/\lambda_{st}}{a\,\pi/\lambda_{st}}$$

Darin ist λ_{st} die Länge der in Fig. 5 erscheinenden Welle der Ladungsverteilung im Strahle. Ihre Grösse ist:

$$\lambda_{st} = \frac{v_s}{f} = 2 \cdot 10^{-3} \lambda \sqrt{U} \text{ cm}$$

Das Resultat ist den Betrachtungen über die beim Tonfilm durch die endliche Spaltbreite verursachten linearen Verzerrungen der Tonschrift entnommen [1]).

So wie in unserem Falle der Momentanwert des Elektrodenstromes einen Mittelwert über den gesamten verteilten Strom zwischen den Elektroden darstellt, so ist z. B. der Strom in der Photozelle beim Tonabtastgerät eine Mittelwertsbildung über

[1]) Vgl. F. Fischer und Liechte, Tonfilm-Aufnahme- und Wiedergabegerät nach dem Klangfilmverfahren, S. 210.

das gesamte Bildstück, das sich im Momente vor dem Spalt befindet.

8. Steilheitsreduktion im Steuerfeld

Obwohl sich die Vorgänge im Steuerfelde von denen des Leistungsfeldes physikalisch wesentlich unterscheiden, so wird das Resultat doch analog dem Resultate des Leistungsfeldes. Fig. 7 enthält das zur Erklärung Nötige. Da die Elektrodenspannung eine

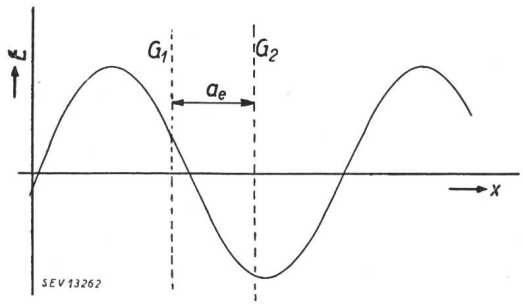

Fig. 7.
Weg-Feldstärke-(E)-Diagramm für ein bestimmtes Elektron im Steuerfeld

periodische Funktion der Zeit ist, wird für ein mit endlicher Geschwindigkeit bewegtes Elektron der Momentanwert der Feldstärke eine Funktion seiner Lage. Daraus ergibt sich das abgebildete Weg-Feldstärkediagramm für ein bestimmtes Elektron. Die Wellenlänge der so entstehenden Sinuswelle bei sinusförmiger Steuerspannung ist gleich der früher berechneten Strahlwellenlänge. Der gesamte Energiebetrag, den die Einheitsladung beim Durchqueren des Steuerfeldes austauscht, stellt die innere Steuerspannung u_i dar und beträgt

$$u_i = \int_{x=G_1}^{x=G_2} E \, dx$$

Da der Momentanwert der Feldstärke $E = \frac{u}{a}$ ist, wird die innere Steuerspannung

$$u_i = \frac{1}{a} \int_{x=G_1}^{x=G_2} u \, dx$$

Der Formel nach deckt sich der Wert für u_i mit dem errechneten Werte für den Elektrodenstrom im Leistungskreise. Dementsprechend deckt sich auch das Resultat des Reduktionsfaktors $D_e = \frac{U_i}{U_{el}}$ formal mit dem Werte für den Reduktionsfaktor D_a

$$D_e = \frac{U_i}{U_{el}} = \frac{\sin a\pi/\lambda_{st}}{a\pi/\lambda_{st}}$$

9. Einschränkungen

Um sich vor Fehlurteilen zu schützen, muss man sich darüber Rechenschaft geben, wie weit es zulässig ist, mit den anfänglich gemachten Vereinfachungen zu rechnen und die daraus sich ergebenden Grenzen der Verwendbarkeit der Resultate beachten.

Während im Steuerfelde die Wechselspannung gewöhnlich kleiner als die Beschleunigungsspannung ist, kann die Wechselspannung an den Leistungs-Elektroden unter Umständen erhebliche Werte annehmen und durch Verzögerung der Geschwindigkeit der Elektronenpakete eine Vergrösserung der Laufzeit der Elektronen im Leistungsfelde, und damit eine entsprechende Verschlechterung des Kopplungsfaktors verursachen.

Ferner sind die Wechselfelder zum grossen Teil nicht durch undurchlässige Elektroden, sondern durch Gitter abgeschlossen, die vor allem für den Strahl durchlässig sein sollen. Der Strahl entsteht in Wirklichkeit nicht an einer Elektrode des Wechselfeldes, sondern an einer andern Stelle, wird beschleunigt und passiert Wechselfelder und feldfreie, sog. Laufräume in beliebiger Reihenfolge. Es übt nun jede der verschiedenen Stellen, welche der Strahl durchfliegt, in dem Masse eine Steuerwirkung auf denselben aus, als an den entsprechenden Elektroden Wechselspannungen vorhanden sind, und ebenso werden durch einen modulierten Strahl auf allen Elektroden ähnlich wie im Leistungsfelde Ladungen verschoben. Das gesamte Bild erhält man dadurch, dass man für jede Strecke die Steuerwirkung und die Ladungsverschiebungen nach diesen Gesichtspunkten untersucht und zusammensetzt. Die Aufgabe ist nicht allgemein zu lösen, sondern für jeden Fall ergibt sich ein spezielles Bild, das eine Folge der Anordnung und der äusseren Bedingungen darstellt.

Allgemein lässt sich sagen, dass jede Wechselwirkung zwischen Strahl und Elektroden klein wird, falls der Elektrodenabstand von der Grösse einer Strahlwellenlänge wird oder diese übertrifft.

Das Klystron ist eine Konstruktion, bei der in besonderer Weise möglichst saubere Verhältnisse herrschen. Die Laufzeit ist sowohl in der Beschleunigungsstrecke, zufolge der relativ kleinen mittleren Geschwindigkeit des Strahles, als auch im Laufraum entsprechend seiner Bestimmung beträchtlich, unter Umständen sogar mehrere Perioden lang. Ausserdem konzentriert der geschlossene Zusammenbau des Steuerraumes und des Leistungsraumes mit der jeweiligen Induktivität zu Hohlraumresonatoren, die Wechselfelder in erster Annäherung an die dafür vorgesehenen Stellen. Wenn auch ein gewisser Durchgriff des elektrischen Feldes durch die Gitteröffnung nicht zu vermeiden ist, dürfte sich derselbe doch auf ein Minimum beschränken. Ferner hat die Laufzeitsteuerung den besonderen Vorteil, dass die volle Strahlmodulation sich erst an der Stelle des Leistungsfeldes einstellt, wodurch ungewollte Ladungsverschiebungen ausserhalb des Leistungsraumes auf ein Minimum reduziert werden.

Als Resultat für das Klystron kann zusammengefasst werden, dass die gesamte Steuerwirkung, welche der Strahl erfährt, auf das Steuerfeld beschränkt ist, und dass der gesamte Leistungsentzug des Strahles im Leistungsfelde stattfindet.

10. Leistungsverstärkung als Funktion des Aufbaues

Aus dem Bisherigen ergibt sich nun einerseits die Verstärkung einer Verstärkerstufe mit unendlichem innerem Widerstand als Funktion der Steilheit und der Kreiswiderstände. Anderseits sind bei kürzesten Wellen sowohl die Steilheit, als auch die Belastungswiderstände von den Baudimensionen abhängig. Unter den in Fig. 4 skizzierten Annahmen ergeben sich folgende Werte: Der Kreiswiderstand ist allgemein

$$R = \frac{60\, Q \lambda a}{\delta \zeta_{st} A}$$

Für den Eingangskreis werden die nur für diesen geltenden Grössen mit dem Index e versehen und für den Leistungskreis mit dem Index a, also:

$$R_e = \frac{60\, Q_e \lambda a_e}{\delta_e \zeta_{st\,e} A}; \quad R_a = \frac{60\, Q_a \lambda a_a}{\delta_a \zeta_{st\,a} A}$$

die Steilheit ist:

$$G_m = G_{m00}\, D_e\, D_a\, S\, A\, \zeta_G$$

Führt man diese Grössen in die Beziehung für den Verstärkungsgrad ein und fasst die Grössen $\frac{\zeta_{st}}{\zeta_G}$ für den Steuerraum zu ζ_e und für den Leistungsraum zu ζ_a zusammen, so erhält man denselben in neuer Form

$$V_n = \frac{G_{m00}^2}{4} D_e^2 D_a^2 A^2 S^2\, 60^2\, \frac{Q_a \lambda a_a}{\delta_a \zeta_a A} \frac{Q_e \lambda a_e}{\delta_e \zeta_e A}$$

Diese vermittelt in einer sehr geeigneten Weise den Zusammenhang der Verstärkung mit den Konstruktionsgrössen. In dieser Gleichung ist der Gütefaktor der Kreise Q_a und Q_e eine Funktion der Wellenlänge. Um eine möglichst vollkommene Trennung der Variablen zu erhalten, soll der Gütefaktor der Kreise durch die wenigstens in erster Annäherung gültige und durch die Eindringtiefe der elektromagnetischen Wellen in den Leiter begründete Beziehung $Q = Q_1 \sqrt{\lambda}$ ersetzt werden. Q_1 bedeutet darin die Resonanzgüte eines Modells bei 1 cm Wellenlänge.

Ferner ist, wie sich bei der späteren Behandlung der Steilheit noch zeigen wird, die reduzierte Steilheit G_{m00} für alle Laufzeitsteuerung umgekehrt proportional der Beschleunigungsspannung. In einer willkürlichen Verallgemeinerung dieses speziellen Gesetzes soll die Steilheit G_{m00} allgemein ersetzt werden durch

$$G_{m00} = \frac{\Gamma}{U_-}$$

Γ wird somit $\Gamma = G_{m00}\, U_-$, und da $G_{m00} = \frac{G_m}{I_- D_e D_a}$

und $G_m = \frac{I}{U}$ ist, wird

$$\Gamma = \frac{I}{U} \frac{U_-}{I_-} \frac{1}{D_e D_a}$$

Da Γ die Steilheit bei relativ kurzem Steuer- und Leistungsraum oder relativ niedriger Frequenz ist, verglichen mit dem Gleichstrom und der Beschleunigungsspannung, soll Γ relative Gleichstromsteilheit genannt werden.

Ein Vergleich der relativen Steilheit der verschiedenen Systeme liefert unter sonst gleichen Bedingungen auch ein Urteil über den speziellen Wert des Systems. An anderer Stelle soll die relative Steilheit für Längs- und Quersteuerung berechnet werden.

Unter Anwendung dieser Beziehungen und durch Umgruppierung der einzelnen Faktoren erhält man folgenden Wert für die Leistungsverstärkung:

$$V_n = 900\, D_e^2 D_a^2 a_a a_e \frac{S^2}{U_{-e} U_{-a} \zeta_e \zeta_a} \frac{Q_{1e} Q_{1a} \Gamma^2 \lambda^3}{\delta_e \delta_a}$$

Werden für D_e und D_a die entsprechenden Werte eingesetzt, so erhält man für

$$D_e^2 a_e = \frac{\sin^2 a_e \pi/\lambda_{st\,e}}{(a_e \pi/\lambda_{st\,e})^2} \frac{a_e \pi}{\lambda_{st\,e}} \frac{\lambda_{st\,e}}{\pi} = \frac{\sin^2 a_e \pi/\lambda_{st\,e}}{a_e \pi/\lambda_{st\,e}} \frac{2 \cdot 10^{-3} \lambda \sqrt{U_{-e}}}{\pi}$$

da die Strahlwellenlänge $\lambda_{st} = 2 \cdot 10^{-3} \lambda \sqrt{U_-}$ ist. Mit diesem Werte für D_e und a_e und einem analogen für D_a und a_a wird die Verstärkung:

$$V_n = 3{,}67 \cdot 10^{-4} \frac{\sin^2 a_e \pi/\lambda_{st\,e}}{a_e \pi/\lambda_{st\,e}} \frac{\sin^2 a_a \pi/\lambda_{st\,a}}{a_a \pi/\lambda_{st\,a}} \frac{S^2}{\zeta_e \zeta_a \sqrt{U_{-e} U_{-a}}} \frac{Q_{1e} Q_{1a} \Gamma^2 \lambda^5}{\delta_e \delta_a}$$

In dieser Beziehung sind die einzelnen Faktoren bemerkenswert in bestimmter Weise zu Gruppen zusammengefasst.

Die *erste Gruppe* erfasst den Einfluss der Elektrodenabstände. Während die einfache Spaltformel

$$\frac{\sin a\, \pi/\lambda_{st}}{a\, \pi/\lambda_{st}}$$

bei der Frequenz null den maximalen Wert ergibt, also ein kleiner Elektrodenabstand am vorteilhaftesten erscheint, liefert im allgemeinen Falle der Ausdruck

$$\frac{\sin^2 a\, \pi/\lambda_{st}}{a\, \pi/\lambda_{st}}$$

bei einem grösseren, noch zu bestimmenden Elektrodenabstand ein Maximum.

Das Resultat $\frac{\sin^2 a\, \pi/\lambda_{st}}{a\, \pi/\lambda_{st}}$ ist in Fig. 6 neben den Werten für die Beziehung

$$\frac{\sin a\, \pi/\lambda_{st}}{a\, \pi/\lambda_{st}}$$

dargestellt. Die Forderung für den Maximalwert dieses Ausdruckes führt auf die Beziehung

$$2\, a\, \pi/\lambda_{st} = \operatorname{tg} a\, \pi/\lambda_{st}$$

Dazu gehören die Zahlenwerte

$$a\, \pi/\lambda_{st} = 1{,}17 = 67{,}04^\circ; \quad \sin a\, \pi/\lambda_{st} = 0{,}92.$$

Der dazugehörende optimale Elektrodenabstand ist dann:

$$a = \frac{1{,}17}{\pi} \lambda_{st} = 0{,}37\, \lambda_{st}$$

Wird der Elektrodenabstand so gewählt, erhält der Wert $\frac{\sin^2 a\, \pi/\lambda_{st}}{a\, \pi/\lambda_{st}}$ eine bestimmte Grösse.

$$\frac{\sin^2 a\, \pi/\lambda_{st}}{a\, \pi/\lambda_{st}} = 0{,}72 \text{ und es wird } D = \frac{\sin a\, \pi/\lambda_{st}}{a\, \pi/\lambda_{st}} = 0{,}78$$

Mit diesem speziellen Werte ergibt sich der Leistungsverstärkungsgrad zu:

$$V_n = 1{,}85 \cdot 10^{-4} \frac{S^2}{\zeta_e\, \zeta_a \sqrt{U_{-e}\, U_{-a}}} \frac{Q_{1e}\, Q_{1a}}{\delta_e\, \delta_a} I^2 \lambda^5$$

Die *zweite Gruppe*

$$S^2/\zeta_e\, \zeta_a \sqrt{U_{-e}\, U_{-a}}$$

bedeutet ein Mass für die Güte der Elektronenoptik des gesamten Systems. Es ist vielleicht überraschend, dass in einer ganz allgemeinen Kurzwellenverstärkerbetrachtung etwas über Elektronenoptik ausgesagt wird, dass überhaupt elektronenoptische Fragen eine Rolle spielen. Der physikalische Sinn der Beziehung ist folgender: Mit möglichst kleinen Beschleunigungsspannungen soll ein Strahl geschaffen werden, der möglichst hohe Elektronenstromdichte besitzt und möglichst wenig streut, so dass bei kleiner Fläche des Steuerfeldes und des Leistungsfeldes diese doch von einem grossen Strahlstrom durchsetzt werden.

Da sich die Forderungen nach kleiner Spannung und grosser Strahldichte widersprechen, ist anzunehmen, dass sich optimale Konstruktionen finden lassen. Es ist eine spezielle Frage der Elektronenoptik, die Richtlinien festzulegen, die zu den gesuchten optimalen Konstruktionen führen.

Dass der übliche Aufbau der Radioröhren mit einer Kathode in der Mitte und einem Elektronenstrahle, der sich nach allen Seiten zerstreut, kurzwellentechnisch falsch ist, ist ohne weiteres einzusehen. Bei dieser Anordnung wird die Ausdehnung der Wechselfelder ohne Not vergrössert, was eine Vergrösserung der beiden Faktoren ζ_e und ζ_a zur Folge hat. Ausserdem verlangt diese Anordnung eine relativ grosse Beschleunigungsspannung, da gerade an der Stelle kleinster Elektronengeschwindigkeit die grösste Strahldichte herrscht. Günstiger ist die Lösung des Klystrons, bei der ein möglichst paralleler Strahl erzeugt wird. In bezug auf die Elektronenoptik und die Forderungen der Ultrakurzwellentechnik scheint eine dritte Lösung die beste, die ungefähr der Umkehrung der üblichen Trioden entspricht. An Stelle der Anode befindet sich die Kathode; Steuerraum und Leistungsraum liegen im Innern; ζ_e und ζ_a werden kleiner als eins. In bezug auf die nötige Beschleunigungsspannung stellt eine Anordnung, in welcher der Querschnitt des Strahles mit zunehmender Geschwindigkeit der Elektronen in einem solchen Masse abnimmt, dass die Ladungsdichte im Raume ungefähr konstant bleibt, eine günstige Lösung dar.

Die *dritte Gruppe*, dargestellt durch $\frac{Q_{1e}}{\delta_e} \frac{Q_{1a}}{\delta_a}$ ist massgebend für die Richtlinien, nach denen die Hochfrequenzkreise zu entwickeln sind. Kleines δ bedeutet kleine Streukapazitäten. Dieses ist eine Wiederholung des schon früher Gesagten und eine selbstverständliche Forderung. Die Grenze des Möglichen zu finden, ist eine Frage der günstigsten Form der Anordnung.

Der Wunsch nach grossem Betrage von Q_1 ist ebenso einleuchtend wie das Verlangen nach kleinster Streukapazität. Der Tatsache, dass ganz besonders für kurze Wellen grosse Resonanzschärfe der Schwingkreise lebenswichtig ist, kommt eine besondere allgemeine Eigentümlichkeit der Schwingkreise zu statten. Deren Güte erweist sich als von den in Wellenlängen der Resonanzwellenlänge gemessenen Baudimensionen abhängig. Und zwar wird der Kreis um so besser, je grösser die Baudimensionen im Verhältnis zur Wellenlänge sind. Da die absoluten Baugrössen, ausser durch die Erwärmung infolge der Verlustleistung, wie alle Apparate, durch Gesetze der allgemeinen Handlichkeit bestimmt sind, ist die Baudimension praktisch von vornherein festgelegt, und das Verhältnis von Baudimensionen zur Wellenlänge verbessert sich darnach nach kürzeren Wellen von selbst. Während dieses Verhältnis bei normalen Kreisen in Rundfunkempfängern noch etwa $^1/_{10\,000}$ beträgt, kann es bei Dezimeterwellen, ohne dass besondere praktische Schwierigkeiten entstehen, bis gegen eins anwachsen.

Bei Dezimeterwellen sind es andere Gründe, welche die Baudimensionen und damit die erreichbare Resonanzschärfe einschränken. Wie bereits gesagt wurde, beträgt der optimale Elektrodenabstand 0,37 λ_{st}, was bei Beschleunigungsspannungen von einigen tausend Volt Elektrodenabstände von 0,03 λ ergibt. Zusammen mit der Induktivität erhält man auf diese Weise Resonatoren, deren lineare Baudimensionen ungefähr $\lambda/5$ betragen. Das sind Grenzen, die mit üblichen Mitteln nicht mehr um Grössenordnungen überschritten werden können. Dadurch entsteht eine neue Grenze, bei der die automatische Kompensation der allgemeinen Verschlechterung der Resonanzschärfe nicht mehr durch eine relative Vergrösserung der Baudimensionen wettgemacht werden kann. Je nach Verwendungszweck sind Baudimensionen für einen Kreis von 2 cm für Klein-Sender und -Empfänger bis zu ein und mehr Meter für grössere Sender zulässig, und zu diesen Abmessungen gehört nach obigem eine Grenzwellenlänge, die von 10 cm bis 5 m variiert.

Bei relativ grossen Schwingkreisen verlangen die Strahlungsverluste besondere Berücksichtigung. Diese wachsen bekanntlich mit der Ausdehnung der Kreise im Verhältnis zur Wellenlänge, um bei den Verhältnissen, die bei Dezimeterwellen möglich und erwünscht sind, alle andern Verluste zu überdecken. Vielleicht ist es der Gedanke der Abschirmung der

Schwingkreise gewesen, der dazu führte, schliesslich die Abschirmung als schwingendes Element zu verwenden, woraus sich folgerichtig der Hohlraumresonator ergab, der grosse relative Dimensionen mit grösster Freiheit von Strahlungsverlusten verbindet.

Während der geschlossene Hohlraumresonator begreiflicherweise frei ist von Strahlungsverlusten, können diese bei Anordnungen, in denen ein Elektronenstrahl von grossem Querschnitt denselben durchsetzt, zufolge der dafür nötigen Oeffnungen erhebliche Werte annehmen. Als wirksames Mittel zur Verringerung der Strahlungsverluste der Kreise erweist sich der Abschluss der Durchtrittsöffnungen durch Gitter. Dabei sind flache Gitterstege, deren Längsseite parallel zur Strahlrichtung steht, besonders vorteilhaft, da durch diese verhältnismässig wenig Elektronen des Strahles abgefangen werden, während die Schirmwirkung mit der Höhe des Steges, wie uns Versuche gezeigt haben, beträchtlich anwächst.

Während die Reduktion der Strahlungsverluste durch Gitterstäbe durch das Experiment bestätigt ist, besitzen wir keine wirkliche Kenntnis über die Anordnung des Feldes in der Nähe der Gitterstäbe und ausserhalb des Hohlraumresonators, d. h. über den feineren elektronenoptisch wirksamen Aufbau des Wechselfeldes. Im grossen und ganzen kann wohl aus den beobachteten Wirkungen bei Laufzeitgeräten gesagt werden, dass das Wechselfeld sich zur Hauptsache im eigentlichen Feldraume zwischen den Gittern befindet, und bei entsprechendem Gitterabstand annähernd homogen ist.

Neben diesen mehr allgemeinen Betrachtungen über die Möglichkeiten in bezug auf die Resonanzschärfe von Hochfrequenzkreisen sind für die Realisierung noch eine Menge von Detailfragen zu lösen. Vor allen Dingen scheint nach gewissen Beobachtungen bei Dezimeterwellen zufolge der ausserordentlich kleinen Eindringtiefe die Oberflächenbeschaffenheit des Materials von wesentlicher Bedeutung zu sein. Ferner stellen sich eine ganze Reihe technologischer und technischer Probleme, falls man die Kreise im Vakuum abstimmen, oder aber der leichteren Abstimmbarkeit wegen zum Teil ausserhalb des Vakuums verlegen will.

Die *vierte Gruppe* in der Formel für die Leistungsverstärkung zeigt die Abhängigkeit der Verstärkung von der fünften Potenz der Wellenlänge und gibt dadurch eine einfache Erklärung für die allgemein bekannte Tatsache, dass eine bestimmte Konstruktion bis zu einer bestimmten Wellenlänge gut verwendbar ist, von dieser scheinbar scharf definierten Grenze an die Leistung aber ausserordentlich rasch zurückgeht. Anderseits wird ersichtlich, welch grosse konstruktive Anstrengungen nötig sind, um eine kleine Verkürzung der noch verstärkbaren Wellenlänge zu erreichen.

11. Die relative Steilheit bei Geschwindigkeitsmodulation in der Strahlrichtung

Während die besprochenen Richtlinien für die Grösse des Elektrodenabstandes, den elektronenoptischen Aufbau und die Gestaltung der Hochfrequenzkreise ganz allgemeine Bedeutung besitzen und sowohl für intensitätsgesteuerte Verstärker, als auch für Laufzeitverstärker gelten, werden durch die relative Steilheit die verschiedenen Steuerarten umschrieben und unterschieden.

Bei kürzesten Wellen ist die Steilheit der Intensitätssteuerung nicht leicht zu überblicken; sie soll vorläufig übergangen werden. Insbesondere scheint dieses Vorgehen gerechtfertigt, da die allgemeine Forderung, dass der Steuerraum, d. h. die Gitter-Kathoden-Strecke, mindestens $0{,}37\,\lambda_{st}$ sein muss, bei der dort herrschenden kleinen Strahlgeschwindigkeit für Dezimeterwellen praktisch kaum zu verwirklichen ist. Dagegen lässt sich der Steilheitsfaktor für Laufzeitgeräte berechnen.

Die Steilheit der im Klystron verwendeten Geschwindigkeitsmodulation, bei der die Geschwindigkeit der Elektronen in der Strahlrichtung moduliert wird, ist bekannt. Z. B. ist nach Geiger in «Die Telefunkenröhre», Heft 16 (Aug. 1939), der Eingangswert G bei kleiner Aussteuerung für eine, dem Klystron ähnliche Anordnung

$$G = \frac{I}{U} = \frac{I_{_}\,\Theta}{2\,U_{_}}$$

G entspricht unserem G_m.

Es bedeutet Θ den Laufzeitwinkel $\Theta = \omega T_L$.

Die reduzierte Steilheit wird: $G_{mo} = \dfrac{\Theta}{2\,U_{_}}$

und die relative Steilheit: $\Gamma = \dfrac{\Theta}{2}$.

Es ist vorteilhaft, die Steilheit statt durch den Laufzeitwinkel durch die Länge L des Laufraumes, oder, falls es sich um Modellbetrachtungen handelt, durch die Länge des Laufraumes in Wellenlängen gemessen und die Geschwindigkeit der Elektronen oder die Strahlwellenlänge auszudrücken.

$$\Theta = \omega\,T_L\,; \qquad \omega = 2\,\pi\,\frac{3\cdot 10^{10}}{\lambda}$$

$$T_L = \frac{L}{v_{st}} = \frac{L}{6\cdot 10^7\sqrt{U_{_}}}\,; \qquad \Theta = \frac{\pi\cdot 10^3\,L}{\sqrt{U_{_}}\cdot\lambda}$$

$$\Gamma = \frac{\pi}{2}\,\frac{10^3\,L}{\sqrt{U_{_}}\cdot\lambda}$$

Durch Ersatz von $2\cdot 10^{-3}\,\lambda\,\sqrt{U}$ durch die Strahlwellenlänge gewinnt die relative Steilheit besondere Anschaulichkeit:

$$\Theta = \frac{2\,\pi\,L}{\lambda_{st}}\,; \qquad \Gamma = \frac{\pi\,L}{\lambda_{st}}$$

12. Die relative Steilheit bei Quersteuerung

Werden die Elektronen von grosser Geschwindigkeit statt in der Bewegungsrichtung quer dazu moduliert, so kann man in einiger Entfernung auf einer bestimmten Querschnittfläche ebenfalls einen variablen Strom erhalten, der seinerseits ein Längsfeld passieren kann, dort die Geschwindigkeitsenergie

der Elektronen als Wechselstromenergie an den Kreis abgeben kann (Fig. 8). Vergleichsrechnungen zeigen, dass in bezug auf Verlust und Kapazität des Modulationskreises für eine bestimmte Zusatzenergie der Elektronen bis auf Ungleichheiten in der Streuka-

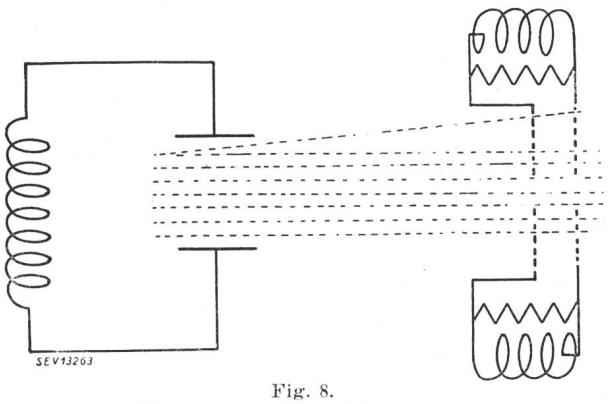

Fig. 8.
Allgemeines Schema eines Verstärkers mit Quersteuerung
K Kathode. *A* Anode.

pazität, die gleichen Verhältnisse vorliegen wie bei der Längsmodulation. Die Steilheit selbst lässt sich folgendermassen berechnen: Fig. 9 zeigt die prinzipielle Anordnung. Der Strahlquerschnitt sei $b\,c$. Ebenso der Querschnitt des Längsfeldes einer der

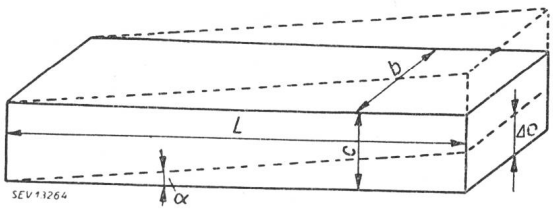

Fig. 9.
Darstellung der Bestimmungsgrössen der Quersteuerung zur Berechnung der relativen Steilheit

beiden Auskopplungskreise. Diese beiden Flächen seien jedoch in der Ruhelage um $\frac{c}{2}$ gegeneinander versetzt. Die Ablenkung erfolge in der Richtung der Seite c. Dann ist:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\Delta c}{L} = \frac{T\,\Delta v}{T\,v} = \frac{\Delta v}{v}$$

Um $\Delta v/v$ zu berechnen, ist die Anordnung so getroffen, dass die Feldstärke im Modulationsfelde bei Längs- und Quersteuerung gleich ist, und auch die Weglänge, die der Strahl im Wechselfelde durchläuft; dann ist die Geschwindigkeitsänderung nach dem Impulssatz bei beiden gleich.

$$\frac{\Delta\,(m\,v)}{\Delta\,t} = K\,; \qquad \Delta t = \frac{a_e}{v_{st}}$$

$$\Delta v = \frac{K\,\Delta t}{m} = \frac{K\,a}{m\,v}\,; \qquad \frac{\Delta v}{v} = \frac{K\,a}{m\,v^2}$$

Die Kraft auf das Elektron F ist in beiden Fällen gleich, da voraussetzungsgemäss die Feldstärke in beiden Fällen gleich sein soll. Ebenso a und m. In bezug auf die Geschwindigkeitsänderung im Wechselfelde sind also beide Anordnungen gleichwertig. Lediglich die Richtung des Vektors der Geschwindigkeitsänderung ist um 90° verschoben

$$m\,v^2 = 2\,U_{-}\,e;\; K = E\cdot e;\; K\,a = E\,a\,e = U\,e$$

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{K\,a}{m\,v^2} = \frac{U_a}{2U_{-}}$$

Damit wird die Strahlablenkung: $\Delta c = \dfrac{L\,U_e}{2\,U_{-}}$

und die Amplitude des Wechselstromes:

$$\hat{\imath} = \Delta c\,S\,\zeta_a\,b = S\,\zeta\,b\,\frac{L}{2}\,\frac{U_e}{U_{-}}$$

Der Gesamtstrom beträgt: $I_{-} = S\,b\,c$

Die reduzierte Steilheit wird:

$$G_{m00} = \frac{S\,\zeta_a\,b\,L\,U_e}{S\,b\,c\,2\,U_{-}\cdot U_e} = \frac{L\,\zeta_a}{c\,2\,U_{-}}\,;$$

die relative Steilheit

$$\Gamma = \frac{L\,\zeta_a}{2\,c}$$

Ein Vergleich der beiden relativen Steilheiten zeigt folgendes Bild:

$$\text{Längsmodulation } \Gamma = \frac{\pi\,L}{\lambda_{st}} = \frac{\pi\,10^3\,L}{2\,\sqrt{U_{-}}\cdot\lambda}$$

$$\text{Quermodulation } \Gamma = \frac{L\,\zeta_a}{2\,c}$$

Während die Steilheit bei der Quermodulation nur vom Verhältnis der Grössen L/c abhängt, d. h. praktisch eine Funktion der Elektronenoptik ist, ist sie bei der Längsmodulation proportional L/λ_{st}. Dies bedeutet für die Steilheit der Längsmodulation Unabhängigkeit von der Wellenlänge, falls alle Dimensionen des Gerätes modellmässig variiert werden, d. h. in Wellenlängen gemessen konstant bleiben. Es gibt, je nach Elektronenoptik und Leistung des Gerätes, irgendwo eine Grenze der Wellenlänge, bei der die Quermodulation gegenüber der Längsmodulation im Vorteil ist. Bei kürzesten Wellen ist jedoch reine Laufzeitmodulation die günstigste Lösung

13. Die Grenzwellenlänge

Fasst man in der Formel für den Verstärkungsgrad die Grössen der einzelnen Kreise zu Gruppen zusammen, so erhält man:

$$V_n = \left\{1{,}9\cdot 10^{-2}\,\frac{\sin^2 a_e\pi/\lambda_{ste}}{a_e\pi/\lambda_{ste}}\,\frac{S}{\sqrt{U_{-e}}\,\zeta_e}\,\frac{Q_{1e}}{\delta_e}\right\}\cdot\Gamma^2\,\lambda^5\cdot$$
$$\cdot\left\{1{,}9\cdot 10^{-2}\,\frac{\sin^2 a_a\,\pi/\lambda_{sta}}{a_a\,\pi/\lambda_{sta}}\,\frac{S}{\sqrt{U_{-a}}\,\zeta_a}\,\frac{Q_{1a}}{\delta_a}\right\}$$

Darin ist der erste bzw. analoge zweite Klammerausdruck ein Charakteristikum für den Eingangs- bzw. Ausgangskreis. Der Dimension nach ist jeder $\mathrm{cm}^{-2,5}$. Der ganze Ausdruck soll durch den Wert $\dfrac{1}{\Lambda^{2,5}}$ ersetzt werden. Λ sei die Grenzwellenlänge

eines Kreises genannt. Es wird also z. B. für den Steuerkreis

$$\Lambda_e = \sqrt[2,5]{\frac{10^2}{1,9}\,\frac{\sqrt{U_{-e}}\,\zeta_e}{S}\,\frac{\delta_e}{Q_{1e}}\,\frac{a_e\,\pi/\lambda_{ste}}{\sin^2 a_e\pi/\lambda_{ste}}}$$

und falls der Elektronenabstand optimal gewählt wird:

$$\Lambda_e = \sqrt[2,5]{\frac{10^2}{1,36}\,\frac{\sqrt{U_{-e}}\,\zeta_e}{S}\,\frac{\delta_e}{Q_{1e}}}$$

Der Leistungsverstärkungsgrad wird damit:

$$V_n = \frac{\Gamma^2\,\lambda^5}{\Lambda_e^{2,5}\,\Lambda_a^{2,5}}$$

Die Grenzwellenlänge liefert ein zusammenfassendes Urteil über einen Kreis mit den Elektroden und dem dazugehörigen Elektronenstrahl in bezug auf seine Brauchbarkeit für kurze Wellen. Diese Wellenlänge, die sich aus dem Aufbau und den Betriebsdaten des Kreises ergibt, ist zugleich eine Grenze, der eine besondere physikalische Bedeutung zukommt.

Ist die relative Steilheit gleich eins, was ein praktisch möglicher Fall sein kann, so wird die Verstärkung eines Gerätes bei der Grenzwellenlänge, die sich aus der Grenzwellenlänge der beiden Kreise ergibt, gleich eins, d. h. die Grenzwellenlänge ist in diesem Falle die untere Grenze, bei der die Verstärkungsmöglichkeit des Modelles aufhört.

Trotz der formalen Eigentümlichkeit ist das eigentlich Charakteristische an dieser Grenzwellenlänge nicht die eben errechnete Grenze der Verstärkung, da es leicht möglich ist, die relative Steilheit erheblich über den Wert eins zu vergrössern, womit auch kürzere Wellen noch verstärkt werden können. Dagegen legt die Grenzwellenlänge in bezug auf die Aussteuerbarkeit und den Wirkungsgrad eines Verstärkers eine eindeutige Grenze fest, die einige Beachtung verdient, und bei Verstärkern für Sendezwecke und selbsterregte Generatoren von ausschlaggebender Bedeutung ist. Während bei Empfangsverstärkern sowohl die Aussteuerbarkeit wie der Wirkungsgrad wegen der Kleinheit des Signals von untergeordneter Bedeutung ist, ist ein schlechter Wirkungsgrad für Generatoren bei Dezimeterwellen in zweifacher Weise verhängnisvoll. Einerseits vergrössert er, abgesehen von den erhöhten Betriebskosten, die für den Betrieb nötigen Speisegeräte in unerwünschter Weise. Anderseits ist der Wirkungsgrad mitbestimmend für die bei einer bestimmten Wellenlänge maximal abgebbare Leistung, denn bei Ultrakurzwellen ist die Oberfläche, durch die die Verlustwärme abtransportiert werden muss, beschränkt, da die gesamten maximalen Baudimensionen im bestimmten festen Verhältnis zur Wellenlänge stehen.

14. Wirkungsgrad

Der gesamte Wirkungsgrad eines Gerätes oder einer Stufe ist gegeben durch das Verhältnis der abgegebenen zur gesamten aufgewendeten Leistung. Zur aufgewendeten Leistung ist prinzipiell auch die Steuerleistung zu rechnen, die beträchtliche Werte annehmen kann, falls die Leistungsverstärkung der Stufe klein ist. Jene Verlustleistung, die dadurch entsteht, dass der Strahl zum Teil an den Gitterstäben der Hochfrequenzelektroden abgefangen wird, wird im folgenden nicht berücksichtigt.

In diesem Falle ist der Wirkungsgrad gleich der Nutzleistung dividiert durch die gesamte Gleichstromleistung und die Steuerleistung. Die Nutzleistung ist $P = \frac{\hat{\imath}_n^2}{2} \cdot R_n$, falls $\hat{\imath}_n$ die Amplitude des Wechselstromes im Nutzwiderstande ist. Bei klassischer Anpassung, d. h. falls $R_a = R_n$ ist, und die totale Stromreduktion durch den Laufzeiteffekt berücksichtigt wird, ist $\hat{\imath}_n = \frac{\hat{\imath}_{st}\,D_a}{2}$. Damit wird die gesamte Nutzleistung

$$P_n = \frac{1}{8}\,\hat{\imath}_{st}^2\,D_a^2\,R_a$$

Da R_a selbst letzten Endes durch die Werte der Stromstärke und der Beschleunigungsspannung festgelegt ist, soll der Kreiswiderstand durch diese und die übrigen Konstruktionsgrössen ausgedrückt werden, und da dieselbe Rechnung in der Berechnung des Verstärkungsgrades steckt, ist anzunehmen, dass jenes Resultat die wesentlichen Elemente des Kreiswiderstandes enthält. Aus der Grundbeziehung für die Verstärkung $V_n = \frac{G_n^2}{4} R_a R_e$ und dem Resultate $V_n = \frac{\Gamma^2\,\lambda^5}{\Lambda_e^{2,5}\,\Lambda_a^{2,5}}$ ergibt sich:

$$R_e R_a = \frac{\lambda^5\,4\,\Gamma^2}{\Lambda_e^{2,5}\,\Lambda_a^{2,5}\,G_m^2} \quad \text{und da} \quad \frac{\Gamma^2}{G_m^2} = \frac{U_{-e}\,U_{-a}}{I_-^2\,D_e^2\,D_a^2}$$

$$R_e R_a = \frac{2\,U_{-e}\,\lambda^{2,5}}{I_-\,D_e^2\,\Lambda_e^{2,5}} \cdot \frac{2\,U_{-a}\,\lambda^{2,5}}{I_-\,D_a^2\,\Lambda_a^{2,5}}$$

Die Vermutung, dass der erste Teil der Formel gleich R_e und der zweite gleich R_a ist, bestätigt sich, falls man die Werte für R_e und R_a allgemein berechnet. Der Resonanzwiderstand des Ausgangskreises ist demnach

$$R_a = \frac{2\,U_{-a}\,\lambda^{2,5}}{I_-\,D_a^2\,\Lambda_a^{2,5}}$$

Damit wird die gesamte Nutzleistung

$$P_n = \frac{0,25\,\hat{\imath}_{st}^2\,U_{-a}\,\lambda^{2,5}}{I_-\,\Lambda_a^{2,5}}$$

Das Verhältnis von Strahlwechselstrom zu Strahlgleichstrom ist gleich der Stromaussteuerung und soll mit β bezeichnet werden. Damit wird die Nutzleistung im Anodenkreis:

$$P_n = 0,25\,\beta^2\,I_-\,U_{-a}\left(\frac{\lambda}{\Lambda_a}\right)^{2,5}$$

Die gesamte Gleichstromleistung ist $I_- \cdot U_{-a}$. Unter Vernachlässigung der Steuerleistung wird damit der Wirkungsgrad:

$$\eta = 0{,}25\,\beta^2 \left(\frac{\lambda}{\Lambda_a}\right)^{2,5}$$

Für die Grenzwellenlänge ergibt sich derselbe zu $\eta = 0{,}25\,\beta^2$ und da β meistens maximal ungefähr den Wert eins annimmt, weil in diesem Falle die Wechselspannungsamplitude gleich der Gleichspannung ist, wird der maximale Wirkungsgrad 25 %. Dieses Ergebnis besagt nichts anderes, als dass von der gesamten Gleichstromenergie die Hälfte in Wechselstromenergie verwandelt wird, entsprechend einer Wechselstromamplitude, die gleich der Beschleunigungsspannung ist. Von dieser Hälfte verbleibt wiederum die Hälfte als Verlustenergie im Leistungskreise, und die restlichen 50 % der Hochfrequenzleistung oder 25 % der totalen Gleichstromleistung sind Nutzenergie. Fig. 10 zeigt den Verlauf des gesamten Wirkungsgrades eines Gerätes, falls die Stromaussteuerung gleich eins ist, in der Umgebung der Grenzwellenlänge. Unterhalb der Grenzwellenlänge folgt die Kurve der Formel $\eta = 0{,}25\left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^{2,5}$ Oberhalb der Grenzwellenlänge ist ein anderer Verlauf des Wirkungsgrades eingezeichnet, der sich aus den Ueberlegungen des nächsten Paragraphen ergibt.

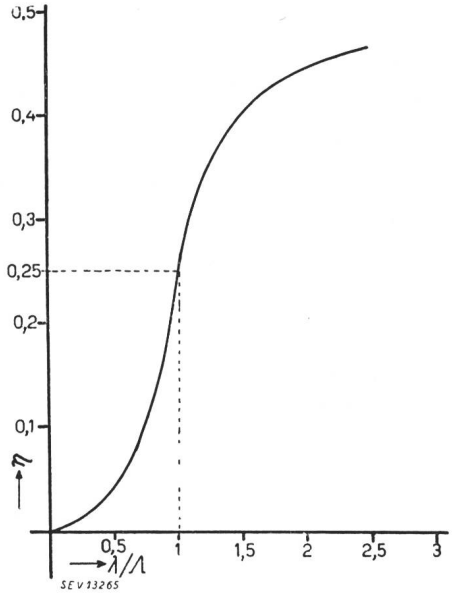

Fig. 10.
Wirkungsgrad eines voll ausgesteuerten Verstärkers in Funktion der relativen Wellenlänge

Bei bekanntem Leistungsverstärkungsgrad ist die Steuerleistung gleich P_n/V_n, und da der Verstärkungsgrad selbst gleich $V_n = \frac{\Gamma^2\,\lambda^5}{(\Lambda_e\,\Lambda_a)^{2,5}}$ ist, wird die Steuerleistung:

$$P_e = \frac{0{,}25\,\beta^2\,I_{-}\,U_{-a}}{\Gamma^2}\left(\frac{\Lambda_e}{\lambda}\right)^{2,5}$$

Während der Gesamtwirkungsgrad für den gewöhnlichen Verstärker weniger Bedeutung hat, ist er für den selbst erregten Generator von Interesse. Bei diesem wird die Nutzleistung um die Steuerleistung vermindert, wodurch der Wirkungsgrad für den selbsterregten Generator folgende Form annimmt:

$$\eta = \frac{P_n - P_e}{I_{-}\,U_{-a}} = 0{,}25\,\beta^2\left(\frac{\lambda^{2,5}}{\Lambda_a^{2,5}} - \frac{\Lambda_e^{2,5}}{\Gamma^2\,\lambda^{2,5}}\right)$$

Der Wirkungsgrad des Generators wird zu null, falls der Klammerausdruck zu null wird. Die daraus berechnete Wellenlänge $\lambda^5 = \frac{\Lambda_e^{2,5}\cdot\Lambda_a^{2,5}}{\Gamma^2}$ ist jene Wellenlänge, bei der ein bestimmtes Modell eben noch anschwingt, ohne Energie nach aussen abzugeben. Dies entspricht der Wellenlänge, bei der die Verstärkung eins ist.

15. Aussteuerung

Dass bei den vorgesehenen Bedingungen die Wechselspannungsamplitude gleich der Gleichspannung, d. h. $\frac{\hat{u}_a}{U_{-a}} = 1$, ist, lässt sich auch direkt errechnen. Die Wechselspannung am Nutzkreis ist gleich dem Wechselstrom im Nutzkreis multipliziert mit dem Kreiswiderstand. Der Nutzstrom ist gleich der Hälfte des um den Reduktionsfaktor D_a reduzierten Strahlwechselstromes.

$$\frac{\hat{u}_a}{U_{-a}} = \frac{\hat{i}_{st}\,D_a\,R_a}{2\,U_{-a}}; \quad R_a = \frac{2\,U_{-a}}{I_{-}\,D_a^2}\left(\frac{\lambda}{\Lambda_a}\right)^{2,5}$$

$$\frac{\hat{u}_a}{U_{-a}} = \frac{\beta}{D_a}\left(\frac{\lambda}{\Lambda_a}\right)^{2,5}$$

Für den optimalen Elektrodenabstand ist $1/D_a = 1{,}38$, für kleinere Abstände strebt der Wert gegen eins. Entgegen der Erwartung, dass bei β gleich eins auch die Aussteuerung gleich eins werde, ergibt sich hier bei grösserem Elektrodenabstand für die Grenz-Wellenlänge bereits eine kleine Uebersteuerung. Der Grund dafür liegt in der Grösse des bei der Grenz-Wellenlänge vorhandenen Resonanzwiderstandes.

Ein bestimmtes Modell, für die Grenz-Wellenlänge gebaut, stellt in gewissem Sinne einen Idealfall dar, der zugleich Grenzcharakter hat. Wie gesagt, wird die Verstärkung für ein solches Gerät $V_n = \Gamma^2$, und bei einer Stromaussteuerung $\beta = 1$ wird der Wirkungsgrad 25 % und die Spannungsaussteuerung ungefähr gleich eins.

Unterhalb dieser Grenze nimmt vor allen Dingen selbst bei günstigsten Verhältnissen die Aussteuerung mit $\lambda^{2,5}$ ab, wodurch naturgemäss auch der Wirkungsgrad reduziert wird.

Oberhalb der Grenz-Wellenlänge wird unter den angenommenen Verhältnissen die Spannungsaussteuerung über 100 % anwachsen, was jedoch nur innerhalb gewisser Grenzen möglich und beschränkt erwünscht ist. Um auch bei längeren Wellen eine Aussteuerung von ungefähr eins zu haben, ändert man den Belastungswiderstand entsprechend, d. h. man verkleinert ihn so lange, bis der totale Widerstand gleich dem gewünschten ist. Dieser ist gleich dem halben Widerstand des Schwingkreises bei der Grenz-Wellenlänge. Damit wird:

$$\frac{U_{-a}}{I_{-} D_a^2} = \frac{1}{\frac{1}{R_n} + \frac{1}{R_a}}$$

Darin ist R_a gleich dem Kreiswiderstand bei der neuen Wellenlänge.

$$R_a = \frac{2\,U_{-a}}{I_{-} D_a^2}\left(\frac{\lambda}{\Lambda_a}\right)^{2,5}; \quad R_n = \frac{U_{-a}}{I_{-} R_a D_a^2}(R_a + R_a)$$

$$R_n = \frac{U_{-a}}{I_{-} D_a^2} \; \frac{2\,\lambda^{2,5}}{2\,\lambda^{2,5} - \Lambda^{2,5}}$$

Für die Grenz-Wellenlänge wird R_n wieder $\frac{2\,U_{-a}}{I_{-} D_a^2}$ und für Wellen, die gross sind im Vergleich zur Grenz-Wellenlänge, wird R_n gleich der Hälfte des Widerstandes an der Grenze, d. h. für lange Wellen wird der dem Nutzwiderstand parallel geschaltete Kreiswiderstand im Verhältnis zum Nutzwiderstand sehr gross. Der Schwingkreis erreicht in diesem Falle in bezug auf die Verluste den Charakter eines normalen Leistungstransformators, durch den die Energie möglichst verlustlos hindurchtritt. Der gesamte Wirkungsgrad ist dann 50 %. In der Praxis wird man immer bemüht sein, diesen Betriebsfall zu verwirklichen. Dies erfordert aber Verzicht auf kürzeste Wellen oder entsprechende Verkürzung der Grenz-Wellenlänge.

Den Verlauf des Wirkungsgrades eines derarti gen Gerätes oberhalb der Grenz-Wellenlänge zeigt Fig. 10.

16. Maximale Leistung

Für ein bestimmtes Modell, bei dem der Aussendurchmesser in Wellenlängen gemessen und somit auch der Innendurchmesser und der Strahlquerschnitt bekannt ist, ist die maximal überhaupt erreichbare Leistung eine bestimmte, angebbare Grösse. Sie ist $\eta\, I_{-} U_{-}$, und falls der Innendurchmesser und somit auch der Strahlquerschnitt ξ mal dem Aussendurchmesser und dieser $\mu \cdot \lambda$ ist, wobei μ eine Modellkonstante darstellt, so wird der Strom $I_{-} = S\,\zeta\,(\xi\,\mu\,\lambda)^2 \frac{\pi}{4}$ und die gesamte Hochfrequenzleistung

$$P_n = \eta\, U_{-} S\; \zeta\,(\xi\,\mu\,\lambda)^2\; \frac{\pi}{4}$$

η ist nach früherem: $\eta = \frac{\beta^2}{4}\left(\frac{\lambda}{\Lambda_a}\right)^{2,5}$

und daher

$$P_{n\,max} = \frac{\pi}{16}\; \frac{U_{-} S\,\zeta\,(\xi\mu)^2}{(\Lambda_a)^{2,5}} \cdot \beta^2\,\lambda^{4,5}$$

Die Beziehung zeigt, wie sehr die maximal erzeugbare Hochfrequenzleistung mit der Frequenz abnimmt. Der gesamte Ausdruck für die Leistung ist ausser dem Faktor $\lambda^{4,5}$ frequenzunabhängig und somit Proportionalitätsfaktor. Die beiden Faktoren $\xi\,\mu$ sind Faktoren, welche das Modell in bezug auf den möglichen Strahlquerschnitt beschreiben. Für die Beurteilung eines Gerätes ist jedoch zu bedenken, dass nicht diese allein massgebend sind, sondern ebenso die mit diesen konstruktiv verkettete Grenz-Wellenlänge. Massgebend bleibt der gesamte Klammerausdruck.

17. Praktische Grössen

Zur Illustration des Gesagten sollen im folgenden einige Zahlen angegeben werden, die zum Teil üblich sind, zum Teil im Bereiche des Erreichbaren liegen.

a) Die Grenz-Wellenlänge

$$\Lambda^{2,5} = 1{,}9\; \frac{10^2}{\frac{\sin^2 a\pi/\lambda_{st}}{a\,\pi\,\lambda_{st}}\; \frac{S}{\zeta\sqrt{U_{-}}}\; \frac{Q_1}{\delta}}$$

Der Gitterabstand sei optimal. Damit wird der Spaltreduktionsfaktor 0,72. Ferner kann mit folgenden möglichen Werten gerechnet werden:

$S = 0{,}1$ A/cm²; $U_{-} = 2000$ V; $\zeta = 1{,}5$; $Q_1 = 600$; $\delta = 2$

Das ergibt eine Grenz-Wellenlänge von: $\Lambda = 7{,}4$ cm

b) Die relative Steilheit

Als weitere wesentliche Bestimmungsgrösse erscheint die relative Steilheit. Für Laufzeitsteuerung beträgt dieses: $\Gamma = \frac{\pi\,10^3\,L}{2\sqrt{U_{-}}\,\lambda}$. Da für ein gegebenes Modell die Länge des Laufraumes eine Funktion der Wellenlänge ist, soll $L = K \cdot \lambda$ geschrieben werden. Darin ist K eine Konstruktionszahl, die in der Praxis etwa bei 0,1...1 liegt. Das entspricht bei 2000 V ungefähr 1...10 Strahlwellenlängen. Ist die Spannung wie vorhin gleich 2000 V, so wird die relative Steilheit $\Gamma = 3{,}5...35$ A/V.

c) Der Verstärkungsgrad

Dieser ist $V_n = \frac{\Gamma^2\,\lambda^5}{\Lambda_e^{2,5}\,\Lambda_a^{2,5}}$. Nimmt man an, dass der Steuerkreis und der Leistungskreis gleichartig aufgebaut seien, so wird $V_n = \Gamma^2\left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^5$. Für die Grenz-Wellenlänge wird die Spannungsverstärkung $V_n = \Gamma = 3{,}5...35$ und die Leistungsverstärkung $V_n = \Gamma^2 = 12...1200$. Jene Wellenlänge, für welche die Verstärkung gleich eins wird, beträgt:

$$\lambda = \Lambda \sqrt[5]{\frac{1}{\Gamma^2}}$$

also bei $\Gamma = 3{,}5$ A/V $\quad \lambda = 4{,}6$ cm
$\Gamma = 35$ A/V $\quad \lambda = 1{,}8$ cm

Diese Wellenlängen sind zugleich die äusserste Grenze, bei der ein Modell als selbst erregter Generator noch anschwingt.

d) Aussteuerung

Während bei der Grenz-Wellenlänge $\lambda = 7{,}4$ cm die maximal mögliche Aussteuerung ungefähr eins beträgt, wird sie

bei $\lambda = 4{,}6$ cm $\frac{\hat{u}_a}{U_{-a}} = \frac{\beta}{D_a}\left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^{2,5} = 0{,}4$

und bei $\lambda = 1{,}8$ cm $\frac{\hat{u}_a}{U_{-p}} = 0{,}04.$

e) Wirkungsgrad

Der Wirkungsgrad eines voll ausgesteuerten Gerätes wird für die Grenz-Wellenlänge ohne Berücksichtigung der Steuerleistung gleich 25 %. Den Verlauf des Wirkungsgrades für andere Wellenlängen in Bruchteilen der Grenz-Wellenlänge gemessen zeigt Fig. 10. An der Grenze der Verstärkung wird der Wirkungsgrad bei $\Gamma = 3{,}5$ und $\lambda = 4{,}6$ noch 7,3 % und bei $\Gamma = 35$ und $\lambda = 1{,}8 = 0{,}73$ %.

Die maximal erreichbare Leistung ist nach der Formel ausser von der Grenz-Wellenlänge von den Konstruktionsgrössen ξ und μ abhängig; $\xi = 0{,}75$ ist ein noch vernünftiges Mass für das Verhältnis von Innen- und Aussendurchmesser des Zylinders. Auch für μ dürfte 0,75 ein Maximum darstellen. Λ sei wie früher 7,4 und die bei der Berechnung der Grenz-Wellenlänge angenommenen Werte für die Stromdichte und die Spannung seien: $S = 0{,}1$ A/cm²; $U_{-} = 2000$ V. Damit wird die maximale Leistung unterhalb der Grenz-Wellenlänge

$$P_n = \frac{U_{-} \cdot S\,(\xi\mu)^2 \beta^2 \pi}{\Lambda^{2,5}\ 16}\,\Lambda^{4,5} = 8{,}2 \cdot 10^{-2}\,\lambda^{4,5}\ \text{Watt.}$$

Für die Grenz-Wellenlänge = 7,4 cm wird diese = 650 W. Dazu gehört ein Strahlquerschnitt von 14,2 cm² mit einem Strahlstrom von 1,4 A und 2000 V Anodenspannung, also ungefähr 2,8 kW Gleichstromleistung. Dieser Leistungsumsatz muss in einem Raume von ca. 100 cm³ erfolgen. Die technischen Schwierigkeiten, die die Realisierung eines derartigen Gerätes bietet, brauchen nicht besonders hervorgehoben zu werden.

Einen interessanten Ueberblick vermittelt die folgende Tabelle. Sie enthält die maximale Leistung, die unter den genannten Voraussetzungen bei verschiedenen Wellenlängen zwischen 1 und 10 cm erreichbar ist, und den optimalen Wirkungsgrad bei den entsprechenden Wellenlängen.

Wellenlänge cm	Leistung W	Wirkungsgrad %
10	2500	0,36
8	920	0,27
6	275	0,13
4	60	0,04
2	1,8	
1	0,079	

Darnach scheint es leicht möglich, dass in absehbarer Zeit Uebertragungen auf einer Wellenlänge von 5 cm üblich sein werden, da bei diesen Frequenzen der Wirkungsgrad der Generatoren noch annehmbar und die maximal erreichbare Leistung grösser ist als die, welche zu Uebertragungen in Sichtweite erforderlich ist.

Trotzdem kann es unter Umständen, speziell bei Uebertragungen auf Richtstrahlen, vorteilhaft sein, Sender mit grösseren Leistungen zu verwenden. Für Fernübertragungen könnte dann eine Anzahl der zur Anpassung des Strahles an die Erdkrümmung nötigen Relais-Stationen durch einfache Ablenkmittel ersetzt werden; seien dies Reflektoren oder eine Kombination von Auffang- und Sendetrichtern, die durch einen gekrümmten Wellenleiter miteinander verbunden sind. In Gebirgsgegenden bringt diese Anordnung besondere Vorteile. In diesem Falle ist es nicht nötig, auf die an und für sich idealen Sendetürme, die Berge, besondere Speiseleitungen für die Energieversorgung der Relais-Stationen zu legen.

18. Spezielle Anordnungen

Durch besondere Kunstgriffe ist es möglich, einerseits die maximal erreichbare Leistung eines Gerätes zu vergrössern und anderseits den Wirkungsgrad bei kürzesten Wellen, d. h. bei Wellen unterhalb der Grenz-Wellenlänge, über das errechnete Mass zu verbessern.

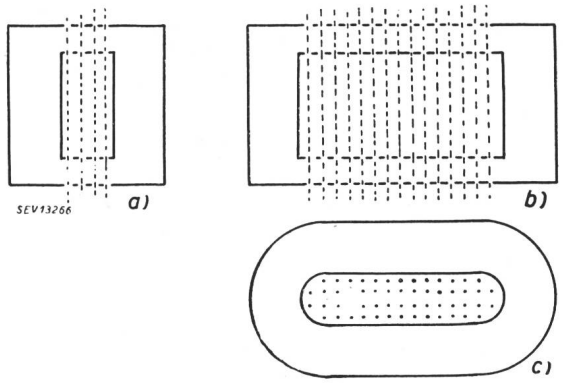

Fig. 11.
Spezielles Laufzeitgerät nach Art der Figur 1 für grosse Leistung

a) Es ist klar, dass eine Vervielfachung der Leistung eines Senders durch Parallelschalten mehrerer Röhren erreicht werden kann. Macht man die Parallelschaltung konstruktiv so innig als überhaupt möglich, so kommt man auf eine neuartige Konstruktion, die sich von den üblichen dadurch unterscheidet, dass z. B. bei dem in Fig. 1 abgebildeten Modell eine Raumkoordinate, die senkrecht auf der Strahlrichtung steht, wesentlich vergrössert wird, woraus sich die Konstruktion nach Fig. 11 ergibt. Werden alle übrigen Daten festgehalten, so ergibt sich ein Gerät, das sich im Querschnitt quer zur verlängerten Achse nicht von der üblichen Anordnung unterscheidet, dessen Strahlquerschnitt aber um das Vielfache gesteigert ist. Eine derartige Anordnung besitzt mehrere Eigenschwingungen. Eine davon deckt sich ungefähr mit der Eigenschwingung des ursprünglichen Modells, das die Dimensionen des Schnittes *a* bestimmt. Die anderen Eigenwellenlängen sind länger als diese. Besonders wichtig ist ferner die Tatsache, dass auch die Grenz-Wellenlänge, und damit die Brauchbarkeit für kürzeste Wellen, von der Vergrösserung der einen Dimension nicht berührt wird. In gewissen Grenzen lässt es sich erreichen, dass die Anschwingungsbedingungen für die kürzeren Wellen besonders günstig sind, da für diese Schwingungen die Kopplung mit dem Elektronenstrahl am vollkommensten ist. Das Ganze ist als Parallelschaltung mehrerer normaler Röhren zu einem einzigen Rohr erklärbar. Es ist klar, dass

auf diese Weise die maximal erreichbare Leistung bei Ultrakurzwellen um das Vielfache der normalen Geräte gesteigert werden kann.

b) Der bedenkliche Abfall des Wirkungsgrades bei Wellen unterhalb der Grenz-Wellenlänge ist physikalisch darin begründet, dass die günstigste Wechselspannung an den Elektroden im Leistungskreise kleiner als die Beschleunigungsspannung gewählt werden muss. Dadurch wird aber den Elektronenpaketen nur ein beschränkter, der Wechselspannung entsprechender Betrag der Geschwindigkeitsenergie entzogen. Der Rest erwärmt als Verlustenergie die Auffanganode. Diese ungünstigen Verhältnisse lassen sich auf zwei verschiedene Arten verbessern. Entweder verkleinert man die Verlustenergie dadurch, dass man die Elektronen, bevor sie zur Auffanganode gelangen, wenn möglich bis zur Geschwindigkeit null verzögert und dann in die Auffanganode eintreten lässt. Bei absolut idealer Paketierung, sehr grosser Spannungsverstärkung und sehr kleinen Strahlverlusten an den Gittern kann auf diese Weise der Wirkungsgrad theoretisch für beliebige Wellenlängen unter der Grenz-Wellenlänge auf 25 % gehalten werden. Theoretisch ist ein derartiges Gerät ein Idealgerät, das die Beschränkungen der Kurzwellengeräte, verursacht durch die Verschlechterung des Wirkungsgrades, aufhebt. Unter diesen Idealverhältnissen ist die Grenze der erreichbaren Wellenlänge rein durch die Verstärkung bestimmt, die notwendig über eins sein muss. In Wirklichkeit wird jedoch vor allem durch die Strahlverluste an den Gittern der Ausführbarkeit dieses Idealgerätes eine Grenze gesetzt. Trotzdem lässt sich einiges in dieser Richtung erreichen.

c) Die zweite Möglichkeit, den Wirkungsgrad zu verbessern, besteht darin, ähnlich wie im Magnetron durch verschiedene hintereinanderliegende Leistungskreise dem Strahl die gesamte Wechselenergie zu entziehen. Fig. 12 zeigt eine derartige Anordnung mit zwei Leistungskreisen schematisch dargestellt. Jeder der beiden Leistungskreise entnimmt dem Strahl einen Teil der Strahlenergie. Dabei schwingen die beiden Resonatoren mit einer bestimmten, der Laufzeit entsprechenden Phasenverschiebung. Will man die Nutzenergie beider Resonatoren auf einen Verbraucher übertragen, so verlangt die Anordnung eine entsprechende Korrektur der Phasenlage der Ströme und Spannungen der beiden Resonatoren. Anders ausgedrückt besagt dies, dass die beiden Resonatoren untereinander mit entsprechender Phasenverschiebung gekoppelt sein müssen. Während beim Magnetron die phasenrichtige Zuordnung des Durchtrittes der Elektronenpakete durch das Leistungsfeld dadurch erreicht wird, dass der Abstand der beiden Leistungsfelder um je einen Laufzeitwinkel von 2π voneinander entfernt sind, sind hier die Leistungsfelder unmittelbar benachbart gedacht, und die Korrektur der Phasen wird in die Kopplung der Resonatoren verlegt. Eine derartige Anordnung scheint besonders für quergesteuerte Geräte geeignet, da bei diesen die Modulation des Strahles nicht wie bei der Laufzeitmodulation an einen bestimmten Ort, den Brennpunkt, gebunden ist.

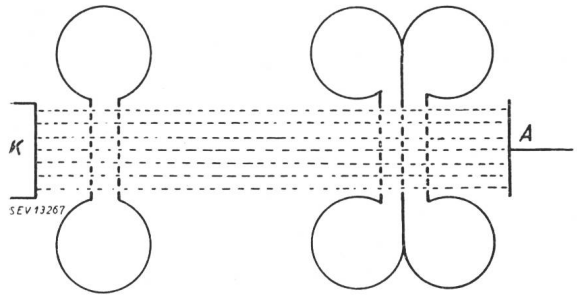

Fig. 12.
Laufzeitgerät nach Art des Klystrons mit zweifacher Auskoppung

Schlusswort

Aus den angeführten Betrachtungen, insbesondere aus der Diskussion über den Ausdruck für die Grenz-Wellenlänge, ergibt sich, dass die normale Bauweise von elektronischen Verstärkern für die Erzeugung und Verstärkung von kürzesten Wellen ungeeignet ist. Es zeigt sich die Notwendigkeit, die Steuerungsart, den Aufbau des Elektronenstrahles und den Zusammenbau der Elektroden mit den dazugehörenden Schwingkreisen neu zu gestalten.

Die Richtlinien, nach denen die Neugestaltung zu erfolgen hat, ergeben sich aus dem Ausdruck für die Verstärkung und dem Ausdruck für die Grenz-Wellenlänge. Beste, kapazitätsarme Kreise sollen ohne schädliche Kapazitäten und Induktivitäten mit den Elektroden verbunden werden. Diese selbst sollen minimale Kapazitäten und Verluste besitzen. Ferner soll der Raum zwischen den Elektroden möglichst dicht von Elektronen durchsetzt werden, deren Geschwindigkeit relativ klein sei, und das Wechselfeld zwischen den Elektroden soll stark werden. Zur Zeit stellt das Klystron wohl die vollkommenste Realisierung der obigen Richtlinien dar. dar.

Damit ist jedoch nicht gesagt, dass dies die einzig mögliche Lösung sei. Speziell die Schlussbetrachtungen über eine mögliche Vergrösserung des Wirkungsgrades und der maximalen erreichbaren Leistungen in einem Verstärkerrohr zeigen weitere Möglichkeiten für den Bau von Ultrakurzwellen-Röhren.

Ausserdem ist weder durch die Realisierung des Klystrons, noch durch die angegebenen Richtlinien und speziellen Vorschläge das letzte Wort über die wirklich zweckmässigste Gestaltung dieser neuartigen Ultrakurzwellen-Verstärker und - Generatoren gesagt. Vielmehr stellen sich eine ganze Reihe neuer Fragen, deren Beantwortung erst einen wirklich klaren Ueberblick über das technisch Erreichbare ergibt.

Es bleibt vorläufig z. B. die rein theoretische Frage nach der günstigsten Spannung noch offen, denn die Forderung nach kleinen Spannungen und

anderseits der Wunsch nach hoher Stromdichte sind offenbar sich widersprechende Bestrebungen. Ferner ist die Frage, ob der Laufzeit- oder der Quersteuerung der Vorzug zu geben sei, auch durch die angeführten Berechnungen der relativen Steilheit nicht allgemein gelöst, da in der Ableitung für beide gleiche Stromdichte vorausgesetzt wurde, diese aber eine Funktion der Laufraumlänge ist. Für Laufzeitverstärker ist ausserdem die umstrittene Frage des Rauschens zu klären.

Daneben bleiben eine ganze Reihe von praktischen Frage zu lösen. Die Güte der Resonatoren ist sowohl eine Frage der Form wie eine Frage der Oberfläche des Hohlraumes. Will man ferner die Eigenfrequenz der Resonatoren regulierbar machen, was für Verstärker unerlässlich nötig ist, so verlangt dies entweder einen Regelmechanismus im Vakuum, oder aber es muss ein Teil des Volumens des Hohlraumes ausserhalb des Vakuums verlegt werden, was Isoliermaterial im Innern des Hohlraumresonators bedeutet. Da es natürlich erwünscht ist, im Innern des Hohlraumresonators nur verlustfreieste Isoliermaterialien zu haben, stellt sich automatisch die Frage nach vakuumdichten Keramik-Metallverbindungen. Ausser diesen besonderen Fragen bleibt noch eine ganze Fülle kleiner Probleme zu lösen, die hier nicht weiter erwähnt werden sollen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, der Gesellschaft zur Förderung der Forschung auf dem Gebiete der Technischen Physik an der ETH für die Ueberlassung von Mitteln herzlich zu danken..

Literaturverzeichnis

A. Allerding, W. Dällenbach und W. Kleinsteuber: «Der Resotank, ein neuer Mikrowellengenerator». Hochfrequenz u. Elektroakustik Bd. 51, S. 96...99, März 1938.

W. L. Barrow and W. W. Mieher: «Natural Oscillations of Electrical-cavity Resonators». Proc. Inst. Radio Engrs. vol. 28, p. 184...191, April 1940.

W. E. Benham: «Phase-focusing in velocity modulated beams». Wireless Engr. vol. 17, p. 514...516, Dez. 1940.

E. Brüche und O. Scherzer: «Geometrische Elektronenoptik». Berlin, Verlag von Julius Springer 1934.

A.-G. Clavier et V. Altovsky: «L'emploi simultané de deux techniques nouvelles en radiocommunication. Bull. Soc. franç. électr. mars 1944, 6. Série (Tome IV), p. 85...107.

F. Fischer und H. Liechte: «Tonfilm-Aufnahme und -Widergabe nach dem Klangfilm-Verfahren». Verlag von S. Hirzel, Leipzig.

M. Geiger: «Graphische Ermittelung von Elektronen-Laufzeiten». Telefunkenröhre Heft 19/20, März 1941.

A. V. Haeff and L. S. Nergaard: «A wide-band inductive-output amplifier». Proc. Inst. Radio Engrs. vol. 28, p. 126...130, März 1940

H. E. Hollmann und A. Thoma: «Schwingungsanfachung durch Elektronenstrahl». Hochfrequenz u. Elektroakustik Bd. 52 (1938), S. 94, 1938.

R. Kompfner: «Velocity-modulated beams». Wireless Engr. vol. 17, p. 110...111, März 1940.

F. Lüdi: «Ueber einen neuartigen Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfoccussierung». Helv. Phys. Acta Bd. 13, S. 498 bis 522, Dezember 1940.

J. J. Müller et E. Rostas: «Un générateur à temps de transit, utilisant un seul resonateur de volume». Helv. Phys. Acta Bd. 13, S. 435...450, Dezember 1940.

H. Rothe: «Energieaustausch von Elektronen mit Wechselfeldern». Telefunken-Röhre Heft 17, Dezember 1939.

R. J. Sarbacher and W. A. Edson: «Tubes employing velocity-modulation». Proc. Inst. Radio Engrs. vol. 31, p. 439...45, August 1943.

R. H. Varian and S. F. Varian: «A high frequency amplifier and oscillator». J. Appl. Phys. vol. 10, p. 140 and p. 321...327, März 1939.

D. L. Webster: «The theory of Klystron oscillations». J. Appl. Phys. vol. 10, p. 864...872, Dezember 1939.

D. L. Webster: «Cathode ray bunching». J. Appl. Phys. vol. 10, p. 501...508, Juli 1939.

Adresse des Autors:
Dr. *W. Sigrist*, Hasenacker, Männedorf.

Wirtschaftliche Mitteilungen — Communications de nature économique

Abolition de la règlementation relative aux huiles usagées

Selon l'*ordonnance No. 16 A* de l'OGIT l'ordonnance No. 10 A du 4 janvier 1943 [1]), concernant les déchets et matières usagées utilisables dans l'industrie (produits huileux usagés) est abrogée à partir du 1er décembre 1945.

Emploi des huiles turbines, des huiles blanches (huiles vaseline techniques), des huiles «Brightstock», des huiles «machine» ordinaires, ainsi que des huiles cylindre pour vapeur surchauffée

Par les instructions du 21 décembre 1945, la Section de la production d'énergie et de chaleur, vu l'ordonnance No. 22 B de l'Office de guerre pour l'industrie et le travail sur le commerce et l'emploi des huiles minérales, du 23 octobre 1945, édicte l'emploi des diverses sortes d'huiles dès le 1er janvier 1946. Les nouvelles instructions sont valables entre autres pour les huiles turbines, huiles pour transformateurs, huiles «machine» ordinaires et spéciales, huiles Diesel pour moteurs, huiles isolantes pour câbles. Cf. Feuille officielle suisse du commerce No. 303 (28. 12. 1945), p. 3278.

[1]) Bull. ASE 1943, no 3, p. 80.

Métaux non ferreux

La Section des métaux communique:

Vu l'amélioration de notre approvisionnement et en raison des possibilités actuelles d'importation, les prescriptions relatives au contrôle du commerce et de l'emploi de l'*étain* et du *zinc* sous toutes leurs formes, ainsi que de leurs alliages, sont abrogées à dater du 31 décembre 1945.

Ouverture d'exploitations au titre de mesure de l'économie de guerre

Depuis le 1er janvier 1942 [1]), une autorisation de l'Office de guerre pour l'industrie et le travail devait être requise pour ouvrir et agrandir certaines entreprises. Dès le 1er janvier 1946, cette autorisation n'est plus nécessaire pour certaines entreprises, entre autres celles qui transforment de l'acier, du fer et des métaux non ferreux, en produits mi-fabriqués ou fabriqués, y compris les câbleries. Les ordonnances No. 13 et 14 du 28 décembre 1945, du Département fédéral de l'économie publique qui suppriment entièrement ou partiellement les anciennes ordonnances sont publiées dans la Feuille officielle suisse du commerce No. 304 (29. 12. 1945), p. 3293.

[1]) Bull. ASE 1942, No. 2, p. 47.