

# Über die Verstärkung von Mehrkreis-Klystrons

Autor(en): **Hagger, H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins :  
gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen  
Elektrotechnischen Vereins (SEV) und des Verbandes  
Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)**

Band (Jahr): **51 (1960)**

Heft 20

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-917073>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

[8] Chang, K. K. N.: Biperiodic Electrostatic Focusing for High-Density Electron Beams. Proc. IRE Vol. 45(1957), No. 11, p. 1522...1527.  
 [9] Blattner, D. J. and F. E. Vaccaro: Electrostatically Focused Traveling-Wave Tube. Electronics Vol. 32(1959), No. 1, p. 46...48.  
 [10] Belohoubek, E.: Propagation Characteristics of Slow-Wave Structures Derived from Coupled Resonators. RCA Rev. Vol. 19(1958), No. 2, p. 283...310.

[11] Siekanowicz, W. W. and F. E. Vaccaro: Periodic Electrostatic Focusing of Laminar Parallel-Flow Electron Beams. Proc. IRE Vol. 47(1959), No. 3, p. 451...452.

Author's address:

H. K. Jenny, Manager, Microwave Engineering, Electron Tube Division, Radio Corporation of America, Harrison, N.J. (USA).

## Über die Verstärkung von Mehrkreis-Klystrons

Von H. Hagger, Zürich

621.385.624

### 1. Einleitung

Bei Laufzeitröhren nach dem Klystrontypus wird die Elektronenstrahlgeschwindigkeit durch eine Wechselspannung über dem Eingangspalt beeinflusst. Überlässt man diesen so modulierten Strahl in einem abgeschirmten Driftrohr über eine bestimmte Strecke sich selbst, so entsteht aus der ursprünglichen Geschwindigkeitsmodulation eine Dichteänderung im Strahl, welche beim Durchtritt durch einen zweiten Spalt eine Spannung zu induzieren vermag. Nach dieser Betrachtungsweise lässt sich für das Zweikreis-Klystron eine elektronische Steilheit  $S_e$  als Verhältnis von influenzierendem Strom des Ausgangspaltes und modulierender Spannung über dem Eingangspalt definieren:

$$S_e \equiv M_2 \frac{i_2(\omega)}{U_1(\omega)} \quad (1)$$

worin

- $S_e$  elektronische Steilheit;
- $i_2$  Strom des Ausgangspaltes;
- $M_2$  Ausgangspaltfaktor;
- $U_1$  Spannung über dem Eingangspalt.

Ist  $Y_2(\omega)$  der totale Parallel-Leitwert über dem Ausgangspalt, so folgt für die Verstärkung des Zweikreis-Klystrons:

$$v = \frac{U_2(\omega)}{U_1(\omega)} = -\frac{S_e(\omega)}{Y_2(\omega)} \quad (2)$$

worin

- $v$  Spannungsverstärkung;
- $U_2$  Spannung über dem Ausgangspalt;
- $Y_2$  totaler Parallel-Leitwert über dem Ausgangspalt.

Nach bekannten Theorien [1; 2]<sup>1)</sup> ist es möglich, sowohl  $S_e$  als auch  $Y_2$  zu berechnen. Nimmt man nun an, dass die Anregung des  $k$ -ten Resonators nur von der Spannung über dem  $(k-1)$ -ten Spalt abhängt, so kann man das  $n$ -Kreis-Klystron als Kaskadenschaltung von  $(n-1)$  Zweikreis-Klystrons auffassen.

In diese Theorie geht als wichtiger Parameter das Verhältnis von Hochfrequenzspannung über dem ersten Spalt zu Strahlbeschleunigungsspannung ein. Diese Grösse ist von vornherein nicht bekannt und kann im allgemeinen erst rückwärts aus einer Optimalbedingung bestimmt werden.

Es gibt nun aber noch einen andern, scheinbar komplizierteren Weg, die Verstärkung eines  $n$ -Kreis-Klystrons zu berechnen. Er besteht in der direkten Lösung des Randwertproblems der Maxwell'schen Gleichungen für den Elektronenstrahl in einer Struktur mit periodischem Aufbau [3].

<sup>1)</sup> Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Im Folgenden sollen einige Mehrkreis-Klystrons, deren geometrische Daten aus der Literatur vorliegen, und die auf Grund bekannter Theorien berechnet worden sind, nach der Theorie von Derfler durchgerechnet und die Ergebnisse mit den angegebenen theoretischen und experimentellen Daten verglichen werden.

### 2. Elektronische Theorie [1; 2]

Der Parallel-Leitwert  $Y_2$  setzt sich im Resonanzfalle aus drei Anteilen zusammen:

- a) dem Leitwert der äusseren Last  $Y_L$ ;
- b) der Belastung durch den Elektronenstrahl  $Y_B$  und
- c) dem Verlustleitwert des Resonators  $Y_R$ .

Von diesen Grössen bedarf nur die Belastung durch den Elektronenstrahl näherer Untersuchung, da die beiden andern Anteile durch den Resonator und die Auskopplung bekannt sind.

Am Rande sei vermerkt, dass  $Y_B \equiv G_B + jB_B$  eine komplexe Grösse ist. Die elektronische Verstimmung  $B_B$  soll hier nicht weiter betrachtet werden. Drückt man alle geometrischen Grössen in Laufwinkelkoordinaten aus, die aus den Abmessungen durch Multiplikation mit  $\omega/v_0$  hervorgehen, so ergibt sich für die reelle elektronische Belastung  $G_B$  [1]:

$$G_B = \frac{1}{2Z_0} \cdot \frac{\sin^2 \frac{D}{2}}{\left(\frac{D}{2}\right)^2} \left[1 - \frac{D}{2} \operatorname{ctg} \frac{D}{2}\right] \quad (3)$$

worin

$$Z_0 = U_0/I_0$$

- $U_0$  Beschleunigungsspannung;
- $I_0$  Strahlstrom;
- $D = (\omega/v_0)d$  Klystronspaltlaufwinkel;
- $\omega$  Signal-Kreisfrequenz;
- $v_0$  Strahlgeschwindigkeit;
- $d$  Klystronspaltbreite.

In Gl. (1) wurde die elektronische Steilheit  $S_e$  definiert.  $M_2$  war der Spaltfaktor des Ausgangspaltes und stellt nichts anderes dar als der Koppelkoeffizient zwischen Strahl und Resonator. Er berechnet sich zu:

$$M_2 = \frac{\sin \frac{D}{2}}{\frac{D}{2}}$$

Den Strom  $i_2(\omega)$  gewinnt man durch Fourier-Analyse des Stromimpulses des dichtemodulierten Elektronenstrahles am Ausgangspalt, während  $U_1(\omega)$  aus einer Optimalbedingung für beste Dichtemodulation folgt. Ist ferner

$L = (\omega/v_0)l$  der Driftröhren-Laufwinkel für einen Abstand zweier Resonatorschlitze  $l$ , so gilt für die elektronische Steilheit  $S_e$  [1]:

$$S_e = j \exp(-jL) \frac{M_1 M_2 L}{2 Z_0} \cdot \frac{\sin hl}{hl} \quad (4)$$

worin

- $M_1$  bzw.  $M_2$  Spaltfaktoren von Eingangs- bzw. Ausgangsspalt;
- $L$  Driftröhren-Laufwinkel;
- $l$  geometrischer Abstand der Resonatoren;
- $h$  sog. «debunching parameter».

Führt man die bekannte Plasma-Kreisfrequenz  $\Omega$  des Elektronenstrahls in ihrer normierten Form  $\varepsilon = \Omega/\omega$  ein [3], so sieht man, dass der «debunching parameter»  $h$  das Verhältnis von Plasmafrequenz zu Strahlgeschwindigkeit ist:

$$h = \Omega/v_0$$

In [1] bezeichnet man  $2\pi/h$  als «debunching Wellenlänge», sie lässt sich identifizieren mit der Plasmawellenlänge  $\lambda_p$ .

Man kann nun Gl. (4) im Hinblick auf einen Vergleich mit dem entsprechenden Wert der Derflerschen Theorie neu schreiben:

$$S_e = j \exp(-jL) \frac{M_1 M_2}{2 Z_0} \cdot \frac{\sin \varepsilon L}{\varepsilon} \quad (4a)$$

Damit sind nun alle Größen zur Berechnung der Verstärkung von Zweikreis-Klystrons bekannt.

### 3. Die Derflersche Theorie [3]

In Abwesenheit von statischen magnetischen Querfeldern und axialen elektrischen Beschleunigungsfeldern im Wechselwirkungsraum von Elektronenstrahl und elektromagnetischer Feldenergie lässt sich für die totale axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  die inhomogene Wellengleichung angeben. Stellt man sich eine periodische axial symmetrische Röhren-

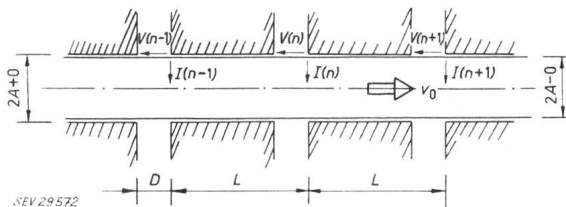


Fig. 1

#### Elektronenstrahl mit periodischen Randbedingungen

$A$  Strahlradius,  $2A-0$  Elektronenstrahldurchmesser;  $2A+0$  Driftröhrendurchmesser;  $v_0$  Elektronenstrahlgeschwindigkeit;  $D$  Spaltbreite;  $L$  Spaltabstand (Periodizität);  $I(n)$  Influenzstrom des  $n$ -ten Spaltes;  $V(n)$  Spaltspannung des  $n$ -ten Spaltes

struktur um den Elektronenstrahl gelegt vor, so verlangt das Randwertproblem, dass der radial aus der Strahloberfläche nach aussen gerichtete Energiefluss gleich dem radial in die Struktur einströmenden sein muss. Durch eine Integration der axialen elektrischen Feldstärke am Strahlrand kann man eine Spannung  $V$  definieren und zusammen mit dem Energiefluss einen Influenzstrom  $I$  berechnen. Das so gewonnene Bild ist in Fig. 1 dargestellt.

Da über die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  ausser der Periodizität keine weitere Annahme getroffen worden ist, lässt sich die Lösung des Problems als Fourier-Darstellung unendlich vieler Plasma-Teilwellen finden. Zu jeder Teilwelle  $k$  gehört dann eine entsprechende Plasmafrequenz  $\varepsilon_k$ .

Für den totalen Influenzstrom  $I(n)$  des  $n$ -ten Spaltes, der sich aus der Summe der unendlich vielen Teilströme zusammensetzt, lässt sich dann die Differenzgleichung für den Elektronenstrahl unter periodischen Randbedingungen in folgender Form darstellen:

$$I(n+1) \cdot \exp(jL) - 2(\cos \varepsilon_1 L) \cdot I(n) + I(n-1) \cdot \exp(-jL) = (jB + G) \cdot V(n+1) \cdot \exp(jL) - 2j(B \cos \varepsilon_1 L - K) \cdot V(n) + (jB - G) \cdot V(n-1) \cdot \exp(-jL) \quad (5)$$

Der Einfachheit halber sei die erste Teilwelle als hauptsächlichste Komponente angenommen; es gilt dann für  $\varepsilon_1 \ll 1$  und  $\varepsilon_1 D \ll 1$ :

$$G = \sum_{k=1}^{\infty} G_k = \frac{2}{A^2 Z_0} \cdot \frac{\sin^2 \frac{D}{2}}{\left(\frac{D}{2}\right)^2} \left(1 - \frac{D}{2} \operatorname{ctg} \frac{D}{2}\right) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} f_k^2 \quad (6a)$$

(elektronische Belastung)

$$B = \sum_{k=1}^{\infty} B_k = \frac{2}{A^2 Z_0} \cdot \frac{\cos^2 \frac{D}{2}}{\left(\frac{D}{2}\right)^2} \left(\operatorname{tg} \frac{D}{2} - \frac{D}{2}\right) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} f_k^2 \quad (6b)$$

(elektronische Verstimung)

$$K = \sum_{k=1}^{\infty} K_k = \frac{1}{A^2 Z_0} \cdot \frac{\sin^2 \frac{D}{2}}{\left(\frac{D}{2}\right)^2} \cdot \frac{\sin \varepsilon_1 L}{\varepsilon_1} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} f_k^2 \quad (6c)$$

(elektronische Steilheit)

$f_k$  bedeutet die Amplitudenfaktoren der Raumladungsteilwellen:

$$f_k = \frac{\frac{p_k}{A}}{1 + \left(\frac{p_k}{A}\right)^2}$$

$A = \omega/v_0 a$  ist der normierte Elektronenstrahlradius  $a$  und  $\varepsilon_1$  die normierte Plasmafrequenz der ersten Teilwelle:

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 + \left(\frac{p_1}{A}\right)^2}}$$

worin

$p_k$  die  $k$ -te Nullstelle der Besselfunktion  $J_0(x)$ ;

$p_1 = 2,4028$

Für die periodische Struktur, die sich mit einer Sechspol-Kette identifizieren lässt, kann eine zu Gl. (5) analoge Differenzgleichung angegeben werden (Fig. 2).

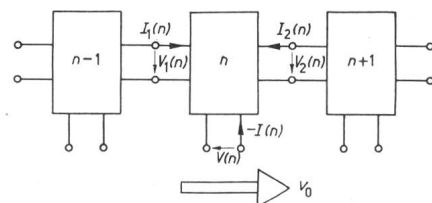


Fig. 2

#### Periodische Struktur in Form einer Sechspol-Kette

$v_0$  Elektronenstrahlgeschwindigkeit;  $V_1(n)$ ,  $V_2(n)$  Eingangs- bzw. Ausgangsspannung des  $n$ -ten Sechspolelementes;  $I_1(n)$ ,  $I_2(n)$  Eingangs- bzw. Ausgangsstrom des  $n$ -ten Sechspolelementes;  $V(n)$  Spaltspannung des  $n$ -ten Spaltes;  $I(n)$  Influenzstrom des  $n$ -ten Spaltes

Setzt man diese Differenzgleichung in die Gleichung für den Elektronenstrahl, Gl. (5), ein und berücksichtigt dass bei Verstärker-Klystronröhren in der periodischen

Struktur eine Energiespeicherung und keine Energiefortpflanzung wie bei der Wanderfeldröhre stattfindet, so kann schliesslich durch Rekursion von  $k$  auf  $k + 1$  unter Beachtung eines unmoduliert in den ersten Spalt eintretenden Strahles die Verstärkung des  $n$ -Kreis-Klystrons in geschlossener Form dargestellt werden [3]:

$$V(n) = \frac{U(n)}{U(1)} \cdot \exp j(n-1)L = \tau^{\frac{n-1}{2}} Q_{n-1}(\sigma\tau^{-\frac{1}{2}}) - 2 \cos \varepsilon_1 L \cdot \tau^{\frac{n-2}{2}} Q_{n-2}(\sigma\tau^{-\frac{1}{2}}) + \tau^{\frac{n-3}{2}} Q_{n-3}(\sigma\tau^{-\frac{1}{2}}) \quad (7)$$

worin  $Q_n(x)$  die Tschebyscheffschen Polynome zweiter Art in  $x$  bedeuten [4].

Die Klystron-Parameter  $\sigma$  und  $\tau$  sind unter Berücksichtigung der Gl. (6):

$$\sigma = \frac{\cos \varepsilon_1 L - j K X_0}{1 + G X_0}$$

$$\tau = \frac{1 - G X_0}{1 + G X_0}$$

$X_0$  Impedanz des mit der Auskopplung belasteten Resonators.

Es wurde hier angenommen, dass die elektronische Verstimmung  $B$  durch Resonatorabgleich im warmen Zustande kompensiert worden ist.

#### 4. Vergleich der Theorien

Vergleicht man die elektronische Belastung  $G$  und die elektronische Steilheit  $K$  der Derflerschen Theorie mit den entsprechenden Grössen der elektronischen Theorie aus Gl. (3) und (4a), so tritt sofort zu Tage, dass die Derflersche Theorie eine Summation über alle Teilwellen des Elektronenstrahles berücksichtigt, und dass in die elektronische Steilheit nicht die Plasmafrequenz  $\varepsilon$  an sich, sondern die Frequenz der Teilwelle  $\varepsilon_1$  eingeht. Man kann weiter zeigen, dass für  $A \rightarrow 0 \sum_{k=1}^{\infty} f_k^2$  gegen  $A^2/4$  strebt. In der Rechnung soll jedoch der genaue Wert eingesetzt werden.

Die elektronischen Theorien [1], wie auch die Derflersche Theorie [3] gehen von der Annahme aus, dass der Wechselwirkungsraum, in diesem Falle also das Driftrohr, durch den Elektronenstrahl vollständig ausgefüllt werde. Der Fall des unvollständig gefüllten Driftraumes ist für die elektronische Theorie von Beck [5] behandelt worden und auch Derfler [6] hat die notwendige Transformation der Randwerte vom Strahlrand an die Strukturgrenze durchgeführt. Dies muss in den Berechnungen in zwei Fällen berücksichtigt werden.

#### 5. Daten von Mehrkreis-Klystrons

Da in der Literatur in den wenigsten Fällen vollständige Angaben zur theoretischen Berechnung von Mehrkreis-Klystrons gefunden werden, müssen gewisse Parameter entweder andern Quellen entnommen oder aber abgeschätzt werden. Dies trifft in besonderem Masse für den Resonanzwiderstand von an Hohlleitersysteme angekoppelter Resonatoren zu, so dass hier angebracht ist, eine ungefähre Berechnung aus Leerlaufmessungen und Dimensionsangaben des Ein- und Auskoppelschlitzes anzugeben.

In den folgenden Tabellen werden experimentelle und theoretische Werte nach der elektronischen Theorie mit jenen nach der Theorie von Derfler für einige Klystrons verglichen.

Dieses Zweikreis-Klystron besitzt toroidförmige Resonatoren mit Koppelschlitz kreisförmigen Querschnittes. Das Klystron liefert bei 12 kV Beschleunigungsspannung eine maximale Ausgangsleistung von etwa 1,4 kW bei 3,2 cm Wellenlänge. Es besteht eine grosse Diskrepanz zwischen den experimentellen Werten und den Daten nach Derfler, deren Grund nicht abgeklärt werden konnte [7].

Daten der Resonatoren:

- Leerlaufleitwert:  $Y = 4,76 \cdot 10^{-6} \text{ [1/\Omega]}$
- Eingangsimpedanz:  $X_i = 1,04 \cdot 10^5 \text{ [\Omega]}$
- Ausgangsimpedanz:  $X_a = 0,43 \cdot 10^5 \text{ [\Omega]}$

Masse von Klystron Nr. 1

Tabelle Ia

Masse in cm				
Elektronenstrahl-durchmesser	Driftrohr-durchmesser	Driftrohr-länge = Resonator-abstand	Klystron-spaltbreite	Bemerkungen
2a	2b	l	d	
0,2	0,3	1,7	0,1	Ausführung A
0,2	0,3	2,4	0,1	Ausführung B

Betriebsdaten von Klystron Nr. 1

Tabelle Ib

Betriebsdaten						Bemerkungen
Benennung	Symbol	Einheit	Daten			
Betriebsspannung	$U_0$	kV	10	11	12	
normierte Strahlgeschwindigkeit	$\beta = \frac{v_0}{c}$	—	0,198	0,208	0,216	
Teilwellenkonstante	$\frac{1}{A^2} \sum f_k^2$	—	0,607	0,601	0,599	
Strahlbelastung	$G_B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	4,76			
elektronische Steilheit	$S_e$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	keine Angaben			
Strahlbelastung nach Derfler	$G$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	4,09	4,23	3,00	
elektronische Verstimmung nach Derfler	$B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	8,47	8,46	7,79	
elektronische Steilheit nach Derfler	$K$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	4,29	4,28	4,22	Ausführung A
elektronische Steilheit nach Derfler	$K$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	5,70	5,71	5,70	Ausführung B
experimentelle Verstärkung	$v_{exp}$	db	10,25			Ausführung A
theoretische Verstärkung	$v_{th}$	db	10,4			Ausführung A
Verstärkung nach Derfler	$v_D$	db	29,7	29,7	30,1	Ausführung A
experimentelle Verstärkung	$v_{exp}$	db	11,72	11,73	11,9	Ausführung B
theoretische Verstärkung	$v_{th}$	db	14,7			Ausführung B
Verstärkung nach Derfler	$v_D$	db	32,4	32,4	32,8	Ausführung B

Die Betriebswellenlänge beträgt 3,2 cm.

Betriebsdaten								
Benennung	Symbol	Einheit	Daten					
Betriebsspannung	$U_0$	kV	6	7	8	9	10	11
normierte Strahlgeschwindigkeit	$\beta = \frac{v_0}{c}$	—	0,153	0,165	0,177	0,188	0,198	0,207
Teilwellenkonstante	$\frac{1}{A^2} \sum f_k^2$	—	0,363	0,355	0,356	0,357	0,363	0,362
Strahlbelastung	$G_B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	keine Angaben					
elektronische Steilheit	$S_e$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	keine Angaben					
Strahlbelastung am Eingang nach Derfler	$G$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	3,23	3,08	2,93	2,72	2,54	2,26
elektronische Verstimmung am Eingang nach Derfler	$B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	4,64	4,69	5,05	4,93	5,08	5,08
elektronische Steilheit am Eingang nach Derfler	$K$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	2,51	2,49	2,62	2,63	2,70	2,71
Strahlbelastung am Ausgang nach Derfler	$G$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	5,83	5,51	5,12	4,68	4,22	3,73
elektronische Verstimmung am Ausgang nach Derfler	$B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	8,37	8,40	8,82	8,48	8,44	8,40
elektronische Steilheit am Ausgang nach Derfler	$K$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	4,46	4,41	4,52	4,46	4,47	4,46
experimentelle Verstärkung	$v_{exp}$	db	7,5	10,3	11,2	13,0	13,8	14,7
theoretische Verstärkung	$v_{th}$	db	keine Angaben					
Verstärkung nach Derfler	$v_D$	db	23,0	23,1	23,6	23,7	24,1	24,2

Klystron Nr. 2

Im Wesentlichen handelt es sich bei dieser Röhre um eine abgeschmolzene Ausführung des Klystrons Nr. 1. Die Betriebswellenlänge ist ebenfalls 3,2 cm [8].

Daten der Resonatoren:

- Leerlaufleitwert des Eingangsresonators  $Y = 3,23 \cdot 10^{-6} [1/\Omega]$
- Leerlaufleitwert des Ausgangsresonators  $Y = 3,64 \cdot 10^{-6} [1/\Omega]$
- Eingangsimpedanz  $X_i = 1,25 \cdot 10^5 [\Omega]$
- Ausgangsimpedanz  $X_a = 0,36 \cdot 10^5 [\Omega]$

Masse von Klystron Nr. 2

Tabelle IIa

Masse in cm			
Elektronenstrahldurchmesser $2a$	Driftrohrdurchmesser $2b$	Driftrohrlänge = Resonatorabstand $l$	Klystronspaltbreite $d$
0,2	0,25	1,7	0,1

Klystron Nr. 3

Dieses Zweikreis-Klystron besitzt ähnlichen Aufbau wie das Klystron Nr. 1 und ist unter der Bezeichnung VX 3210 der GEC (General Electric Co., London) bekannt. Es liefert bei einer Betriebsspannung von 14 kV und bei einer Wellenlänge von 3,2 cm eine maximale Leistung von etwa 3 kW [10].

Daten der Resonatoren:

- Leerlaufleitwert:  $Y = 1,3 \cdot 10^{-6} [1/\Omega]$
- Eingangsimpedanz:  $X_i = 1,05 \cdot 10^5 [\Omega]$
- Ausgangsimpedanz:  $X_a = 0,50 \cdot 10^5 [\Omega]$

Masse von Klystron Nr. 3

Tabelle IIIa

Masse in cm			
Elektronenstrahldurchmesser $2a$	Driftrohrdurchmesser $2b$	Driftrohrlänge = Resonatorabstand $l$	Klystronspaltbreite $d$
0,3	0,3	1,71	0,1

Betriebsdaten von Klystron Nr. 3

Tabelle III b

Betriebsdaten			
Benennung	Symbol	Einheit	Daten
Betriebsspannung	$U_0$	kV	10
normierte Strahlgeschwindigkeit	$\beta = \frac{v_0}{c}$	—	0,198
Teilwellenkonstante	$\frac{1}{A^2} \sum f_k^2$	—	0,163
Strahlbelastung	$G_B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	keine Angaben
elektronische Steilheit	$S_e$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	keine Angaben
Strahlbelastung nach Derfler	$G$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	1,14
elektronische Verstimmung nach Derfler	$B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	2,36
elektronische Steilheit nach Derfler	$K$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	1,21
experimentelle Verstärkung	$v_{exp}$	db	13,4
theoretische Verstärkung	$v_{th}$	db	11,8
Verstärkung nach Derfler	$v_D$	db	21,3

Klystron Nr. 4

Dieses Zweikreis-Klystron für das 10-cm-Band liefert bei einer Betriebsspannung von 2 kV eine maximale Ausgangsleistung von etwa 20 W. Die Röhre ist der Sperry-Typ 410R. Bei dieser Röhre ist der Unterschied zwischen der experimentellen und der theoretischen Verstärkung nach Derfler nicht sehr gross, obwohl über den effektiven Resonanzwiderstand des angekoppelten Resonators keine Angaben verfügbar waren [1].

Daten der Resonatoren:

Leerlaufleitwert:  $Y = 7,5 \cdot 10^{-6}$  [1/Ω]  
 Eingangsimpedanz:  $X_i = 1,03 \cdot 10^5$  [Ω]  
 Ausgangsimpedanz:  $X_a = 0,40 \cdot 10^5$  [Ω]

Masse von Klystron Nr. 4

Tabelle IVa

Masse in cm			
Elektronenstrahldurchmesser $2a$	Driftrohdurchmesser $2b$	Driftrohrlänge = Resonatorabstand $l$	Klystronspaltbreite $d$
0,5	0,5	3,0	0,23

Betriebsdaten von Klystron Nr. 4

Tabelle IVb

Betriebsdaten			
Benennung	Symbol	Einheit	Daten
Betriebsspannung	$U_0$	kV	2,07
normierte Strahlgeschwindigkeit	$\beta = \frac{v_0}{c}$	—	0,09
Teilwellenkonstante	$\frac{1}{A^2} \sum f_k^2$	—	0,134
Strahlbelastung am Eingang	$G_B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	17,5
Strahlbelastung am Ausgang	$G_B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	14,5
elektronische Steilheit	$S_e$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	2,7
Strahlbelastung nach Derfler	$G$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	2,5
elektronische Verstimmung nach Derfler	$B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	2,02
elektronische Steilheit nach Derfler	$K$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	0,96
experimentelle Verstärkung	$v_{exp}$	db	14
theoretische Verstärkung	$v_{th}$	db	14
Verstärkung nach Derfler	$v_D$	db	16,9

Klystron Nr. 5

Aus dem Sperry-Klystron 410 R wurde unter Verwendung gleicher Resonatoren ein Dreikreis-Klystron für das 10-cm-Band gebaut, das etwa dem heutigen Sperry-Typ 2 K 35 entspricht. Hier ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sehr gut [1].

Daten der Resonatoren:

Leerlaufleitwert:  $Y = 7,5 \cdot 10^{-6}$  [1/Ω]  
 Eingangsimpedanz:  $X_i = 1,33 \cdot 10^5$  [Ω]  
 Impedanz des Mittelresonators:  $X_m = 0,57 \cdot 10^5$  [Ω]  
 Ausgangsimpedanz:  $X_a = 0,40 \cdot 10^5$  [Ω]

Masse von Klystron Nr. 5

Tabelle Va

Masse in cm				
Elektronenstrahldurchmesser $2a$	Driftrohdurchmesser $2b$	Driftrohrlänge der 1. Kaskade $l_1$	Driftrohrlänge der 2. Kaskade $l_2$	Klystronspaltbreite $d$
0,5	0,5	2,3	1,3	0,15

Betriebsdaten von Klystron Nr. 5

Tabelle Vb

Betriebsdaten			
Benennung	Symbol	Einheit	Daten
Betriebsspannung	$U_0$	kV	1,6
normierte Strahlgeschwindigkeit	$\beta = \frac{v_0}{c}$	—	0,079
Teilwellenkonstante	$\frac{1}{A^2} \sum f_k^2$	—	0,119
Strahlbelastung	$G_B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	keine Angaben
elektronische Steilheit der 1. Kaskade	$S_{e1}$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	2,16
elektronische Steilheit der 2. Kaskade	$S_{e2}$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	1,02
Strahlbelastung nach Derfler	$G$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	1,13
elektronische Verstimmung nach Derfler	$B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	1,59
elektronische Steilheit der 1. Kaskade nach Derfler	$K_1$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	0,775
elektronische Steilheit der 2. Kaskade nach Derfler	$K_2$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	0,452
experimentelle Verstärkung	$v_{exp}$	db	30
theoretische Verstärkung	$v_{th}$	db	30
Verstärkung nach Derfler	$v_D$	db	29,2

Klystron Nr. 6

Diese Röhre ist ein Fünfkreis-Klystron für das 3-cm-Band mit kapazitiv belasteten Resonatoren (sog. re-entrant-Typ). Bei einer Betriebsspannung von 1,6 kV beträgt die Ausgangsleistung einige Watt. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist sehr gut [9].

Daten der Resonatoren:

Leerlaufleitwert:  $Y = 10 \cdot 10^{-6}$  [1/Ω]  
 Eingangsimpedanz:  $X_i = 1 \cdot 10^5$  [Ω]  
 Impedanz der Mittelresonatoren:  $X_m = 1 \cdot 10^5$  [Ω]  
 Ausgangsimpedanz:  $X_a = 1 \cdot 10^5$  [Ω]

Masse von Klystron Nr. 6

Tabelle VIa

Masse in cm			
Elektronenstrahldurchmesser $2a$	Driftrohdurchmesser $2b$	Driftrohrlänge = Resonatorabstand $l$	Klystronspaltbreite $d$
0,067	0,1	0,63	0,05

Betriebsdaten			
Benennung	Symbol	Einheit	Daten
Betriebsspannung	$U_0$	kV	1,6
normierte Strahlgeschwindigkeit	$\beta = \frac{v_0}{c}$	—	0,079
Teilwellenkonstante	$\frac{1}{A^2} \sum f_k^2$	—	0,495
Strahlbelastung	$G_B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	3,0
elektronische Steilheit	$S_e$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	keine Angaben
Strahlbelastung nach Derfler	$G$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	2,35
elektronische Verstimmung nach Derfler	$B$	$1/\Omega \cdot 10^{-6}$	3,42
elektronische Steilheit nach Derfler	$K$	$1/\Omega \cdot 10^{-4}$	1,43
experimentelle Verstärkung	$v_{exp}$	db	81,6
theoretische Verstärkung nach Feenberg	$v_{th} F$	db	81,2
theoretische Verstärkung nach Ramo	$v_{th} R$	db	84,8
Verstärkung nach Derfler	$v_D$	db	81,9

### Zusammenfassung

Die Röhren Nr. 1...3 zeigen einen sehr grossen Unterschied zwischen theoretischer und experimenteller Verstärkung, während bei den Klystrons 4...6 die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sehr gut ist.

Der Grund für die Diskrepanz bei den ersten drei Röhren kann nur vermutet werden. Die Derflersche Theorie nimmt an, dass dem Strahl am Eingangsspalt die Modulationsleistung von einer starken Quelle aufgedrückt werde. Da über die experimentelle Anordnung in den Literaturstellen nichts ausgesagt worden ist, bleibt die Frage offen, ob die gesamte gemessene Eingangsleistung wirklich zur Strahlmodulation verwendet wird. Die Vermutung, dass dies nicht der Fall ist, liegt nahe, da die gemessene Verstär-

kung kleiner war als die von der Theorie verlangte. Ein anderer Grund könnte in einer falschen Abschätzung des belasteten Resonatorwiderstandes liegen, schliesslich wäre es denkbar, dass die Derflersche Theorie, die für Klystrons mit mehr als zwei Resonatoren bessere Resultate liefert als für Zweikreis-Röhren, noch einer Korrektur bedarf, welche eine u. U. zwischen Ausgangsresonatorspalt und Auffänger-elektrode vorliegende stehende Welle und ihren Einfluss auf die Spannung über dem Ausgangsspalt berücksichtigt.

### Literatur

- [1] Hamilton, D. R., J. K. Knipp und J. B. Horner Kuper: Klystrons and Microwave Triodes. MIT Radiation Laboratory Series Bd. 7. New York: McGraw-Hill 1948.
- [2] Beck, A. H. W.: Velocity-Modulated Thermionic Tubes. Cambridge: Univ. Press 1948.  
Beck, A. H. W.: Space-Charge Waves and Slow Electromagnetic Waves. London: Pergamon 1958.
- [3] Derfler, H.: Zur Theorie der Elektronenstrahlröhren mit periodischem Aufbau. Mitt. aus dem Inst. für Hochfrequenztechnik an der ETH in Zürich, Nr. 19. Zürich: Leemann 1954.
- [4] Madelung, E.: Die mathematischen Methoden des Physikers. 5. Aufl. Berlin: Springer 1953. S. 109.
- [5] Beck, A. H. W.: Space-Charge Waves and Slow Electromagnetic Waves. London: Pergamon 1958.
- [6] Derfler, H.: Plasma-Waves in Finite Electron Beams and their Interaction with Field Waves. Travaux du Congrès International «Tubes Hyperfréquences», Paris, 29. Mai bis 2. Juni 1956. Vortrag 4.1.01. Bd. 1, S. 326...336.
- [7] Lawson, J. D., R. S. Barton, T. F. Gubbins, W. Millar und P. S. Rogers: The Design and Performance of a High Power Demountable Klystron Amplifier for X-Band. J. Electronics Bd. 1 (1955/56), Nr. 3, S. 333...354.
- [8] Cockroft, H. S. und J. R. Pickin: X-Band Klystrons for High Power C. W. Operation. J. Electronics Bd. 1(1955/56), Nr. 4, S. 359...372.
- [9] Chalk, G. O., B. W. Manley und V. J. Norris: A Five Cavity X-Band Klystron Amplifier. J. Electronics Bd. 2(1956/57), Nr. 1, S. 50...64.
- [10] Newton, R. H. C., B. B. Dyott, W. H. Aldons und W. E. Rowlands: A High Power X-Band CW Klystron Amplifier. Travaux du Congrès International «Tubes Hyperfréquences», Paris, 29. Mai bis 2. Juni 1956. Vortrag 3.02. Bd. 1, S. 247...261.

### Adresse des Autors:

H. Hagger, Dipl. Ingenieur, Institut für Hochfrequenztechnik an der ETH, Sternwartstrasse 7, Zürich 6.

## Parametric Circuits at Low Frequencies Using Ferrites and Thin Magnetic Films

By A. Brändli, Syracuse

621.375.9.029.6+621.314.26+621.373

### 1. Introduction

In recent years parametric devices have received considerable attention. This is particularly true of the voltage-controlled capacitance in the form of the back-biased semiconductor diode since it permits low noise amplification at high frequencies. Parametric operation can also be obtained with a variable inductance device such as a coil wound on ferrite material having a nonlinear  $B-H$  characteristic. The main advantage of ferrites over diodes is their greater immunity to nuclear radiation [1; 2]<sup>1)</sup>. This property is important in applications associated with space vehicles, etc.

Other applications of nonlinear ferrites are in the computer area, where ferrite devices (such as the "parametron") are used as parametric subharmonic oscillators.

At the present time work is being done in the field of thin magnetic films. Due to the special method of deposition, namely in the presence of a dc magnetic field, these films show anisotropic properties which make them suitable for applications in the parametric area. The frequency limit of operation is expected to be in the UHF region.

### 2. Parametric Operation and Related Circuits

#### 2.1 Parametric Operation in general

In order to obtain parametric operation, namely subharmonic oscillation or frequency conversion or amplification,

<sup>1)</sup> Refer to the Bibliography at the end of the article.