

H.W. König: Zur Theorie der Laufzeitröhren: Lineare  
Eigenschaften.

I. Allgemeines.

Die Probleme der Röhrenforschung, welche einer theoretischen Behandlung zugänglich sind, lassen sich in zwei Gruppen unterteilen. Die erste Gruppe bezieht sich auf das Studium der linearen Zusammenhänge zwischen Wechselströmen und Wechselspannungen; die zweite Gruppe umfasst alle Probleme, welche den nichtlinearen Eigenschaften entspringen. Zu ihr gehören alle Fragen, welche sich auf Wirkungsgradbetrachtungen oder Frequenzvervielfachung beziehen.

Im Gegensatz zu den mit verschwindend kleinen Laufwinkeln arbeitenden Röhrenanordnungen, bei denen die Untersuchung der linearen Eigenschaften den Ausgangspunkt gebildet hat, ging die Forschung auf dem Gebiet der Laufzeitröhren nahezu die umgekehrte Richtung. Mit Vordringen in das Gebiet der kürzesten Wellen und der damit fortschreitenden Annäherung an die prinzipiellen Grenzen, verschiebt sich jedoch der Schwerpunkt immer mehr zu Gunsten der Erforschung der linearen Eigenschaften. Darüber hinaus aber zeigt sich, daß die aus linearen Betrachtungen gewonnenen Bemessungsvorschriften mit den bei günstigstem Wirkungsgrad experimentell festgestellten Daten noch eine recht gute Übereinstimmung ergeben.

Die Theorie der linearen Eigenschaften, unter Berücksichtigung der Raumladungserscheinungen in einer Darstellungsform, in der praktisch alle Röhrenanordnungen als Spezialfälle enthalten sind, kann als abgeschlossen betrachtet werden. Ihre konsequente Durchführung ist allerdings nur möglich unter Verzicht auf eine althergebrachte Betrachtungsweise, bei welcher der Arbeitspunkt einer Röhre durch die Elektrodenabstände und Gleichspannungen festgelegt wird. An Stelle dieser unabhängig Veränderlichen müssen die Laufwinkel und Feldstärken gesetzt werden.

Der Arbeitspunkt.

Da bekanntlich die Feldstärke eine lineare Funktion des Laufwinkels ist, wird der Feldverlauf im stationären Zustand durch untereinander parallele Geradenstücke dargestellt, deren gegenseitige



Neben den oben eingeführten und als unabhängig Veränderlichen zu betrachtenden Größen erweisen sich - wie an späterer Stelle gezeigt wird - geeignete Kombinationen aus ihnen als sehr nützlich, welche den Feldstärkesprung an der Trennungsebene zweier Hochfrequenzkammern in Beziehung setzen zu der an dieser Stelle herrschenden Geschwindigkeit. Es sind dies die "Raumladungsfaktoren"

$$g_{13}^* = \frac{F_{13} - F_{31}}{u_{13}} \quad (4)$$

und

$$g_{32}^* = \frac{F_{32} - F_{23}}{u_{32}}$$

Die Doppelindizes kennzeichnen die Trennungsebene; der erste von ihnen gibt die Nummer der Kammer, auf die sich die Feldstärke bezieht. Aus Bild 1 entnimmt man unmittelbar die Beziehungen

$$\begin{aligned} F_{13} &= \frac{2}{w_0^2} (\alpha_1 + w_1) \\ F_{31} &= \frac{2}{w_0^2} \cdot \alpha_3 \\ F_{32} &= \frac{2}{w_0^2} (\alpha_3 + w_3) \\ F_{23} &= \frac{2}{w_0^2} \cdot \alpha_2 \end{aligned} \quad (5)$$

In dem besonderen Fall gleicher Potentiale an allen Trennungsebenen ergibt sich (Bild 2)

$$u_{13} = u_{31} = 1$$

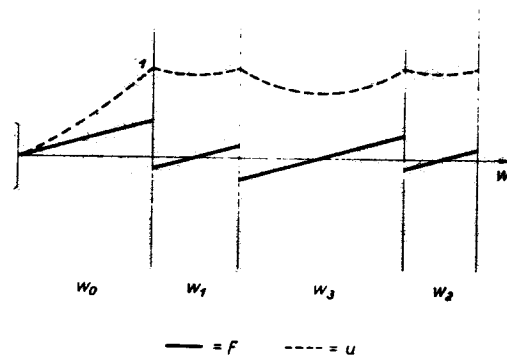
$$\alpha_1 = -\frac{w_1}{2}; \quad \alpha_3 = -\frac{w_3}{2}; \quad \alpha_2 = -\frac{w_2}{2}$$

und

$$g_{13}^* = \frac{w_1 + w_3}{w_0^2}; \quad g_{32}^* = \frac{w_2 + w_3}{w_0^2} \quad (6)$$

Bei gleich großen Laufwinkeln in der Steuer- und Auskoppelstrecke ( $w_1 = w_2 = w$ ) werden beide Raumladungsfaktoren einander gleich

$$g^* = g_{13}^* = g_{32}^* = \frac{w + w_3}{w_0^2} \quad (6a)$$



Arbeitspunkt bei gleichen Potentialen

Bild 2

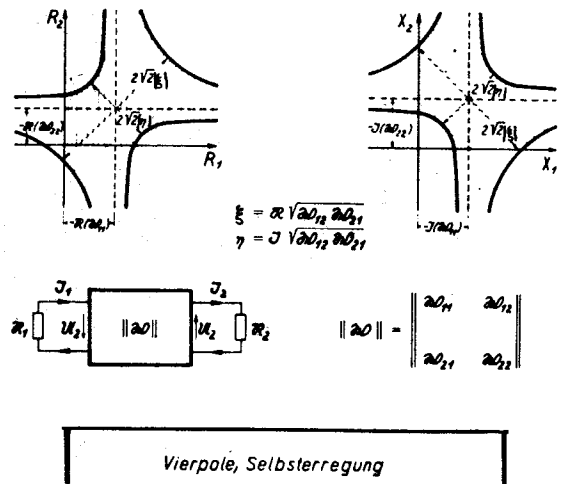
### III. Selbsterregung linearer Vierpole.

Die Untersuchung des Wechselstromverhaltens eines jeden Zweikreissystems führt auf zwei lineare Beziehungen der Form

$$\begin{aligned} U_1 &= M_{11} J_1 + M_{12} J_2 \\ U_2 &= M_{21} J_1 + M_{22} J_2, \end{aligned}$$

wobei unter  $U_1, U_2$  die Wechselspannungen, unter  $J_1$  und  $J_2$  die Wechselströme in den beiden Kreisen, bezogen auf 1 cm<sup>2</sup> Strömungsquerschnitt zu verstehen sind. Die Orientierung der Spannungen und Ströme sei nach Bild 3 so vorgenommen, daß in der Hauptdiagonale der Widerstandsmatrix die Leerlaufwiderstände, in der Nebendiagonale die negativen Kernwiderstände erscheinen. Der Kernwiderstand  $-W_{12}$  ergibt das Maß der vom Kreis 2 auf den Kreis 1 ausgeübten Rückwirkung, der Kernwiderstand  $-W_{21}$  kennzeichnet die Einwirkung des Kreises 1 auf den Kreis 2, hervorgerufen durch die Influenzwirkung der Elektronen. Die Leer-

laufwiderstände  $W_{11}$  und  $W_{22}$  stimmen in erster Näherung mit den kapazitiven Blindwiderständen der beiden Kreise überein. Jede Belastung des Vierpoles mit zwei äußeren Widerständen  $R_1 = r_1 + jX_1^*$  und  $R_2 = r_2 + jX_2^*$ , deren Wirk- bzw. Blindanteile einen Punkt innerhalb der schraffierten Bereiche



ergeben, führt zur Selbsterregung. Die Begrenzung der Selbsterregungsbereiche erfolgt durch zwei gleichseitige Hyperbeln, deren Scheitelabstände durch das Produkt der beiden Kernwiderstände gegeben sind. Verschwindet also die Rückwirkung  $W_{12}$ , eine Annahme, die wir der Einfachheit halber für alle Betrachtungen aufrecht erhalten wollen, so schrumpft der Bereich auf das Achsensystem der Hyperbeln zusammen, dessen Nullpunkt Abstand von den Leerlaufwiderständen abhängig ist. Durch Reihenschaltung mit einem geeigneten Reaktanzvierpol (Rückkopplungsschleife) entsteht ein neuer Vierpol,

Bild 3

Vierpol, dessen Rückwirkung nicht mehr verschwindet, Sein Selbsterregungsbereich wird wieder durch Hyperbeln wie in Bild 3 begrenzt. Seine größte Ausdehnung in  $|\varphi|$ -Richtung ist nach Bild 4 proportional dem Absolutwert des Kernwiderstandes in Vorwärtsrichtung. Der zu dieser optimalen Einstellung gehörige Wert der Gegeninduktanz  $M$  ist umgekehrt proportional dem Imaginärteil von  $W_{21}$  und nimmt daher praktisch nicht mehr herstellbare Werte an, wenn ein großer Wert von  $|W_{21}|$  mit großem Wirk-, aber nahezu verschwindendem Blindanteil angestrebt werden würde.

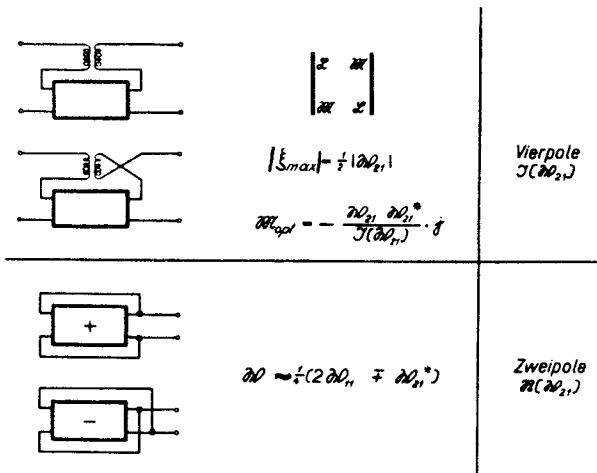


Bild 4

Aus diesem Grunde ist die Herstellung des optimalen Selbsterregungsbereiches bei Benützung einer Schleifenrückkopplung im allgemeinen nur bei maximalem Blindanteil möglich.

Wird der Vierpol gleich oder gegenphasig mit der vollen Spannung rückgekoppelt, so entsteht aus ihm ein Zweipol, dessen optimaler negativer Widerstand dann erreicht wird, wenn der Realteil von  $W_{21}$  absolut genommen sein Maximum erreicht. Bei der Stromrückkopplung muß also der Absolutwert des Imaginärteils, bei der Spannungsrückkopplung der des Realteils von  $W_{21}$  möglichst groß sein.

In Bild 5 wird gezeigt, wie sich der Selbsterregungsbereich in Richtung  $|\varphi|$  bzw.  $|\eta|$  deformiert, wenn die Gegeninduktanz, als Parameter betrachtet, Veränderungen beiderlei Vorzeichens unterworfen wird. In allen Fällen, bei denen der Absolutwert von  $W_{21}$  dieselbe Größenordnung zeigt wie sein Realteil, kann unter Umständen mit "richtiger" und "falscher" Rückkopplung Selbsterregung erreicht werden, eine Erscheinung, die beim Klystron häufig beobachtet werden kann. Zum Vergleich ist nebenan die entsprechende Kurve für eine Triode gezeigt, bei der in Kathodenbasisschaltung mit "falscher" Rückkopplung nur eine Einengung des Selbsterregungsbereiches in  $|\varphi|$ -Richtung eintreten kann.

#### IV. Ordnungszahl der Zweikreis - Dreikammersysteme.

Die Vierpolkonstanten  $W_{11}; W_{12} = 0; W_{21}; W_{22}$  sind bei Laufzeitröhren in allen Fällen eindeutig definierte Funktionen des Arbeitspunktes

Arbeitspunktes in dem eingangs festgelegten Sinne. Seine Veränderung bewirkt daher sowohl eine Deformation des Selbsterregungsbereiches nach Bild 3, als auch eine Verschiebung der Hyperbelasymptoten infolge der damit verbundenen Änderung von  $W_{11}$  und  $W_{12}$ .

Wir werden uns zur Vereinfachung der Darstellung auf den Einfluß des Kernwiderstandes beschränken und weiterhin gleiche Laufwinkel innerhalb der beiden Kreise voraussetzen,  $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ .

Für die vier betrachteten Rückkopplungsmöglichkeiten nach Bild 4 liefert die Laufkammer dann den größten Beitrag zur Erhöhung des Kernwiderstandes, wenn die Beziehung

$$\psi_1 + \psi_3 = \mu \cdot \frac{\pi}{2} \quad (7)$$

besteht. Bei den Vierpolen (Bild 6) hat die Ordnungszahl  $m$  die Form  $4n$  bzw.  $4n + 2$ , bei den Zweipolen die Gestalt  $4n + 1$  bzw.  $4n + 3$ . In beiden Fällen ist der für die Ausdehnung des Selbsterregungsbereiches maßgebende Kernwiderstand  $-W_{21}$  proportional der Ordnungszahl  $m$ , wenn der optimale Zustand nach Gl (7) für die Laufkammer hergestellt ist. Da nun der Kernwiderstand außerdem proportional der Stromdichte  $I_0$  ist, hat man grundsätzlich zwei Möglichkeiten, um ihm die zur Anfachung notwendige Größe zu erteilen; Herstellung hoher Stromdichte, eventuell durch Anwendung elektronen-optischer Hilfsmittel, und Benutzung hoher Ordnungszahl. Die beiden Magnetfeldröhren des Gegners, welche bekanntlich in ihrer besonderen Bauweise als zwei ineinander verzahnte Gruppen von Zweikreissystemen aufgefasst werden können, arbeiten mit Spannungen, die bei 9,3 und

3,4 cm Wellenlänge mit großer Genauigkeit die Ordnungszahl 2 ergeben; die Summe der Laufwinkel aus Steuerstrecke und Laufstrecke ergibt hier den Wert  $\pi$ . Werden beim Heilschen Generator mit der Ordnungszahl  $4n + 1$  die Elektronen in der Mitte des Laufraumes bis auf Null abgebremst und das ganze System um diese Ebene gespiegelt, dann erhält man den Reflexionsgenerator. Dabei ist aber zu bedenken, daß nach der Spiegelung die rascheren Elektronen später, die langsameren früher zum zweiten Mal in die Steuerstrecke eintreten. Durch die Elektronenspiegelung erfolgt also ein Phasensprung um  $\pi$ , die Ordnungszahl

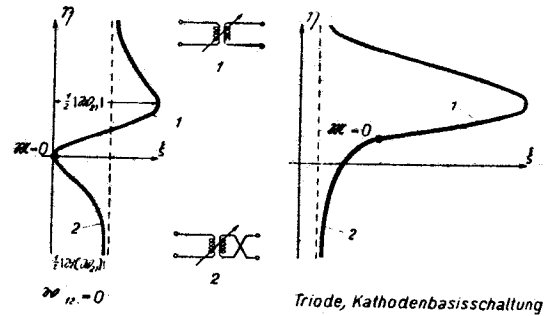


Bild 5

$m$			Ausführungsbeispiele	$\omega_{21} \sim$	Bezeichnung
$4n$				Vierpole	Blindanteil
$4n+2$					Wirkanteil
$4n+1$				Zweipole	Wirkanteil
$4n+3$					Blindanteil
$4n+1$ $\pm(2)$					Reflexionsgenerator

Großte Wirkung des Laufraumes für  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ :  $\omega + \omega_3 = m \cdot \frac{\pi}{2}$

Bild 6

ändert

ändert sich um zwei Einheiten; sie erhält also die Gestalt  $4n + 3$ . Die erste Nachbaröhre dieser Art wurde mit hoher Ordnungszahl ( $m = 23$ ) ausgeführt und ergab bei einer Spannung von 1400 Volt und einer Wellenlänge von rund 4 cm bereits ein auffallend stabiles Schwinggebiet. 1)

1) Nachträglicher Zusatz zum Vortrag:

Inzwischen wurden weitere Röhren mit nachgebauten Originalteilen hergestellt und dabei der Einfluß des Laufwinkels  $w_3$  experimentell untersucht. Beim Unterschreiten einer gewissen Grenze konnte nur noch eine Anfachung in der Grundwelle ( $\lambda = 6,4$  cm) erreicht werden, wie nach der Theorie zu erwarten war. Die gemessene Wellenlänge der mit genügend hoher Ordnungszahl betriebenen Röhren liegt bei rund 3,2 cm Wellenlänge in Oberschwingung, bei 6,4 cm in Grundschiwingung. Für das Wellengebiet um 3,2 cm wurden bis jetzt drei Schwingbereiche festgestellt und zwar zwischen 900 und 1100 Volt, 1300 und 1800 Volt bzw. zwischen 2100 und 2500 Volt.

Bei dem neuerdings aufgefundenen Empfangsoszillator amerikanischer Herkunft in Stahlausführung wird die zur Schwingungsanfachung notwendige Größe des Kernwiderstandes im Gegensatz zu der britischen Ausführung im wesentlichen durch hohe Ordnungszahl erreicht, die nach rohen Schätzungen zwischen 50 und 100 liegen dürfte.

Außerdem wird die Laufwinkelabhängigkeit des Leerlaufwiderstandes  $W_{11}$  zur elektrischen Feinabstimmung des Oszillators verwendet. Bei dem benutzten Arbeitspunkt  $\mu = \hat{\mu}$  ist nach den bisher vorliegenden, unvollständigen Angaben mit einer Änderungsmöglichkeit der Eigenfrequenz von wenigstens einigen MHz zu rechnen, ohne daß dabei eine bemerkenswerte Abnahme des zur Anfachung notwendigen Wirkanteiles von  $\eta_{21}^*$  (Bild 4) hervorgerufen wird. Man hat zu diesem Zweck die Gleichspannungen so zu verändern, daß in Gl (7) die Summe der beiden Laufwinkel erhalten bleibt. Die Oszillatorröhre ist gleichzeitig Reaktanzröhre.

V. Raumladungsfaktor und Kernwiderstand.

Der Kernwiderstand  $w_{21}$ , welcher für die Influenzwirkung im Kreis 2 verantwortlich ist, hat für den besonderen Fall, daß keine Gleichspannungen zwischen den Hochfrequenz-Elektroden liegen ( $U_1 = U_3 = U_2 = 0$ ), und die Laufwinkel in Steuer- und Auskoppelstrecke gleich groß sind, die Gestalt

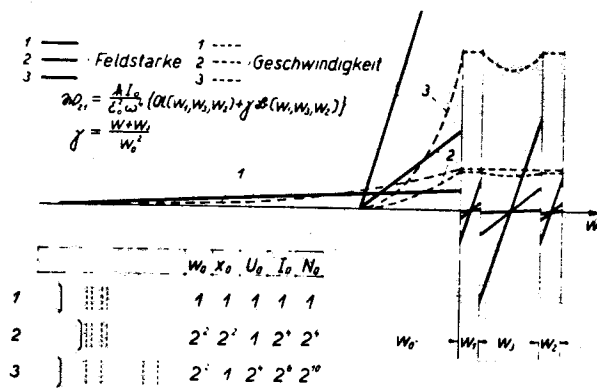
$$w_{21} = \frac{k \sqrt{I_0}}{\epsilon_0^2 \omega^4} \left\{ A(w_1, w_3, w_2) + \gamma \mathcal{L}(w_1, w_3, w_2) \right\}, \quad (8)$$

wobei A und  $\mathcal{L}$  Funktionen der Laufwinkel in den Hochfrequenz-Kammern sind. Bei verschwindend kleinem Wert des Raumladungsfaktors wird die Laufwinkelabhängigkeit des Kernwiderstandes ausschließlich durch die Funktion A gegeben; der Kernwiderstand nimmt proportional mit der Stromdichte  $I_0$  zu. Die Funktion A liefert den durch die "Phasenfokussierung" hervorgerufenen Beitrag zum Kernwiderstand. Die Größenbeziehung, welche diesen Zustand kennzeichnet, ist nach Gl. (6a) gegeben durch

$$w_0^2 \gg w + w_3. \quad (9)$$

Die Einteilung nach der Ordnungszahl m in Bild 6 ist unter dieser Annahme vorgenommen.

Wird nun die Stromdichte durch Anwenden elektronen-optischer Hilfsmittel, Verkleinerung des Kathodenabstandes oder durch Spannungserhöhung gesteigert, dann nimmt  $w_0$  ab, bis schließlich die Größenbeziehung (9) nicht mehr besteht und damit  $\gamma \mathcal{L}$  nicht mehr gegen A vernachlässigt werden kann.



Laufzeitrohren, Raumladungsfaktor für  $U_1 = U_3 = U_2 = 0$

Bild 7



In Bild 7 ist der absolute Feld- und Geschwindigkeitsverlauf d.h.  $E$  und  $v$  einer Röhre dargestellt (Kurven 1), bei der die Laufwinkel der Reihe nach die Werte  $2\pi, \pi, 3\pi, \pi$  besitzen. Wird nun der Laufwinkel  $w_0$  von  $2\pi$  auf  $\pi$  verkleinert, so erhält man den mit 2 bzw. 3 bezeichneten Verlauf. Im ersten Fall ist die Verkleinerung von  $w_0$  bei festgehaltener Gleichspannung durch Verkleinerung des Kathodenabstandes  $x_0$  auf  $\frac{1}{2}$  oder durch elektronenoptische Strahlkonzentration auf  $\frac{1}{2^2}$  des ursprünglichen Querschnittes hervorgerufen, im zweiten Fall durch Steigerung der Gleichspannung  $U_0$  um den Faktor  $2^4$  bei festem Kathodenabstand. Die Gleichstromleistung  $N_0$  steigt einmal auf das  $2^4$ -fache, das andere Mal auf das  $2^{10}$ -fache an. Der Raumladungsfaktor hat bei der Ausgangsröhre 1 einen Wert von rund 0,3 % und steigt bei der vorausgesetzten Verkleinerung von  $w_0$  in beiden Fällen auf 5 % an.

Nun haben  $\alpha$  und  $\mathcal{L}$  ausnahmslos entgegengesetzte Richtung, so daß eine teilweise Kompensation hervorgerufen wird, die umso größer ist, je kleiner  $w_0$  wird. Diese Erscheinung wird häufig als Defokussierung in longitudinaler Richtung bezeichnet.

Besonders einfach liegt der in Bild 8 dargestellte Fall. Hier ist keine Laufkammer vorhanden ( $z_3 = 0$ ) und der Laufwinkel der Steuerstrecke  $w_1$  ist zu  $2\pi$  angenommen. In dem Diagramm sind die Ortskurven von  $\alpha$  und  $\mathcal{L}$  mit  $w_2$  als Parameter eingetragen. Bei  $w_2 = \pi$  erreicht  $\alpha$  seinen absolut größten Wert und ist rein imaginär. Bei diesem Arbeitspunkt ist

$$\alpha(2\pi; 0; \pi) = 4\pi j'$$

und  $\mathcal{L}(2\pi; 0; \pi) = -4\pi - 2\pi^2 j'$ .

Wenn wieder alle Hochfrequenzelektroden dieselbe Gleichspannung führen, hat der Raumladungsfaktor den Wert

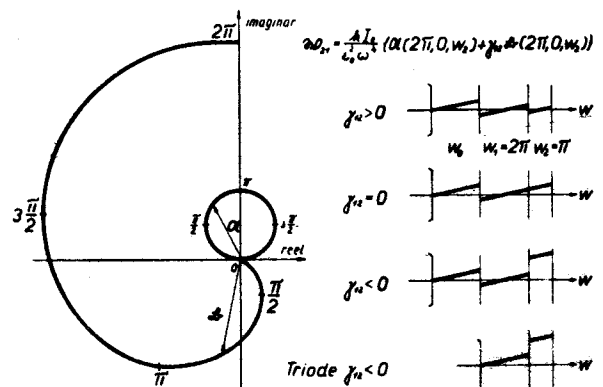
$$g_{12} = \frac{3\pi}{2\pi^2 l}$$

Mit abnehmendem  $w_0$  wird also der Blindanteil von  $\alpha + g_{12}\mathcal{L}$  verkleinert und würde bei

$$w_0 = \pi \sqrt{\frac{3}{2}}$$

gerade verschwinden. An dieser Stelle hätte aber das Geschwindigkeitsminimum innerhalb der Steuerstrecke den Wert  $1/3$  erreicht, also den instabilen Wert von  $1/2$  bereits unterschritten <sup>1)</sup>. Die Verkleinerung von  $w_0$  darf daher nur bis zu dem an die Stabilitätsgrenze führenden Wert

erfolgen.  $w_0 = \pi \sqrt{2}$



Laufzeitrohren, Raumladungsfaktor für  $w_2 = 0$

Bild 8

Bevor also eine vollständige Kompensation des Blindanteiles von  $\mathcal{A}$  eintritt, bildet sich innerhalb der Steuerstrecke sprunghaft eine virtuelle Kathode aus. Der Effekt der Phasenfokussierung wird also bei Erreichen der Stabilitätsgrenze von  $4\tilde{\pi}j'$  auf  $\tilde{\pi}j'$  herabgedrückt.

Vermeidet man hingegen den Feldstärkesprung an der Trennungsebene zwischen beiden Hochfrequenzkammern durch Einführung von Beschleunigungsspannungen geeigneter Größe, so verschwindet  $g_{12}$  nach Bild 8; eine Kompensation des Termes  $\mathcal{A}$  durch  $g_{12} \mathcal{L}$  erfolgt nicht. Durch Vorzeichenumkehr des Feldstärkesprunges wechselt  $g_{12}$  das Zeichen und der Raumladungsterm  $g_{12} \mathcal{L}$  liefert noch einen zusätzlichen Beitrag zu  $\mathcal{A}$ . In diesem Fall ( $g_{12} < 0$ ) kann  $w_0$  beliebig verkleinert werden, und man gelangt schließlich zu einer Anordnung, welche, abgesehen von der absoluten Größe der Laufwinkel, in die Triode bei Gitterbasis-schaltung übergeht.

Der Übergang von der raumladungsgesteuerten Verstärker-röhre zur Laufzeitröhre mit Phasenfokussierung ist immer dadurch gekennzeichnet, daß in einem Fall der Term  $g_{12} \mathcal{L}$ , im anderen Fall der Term  $\mathcal{A}$  den ausschlaggebenden Anteil für den Kernwiderstand ergibt. Während die Abnahme der Leistungsfähigkeit der Triode mit Verkürzung der Wellenlänge auf die Kompensation von  $g_{12} \mathcal{L}$  durch  $\mathcal{A}$  zurückzuführen ist, wird die Leistungsverminderung der mit Phasenfokussierung arbeitenden Laufzeitröhre mit zunehmender Stromdichte durch Kompensation von  $\mathcal{A}$  durch  $g_{12} \mathcal{L}$  hervorgerufen.

1) H. Rethe - W. Kleen, Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren (1940) S. 29.

Schlußbemerkung.

-----

Die wenigen Punkte, die aus Gründen der zeitlichen Beschränkung herausgeriffen werden konnten, sollten zeigen, wie sich das physikalisch Gemeinsame offenbart, das sämtliche Röhrenanordnungen wie ein roter Faden durchzieht. So ungewohnt und unanschaulich zunächst die hierbei benützte Betrachtungsweise auch erscheinen mag, sie führt uns den einzigen Weg, um Zusammenhänge zu überblicken, die man sonst nur recht unklar zu erkennen vermag.

Man befindet sich hier etwa in derselben Lage wie in der Differentialgeometrie, wo man an manchen Stellen die gewohnte koordinatenmässige Darstellung von Kurven verlässt und zu der natürlichen Gleichung übergeht, die in einer Beziehung zwischen Krümmungsradius und Bogenlänge besteht. Die Gleichung der Kardiode erscheint dann beispielsweise in der einfachen Gestalt :

$$\rho^2 + \rho'^2 = 1.$$

Diese Darstellungsform ist nicht mehr gebunden an ein bestimmtes Koordinatensystem, sondern enthält nur noch unmittelbar geometrisch charakteristische Größen.

Der natürliche Charakter einer Darstellungsform offenbart sich am eindeutigsten immer in der Einfachheit, mit der physikalisch komplizierte Zusammenhänge formelmässig zum Ausdruck gebracht werden können.