

G. Goubau:

Verstärkerprinzip mit transversaler Elektronensteuerung.

Der Gedanke, die transversale Steuerung eines Elektronenstrahles, wie sie in einer Braunschen Röhre vorliegt, für eine Verstärker- röhre auszunutzen, ist schon sehr alt. Wenn wir ihn trotzdem wie- der aufgegriffen haben, so sind dafür zwei Gründe maßgebend: Einmal ist die Technik der Elektronenoptik, die hierbei eine we- sentliche Rolle spielt, so weit fortgeschritten, daß dieses Ver- stärkerprinzip heute eine größere Aussicht auf Erfolg hat als früher. Zum anderen erscheint die transversale Steuerung bei An- wendung eines entsprechenden Ablenksystems geeignet zu sein, um Verstärker röhren im cm-Wellenbereich zu konstruieren, in dem die raumladungsgesteuerten Röhren versagen.

Den prinzipiellen Aufbau eines solchen Verstärkers soll Bild 1 veranschaulichen. Die von einer Kathode ausgehenden Elektronen werden durch eine Anode beschleunigt. In dieser befindet sich ein schlitzförmiger Spalt, durch den ein Teil der Elektronen hindurch- treten kann. Die Spaltöffnung wird durch irgendwelche elektronen- optischen Einrichtungen auf eine Schneide, die parallel zum Spalt liegt, abgebildet. Wird nun der Elektronenstrahl durch ein elek- trisches Wechselfeld senkrecht zur Schneide abgelenkt, so werden periodisch mehr oder weniger Elektronen von der Schneide abge- fangen, so daß hinter dieser ein dichtemodulierter E-Strahl auf- tritt. Dieser kann beispielsweise einen Topfkreis anregen, wenn er durch dessen Kondensator hindurchströmt. Die seitliche Verschie- bung δs des E-Strahles ist proportional der Spannungsänderung δU am Ablenkkondensator (P). Die hinter der Schneide entstehende Strom- änderung beträgt dann:

$$\delta I = \alpha \cdot y \cdot l \cdot \delta s,$$

wobei y die Stromdichte des E-Strahles, l die Länge des Spaltbildes auf der Schneide bedeutet. Wenn wir zur Kennzeichnung der Verstär- kung das Verhältnis der Stromänderung zur Spannungsänderung am Steuerkondensator, d.h. also die Steilheit einführen, so wird diese:

$$S = \mu \cdot y \cdot l.$$

Wir sehen also, daß die Steilheit nur von der Stromdichte und nicht vom Gesamtstrom abhängt, während bekanntlich bei den normalen Röhren die Steilheit im wesentlichen proportional dem Emissionsstrom wächst. Da das Röhrenrauschen immer vom Gesamtstrom abhängt, folgt, daß bei der transversalen Steuerung des E-Strahles Verstärkung und Rauschen voneinander unabhängig sind, denn es ist grundsätzlich möglich, eine vorgegebene Stromdichte bei beliebig kleinem Gesamtstrom herzustellen. Es ist dann nur eine Frage der elektronenoptischen Abbildung, wie gering man die Spaltbreite machen kann, ohne eine merkliche Verringerung der Stromdichte durch die Abbildungsfehler zu erhalten.

Man könnte einwenden, daß bei einer so hoch getriebenen elektronenoptischen Abbildung der Strahl bei geringsten magnetischen Streufeldern von der Schneide abgelenkt wird, so daß entweder alle Elektronen auf die Schneide oder in den Topfkreis treffen. Aber hier läßt sich eine ganz einfache Stabilisierung des Strahles bewerkstelligen: Man läßt den Stromanteil, der auf die Schneide oder auf den Topfkreis auftrifft, über einen Widerstand fließen. Der dabei entstehende Spannungsabfall wird an einen Ablenkkondensator gelegt und zwar in dem Sinne, daß die bei einer Strahlverschiebung entstehende Stromänderung durch die Ablenkung wieder rückgängig gemacht wird. Aber dies nur nebenbei.

Wir haben noch eine wesentliche Frage zu erörtern, nämlich die: Wie soll der Strahl ausgelenkt werden, damit die Anordnung noch bei sehr hohen Frequenzen arbeitet? Wir wissen ja, daß eine Braunsche Röhre im Bereich der dm-Wellen versagt, weil die Laufzeit der Elektronen im Ablenkkondensator nicht mehr klein gegenüber der Periodendauer ist. Um die Anordnung für die kurzen Wellen verwendbar zu machen, soll nun ein Ablenkensystem verwendet werden, wie es in Bild 2 dargestellt ist. Es besteht aus einem Schwingungskreis mit zwei rohrförmigen Hohlräumen, die als Induktivität wirken, und die durch Stege miteinander verbunden sind. Die beiden so entstehenden "Leitern" stellen die Schwingkreiskapazität dar. Die Grundschiwingung eines solchen Kreises hängt in erster Näherung nur von den Querschnittabmessungen, nicht aber von der Länge ab. Der Elektronenstrahl soll nun in der eingezeichneten Pfeilrichtung durch den Kondensator hindurch gehen. Der Verlauf des Feldes in der Achse des Kondensators, also in der Strömungsrichtung des Elektronenstrahles, hat einen ungefähren Verlauf, wie er aus dem

folgenden Bild 3 zu ersehen ist. Das Feld steigt zunächst am Rande des Kondensators irgendwie an und ändert sich dann örtlich periodisch, wobei der Abstand zweier Maxima bzw. Minima dem Sprossenabstand der beiden "Leitern" entspricht. Die Geschwindigkeit der Elektronen wird nun so eingerichtet, daß sie zum Durchlaufen einer Strecke, die dem Abstand zweier Maxima oder Minima entspricht, gerade eine Schwingungsperiode benötigen. Betrachten wir ein Elektron, das sich an Ort des ersten Maximums befindet, wenn die obere Platte ihren höchsten positiven und die untere ihren höchsten negativen Spannungswert hat. Das Elektron erhält dann einen Impuls von unten nach oben. Während es an den Ort des Minimums gelangt, hat sich gerade die Spannung umgekehrt. Es erhält einen Impuls nach der entgegengesetzten Richtung, der aber kleiner ist, als der vorhergehende. Nach der nächsten Halbperiode wird das Elektron stärker nach oben abgelenkt u.s.f. Die Ablenkungen, die das Elektron durch die Welligkeit des Feldes von Steg zu Steg erhält, addieren sich also und man könnte sie - jedenfalls theoretisch - durch entsprechend große Länge des Ablenkensystems beliebig groß machen. Praktisch wird jedoch eine Grenze dadurch gesetzt, daß jede Verlängerung der Elektronenbahn die Abbildungsgüte herabsetzt.

Herr Müller hat die Verstärkung einer solchen Anordnung mit plausiblen Annahmen durchgerechnet, und ich möchte Ihnen das Resultat kurz mitteilen: Sie sehen im nächsten Bild 4 die Abmessungen des Ablenkkreises und die des Topfkreises mit den der Rechnung zugrundegelegten Massen. Bei diesen Abmessungen muß die Beschleunigungsspannung der Elektronen 900 V betragen, damit die Elektronen mit der richtigen Geschwindigkeit durch den Ablenkondensator hindurchfliegen. Für eine Strahlstromdichte von 50 mA pro qcm und einen Gesamtstrom von 3 mA ergeben sich folgende Werte (der Strahlstrom geht insofern in die Rechnung ein, als er für die Steuerleistung maßgebend ist):

$$\text{Steuerleistung} \quad 4 \cdot 10^{-6} \cdot \tilde{U}_0^2 \quad (\text{Watt})$$

$$\text{Nutzleistung:} \quad 10^{-2} \cdot \tilde{U}_0^2 \quad (\text{Watt})$$

(Die Nutzleistung stellt die Leistung dar, die dem Topfkreis maximal entkoppelt werden kann). Daraus ergibt sich ein Leistungsverstärkungsgrad von 2500. Würde man nur 10% dieses Wertes erreichen, so würde das immerhin einen gewissen Erfolg darstellen. Bis jetzt haben wir allerdings nur nachgewiesen, daß

- 1.) die angenommene Stromdichte von 50 mA pro qcm tatsächlich erreicht werden kann und
- 2.) die Feldverteilung, wie wir sie durch den Ablenkkreis herstellen wollen, tatsächlich realisierbar ist.

Die uns zunächst wesentlich erscheinenden Voraussetzungen sind somit erfüllbar. Welche Schwierigkeiten noch auftreten werden, wird sich wohl in Kürze herausstellen, wenn die experimentellen Untersuchungen weiter fortgeschritten sind.

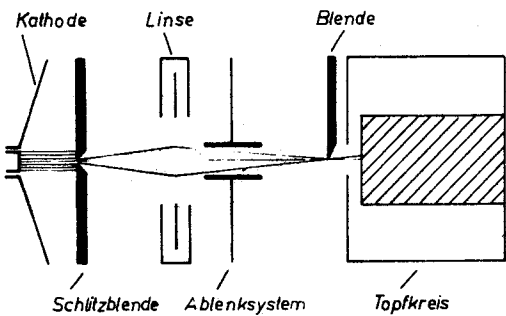


Abb. 1

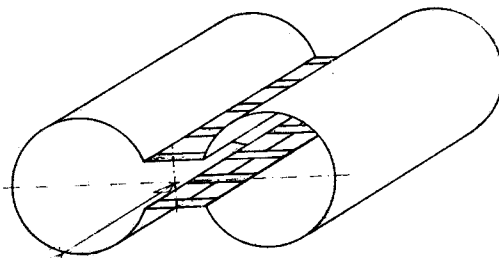


Abb. 2

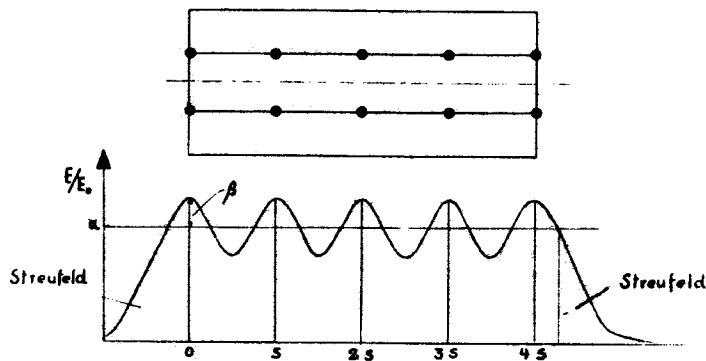


Abb. 3

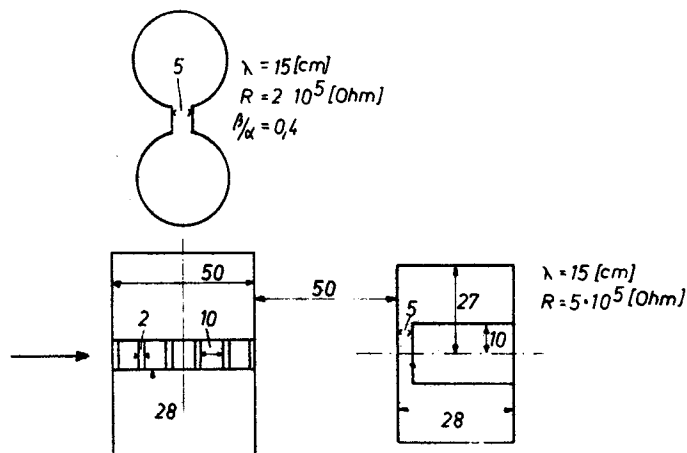


Abb. 4