

**FIAT FINAL REPORT 1182**

**THEORY OF THE REFLEX KLYSTRON**



**OFFICE OF MILITARY GOVERNMENT  
FOR GERMANY (US)**

**FIELD INFORMATION AGENCY TECHNICAL**

OFFICE OF MILITARY GOVERNMENT FOR GERMANY (US)

FIAT FINAL REPORT NO.1182

3 June 1947

THEORY OF THE REFLEX KLYSTRON

BY

HERBERT DOERING

GERMAN SCIENTIFIC CONSULTANT

THIS REPORT IS ISSUED WITH THE WARNING THAT IF THE SUBJECT MATTER SHOULD BE PROTECTED BY U.S. PATENTS OR PATENT APPLICATION, THIS PUBLICATION CANNOT BE HELD TO GIVE ANY PROTECTION AGAINST ACTION FOR INFRINGEMENT

FIELD INFORMATION AGENCY, TECHNICAL

## A B S T R A C T

The report discusses theoretically the general case of a reflex Klystron with mixed drift space and reflector field focussing. The case of simple reflector field focussing which is of practical importance is analyzed in detail. The physical properties of the reflex Klystron, operating in different frequency ranges, are described.

### EVALUATION

The development of Klystrons was started in Germany about 1939 and extended research was carried on during the war. However, Klystron RD 12 La, developed by the author, was the only type which has been used in the army. This tube contains only one tunable resonance circuit, the two fields of which oscillate in opposite directions. In addition to this high power output, Klystron tubes of the reflex type are of interest as oscillators in heterodyne circuits. So far no publication on the theory of the reflex Klystron has appeared in Germany. Therefore, the theoretical treatment of this subject by the author, who is an outstanding expert in this field, may be of interest. Dr. Doering completed this work in the summer of 1944 but because of war conditions did not have a chance to investigate and compare American literature in this field.

### BIOGRAPHY

Dr. H. Doering, born in 1911, graduated in 1936, from the Institute of Technology, Vienna, majoring in ultra high frequency technic. In the past ten years Dr. H. Doering worked as a research engineer with the firms Siemens, Allgemeine Elektrizitaets Gesellschaft, and Lorenz, where he developed radio circuits and electro-optical systems. Later he specialized on velocity modulation. Dr. Doering, for example, designed the Klystron type RD 12 La, which was manufactured by Lorenz during the war. He also published a number of papers, mostly theoretical treatises, on ultra high frequency tubes.

TABLE OF CONTENTS

<u>Subject</u>	<u>Page</u>
I Introduction . . . . .	1
II The Reflex Klystron with Drift Space and Retarding Field of Finite Dimensions . . . . .	2
III The Reflex Klystron with Drift Space and Electric Double Layer as Retarding Field . . . . .	8
IV The Reflex Klystron with Retarding Field of Finite Length . .	10
V Summary . . . . .	13
Appendix I Bibliography . . . . .	15
" IV List of Illustrations . . . . .	16
" III Index of Publications by Dr. Herbert Doering . . . .	23

## I. Einleitung.

Im folgenden wird eine Ausfuehrungsform von Einkreis-Einfeld-Triftroehren untersucht, bei der die in ihrer Geschwindigkeit gesteuerten Elektronen vor einer negativ vorgespannten Reflexionselektrode abgebremst und wieder in das Hochfrequenzfeld zurueckgeworfen werden. Anhand von Abb. 1, welche das Schema einer allgemeinen Reflexionstriftroehre zeigt, sei die Wirkungsweise kurz erklart. Die von der Kathode K ausgesandten Elektronen werden durch eine Gleichspannung auf eine hohe Geschwindigkeit beschleunigt und durchsetzen dann das unendlich kurz angenommene hochfrequente elektrische Laengsfeld des schematisch angedeuteten Hohlraumresonators HR an der Stelle, wo es am staerksten ist. In diesem erhalten sie eine Geschwindigkeitssteuerung, welche zur Folge hat, dass die Elektronen einen hinter dem Hochfrequenzfeld angeordneten feldfreien Laufrum Ir mit verschiedenen Geschwindigkeiten durchlaufen. Nach dem Austritt aus diesem dringen sie zufolge der Geschwindigkeitssteuerung verschieden tief in ein hinter dem Laufrum angeordnetes elektrisches Bremsfeld ein, werden vor der negativ vorgespannten Bremselktrode B reflektiert und durchlaufen wieder den Laufrum und das Hochfrequenzfeld, und zwar mit ihrer beim Eintritt in den Laufrum vorhandenen Geschwindigkeit- jedoch in umgekehrter Richtung. Dabei ist jetzt der Elektronenstrahl zufolge der verschiedenen Laufzeiten im Laufrum und Bremsfeld mit einer Dichtemodulation versehen. Sind die Betriebsbedingungen so gewaehlt, dass bei der Rueckkehr durch das Wechsel- feld im Mittel mehr Elektronen abgebremst als beschleunigt werden, so gibt der Strahl an den Kreis Energie ab und kann ihn entdaempfen, sodass bei genuegender Strahlleistung die zuerst angenommene Anregungsspannung des Hohlraumresonators entbehrlich wird und die Roehre sich selbst erregt.

Bei einer solchen Roehre, die wir in der Abb. 1 gezeigten Form als allgemeine Reflexionstriftroehre bezeichnen, kann das hinter dem feldfreien Laufrum angeordnete Bremsfeld theoretisch unendlich kurz sein; die Dichtemodulation im Strahl tritt dann zufolge der verschiedenen Laufzeiten im Laufrum auf. Andererseits ist es nicht erforderlich, dass die Reflexionstriftroehre ueberhaupt einen Laufrum besitzt. In diesem Falle muss das Bremsfeld jedoch von endlicher Laenge sein, damit Laufzeitenunterschiede der Elektronen auftreten, die die Dichtemodulation bewirken. Es handelt sich dann um eine in Abb. 2 gezeigte Reflexionstriftroehre mit reiner Bremsfeldfokussierung. Die Vorteile der Reflexionstriftroehren (mitunter auch Doppelgitterbremsfeldrohr\*), Reflexionsgenerator oder Spiegelklystron genannt) gegenueber anderen Laufzeitroehren, z.B. dem normalen Klystron, liegen vor allem darin, dass bei einer Frequenzaenderung nur ein Kreis verstimmt werden muss, und das wegen des Fehlens eines langen Laufraumes verhaeltnismaessig kurze Elektronenstrahlen verwendet werden koennen, was aus Gruenden der Strahlenkonzentration nur guenstig ist. Als Nachteil ist anzufuehren, dass die Roehren nur fuer die Erzeugung kleiner Hochfrequenzleistungen geeignet sind; man kann die Strahlenleistung naemlich nicht beliebig steigern, da keine eigene Auffangelektrode fuer den reflektier-

---

\*) Meines Erachtens wurde das Prinzip einer Doppelgitterbremsfeldroehre erstmalig 1934 von W. Daellenbach angegeben. DRP Nr.

ten Strahl untergebracht werden kann. Die reflektierten Elektronen treffen zum Teil auf die Kathode auf, teils auf die kathodenseitige Resonatorhaelfte.

In dieser Arbeit sollen drei charakteristische Faelle untersucht werden: Die allgemeine Reflexionstriftroehre mit Laufraum und Bremsfeld von endlicher Laenge und zwei Spezialisierungen dieser Roehre: Das Rohr mit Laufraum und elektrischer Doppelschicht als Bremsfeld und das Rohr ohne Laufraum mit ebenem Bremsfeld. Bei der Berechnung wird das hochfrequente Wechselfeld unendlich kurz angenommen. Ferner werden nur lineare Strahlanordnungen betrachtet, die Raumladung wird vernachlaessigt; die die Felder begrenzenden Gitter sind eben, besitzen keinen Durchgriff und sind fuer Elektronen ideal durchlaessig. Ausserdem wird angenommen, dass ein Elektron, welches das Hochfrequenzfeld auf dem Hin- und Rueckflug durchsetzt hat, nicht mehr in das Hochfrequenzfeld zurueckpendeln kann, fuer den Energieaustausch also ausscheidet. (Einmalige Elektronenpendelung \*). Die Wirkungsgradbestimmung erfolgt mit Hilfe der mittleren Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Wechselfeld nach der Reflexion. Die Elektronenbewegung wird dabei nur soweit untersucht, als es fuer die Berechnung des Wirkungsgrades noetig ist. Auf die Kinematik der Bremsfeldfokussierung wird hier nicht naeher eingegangen. Jedoch werden die jeweils zulaessigen Grenzaussteuerungen sowie sonstige Bedingungen angegeben, deren Einhaltung fuer die der Rechnung zugrunde gelegten Elektronenbewegung erforderlich ist.

## II. Die allgemeine Reflexionstriftroehre.

Dieser Roehrentyp sei an erster Stelle behandelt, da sich an ihm alle Eigenschaften der Reflexionstriftroehren zeigen lassen und aus ihm die beiden anderen Ausfuehrungsformen abgeleitet werden koennen. Wie Abb. 1 zeigt, befindet sich hinter dem Wechselfeld des Hohlraumresonators der Laufraum von der Laenge  $d_L$  und anschliessend das Bremsfeld von der Laenge  $d_B$ . Die (negative) Spannung an der Bremsselektrode sei  $U_B$ . Die Elektronenbeschleunigungsspannung an den Hochfrequenzgittern sei  $U_0$ , und fuer das Verhaeltnis von hochfrequenter Wechselspannungsamplitude  $U_1$  zur Beschleunigungsspannung  $U_0$  fuehren wir in bekannter Weise die Spannungsaussteuerung  $\beta = U_1/U_0$  ein. Die momentane Wechselspannung ist  $U_1 \sin \varphi$ . Die Wirkungsgradberechnung erfolgt mit Hilfe der mittleren Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Wechselfeld nach den Gleichungen (1)

$$\eta = 1 - \left( \frac{v_m}{v_0} \right)^2 \quad (1)$$

$$\left( \frac{v_m}{v_0} \right)^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \frac{v_2(\varphi_0)}{v_0} \right]^2 d\varphi_0 \quad (2)$$

---

\*) Eine aehnliche Annahme wurde von Gundlach und Kleinsteuber bei der Berechnung der Bremsfeldroehre gemacht. Siehe ZS.f.techn.Phys. 22, 1941. S. 57.

Darin bedeuten:

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

Eintrittsgeschwindigkeit der Elektronen in das Wechselfeld

$v_m$	mittlere Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Wechselfeld nach der Reflexion.
$v_a$	Austrittsgeschwindigkeit der zur Zeit $t$ in das Hochfrequenzfeld erstmalig eingetretenen Elektronen.
$\varphi_a$	Austrittsphase aus dem Hochfrequenzfeld der zur Zeit $t$ erstmalig in das Hochfrequenzfeld eingetretenen Elektronen.

Die Austrittsgeschwindigkeit  $v_a$  nach zweimaligem Durchlaufen eines Hochfrequenzfeldes in verschiedenen Richtungen zu den Zeiten  $\varphi_0$  und  $\varphi_a$  erhalten wir aus den durchlaufenen momentanen Potentialdifferenzen:

$$v_a = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{U_0 + U_1 \sin \varphi_0 - U_1 \sin \varphi_a(\varphi_0)}$$

Die auf  $v_0$  bezogene Austrittsgeschwindigkeit ist dann

$$\frac{v_a(\varphi_0)}{v_0} = \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0 - \beta \sin \varphi_a(\varphi_0)} \quad (3)$$

Unter Beruecksichtigung dieser Gleichung erhalten wir folgende allgemeine Gleichung fuer den Wirkungsgrad aus Gl. (1) und (2)

$$\eta = \frac{\beta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \varphi_a(\varphi_0) d\varphi_0 \quad (4)$$

Zwecks Bestimmung der Abhaengigkeit der Austrittsphase  $\varphi_a$  von  $\varphi_0$  benoetigen wir die Kenntnis der Elektronenbewegung in der Roehre.

Die nach dem erstmaligen Durchlaufen des unendlich kurzen Wechselfeldes mit der Geschwindigkeit  $v_1$  (2)

$$v_1 = v_0 \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \quad (5)$$

in den feldfreien Laufrum eintretenden Elektronen erreichen dessen Ende zur Zeit  $\varphi_1$ :

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \tau_L = \varphi_0 + \frac{\omega d_L}{v_0 \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} = \varphi_0 + \frac{\Theta_L}{2\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} \quad (6)$$

Wir bezeichnen mit  $\Theta_L$  den statischen Laufzeitwinkel fuer Hin- und Ruecklauf der Elektronen im Laufrum

$$\Theta_L = \frac{2\omega d_L}{v_0} \quad (7)$$

und mit  $\tau_L$  den tatsaechlichen Laufzeitwinkel der Elektronen fuer einmaliges Durchlaufen des Laufraums. Zur Zeit  $\varphi_1$  tritt das betrachtete Elektron mit

der Geschwindigkeit  $v_1$  in das Bremsfeld von der Laenge  $d_B$  und befolgt dort die Bewegungsgleichung

$$b = \frac{-e}{m} \frac{U_0 - U_B}{d_B}$$

Mit der zweckmaessigerweise eingefuehrten Rechengroesse

$$\Theta_B = 4 \frac{\omega d_B}{v_0} \frac{U_0}{U_0 - U_B} \quad (8)$$

erhalten wir die umgeformte Bewegungsgleichung:

$$b = - \frac{2U_0\omega}{\Theta_B} \quad (9)$$

$\frac{\omega d_B}{v_0}$  waere der statische Laufzeitwinkel im Bremsraum in einer Richtung, wenn die Reflexionselektrode auf  $U_0$  liegen wuerde; liegt diese auf 0 Volt, so verdoppelt sich die Laufzeit; tatsaechlich liegt sie auf  $-U_B$ , daher durchlauft das Elektron einen kuerzeren Weg (Faktor  $\frac{U_0}{U_0 - U_B}$ ), und da fuer Hin- und Rueckweg die gleiche Zeit benoetigt wird, ist der Laufzeitwinkel zweimal zu nehmen. Dadurch kommt der durch Gleichung (8) definierte Ausdruck zustande.  $\Theta_B$  stellt also den gesamten Laufzeitwinkel fuer Hin- und Ruecklauf im Bremsfeld eines mit der Geschwindigkeit  $v_0$  in das Bremsfeld eingetretenen Elektrons dar.

Die Integration liefert die bezogene Geschwindigkeit  $\frac{v}{v_0}$  der zur Zeit  $\varphi_1$  aus dem Laufrum ausgetretenen Elektronen im Bremsfeld zur Zeit  $\varphi_2$ :

$$\frac{v}{v_0} = \frac{v_1}{v_0} - \frac{2}{\Theta_B} (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (10)$$

Die jeweilige Laufzeit  $\tau_B$  der Elektronen bis zum Umkehrpunkt, in dem  $v = 0$ , und der zur Zeit  $\varphi_0$  erreicht wird, ist dann:

$$\tau_B = \varphi_0 - \varphi_1 = \frac{\Theta_B}{2} \frac{v_1}{v_0} = \frac{\Theta_B}{2} \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \quad (11)$$

Da der Ruecklauf der Elektronen dieselbe Zeit benoetigt, erreichen die Elektronen den Laufrum wieder zur Zeit  $\varphi_3$ :

$$\varphi_3 = \varphi_1 + 2\tau_B = \varphi_1 + \Theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \quad (12)$$

Der Rueckflug der Elektronen durch den Laufrum benoetigt dieselbe Zeit wie der Hinflug; wir erhalten dann mit Gl. (6) und (12) als Durchtrittszeit  $\varphi_a$  der Elektronen durch das Wechselfeld:

$$\varphi_a = \varphi_0 + 2\tau_B + 2\tau_L = \varphi_0 + \frac{\Theta_L}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} + \Theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \quad (13)$$



Die bezogene Austrittsgeschwindigkeit ist mit Gl.(3)

$$\frac{v_a}{v_0} = \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0 - \beta \sin \left( \varphi_0 + \frac{\theta}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} + \theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \right)} \quad (14)$$

Gl. (12) in Gl. (4) eingesetzt, gibt den Wirkungsgrad der allgemeinen Reflexionstriftroehre:

$$\eta = \frac{\beta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \left( \varphi_0 + \frac{\theta_L}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} + \theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \right) d\varphi_0 \quad *) \quad (15)$$

Das Argument der sin-Funktion in diesem Wirkungsgradintegral setzt sich aus drei Teilen zusammen: Aus der Eintrittsphase  $\varphi_0$ , aus einem Anteil, der die Bewegung im Laufrum beruecksichtigt und aus einem Anteil, der der Bewegung im Bremsfeld entspricht. Je nach der Groesse von  $\theta_L$  und  $\theta_B$  wird die eine oder die andere Bewegung ueberwiegen. Wir sehen schon aus dieser Darstellung, dass fuer  $\theta_L = \theta_B$  die Summe des zweiten oder dritten Anteils einen nahezu konstanten Wert mit schwacher Abhaengigkeit von  $\varphi_0$  besitzt, sodass das Integral fast den Wert null annimmt, worauf spaeter noch eingegangen wird.

Um die Schwingbereiche dieses Generators festzustellen, wird eine Naeherechnung fuer kleine Aussteuerungen  $\beta \ll 1$  durchgefuehrt. Mit

$$\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \approx 1 + \frac{\beta}{2} \sin \varphi_0 \quad \text{und} \quad \frac{1}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} \approx 1 - \frac{\beta}{2} \sin \varphi_0$$

erhaelt man aus Gl. (15):

$$\eta = \frac{\beta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \left( \varphi_0 + \theta_L + \theta_B + \left( \frac{\beta \theta_B}{2} - \frac{\beta \theta_L}{2} \right) \sin \varphi_0 \right) d\varphi_0 = \beta \sin(\theta_L + \theta_B) J_1 \left( \beta \frac{\theta_L - \theta_B}{2} \right) \quad (16)$$

Darin bedeutet  $J_1 \left( \beta \frac{\theta_L - \theta_B}{2} \right)$  die Besselfunktion 1. Ordnung mit dem Argument  $\left( \beta \frac{\theta_L - \theta_B}{2} \right)$ . Da wir ein Schwingen der Roehre mit positivem Wirkungsgrad definierten (1), ist zu untersuchen, unter welchen Bedingungen  $\eta$  positiv wird und zwar interessieren uns hier nur die Faelle, bei denen der Wirkungsgrad bei von 0 aus ansteigender Aussteuerung positiv ist, da nur dann ein Anschwingen

\*) Fuer den Blindwirkungsgrad  $\eta_{BL}$  der Reflexionstriftroehre, der Aufschluss gibt ueber das Verhalten der Roehre bei Frequenzmodulation, erhaelt man nach der hier nicht angewendeten Konvektionsstrommethode

$$\eta_{BL} = \frac{\beta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos \left( \varphi_0 + \frac{\theta_L}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} + \theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \right) d\varphi_0$$

Fuer diese Gleichung gelten aehnliche Naehierungen und Ueberlegungen wie fuer die Wirkkomponente des Wirkungsgrades.

der Roehre moeglich ist. Wegen des Verlaufs der Besselfunktion 1. Ordnung ist es naemlich moeglich, dass der Wirkungsgrad in Abhaengigkeit von der Aussteuerung bei gegebenen  $\theta$ -Werten zuerst negativ ist und von einer bestimmten Aussteuerung an positiv wird. In diesem Falle muesste die Roehre beim Einschalten mit genuegender Amplitude fremd erregt werden. Ein entsprechendes Bild der Schwing- und Daempfungsbereiche wird spaeter bei der Reflexionstriftroehre mit reiner Bremsfeldfokussierung gezeigt. Damit nach Gl. (16) der Wirkungsgrad positiv ist, muessen die beiden Ausdruecke  $\sin(\theta_L + \theta_B)$  und  $J_1(\beta(\theta_L - \theta_B)/2)$  entweder positiv oder negativ sein. Wir unterscheiden zwei Faelle:

$\theta_L > \theta_B$  : Fuer von 0 aus ansteigenden Aussteuerungen ist  $J_1(\beta \frac{\theta_L - \theta_B}{2})$  positiv, daher muss auch  $\sin(\theta_L + \theta_B)$  positiv sein, d.h. bei diesem Generator sind die Schwingbereiche:

$$\theta_L + \theta_B = 0 - \pi, 2\pi \rightarrow 3\pi, 4\pi \rightarrow 5\pi, \dots \quad (17^I)$$

$\theta_L < \theta_B$  : Bei kleinen Aussteuerungen ist  $J_1(\beta \frac{\theta_L - \theta_B}{2})$  negativ, es muss daher die Summe  $\theta_L + \theta_B$  so gewaehlt werden, dass ihr Sinus negativ wird.

$$\theta_L + \theta_B = \pi \rightarrow 2\pi, 3\pi \rightarrow 4\pi, 5\pi \rightarrow 6\pi, \dots \quad (17^{II})$$

Man sieht, dass in dem Fall  $\theta_L > \theta_B$  die Schwingbereiche identisch sind mit denen einer Triftroehre mit Laufraum und gegenphasig schwingenden Feldern. Es ueberwiegt hier die Bewegung der Elektronen im Laufraum. Im anderen Falle

$\theta_L < \theta_B$  decken sich die Schwingbereiche mit denen der Reflexionstriftroehre mit reiner Bremsfeldfokussierung, die in Kap. IV abgeleitet werden. Hier ist also die Bewegung im Bremsfeld die Vorherrschende.

Ist  $\theta_L = \theta_B$ , das ist der Fall, wenn bei schwach negativer Bremsspannung die Laufraumlaenge  $d_L$  nahezu doppelt so gross wie die Bremsfeldlaenge  $d_B$  ist, so wird nach Gl. (16)  $\eta = 0$ . Auch bei grossen Aussteuerungen liefert das Wirkungsgradintegral (15) nur sehr wenig von 0 verschiedene Werte. Der Grund dafuer liegt darin, dass die Entstehung einer Dichtemodulation im Laufraum durch die Wirkung des Bremsfeldes der entsprechenden Laenge wieder kompensiert wird.\*) Dieser Fall muss also beim Bau einer Roehre vermieden werden. Die fuer die allgemeine Reflexionstriftroehre charakteristische Abhaengigkeit des Wirkungsgrades von den statischen Laufzeitwinkeln zeigt Abb. 3. Darin ist der Ver-

---

\*) Dies ist darauf zurueckzufuehren, dass bei der Laufraumfokussierung andere Startphasen ( $\varphi_0$ ) - Bereiche fokussiert werden als bei der Bremsfeldfokussierung.

lauf des Wirkungsgrades mit der Aussteuerung als Parameter ueber dem Verhaeltniswert  $\Theta_B/\Theta_L$  aufgetragen. Wie sich schon aus Gl. (16) schliessen liess, sind die Wirkungsgrade im Bereich  $\Theta_L \sim \Theta_B$  sehr gering und nehmen mit Annaeherung an die beiden Grenzfaelle  $\Theta_L = 0$  zu. Der Bereich, fuer den die Abb. 3 gerechnet ist, geht von  $\Theta_B/\Theta_L = 0$  bis 2. Da das Diagramm fuer  $\Theta_L = 5.75\pi$  gezeichnet ist, tritt bei  $\Theta_B/\Theta_L = 0$  wie nach Gl. (17<sup>I</sup>) zu erwarten ist,

Daempfung auf. Fuer andere  $\Theta_L$  - Werte sind die Abhaengigkeiten aehnlich, so dass man Abb. 3 als charakteristisch fuer die allgemeine Reflexionstriftroehre bezeichnen kann.

Fuer groessere Aussteuerungen muss zwecks Bestimmung des Wirkungsgrades eine numerische Auswertung des Integrals (15) vorgenommen werden. Eine allgemeine Darstellung dieser Auswertung fuer die 3 Parameter  $\Theta_L$ ,  $\Theta_B$  und  $\varphi_0$  wird hier nicht vorgenommen, da es sich schon ueberlegungsmaessig zeigen liess, dass die maximalen Wirkungsgrade nicht im Fall der allgemeinen Reflexionstriftroehre, sondern, in den in den beiden naechsten Kapiteln behandelten Grenzfaellen auftreten.

Wir muessen hier lediglich noch untersuchen, welche Bedingungen einzuhalten sind, damit sich die Elektronen tatsaechlich in der der Rechnung zugrunde gelegten Art bewegen. Es wurde angenommen, dass die Elektronen nach der Spiegelung vor der Bremsselektrode wieder durch das Wechselfeld hindurchfliegen; damit dies moeglich ist, und damit nicht eine Reflexion im Hochfrequenzfeld auftritt, darf die Aussteuerung nicht zu hoch gewaehlt werden. Die Austrittsgeschwindigkeit nach dem zweiten Passieren des Hochfrequenzfeldes muss reell bleiben, d.h. es muss fuer alle  $\varphi_0$  gelten:

$$1 + \beta \sin \varphi_0 - \beta \sin \left( \varphi_0 + \frac{\Theta_L}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} - \Theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \right) \geq 0 \quad (18)$$

Diese Ungleichung liefert fuer jedes  $\Theta_B, \Theta_L$  - Paar eine groesste zulaessige Aussteuerung  $\beta$ . Naeherungsweise gilt hier wie bei jeder Zweifeldtriftroehre mit gleichen Aussteuerungen an Steuer - und Auskoppelfeld:  $\beta \leq 0.5$

Eine zweite Bedingung erhalten wir aus der Forderung, dass alle in ihrer Geschwindigkeit gesteuerten Elektronen tatsaechlich vor der Bremsselektrode umkehren. Aus den durchlaufenen Potentialdifferenzen folgt, dass die Spannung an der Bremsselektrode negativ sein muss; ihr Absolutwert muss groesser als die Wechselspannungsamplitude sein:

$$|U_B| > U_1 \quad (19)$$

Es sei bemerkt, dass die Gl. (18) und (19) die Bedingungen angeben, unter denen sich die Elektronen in der hier ausgewerteten Weise bewegen. Es ist durch-

Gl. (26) und (29)

$$\eta \approx \frac{1.59}{4n - 3} \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (30)$$

Diese Gleichungen sind bereits vom 3. Schwingbereich ab brauchbar ( $n \geq 3$ ). Folgende Tabelle 1 gibt einen Ueberblick ueber die Groessenverhaeltnisse in hoeheren Schwingbereichen:

n	3	4	5	6	7
$\Theta_L$	$4.5 \pi$	$6.5 \pi$	$8.5 \pi$	$10.5 \pi$	$12.5 \pi$
$\beta$	0.34	0.235	0.18	0.146	0.122
$\eta$ in %	17.7	12.2	9.35	7.6	6.35

Tabelle 1. Laufraumlaenge  $\Theta_L$ , Aussteuerung  $\beta$  und groesster Wirkungsgrad  $\eta$  im n-ten Schwingbereich bei der Reflexionstriftroehre mit Laufraum und elektrischer Doppelschicht als Bremsfeld.

#### IV. Die Reflexionstriftroehre mit Bremsfeld von endlicher Laenge.

Bei dieser Ausfuehrungsform, Abb. 2, befindet sich das Bremsfeld unmittelbar hinter dem Wechselfeld des Resonators. Dieser Fall stellt also die Spezialisierung der allgemeinen Reflexions-Triftroehre fuer  $\Theta_L = 0$  dar. Er besitzt gegenueber den beiden anderen Formen eine besondere Bedeutung, und zwar gegenueber der in Kap. III geschilderten allgemeinen Roehre wegen seines hoeheren Wirkungsgrades und gegenueber der Reflexionstriftroehre mit Laufraum und elektrischer Doppelschicht als Bremsfeld, weil sich praktisch der guenstige Fall des unendlich kurzen Bremsfeldes nicht exact, der hier geschilderte Fall dagegen sehr gut verwirklichen laesst. Wir benoetigen zur Berechnung des Wirkungsgrades wieder die zweite Durchtrittsphase  $\varphi_e$  der Elektronen durch das Wechselfeld. Mit  $\Theta_L = 0$  erhalten wir aus Gl. (13)

$$\varphi_e = \varphi_0 + 2\tau_B = \varphi_0 + \Theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \quad (31)$$

Damit folgt aus Gl. (4) fuer den Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{\beta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin(\varphi_0 + \Theta \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}) d\varphi_0 \quad (32)$$

Bevor wir an die Auswertung dieses Integrals schreiten, seien die Schwingbereiche dieses Generators festgelegt.

Fuer  $\beta \ll 1$  und  $\Theta_L = 0$  erhaelt man aus Gl. (16) :

aus denkbar, dass auch bei Abweichungen von dieser Elektronenbewegung ein Schwingbetrieb der Reflexionstrifftroehre moeglich ist. Seine Auswertung ist aber einer uebersichtlichen Betrachtungsweise schwerer zugaenglich, sodass wir die eingangs gewaehlten Beschraenkungen beibehalten. Damit kann die Betrachtung der allgemeinen Reflexionstrifftroehre abgeschlossen werden.

### III. Die Reflexionstrifftroehre mit Laufraum und elektrischer Doppelschicht als Bremsfeld.

In diesem Kapitel soll die Spezialisierung der allgemeinen Reflexionstrifftroehre fuer ein unendlich kurzes Bremsfeld, also fuer  $\Theta_B = 0$ , betrachtet werden. Zur Berechnung des Wirkungsgrades benoetigen wir wieder die zweite Durchtrittsphase  $\varphi_Q$  der Elektronen durch das Wechselfeld. Da die Laufzeit der Elektronen im Bremsfeld jetzt 0 ist, erhalten wir aus Gl. (13)

$$\varphi_Q = \varphi_0 + 2\tau_L = \varphi_0 + \frac{\Theta_L}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} \quad (20)$$

Der Wirkungsgrad ist damit nach Gl. (4)

$$\eta = \frac{\beta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \left( \varphi_0 - \frac{\Theta_L}{\sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}} \right) d\varphi_0 \quad (21)$$

Diese Wirkungsgradgleichung und die Gleichung fuer die Austrittsgeschwindigkeit  $v_a$  ( $\varphi_0$ ) sind identisch mit den entsprechenden Formeln des Generators mit gegenphasigen Feldern. Die Reflexionstrifftroehre mit Laufraum entspricht also einer Zweifeld-Trifftroehre mit gleichstarken aber gegenphasig schwingenden Feldern. Der Laufraum des Reflexionsgenerators muss halb so lang sein wie der des im gleichen Schwingbereich arbeitenden Generators mit gegenphasigen Feldern, da er von den Elektronen zweimal durchlaufen wird.

Die fuer die Zweifeld-Trifftroehre mit gegenphasigen Feldern gefundene Auswertung (3) kann sinn-gemaess auf diesen Fall uebertragen werden. Es gilt hier alles, was fuer den Generator mit gegenphasigen Feldern bezueglich Grenzaussteuerung, Schwingbereichen, optimalen Betriebsdaten und Naecherung fuer kleine Aussteuerungen gesagt wurde. Nur die fuer die Reflexionstrifftroehre charakteristische Bedingung, Gl. (19), sei noch erwaeht. Damit alle Elektronen vor der Bremsselektrode umkehren, muss der Absolutwert der negativen Grenzspannung groesser als die Wechselspannungsamplitude sein. Es sei hier kurz wiederholt, dass die Schwingbereiche bei dieser Roehre zwischen

$$\Theta_L = 0 \rightarrow \pi, 2\pi \rightarrow 3\pi, 4\pi \rightarrow 5\pi \dots \dots \quad (22)$$

liegen, und dass der maximale Wirkungsgrad von 26 % im zweiten Schwingbereich bei  $\Theta_L = 2 \frac{1}{3}\pi$  und bei einer Aussteuerung  $\beta = 0.5$  auftritt. Da der Wirkungsgrad der Reflexionstrifftroehre beim Arbeiten in hoeheren Schwingbereichen wegen der kleineren Aussteuerung mit geneuegender Genauigkeit durch die aus Gl. (16) folgende Naecherungsgleichung

$$\eta = \beta \sin \Theta_L J_1 \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right) \quad (23)$$

gegeben ist, ist es möglich, eine Extremwertrechnung durchzuführen. Sie liefert zumindest näherungsweise den jeweils grössten Wirkungsgrad eines brauchbaren höheren Schwingungsbereiches der Ordnung  $n$ . Gl. (23) stellt die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von den beiden veränderlichen  $\beta$  und  $\Theta_L$  dar. Die ersten Ableitungen nach  $\beta$  und  $\Theta_L$  liefern die Bedingungsgleichungen fuer das Auftreten von Extremwerten:

$$J \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right) + \frac{\Theta_L \beta}{2} J_1' \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right) = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\beta}{2} \tan \Theta_L + \frac{J_1 \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right)}{J_1' \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right)} = 0 \quad (25)$$

Gl. (24) ist fuer  $J_0 \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right) = 0$  erfuellt, d.h.

$$\frac{\Theta_L \beta}{2} = 2.405 \quad (26)$$

als erste Nullstelle der Besselfunktion.

$$\left( J_1 \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right) = 0.52 \text{ und } J_1' \left( \frac{\Theta_L \beta}{2} \right) = -0.216 \right)$$

Mit Gl. (24) erhalten wir aus Gl. (25) eine transzendente Gleichung, welche diejenigen  $\Theta_L$  Werte liefert, bei denen die Extrema des Wirkungsgrades auftreten:

$$\tan \Theta_L = \Theta_L \quad (27)$$

Ihre Loesungen  $\Theta_L$  liegen knapp unterhalb der Werte  $\frac{\pi}{2} + m\pi$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ) Mit wachsendem  $\Theta_L$  werden die Abweichungen immer geringer. Die Untersuchung der zweiten Ableitung des Wirkungsgrades ergibt, dass die gesuchten Maxima nur bei den Werten  $m = 0, 2, 4, \dots$  auftreten. Naeherungsweise koennen wir also ansetzen, dass fuer maximale Wirkungsgrade im  $n$ -ten Schwingungsbereich gelten muss:

$$\Theta_L \approx \frac{\pi}{2} (4n-3) \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (28)$$

D.h. der zweite Faktor in Gl. (23) is  $\sin \Theta_L \approx 1$ . Nach Gl. (26) muss dabei folgende Aussteuerung auftreten:

$$\beta = \frac{3.05}{4n-3} \quad (29)$$

Der Maximale Wirkungsgrad in einem hoeheren Schwingbereich ist dann mit den

Gl. (26) und (29)

$$\eta \approx \frac{1.59}{4n - 3} \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (30)$$

Diese Gleichungen sind bereits vom 3. Schwingbereich ab brauchbar ( $n \geq 3$ ). Folgende Tabelle 1 gibt einen Ueberblick ueber die Groessenverhaeltnisse in hoeheren Schwingbereichen:

n	3	4	5	6	7
$O_L$	$4.5 \pi$	$6.5 \pi$	$8.5 \pi$	$10.5 \pi$	$12.5 \pi$
$\beta$	0.34	0.235	0.18	0.146	0.122
$\eta$ in %	17.7	12.2	9.35	7.6	6.35

Tabelle 1. Laufraumlaenge  $O_L$ , Aussteuerung  $\beta$  und groesster Wirkungsgrad  $\eta$  im n-ten Schwingbereich bei der Reflexionstriftroehre mit Laufrum und elektrischer Doppelschicht als Bremsfeld.

#### IV. Die Reflexionstriftroehre mit Bremsfeld von endlicher Laenge.

Bei dieser Ausfuehrungsform, Abb. 2, befindet sich das Bremsfeld unmittelbar hinter dem Wechselfeld des Resonators. Dieser Fall stellt also die Spezialisierung der allgemeinen Reflexions-Triftroehre fuer  $O_L = 0$  dar. Er besitzt gegenueber den beiden anderen Formen eine besondere Bedeutung, und zwar gegenueber der in Kap. III geschilderten allgemeinen Roehre wegen seines hoeheren Wirkungsgrades und gegenueber der Reflexionstriftroehre mit Laufrum und elektrischer Doppelschicht als Bremsfeld, weil sich praktisch der guenstige Fall des unendlich kurzen Bremsfeldes nicht exact, der hier geschilderte Fall dagegen sehr gut verwirklichen laesst. Wir benoetigen zur Berechnung des Wirkungsgrades wieder die zweite Durchtrittsphase  $\varphi_0$  der Elektronen durch das Wechselfeld. Mit  $O_L = 0$  erhalten wir aus Gl. (13)

$$\varphi_0 = \varphi_0 + 2\tau_B = \varphi_0 + \Theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \quad (31)$$

Damit folgt aus Gl. (4) fuer den Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{\beta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin(\varphi_0 + \Theta \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0}) d\varphi_0 \quad (32)$$

Bevor wir an die Auswertung dieses Integrals schreiten, seien die Schwingbereiche dieses Generators festgelegt.

Fuer  $\beta \ll 1$  und  $O_L = 0$  erhaelt man aus Gl. (16) :

$$\eta = -\beta \sin \Theta_B J_1\left(\frac{\Theta_B \beta}{2}\right) \quad (33)$$

Diese Gleichung ist identisch mit der fuer die Einkreistriftroehre mit gleichphasig schwingenden Feldern abgeleiteten Formel (1, Gl.9). Bei kleinen Aussteuerungen treten also keine Unterschiede in den Wirkungsgraden gegenueber der anderen Roehre auf. Ebenso sind die Schwingbereiche identisch. Da die Besselfunktion  $J_1\left(\frac{\Theta_B \beta}{2}\right)$  bei von null aus ansteigender Aussteuerung positiv ist, kann die Roehre nur anschwingen, wenn  $\sin \Theta_B$  negativ ist. Die Schwingbereiche ergeben sich daher zu:

$$\Theta_B = \pi \rightarrow 2\pi, \quad 3\pi \rightarrow 4\pi, \quad 5\pi \rightarrow 6\pi \quad \dots \quad (34)$$

Die dazwischen liegenden  $\Theta_B$  - Bereiche ergeben bei kleinen Aussteuerungen zunaechst Daempfungsbereiche, die erst bei hoeheren Aussteuerungen vom Entdaempfungsbereich abgeloeset werden. In Bild 4 ist dargestellt, wie sich im Bereich  $\Theta_B = 10\pi \rightarrow 24\pi$  die verschiedenen Schwingbereiche verteilen. (Dieser hohe  $\Theta_B$  - Bereich wurde deshalb gewaehlt, weil dort mit genuegender Genauigkeit bei kleinen Aussteuerungen mit der Naeherungsgleichung (33) gearbeitet werden kann). Wir sehen, dass sich im  $\beta, \Theta_B$  - Diagramm eine schachbrettartige Verteilung der Schwingbereiche ergibt. Praktisch brauchbar sind jedoch nur die durch Gl. (34) festgelegten Schwingbereiche, aus Gruenden, die bereits in Kap. II ercoertert wurden.

Fuer grosse Aussteuerungen muss eine numerische Auswertung des Integrals (32) vorgenommen werden, deren Ergebnis fuer den ersten Schwingbereich in Abb. 5 dargestellt ist, und zwar sind darin die Linien gleichen Wirkungsgrades in Abstaenden von 5 zu 5 % in Abhaengigkeit von der Aussteuerung  $\beta$  und dem Gesamtlaufzeitwinkel  $\Theta_B$  eingetragen. Der groesste Wirkungsgrad tritt bei diesem Generator im ersten Schwingbereich auf, und zwar betraegt er  $\eta = 25.5\%$ , bei  $\Theta_B = 1.55\pi$  und bei einer Aussteuerung  $\beta = 0.5$ . Dieser Wert liegt in derselben Groessenordnung wie der Wirkungsgrad der Einkreistriftroehren mit gegen- bzw. gleichphasigen Feldern. Der Grund, weshalb er etwa halb so gross ist wie beim Klystron, ist auch hier durch die groesste zulaessige Aussteuerung  $\beta = 0.5$  gegeben. Vergleichsweise ist in Abb. 6 die Auswertung des Wirkungsgradintegrals fuer den VI. brauchbaren Schwingbereich, also fuer  $\Theta_B = 11\pi - 12\pi$ , gezeigt, welche mit genuegender Genauigkeit mit Hilfe von Gl. (33) durchgefuehrt werden konnte. Man sieht daraus, dass in diesem hohen Schwingbereich der groesste Wirkungsgrad bei wesentlich niedrigeren Aussteuerungen als im ersten Bereich auftritt, naemlich bei  $\beta = 0.14$  und zwar betraegt er  $6.9\%$  bei  $\Theta_B \approx 11.5\pi$ . Die Tatsache, dass die Wirkungsgrade mit zunehmender Ordnungszahl des Schwingbereiches abnehmen, entspricht aehnlichen Verhaeltnissen bei Einkreis-Zweifeldtriftroehren im Laufraum, in denen in hoeheren Schwingbereichen die groesste Dichtemodulation des Strahles und daher der jeweils groesste Wirkungsgrad bei mit zunehmender Laufraumlaenge abnehmenden Aussteuerungen erreicht werden.



Auch fuer diesen Fall kann der jeweils groesste Wirkungsgrad in einem hoeheren Schwingbereich der Ordnung n aus Gl. (33) bestimmt werden. Wir erhalten in aehnlicherweise wie in Kap. III fuer den Laufzeitwinkel im Bremsraum:

$$\theta_B \approx \frac{\pi}{2} (4n - 1) \quad (n = 1, 2, 3, 4 \dots\dots) \quad (35)$$

Der groesste Wirkungsgrad in einem hoeheren Schwingbereich der Ordnung n ist dann

$$\gamma \approx \frac{1.59}{4n - 1} \quad (n = 3, 4, 5 \dots\dots) \quad (36)$$

Die bei diesem Wirkungsgrad auftretende Aussteuerung ist:

$$\beta \approx \frac{3.06}{4n - 1} \quad (37)$$

Fuer das Anschwingen einer Triftroehre ist der "Anschwingwert" A massgebend, aus dem der Anschwingstrom  $J_a$  folgendermassen bestimmt wird:

$$J_a = \frac{A \cdot U_0}{R} \quad (38)$$

Fuer den Fall der Reflexionstriftroehre gilt die exakte Gleichung:

$$A = - \frac{2}{\theta_B \cdot \sin \theta_B} \quad (39)$$

bezw. naeherungsweise bei Einstellung auf optimales  $\theta_B$  im n-ten Schwingbereich:

$$A = \frac{1.27}{4n - 1} \quad (40)$$

Die Gleichungen (36), (37), (40) sind vom 3. Schwingbereich an brauchbar und werden mit zunehmenden n immer genauer.

In folgender Tabelle II sind die guenstigsten charakteristischen Werte der Reflexionstriftroehre in den verschiedenen Schwingbereiche zusammengestellt:

n	1	2	3	4	5	6	12	24
$\Theta_B$	$1.55\pi$	$3.53\pi$	$5.5\pi$	$7.5\pi$	$9.5\pi$	$11.5\pi$	$23.5\pi$	$42.5\pi$
$\beta$	0.5	0.39	0.278	0.204	0.161	0.133	0.065	0.032
$\eta \%$	25.5	19.6	14.5	10.6	8.35	6.9	3.4	1.7
A	0.41	0.18	0.115	0.085	0.067	0.055	0.027	0.013

Tabelle II. Bremsfeldlaenge  $\Theta_B$ , grosster Wirkungsgrad und Anschwingwert A im n-ten Schwingbereich bei Reflexionsgeneratoren mit reiner Bremsfeldfokussierung.

Wegen der Gleichheit der Wirkungsgradgleichung gelten die Gl. (35) - (37) und (40) auch fuer den Generator mit gleichphasigen Feldern. (1)

Zur Elektronenbewegung ist noch zu sagen: Damit die Elektronen sich so bewegen, wie wir es in der Rechnung voraussetzen, darf erstens die Aussteuerung  $\beta$  nicht zu hoch gewaehlt werden, da sonst beim zweiten Durchtritt der Elektronen durch das Wechselfeld dort eine Reflexion auftritt. Die Abhaengigkeit der grossten zulaessigen Aussteuerung von  $\Theta_B$  ist in Bild 5 fuer den ersten Schwingbereich als obere Begrenzungslinie der Wirkungsgradlinien dargestellt; sie ist durch die aus Gl. (18) folgende Ungleichung gegeben:

$$1 + \beta \sin \varphi_0 - \beta \sin \left( \varphi_0 + \Theta_B \sqrt{1 + \beta \sin \varphi_0} \right) \geq 0 \quad (41)$$

Zweitens ist fuer die negative Spannung an der Bremslektrode die Gleichung (19) einzuhalten.

#### V. Zusammenfassung.

Es wird zuerst die allgemeine Reflexionstriftroehre untersucht. Diese besitzt hinter dem unendlich kurzen Wechselfeld einen feldfreien Laufraum und anschliessend ein homogenes Bremsfeld von endlicher Laenge. Es zeigt sich, dass die Auswirkungen der Elektronenbewegung im Laufraum und Bremsfeld einander entgegenarbeiten. Von den statischen Laufzeitwinkeln in diesen beiden Raeumen haengt es ab, welche Eigenschaften der Elektronenbewegung vorherrschen. Da die Reflexionstriftroehre mit einer Zweifeld-Zweikreisroehre fester Rueckkopplung zu vergleichen ist, treten auch hier direkte Schwingbereiche bei Variationen des statischen Laufzeitwinkels auf. Ist  $\Theta_L > \Theta_B$ , so liegen die Schwingbereiche wie bei der Triftroehre mit gegenphasigen Wechselfeldern. (Heilscher Generator). Im anderen Falle  $\Theta_L < \Theta_B$  ist die Bewegung im Bremsfeld massgebend und die

Schwingbereiche liegen in den Dämpfungsbereichen des Heilschen Generators. Fuer gleiche Laufzeitwinkel im Laufrum und Bremsfeld  $\Theta_L = \Theta_B$  tritt nur eine sehr geringe Dichtemodulation auf; der Wirkungsgrad des Generators ist zumindest bei kleinen Aussteuerungen gleich null. Diese Dimensionierung ist also zu vermeiden.

Die groessten Wirkungsgrade treten bei zwei Ausfuehrungen auf, die sich aus der allgemeinen Reflexionstriftroehre ableiten lassen. Im Fall einer elektrischen Doppelschicht als Bremsfeld ( $\Theta_B = 0$ ) kann man sich die Roehre durch einen Heilschen Generator mit doppelt so langem Laufrum ersetzt denken. Schwingbereiche und Wirkungsgrade sind mit denen des Heilschen Generators identisch. Erstere liegen zwischen  $\Theta_L = 0 \rightarrow \pi, 2\pi \rightarrow 3\pi \dots$ . Der groesste Wirkungsgrad tritt im zweiten Schwingbereich bei  $\beta = 0.5$  und  $\Theta_L = 2.3\pi$  auf und betraegt 26 %. Groessere praktische Bedeutung besitzt die zweite Spezialisierung der allgemeinen Reflexionstriftroehre, bei der  $\Theta_L = 0$ , also kein Laufrum vorhanden ist, da das Bremsfeld von endlicher Laenge leichter zu realisieren ist, als das unendlich kurze Bremsfeld. Fuer die Reflexionstriftroehre mit reiner Bremsfeldfokussierung liegen die Schwingbereiche zwischen  $\Theta_B = \pi \rightarrow 2\pi, 3\pi \rightarrow 4\pi \dots$ . Der groesste Wirkungsgrad von 25.5 % tritt im ersten Schwingbereich bei  $\Theta = 1.55\pi$  und  $\beta = 0.5$  auf. Fuer diesen und den 6. Schwingbereich wird die exakte Auswertung der Wirkungsgradgleichung angegeben. Mittels einer Naeherechnung kann man Formeln fuer die groessten Wirkungsgrade in hoeheren Schwingbereichen ableiten, die auch die dazu erforderliche Spannungsaussteuerung  $\beta$  angeben. Schwing- und Daempfungsbereiche haben im  $\Theta$  - Diagramm fuer hoehere  $\Theta$ -Werte eine schachbrettartige Verteilung. Fuer diesen Fall wurden auch die Anschwingwerte berechnet. Man sieht aus ihnen, dass die Reflexionstriftroehre mit zunehmender Ordnungszahl des Schwingbereiches immer leichter, d.h. bei immer kleineren Strahlungsstroemen anschwingen kann. Auf die groesste zulaessige Aussteuerung wird hingewiesen, sowie auf die fuer die Reflexionstriftroehren charakteristische Bedingung, dass die negative Bremsspannung groesser als die Wechselspannungsamplitude sein muss, damit sich die Elektronen in der der Rechnung zugrunde gelegten Weise bewegen.

A P P E N D I X I

BIBLIOGRAPHY

Herbert Doering, ZS.f. Hochfrequenztechnik 62, 1943 S.98

Bernhard Kockel und Ludwig Mayer, Jahrbuch der AEG-Forschung VI, 1939, S.72

Bernhard Kockel, ZS.f.technische Physik, 22, 1941, S. 77

## A P P E N D I X II

### List of Illustrations.

- Figure 1 Schematical diagram of the general Reflex Klystron with drift space and retardation field of finite dimensions
- 2 Schematical diagram of the Reflex Klystron with pure retardation field focussing
- 3 Efficiencies of the general Reflex Klystron for  $\Theta_L = 5.75\pi$
- 4 Distribution of the oscillation ranges represented in the  $\beta\theta$  - plane
- 5 Curves of Constant Efficiency within the First Working Range of a Reflex Klystron with plane Retarding Field
- 6 The Sixth Oscillation Range of the Reflex Klystron with Pure Retardation Field Focussing

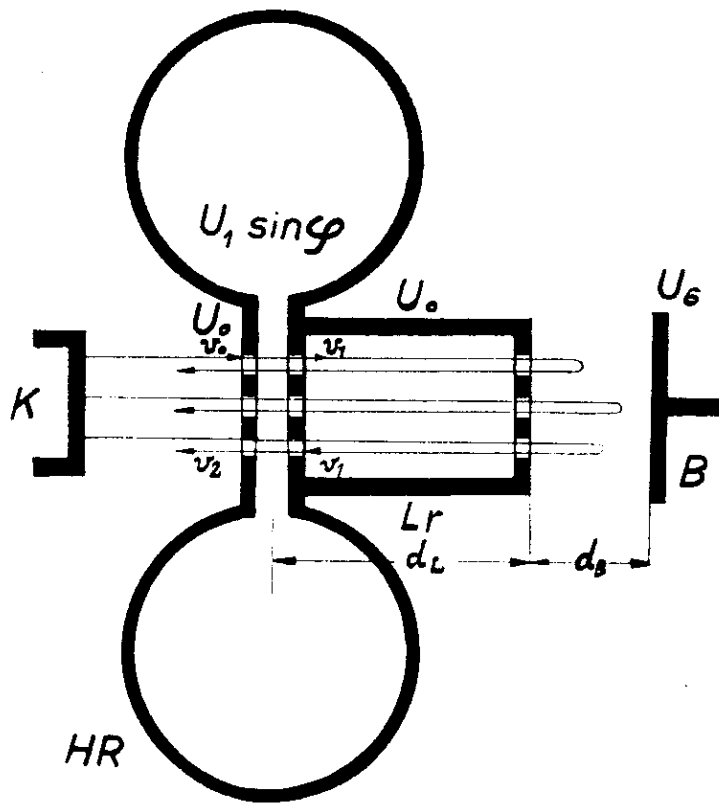


Abb.1 Schema der allgemeinen Reflexionstriftroehre mit Laufraum und Bremsfeld von endlicher Laenge.

FIAT FINAL REPORT NO.1182

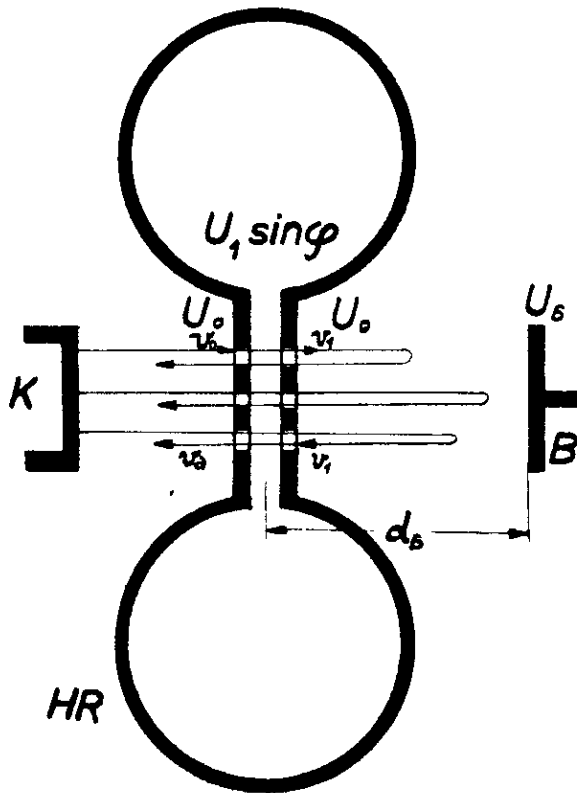


Abb.2 Schema der Reflexionstriftroehre mit reiner Bremsfeldfokussierung.

FIAT FINAL REPORT NO.1182

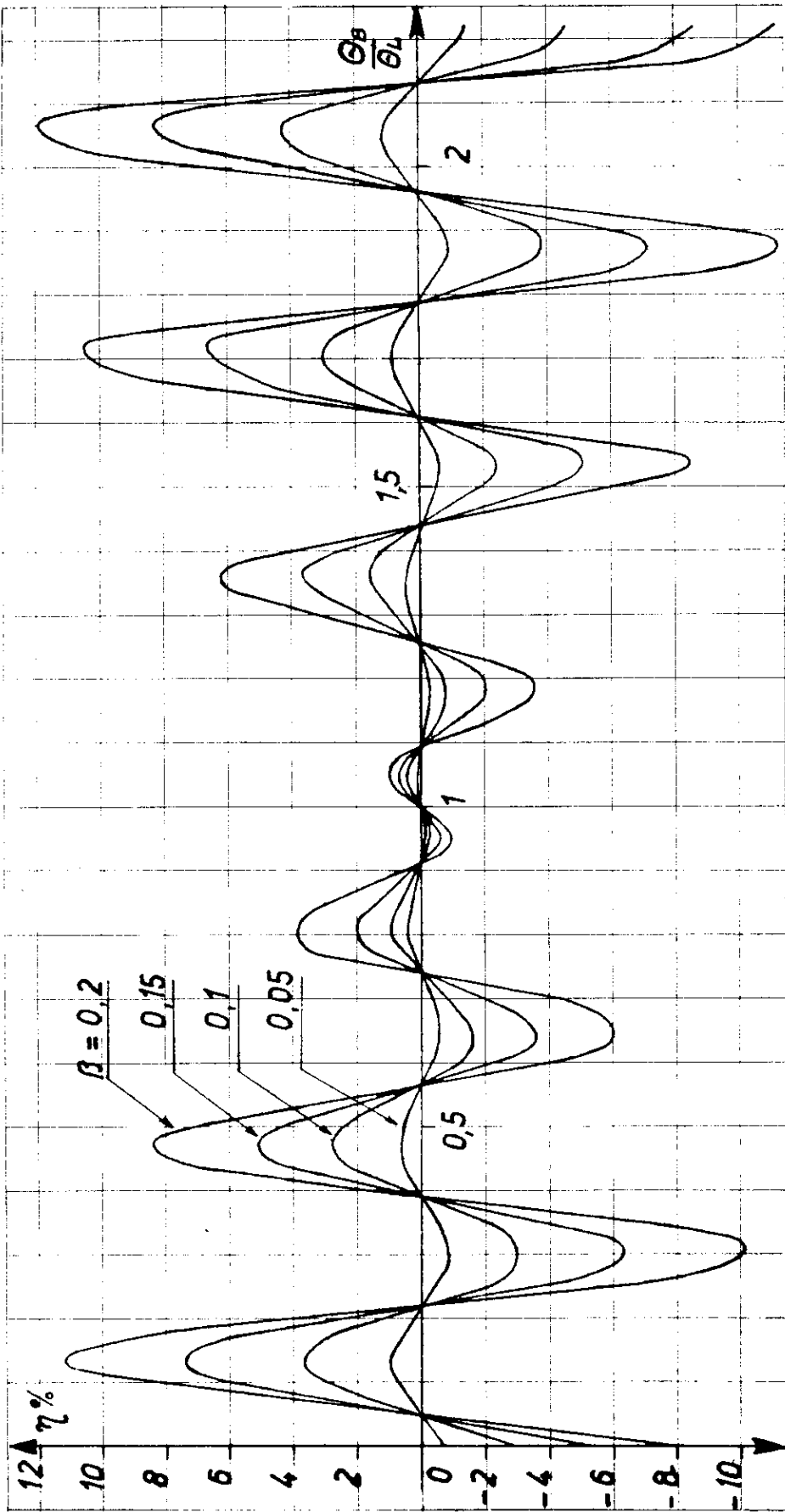


Abb. 3 Wirkungsgrade der allgemeinen Reflexionstrifftroehre bei  $\theta_L = 5.75\pi$   
 (  $\beta$  ..... Parameter )



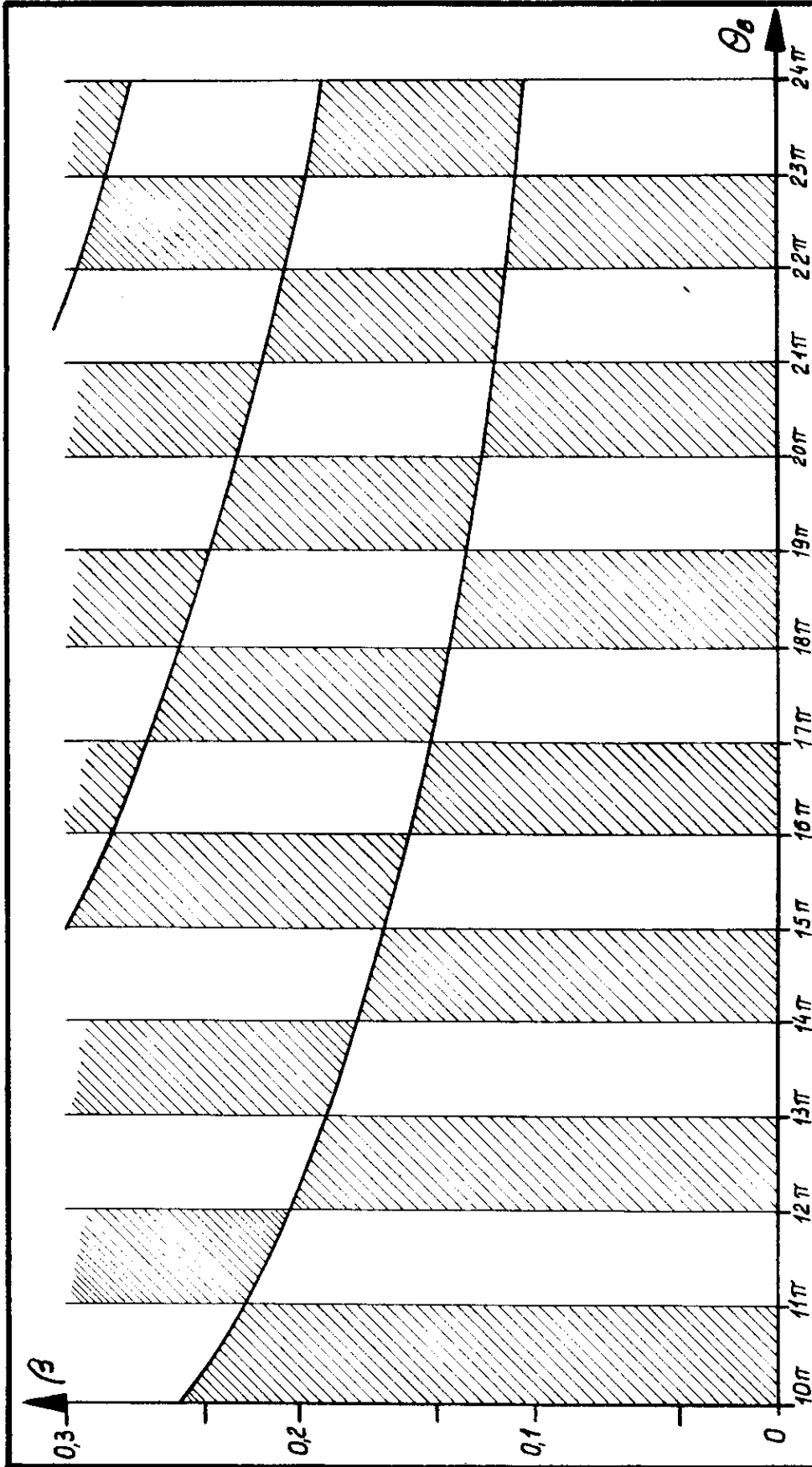


Abb. 4 Verteilung der Schwingbereiche in der  $\beta, \theta$  Ebene  
 (Dämpfungsbereiche schraffiert)

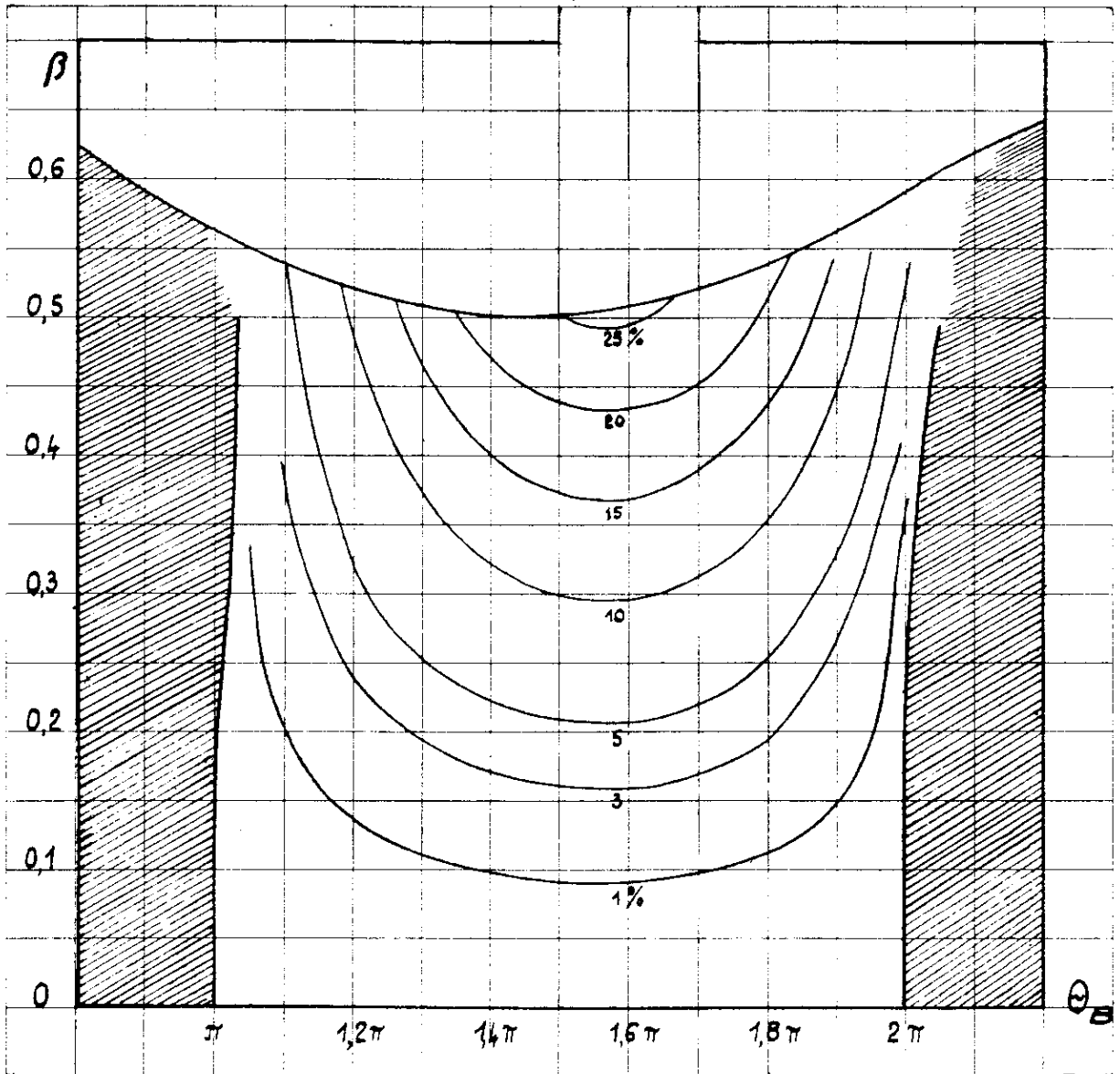


Abb. 5 Linien konstanten Wirkungsgrades in  
I. Schwingbereich bei der Reflexionstriftroehre  
mit ebenem Bremsfeld in Abhaengigkeit von der  
Aussteuerung  $\beta$  und der Bremsfeldlaenge  $\theta_B$

(Daempfungsbereiche schraffiert)

FIAT FINAL REPORT NO. 1182

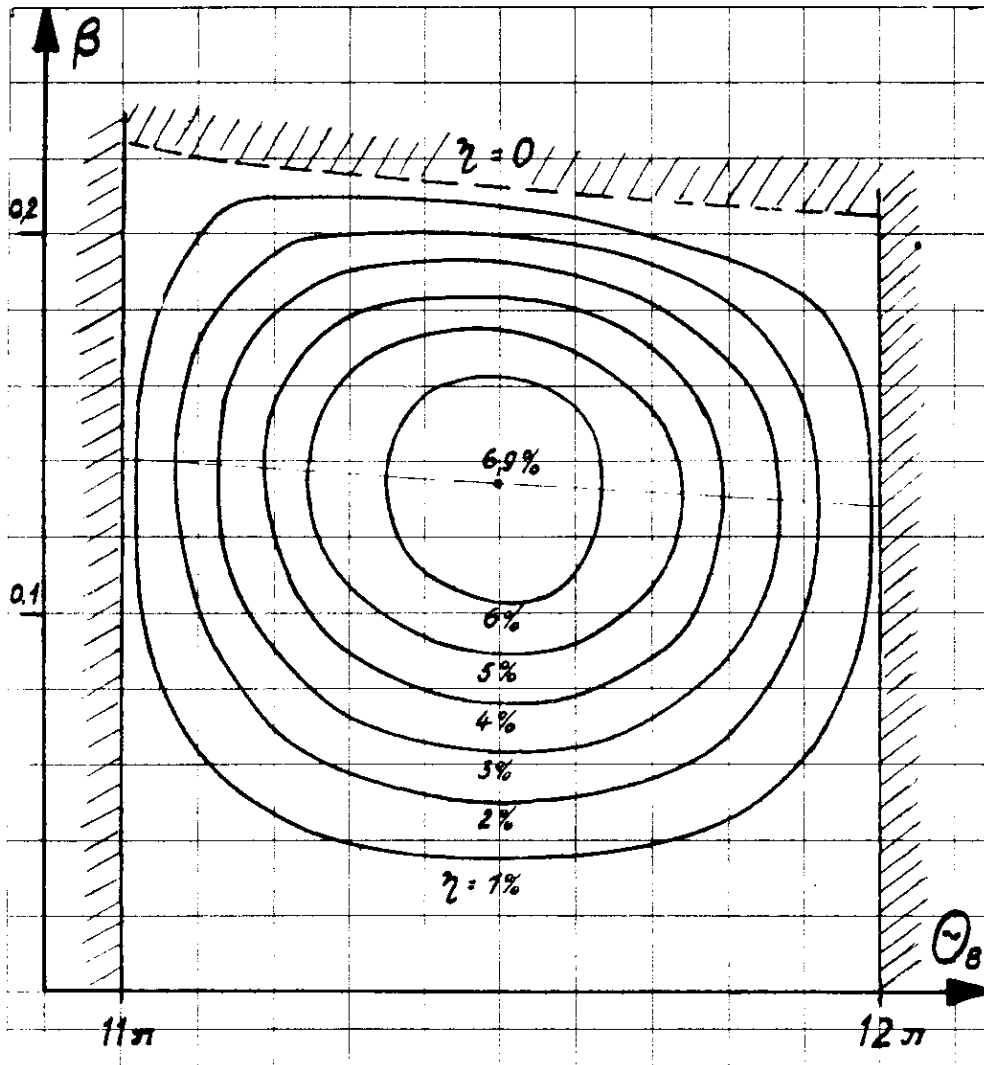


Abb. 6  $\eta$ -Schwingbereich der Reflexionstriftröhre mit reiner Bremsfeldfokussierung.  
 Linien gleichen Wirkungsgrades im Abstand von 1 zu 1% in Abhängigkeit von der Aussteuerung  $\beta$  und dem Gesamtlaufzeitwinkel  $\Theta$

- Linie fuer  $\eta = 0$  (Uebergang in Daempfungsbereich)
- Linie der maximalen Wirkungsgrade

## A P P E N D I X III

### Index of Publications by Dr. Herbert D o e r i n g.

- 1 ) Ueber elektrische Musikinstrumente  
Radio-Amateur, Juni 1933  
Technischer Verlag B. Erb, Wien
  - 2 ) Statische Messung von Scheitelspannungen aller Frequenzen  
Zeitschrift fuer Hochfrequenztechnik, Juni 1937  
Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig
  - 3 ) Die Steilheit der Richtkennlinie bei ultrahohen Frequenzen  
Zeitschrift fuer Hochfrequenztechnik, September 1937  
Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig
  - 4 ) Die Geschwindigkeitsaenderung der Elektronen im Ablenkkondensator bei ultrahohen Frequenzen - Jahrbuch der AEG- Forschung 1939  
Springer - Verlag, Berlin
  - 5 ) Modellversuche ueber die Elektronenbewegung in Wechselfeldern.  
(gemeinsam mit E. Brueche) Jahrbuch der AEG - Forschung 1939  
Springer - Verlag, Berlin
  - 6 ) Geschwindigkeitsgesteuerte Laufzeitroehren.  
(gemeinsam mit L. Mayer) ETZ 1940  
Springer - Verlag, Berlin
  - 7 ) Zur Theorie geschwindigkeitsgesteuerter Laufzeitroehren (L)  
Zeitschrift fuer Hochfrequenztechnik, Oktober 1943  
Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig
  - 8 ) Das Anschwingen von Trifthroehren  
Zeitschrift fuer Luftfahrtforschung, 1944, U. und M Nr. 784  
Zentralstelle fuer wissenschaftliches Berichtswesen, Berlin
  - 9 ) Zur Berechnung von Einkreistrifthroehren (Vortrag)  
Bericht ueber die Tagung des BHF in Breslau, Maerz 1944  
Zentralstelle fuer wissenschaftliches Berichtswesen, Berlin
  - 10) Elektronenoptische Probleme bei Trifthroehren (Vortrag)  
Bericht ueber die Tagung des BHF in Liegnitz, Dezember 1944  
Zentralstelle fuer wissenschaftliches Berichtswesen, Berlin (nicht gedruckt)
- Ferner etwa 150 Referate und Berichte ueber wissenschaftliche Arbeiten in den Zeitschriften: Elektrotechnik und Maschinenbau, Springer Wien und Berlin, Elektrotechnische Zeitschrift (ETZ) Springer Berlin, Zeitschrift fuer Hochfrequenztechnik, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig.