

Hechtel: Das Klystron mit endlichen Laufzeiten und
endlichen Aussteuerungen im Steuer- und
Arbeitsraum.

1. Einführung.

Über die Theorie des Klystrons liegt bereits eine Reihe von Arbeiten vor (1-7), die alle von vereinfachenden, speziellen Annahmen ausgehen, die bei der praktischen Ausführung eines Klystrons nicht erfüllbar sind. In der vorliegenden Arbeit soll der ganz allgemeine Fall endlicher Laufzeiten und endlicher Wechselspannungsamplituden im Steuer- und Arbeitsraum behandelt werden. Die interessierenden Größen sind der elektronische Wirkungsgrad und der negative Ersatzwiderstand des Generators, der zusammen mit den Eigenschaften des Schwingungskreises (Hohlraumresonator) den Anschwingstrom und das Verhältnis von Nutzleistung zur gesamten Hochfrequenzleistung bestimmt. Da auf analytischem Wege stets nur Näherungslösungen möglich sind, deren mögliche Fehler schwer abzuschätzen sind und zu erheblichen Irrtümern Anlaß geben können, wurde ein graphisch-numerisches Verfahren gewählt, das - von Zeichen- und Rechenungenauigkeiten abgesehen - stets vollkommen richtige Ergebnisse liefert.

Wegen der relativ großen Zahl von 6 frei wählbaren Parametern beim allgemeinen Klystron würde eine vollständige Diskussion des Problems eine unübersehbare Rechenarbeit bedeuten. Aus diesem Grunde beschränken sich die Rechnungen auf einen für die Praxis wichtigen, leicht realisierbaren Sonderfall, den "symmetrischen Doppelhohlraum", bei dem Steuer- und Arbeitsraum gleich lang und die Hochfrequenzfelder in beiden nach Phase und Amplitude gleich sind.

2. Die Wirkungsgradformel.

Durch Aufstellung der Energiebilanz für ein einzelnes Elektron und Mittelwertbildung über sämtliche Elektronen, die während einer Schwingungsperiode in das Klystron eintreten, gelangt man zu folgender Formel für den elektronischen Wirkungsgrad (vgl. Dahlke u. Labus 7)

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\left(\frac{v_{3a}}{v_0} \right)^2 - 1 \right] d\varphi \quad . \quad (1)$$

v_0 ist dabei die Elektronengeschwindigkeit beim Eintritt in das Klystron, v_{3a} die (von φ abhängige) Austrittsgeschwindigkeit, φ die Eintrittsphase. v_{3a} erhält man durch Auflösen von zwei transzendenten Gleichungen, die man durch zweimalige Integration der Bewegungsgleichungen gewinnt. Die Auflösung dieser transzendenten Gleichungen stellt das eigentliche Problem bei jeder Wirkungsgradberechnung für das Klystron dar. Sie wird im vorliegenden Fall auf graphischem Wege vorgenommen.

3. Der negative Ersatzwiderstand des Generators.

Ist die vom Elektronenstrahl an das Hochfrequenzfeld abgegebene Leistung N_e und die am Schwingungskreis (Hohlraumresonator) liegende Wechselspannung U bekannt, so kann man dem Generator einen negativen Ersatzwiderstand R_e zuordnen gemäß der Beziehung

$$N_e = \frac{U^2}{2R_e} \quad (N_e \text{ negativ}). \quad (2)$$

Durch eine Energiebetrachtung und durch Einführung des Gleichstromwiderstandes $R_0 = U_0/I_0$ und der Spannungsaussteuerung $m = U/U_0$ erhält man

$$R_e = R_0 \frac{m^2}{2\eta} \quad (3)$$

Wie sich leicht zeigen läßt, muß der Außenwiderstand R_a des Generators, der die verbrauchte Leistung bestimmt, stets gleich oder größer sein als R_e , wenn eigenerregte Schwingungen möglich sein sollen. Beim unbelastetem Generator ist R_a identisch mit dem Parallelwiderstand R_p des Schwingungskreises.

Sucht man einen Generator mit möglichst kleinem Anschwingstrom, so muß man also danach trachten, R_p und die Größe $\frac{\eta}{m^2}$ möglichst groß zu machen. R_p hängt nun, ebenso wie η , stark von der Größe des Laufzeitwinkels Θ_1 bzw. Θ_3 im Steuer- und Arbeitsraum ab. Um Anordnungen mit verschiedenen Θ_1 bzw. Θ_3 hinsichtlich ihres Anschwingstromes miteinander vergleichen zu können, wurde angenommen, daß R_p mit dem Quadrat des Laufzeitwinkels $\Theta_1 = \Theta_3 = \Theta_{1,3}$ wächst. (Diese Abhängigkeit gilt streng für einen in der elektrischen Grundschwingung erregten zylindrischen Hohlraumresonator, dessen Länge klein ist gegenüber seinem Durchmesser; für Hohlräume vom Rhumbatrontypus nimmt

R_p weniger stark mit Θ zu).

Setzt man in Gl.(3) $R_e = R_p = \text{const.} \cdot \Theta_{1,3}^2$ und löst nach I_0 auf, so erhält man

$$J_0 = \frac{U_0}{2 \text{ const.}} \cdot \frac{m^2}{\eta \Theta_{1,3}^2} \quad (4)$$

Die Größe $\frac{m^2}{\eta \cdot \Theta_{1,3}^2}$ ist also, unter den erwähnten Voraussetzungen, ein relatives Maß für den Anschwingstrom eines Generators.

4. Numerische Ergebnisse.

Die Numerische Berechnung wurde im allgemeinen so durchgeführt, daß die Größe $(v_{3a}/v_0)^2$ für Eintrittsphasen von 20° zu 20° berechnet wurde. Wo es im Interesse der Genauigkeit notwendig schien, wurden auch noch Zwischenwerte berechnet. Die Auswertung des Integrals $\int_0^{2\pi} [(\frac{v_{3a}}{v_0})^2 - 1] d\varphi$ erfolgte mit dem Planimeter.

Bezüglich der frei wählbaren Parameter $\Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_3$, Θ_2 (= Laufzeitwinkel im Laufraum) und $m_1 = m_3 = m$ wurde folgendermaßen verfahren: Für ein bestimmtes $\Theta_{1,3}$ wurden Θ_2 und m solange variiert, bis η seinen Höchstwert erreicht hatte, für den $\frac{\partial \eta}{\partial \Theta_{1,3}} = \frac{\partial \eta}{\partial m} = 0$ ist.

Zwei Beispiele für solche η , m -Kurvenscharen mit Θ_2 als Parameter sind in der Abb. 1 wiedergegeben.

Wendet man dieses Verfahren für die verschiedensten $\Theta_{1,3}$ an, so findet man, daß die Größe $\frac{\Theta_1 + \Theta_3}{2} + \Theta_2$ stets Werte in der Nähe von $1,5\pi$, $3,5\pi$, $5,5\pi$ usw. annimmt. Diese Beziehung ist schon aus der Arbeit von Dahlke u. Labus zu entnehmen und für $\Theta_{1,3} = 0$ auch bei Döring zu finden. Die Bereiche günstigsten Wirkungsgrades sollen in Zukunft mit erster, zweiter, dritter usw. Schwingbereich bezeichnet werden. Bei ständiger Vergrößerung von $\Theta_{1,3}$ und gleichzeitiger Abnahme von Θ_2 entsprechend der Bedingung für $\frac{\Theta_1 + \Theta_3}{2} + \Theta_2$ geht das normale Klystron schließlich in einen Einfeldgenerator über, wie er von Müller und Rostas beschrieben worden ist. Man kann sich dabei den Müller-Rostas'schen Generator durch eine Zwischenwand in zwei gleiche Teile getrennt denken, von denen die erste den Steuer- und die zweite den Arbeitsraum darstellt.

Die vollständige Darstellung des Wirkungsgrades η in Abhängigkeit von $\Theta_{1,3}$ ist mit den dazugehörigen Werten von Θ_2 , m , und $\frac{m^2}{\eta \Theta_{1,3}^2}$ in Abb. 2 wiedergegeben. Θ_2 und m sind, wie schon erwähnt, für jedes $\Theta_{1,3}$ so gewählt, daß η ein Maxi-

Maximum wird. Der erste und zweite Schwingbereich sind bis zu ihrem Ende ($\Theta_2 = \sigma$) durchgerechnet, beim dritten Schwingbereich wurde nur bis zu $\Theta_{1,3} = 3\pi$ gerechnet, da bei der praktischen Ausführung eines Klystrons größere Werte wohl kaum infrage kommen. Wie man sieht, nimmt der Wirkungsgrad η bei Werten von $\Theta_{1,3}$ bis zu π nicht wesentlich ab und erreicht bei etwa $2,4\pi$ seinen absoluten Höchstwert. Diese Tatsache ist verständlich, wenn man bedenkt, daß Steuer- und Arbeitsraum in diesem Falle je einen Müller-Rostas'schen Generator darstellen.

Die Größe $\frac{m^2}{\eta \cdot \Theta_{1,3}^2}$, die ein Maß für den Anschwingstrom darstellt, erreicht ein erstes Minimum zwischen $\Theta_{1,3} = 0,8\pi$ und $0,9\pi$, ein zweites, weniger tiefes, in der Gegend von $= 2,6\pi$. Für $\Theta_{1,3} = 0$ wird sie unendlich. Diese Ergebnisse decken

sich im großen und ganzen mit denen von Dahlke und Labus. Ganz allgemein ist der Anschwingstrom ebenso wie der Wirkungsgrad, in den höheren Schwingbereichen, die einem größeren entsprechen, kleiner als in den niedrigen.

Anschließend seien noch einige Ergebnisse über den Energieumsatz in einem einzigen Hochfrequenzfeld angefügt. Müller und Rostas berechnen einen günstigsten Wert von $\eta = 14,5\%$ bei einem Laufzeitwinkel $\Theta = 2,5\pi$ und einer Aussteuerung $m = 4$. Kleinsteuber (8) berechnet nach einer anderen analytischen Methode für $\Theta = 2,3\pi$ und $m = 4$ einen Wirkungsgrad von etwa 23% . Die in der vorliegenden Arbeit angewandte graphische Methode liefert einen besten Wirkungsgrad von $18,0\%$ bei $\Theta = 2,35\pi$ und $m = 3,5$. Für $\Theta = 2,5\pi$ und $m = 4$ erhält man praktisch das gleiche Ergebnis wie Müller und Rostas ($14,0\%$). Die günstigsten Laufzeitwinkel, Aussteuerungen und Wirkungsgrade in den ersten drei Schwingbereichen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Θ	m	$\eta(\%)$
$2,35\pi$	$3,5$	$18,0$
$4,4\pi$	$4,0$	$12,7$
$6,5\pi$	$4,5$	$9,7$

Tabelle 1.

Schließlich ist in Abb.5 der Verlauf von η in Abhängigkeit von m für Laufzeitwinkel $\Theta = \pi, 1,5\pi$ und $2,3\pi$ wiedergegeben. Für Werte $0 < \Theta < 2\pi$ erhält man wie bekannt, einen positiven Wirkungsgrad, d.h. Dämpfung.

Schrifttum.

- 1.) A. Arsenjewa-Heil u.O.Heil, Zs.f.Physik 95, 752, 1935
- 2.) D.L. Webster, J. Appl.Phys. 10, 501, 1939
- 3.) M. Geiger, Die Telefunken-Röhre 16, 177, 1939
- 4.) J.J. Müller u. E. Rostas, Helv.Phys.Acta 13, 435, 1940
- 5.) B. Kockel, Z.f.techn.Physik, 22, 77, 1941
- 6.) M. Geiger, Die Telefunken-Röhre 19/20, 128, 1941
- 7.) W. Dahlke und J. Labus, Dt.Luftfahrtforschung FB 1577, 1942
- 8.) W. Kleinsteuber, Zs.f.Hochfr.u.El.Ak. 59, 112, 1942
- 9.) H. Döring, Zs.f.Hochfr.u.El.Ak. 62, 98, 1943.

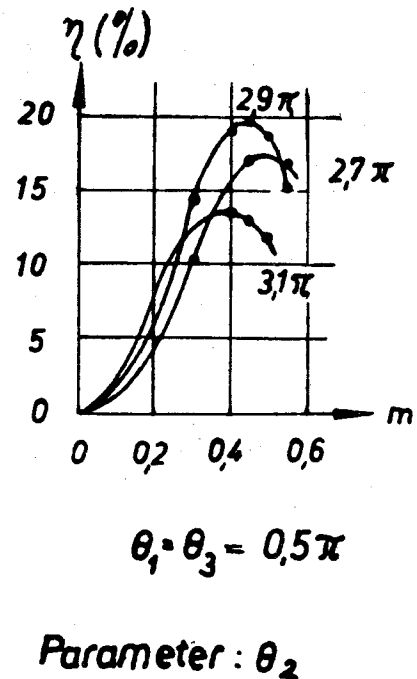
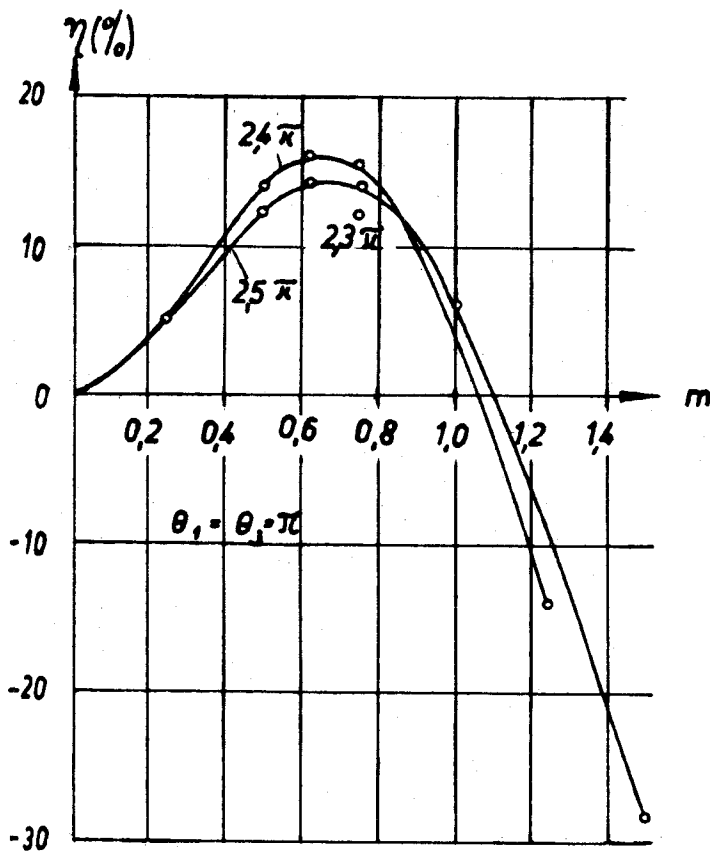


Abb.1

Wirkungsgrad beim Doppelhohlraum

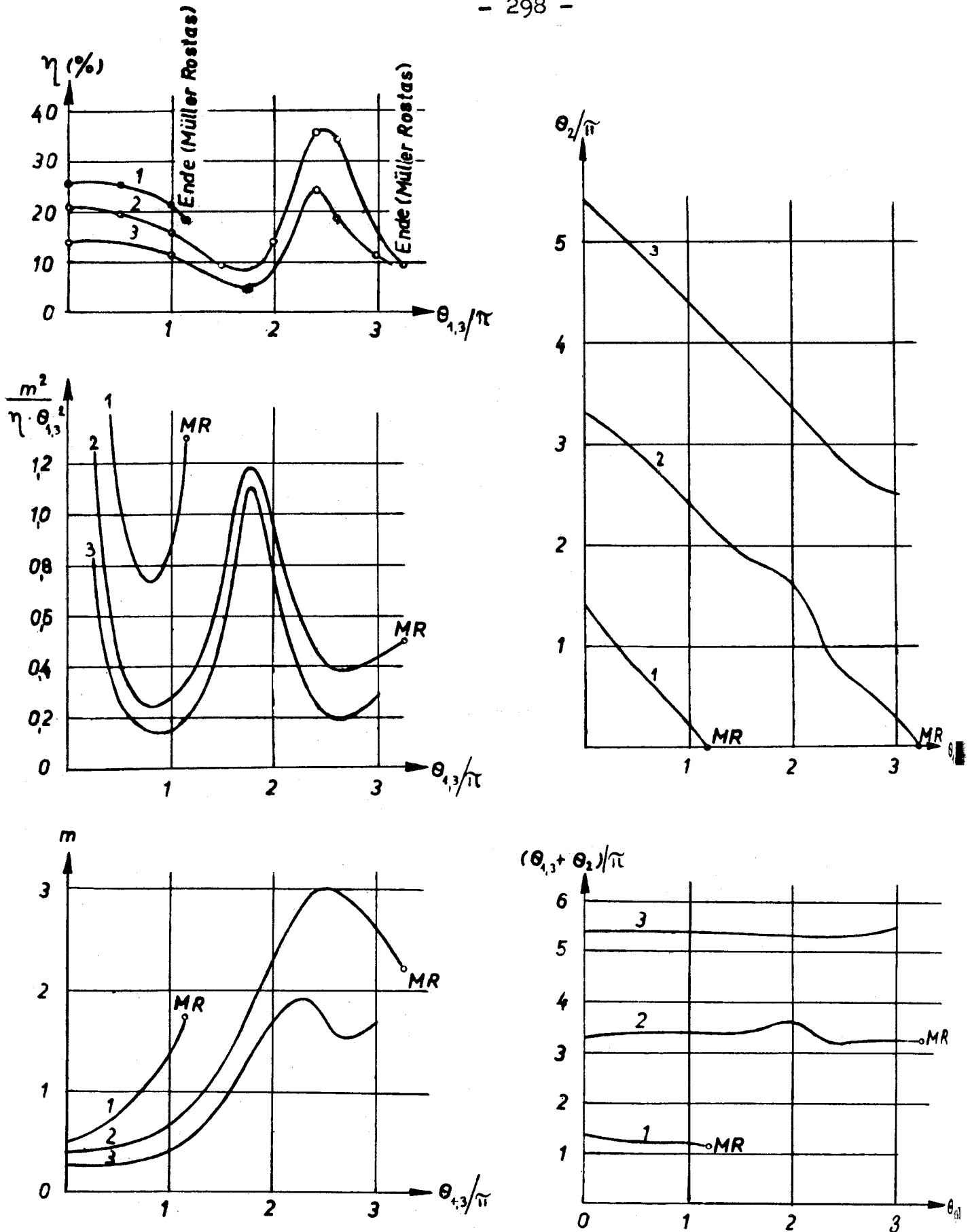


Abb. 2

Wirkungsgrad, Anschwingstrom, Spannungsaussteuerung und Laufzeitwinkel beim Doppelhohlraum

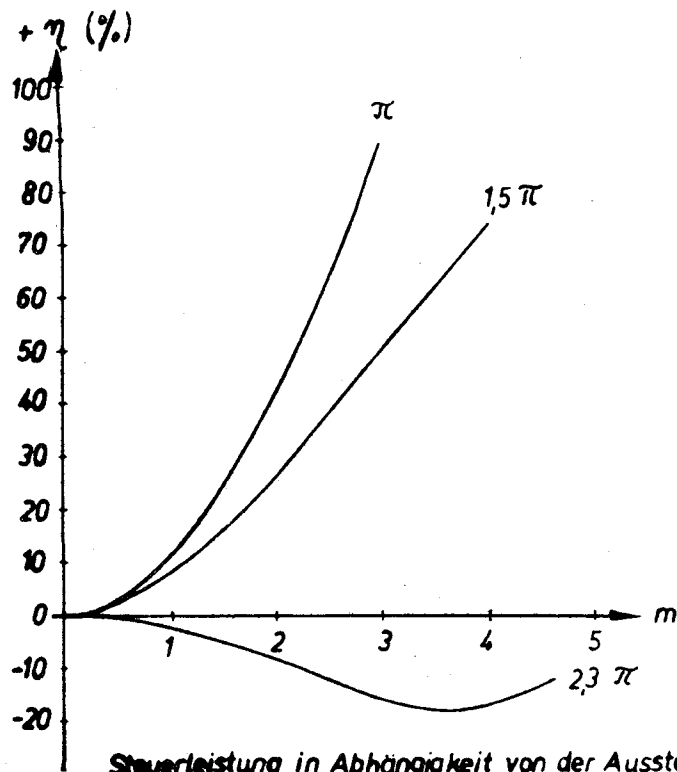


Abb. 3

Steuerleistung in Abhängigkeit von der Aussteuerung
Parameter: statischer Laufzeitwinkel