

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 41 (1950)
Heft: 2

Artikel: Betrachtungen über einige elektronische Grundlagen der Mikrowellen-Röhren
Autor: Sigrist, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1061226>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 03.04.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

draulischen Kraftwerke nicht in erheblichem Mass zurückgehen. Die Analyse der heutigen Ertragsfähigkeit der Elektrizitätsunternehmungen, besonders jener, welche die Verantwortung für die Erstellung neuer Kraftwerke zu übernehmen haben, führt zur Erkenntnis, dass diesen Betrieben die Zur>Last-Legung der Produktionskostenüberschüsse der neuen Kraftwerke auf die Dauer nicht zugemutet werden darf, wenn ihre finanzielle Lage mit der Zeit nicht gefährdet werden soll. Aus dieser Sachlage erwächst das Bedürfnis nach einer Anpassung der Elektrizitätspreise an die neuen Produktionskosten, wobei sich die Aufgabe dahin präzisieren wird, durch eine wohlabgewogene Differenzierung dieser Massnahme die Anpassung ohne fühlbare Einbusse an der Wettbewerbsfähigkeit der elektrischen Energie zu erzielen.

Wenn so durch Verständigung zwischen Produzent und Verbraucher von der Wirtschaftsseite her die Voraussetzungen für einen umfassenden weiteren Ausbau der Wasserkräfte geschaffen werden könnten, möchte man erwarten, dass behördlicherseits auf dem Weg der Empfehlung und der Vermittlung die Anstrengungen zur Erzielung einer gewissen Ordnung in der Verfügbarkeit der Wasserkräfte vergrössert werden. Es sollte eine ständige beratende Kommission, zusammengesetzt aus Vertre-

tern der Wirtschaft und der Fachwelt, gebildet werden, welche den Bund, bzw. seine Organe, in der Anstrengung dieses Ziels unterstützt.

Dieser Wunsch ist nun vor kurzem in Erfüllung gegangen. Der Bundesrat beschloss am 16. September 1949, die Schweizerische Wasserwirtschaftskommission, unter Beibehaltung ihrer bisherigen gesetzlich verankerten Bezeichnung, zu einer Energiewirtschaftskommission auszubauen und sie zur Beratung des Post- und Eisenbahndepartements, sowie seiner Ämter für Wasser- und Elektrizitätswirtschaft über alle Fragen der Wasser- und Energiewirtschaft regelmässig beizuziehen.

Die Kommission setzt sich aus Vertretern der hydroelektrischen Produktion, der Brennstoffwirtschaft, der Energieverbraucher und aus unabhängigen Energiewirtschaftlern zusammen.

Wir müssen dem Bundesrat und besonders dem Antragsteller, Herrn Bundesrat Celio, dafür dankbar sein, dass er auf diesem glücklichen Weg den ständigen Kontakt mit der Wirtschaft und Fachwelt und ihren Ratschlag sucht. Durch diese Verbundenheit mag manche Spannung ausgeglichen werden; der behördlichen Empfehlung verbreitert sie die Basis und erhöht ihre Überzeugungskraft.

Adresse des Autors:

Prof. Dr. B. Bauer, Eidg. Technische Hochschule, Zürich.

Betrachtungen über einige elektronische Grundlagen der Mikrowellen-Röhren

Vortrag ¹⁾, gehalten an der 13. Hochfrequenztagung des SEV vom 20. September 1949 in Baden,

von W. Sigrist, Ennetbürgen

621.396.615.14

Mit dem Vordringen in den Bereich der Dezimeter- und Zentimeterwellen wird man gezwungen, die grundlegenden Vorstellungen über Wirkungsweise von Elektronenröhren zu vertiefen. Mit Hilfe eines elektrolytischen Troges können die Felder um die Elektroden im Modellversuch bestimmt werden, und durch eine besondere, ausführlich beschriebene graphische Methode lassen sich die Elektronenbahnen in der Elektronenröhre genau verfolgen. Von besonderer Bedeutung ist die Kenntnis über die Wirkungen, die von bewegten Ladungen auf die Aussenkreise ausgeübt werden. Bekanntlich werden diese durch die Maxwell'schen Beziehungen umschrieben. Bei der Elektronenröhre vereinfachen sich diese Beziehungen wesentlich, da die betrachtete Ladung und die veränderlichen Felder kohärent sind. Der gesamte Vorgang kann entweder durch den Konvektionsstrom oder durch den Verschiebungsstrom beschrieben werden. Die Beschreibung durch den Verschiebungsstrom gibt jedoch das vollständigere Bild. Mit Hilfe der angegebenen Methode lässt sich auch das Eigenrauschen der verschiedenen Röhrenarten direkt erklären.

1. Besonderheiten der Dezimeter- und Zentimeterwellen

Die Hochfrequenztechnik hat im Laufe ihres Werdeganges die wissenschaftliche und technische Erschliessung von Bereichen immer kürzerer elektrischer Wellen verwirklicht. Die Jagd nach kürzesten Wellen — man gestatte diesen Ausdruck — ist auch heute noch nicht beendet. Wesentlich gefördert wurde die Entwicklung durch den Ausbau der

¹⁾ Der ursprüngliche Titel des Vortrages hiess: «Grundätzliches über Bau und Wirkungsweise von Mikrowellen-Röhren». Der Autor hat ihn geändert, um den Inhalt des Artikels noch besser zu kennzeichnen.

Depuis que la technique s'occupe du domaine des ondes décimétriques, voire même centimétriques, il est devenu nécessaire d'approfondir nos connaissances du fonctionnement des tubes électroniques. Les champs des électrodes peuvent être déterminés sur modèles au moyen d'une cuve électrolytique et il est possible de suivre exactement les trajectoires des électrons dans le tube électronique, grâce à une méthode graphique spéciale que l'auteur décrit en détail. Il est particulièrement important de connaître les effets qu'exercent les charges mobiles sur les cercles extérieurs. Dans le cas des tubes électroniques, les équations de Maxwell appliquées à ces effets peuvent être sensiblement simplifiées, car la charge considérée et les champs variables sont cohérents. L'ensemble du processus peut être décrit soit par le courant de convection, soit par celui de déplacement, ce dernier donnant toutefois une image plus complète. La méthode indiquée permet également d'expliquer directement le souffle propre aux divers genres de tubes électroniques.

Elektronik — es sei nur an die Namen neuester Schöpfungen auf dem Röhrengebiete erinnert, wie Klystron, Magnetron, Travelling wave tube usw.

Gewiss wurden schon in den Anfängen der Hochfrequenztechnik mit Hilfe von Funkenerregung Zentimeterwellen erzeugt. Aber die Grundlagen sind wesentlich ausgedehnter und tragfähiger geworden. Zur Herstellung kürzester Wellen kommen nur noch elektronische Geräte in Frage, welche hinsichtlich Mannigfaltigkeit, Zuverlässigkeit, Güte und Wirkungsgrad einen ausserordentlichen Fortschritt gebracht haben. Kürzeste Wellen können heute nicht nur erzeugt, sondern auch verstärkt werden. Die

Erkenntnis über die Vorgänge in den Elektronenröhren ist vor allem vertieft worden durch die Berücksichtigung der Elektronenträgheitseffekte bei den sogenannten Laufzeiterscheinungen und durch die sorgfältige Analyse des elektronischen Rauschens. Dabei wurde man gezwungen, das Augenmerk auf bisher wenig beachtete, aber doch wesentliche Dinge zu richten, worüber hier berichtet sein möge.

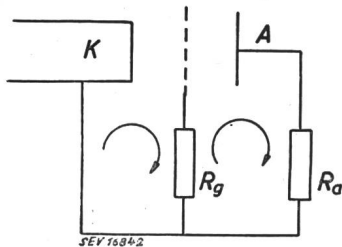


Fig. 1
Normale
Verstärker-Schaltung
Kathoden-Basis-
Schaltung

A Anode
K Kathode
 R_a Anodenwiderstand
 R_g Gitterwiderstand

Eine gewöhnliche Triode in normaler Verstärkeranordnung ist wohl das geeignetste Beispiel zur Erläuterung der gewandelten Vorstellungen. In einer Schaltungsanordnung nach Fig. 1 fließt durch den Widerstand R_a ein gewisser Anodenstrom und durch den Widerstand R_g ein gewisser Gitterstrom. Die Summe dieser Ströme ist gleich dem Strom in der Kathodenleitung. Man hat sich daher gewöhnt, von einem Anodenkreise zu sprechen, der von der Kathode zur Anode und über R_a zurück zur Kathode gezählt wird, und einem Gitterkreise, der analog von der Kathode zum Gitter und über R_g zurück zur Kathode gerechnet wird.

Messungen des Eigenrauschens von Trioden bei kürzesten Wellen zeigten nun aber, dass diese einfache Art der Betrachtung in bestimmten Fällen als mangelhaft, ja sogar als unrichtig bezeichnet werden muss. Die Wirkungsweise der Laufzeitröhren ist zum Beispiel aus einer solchen Vorstellung heraus nicht zu verstehen. Aus einer genaueren Betrachtung der elektronischen Grundlagen ergibt sich, dass wir bei einer Triode den Anodenkreis von der Anode über den Anodenwiderstand zur Kathode und über den Gitterwiderstand zum Gitter und zurück zur Anode zu zählen haben, und dass entsprechend der Gitterkreis vom Gitter über den Gitterwiderstand zur Kathode und zurück zum Gitter führt.

Das Problem der elektronischen Geräte besteht nun darin, genau darüber Bescheid zu wissen, welche Wirkungen durch Ströme und Spannungen der Aussenkreise auf die Bewegung der Ladungsteilchen ausgeübt werden, und umgekehrt, welche Wirkungen durch die Bewegungen der Ladungsteilchen in den Aussenkreisen hervorgebracht werden.

2. Elektrolytischer Trog

Die Wirkungen äusserer Kreise auf fliegende Ladungsteilchen sind wohl allgemein bekannt. Die äusseren Kreise erzeugen an den Elektroden Spannungsdifferenzen; dadurch entstehen Felder und jedes Elektron erfährt als geladenes Teilchen in diesen Feldern entsprechende Beschleunigungen

und Verzögerungen. Es lassen sich also aus diesen Feldern nach den Gesetzen der Mechanik bei gegebenen Anfangsbedingungen die Elektronenbahnen und damit die Elektronenströme und die Stromverteilungen berechnen. Zur Lösung eines speziellen Problems ist es nun nötig, das Feldbild einer bestimmten Elektroden-Anordnung zu kennen. Bekanntlich lassen sich derartige Felder an einem Modellversuch im elektrolytischen Trog ermitteln. Am Institut für Hochfrequenztechnik der ETH bauten wir daher einen elektrolytischen Trog, wie er in Fig. 2 dargestellt ist.

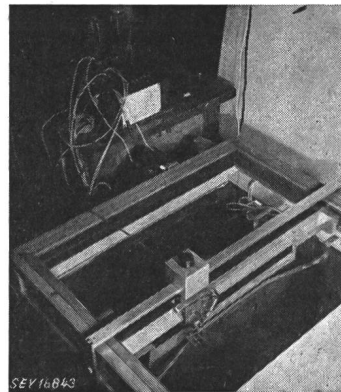


Fig. 2
Elektrolytischer Trog
zur Aufnahme
elektrischer
Potentialfelder

Da die zu messenden Felder meistens zentrisch symmetrisch, oft sogar allgemein räumlich sind, wurde ein tiefer Trog hergestellt. Trog und Elektroden bestehen aus blankem Eisenblech. Zur Übertragung der Messpunkte der Sonde auf das Zeichnungspapier dient ein Lichtstrahl, der durch die Glasplatte, die den ganzen Trog bedeckt, auf das Zeichnungspapier ein verkleinertes Bild einer mit der Sonde verbundenen Lichtquelle wirft. Die Sonde und die dazugehörige Optik sind zur Parallelführung auf einem Wagen montiert, welcher sich auf einem Träger bewegt, wobei letzterer seinerseits auf Schienen leicht verschiebbar ist. Die Parallelführung des Trägers erfolgt nach der Art der bekannten Reißschiene-Parallelführung durch zwei sich kreuzende Saiten. Die Übertragung der Bewegung des Bedienungsknopfes, der sich über der Glasplatte befindet, geschieht in der einen Richtung durch direkte Verschiebung des Trägers und in der andern Richtung durch einen Schnurzug, und zwar derart, dass Sonde und Lichtquelle sich ungefähr so mit dem Bedienungsknopfe bewegen, wie wenn diese Teile untereinander starr verbunden wären. Diese Art der Parallelführung des Trägers und die Bewegungsübertragung vom Bedienungsgreif auf die Sonde sind gewählt worden, um trotz möglichst geringer Apparateausdehnung grösstmögliche Bewegungsfreiheit der Sonde innerhalb des Troges zu erlangen.

Die Schaltung der Anordnung ist naturgemäss eine Brückenschaltung. Die Speiseleistung der gesamten Brücke wird einem 300-Hz-Netz des Hauses über einen Transformator entnommen. Diese Frequenz gestattet die Verwendung eines Telefons als Null-Instrument. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit befindet sich zwischen Sonde und Telefon

ein Verstärker, der zur Verringerung des Einflusses fremder Störungen für 300 Hz ein Verstärkungsmaximum besitzt.

Mit diesem Rüstzeug lassen sich in sehr kurzer Zeit verhältnismässig komplizierte Feldbilder aufnehmen, da der Arbeitsgang sehr konzentriert ist. Die eine Hand führt die Sonde, die andere zeichnet die Lichtpunkte auf. Das Auge ist dauernd auf das Bild gerichtet, während das Ohr die Nullstellen feststellt (vgl. Fig. 3).

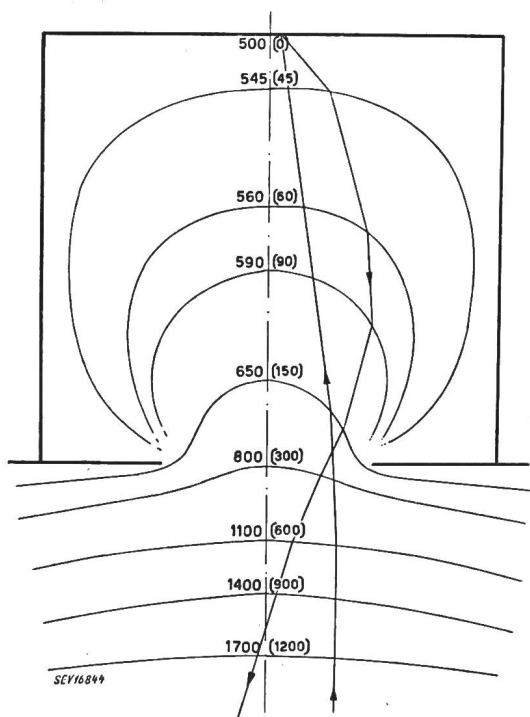


Fig. 3
Potentialfeld einer Hohlanode
Anodenpotential 500 V, Elektrodenpotential des Leistungsfeldes 2000 V
Flugbahn eines Primär- und eines Sekundär-Elektrons (Wiederaustritt aus der Hohlanode)

3. Graphische Methode zur Ermittlung der Elektronenbahnen

Zur Ermittlung der Elektronenbahnen verwenden wir eine eigene graphische Integrationsmethode, welche an Hand des Beispiels Fig. 4 a und b erläutert werden möge. In Fig. 4 a ist ein Teil eines beliebigen Feldes durch die Niveaulinien 600...1200 V dargestellt. An der Stelle 1 trete ein Elektron mit der nach Grösse und Richtung bekannten Geschwindigkeit v_1 in das Feld ein.

In Fig. 4 b ist der Vektor der Geschwindigkeit v_1 eingezeichnet, der entsprechend einem Potential von 600 V nach der Beziehung $v = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U}$ m/s eine Geschwindigkeit von $1,45 \cdot 10^7$ m/s besitzt. Diesem Geschwindigkeitsbetrag entspricht der Radius des Kreises mit dem Potential 600 V. Seine Richtung ist durch die angenommene Richtung in Fig. 4 a festgelegt. Der in Fig. 4 b gezeichnete Vektor der Geschwindigkeitsänderung Δv gibt zusammen mit der ursprüng-

lichen Geschwindigkeit den neuen Vektor der Geschwindigkeit des Elektrons für die Stelle, wo dasselbe die Niveaulinie 800 V trifft. Da in Wirklichkeit dieser Vektor der Geschwindigkeitsänderung nicht bekannt ist, lässt sich diese einfache Summation nicht direkt ausführen. Wir kennen aber die Richtung der Geschwindigkeitsänderung, da diese in der Richtung der elektrischen Feldstärke verläuft, welche senkrecht auf den Niveaulinien steht. Also zeichnen wir zunächst diese in das Vektorbild

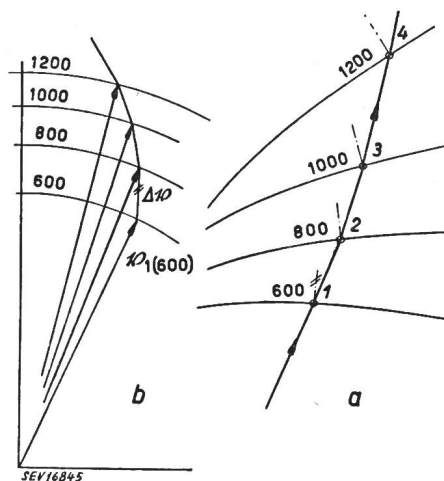


Fig. 4
Bestimmung der Elektronenbahnen
a Feldbild (Niveaulinien und Elektronenbahn)
b Vektordiagramm der Elektronengeschwindigkeit
 $v_1(600)$ Geschwindigkeitsvektor im Feldpunkt 1 (Potential 600 V)
 Δv Vektor der Geschwindigkeitsänderung

ein. Ferner kennen wir die Grösse des resultierenden Vektors der Geschwindigkeit auf der Niveaulinie 800 V. Diese beträgt nach obiger Beziehung $1,7 \cdot 10^7$ m/s. Zeichnen wir diese Geschwindigkeit in allen möglichen Richtungen in das Vektorbild ein, so erhalten wir einen Kreis mit dem Geschwindigkeitsbetrage $1,7 \cdot 10^7$ m/s als Radius. Sein Schnittpunkt mit der Richtung von Δv liefert einerseits die Grösse der Geschwindigkeitsänderung und andererseits die Richtung des resultierenden Geschwindigkeitsvektors. Mit dieser Geschwindigkeit durchfliegt das Elektron den Raum zwischen den Niveaulinien 800 und 1000 V. Durch Wiederholung der eben erläuterten Konstruktion, d. h. durch Auftragen der Richtung der Geschwindigkeitsänderung, die sich aus dem Feldbilde ergibt, und der Grösse des resultierenden Vektors, die sich aus dem Potential errechnen lässt, erhält man sukzessive sowohl die Bahn des Elektrons, als auch die Schar der Geschwindigkeitsvektoren, die das Elektron an den verschiedenen Stellen des Feldes inne hat. In Wirklichkeit zeichnet man besser nicht die ganze Schar der Vektoren, sondern nur die Grössenkreise und die Vektoren der Geschwindigkeitsänderung, wodurch man das Vektordiagramm in Form des geometrischen Ortes aller Vektorspitzen als einfachen Kurvenzug erhält, der sich in einem Netz von Kreisen befindet.

4. Bewegte Ladung und Strom durch eine gedachte Fläche

Wenden wir uns nun zur Frage der Beeinflussung der äusseren Kreise durch die bewegten Ladungsteilchen. Bewegt sich ein Elektron zwischen zwei planparallelen Elektroden, die miteinander leitend verbunden sind, so fliesst bekanntlich ein Strom im äusseren Kreise. Nicht der Ein- oder Austritt des Elektrons in den Raum zwischen den Elektroden bestimmt diesen Strom, sondern die Geschwindigkeit und die Bewegungsrichtung des Ladungsteilchens. Wir wollen zunächst einmal ganz allgemein nach dem Strom fragen, der durch ein Flächenstück A fliesst, wenn das Elektron z. B. auf der x -Achse von links nach rechts und gleichzeitig durch dieses Flächenstück hindurch läuft (vgl. Fig. 5).

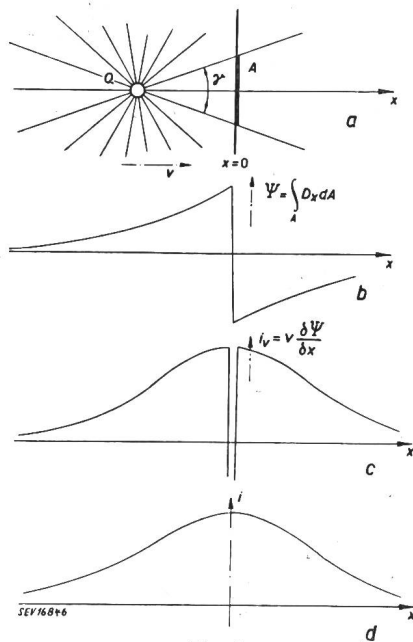


Fig. 5

Punktladung und Strom durch eine gedachte Fläche

- a Anordnung: die Punktladung Q wird von $x = -\infty$ bis $x = +\infty$ verschoben
 b Verlauf des Verschiebungsflusses ψ
 c Verlauf des Verschiebungsstromes i_v
 d Verlauf des Stromes (Verschiebungsstrom plus Konvektionsstrom)

Gemäss den Grundlagen der Maxwell'schen Theorie setzt sich der Strom aus zwei Teilen, dem Verschiebungsstrom und dem Konvektionsstrom zusammen. Hat das Elektron die Strecke von $x = -\infty$ bis $x = +\infty$ zurückverlegt, so tritt nach üblicher Auffassung die Summe der Verschiebungsströme nicht in Erscheinung, und es bleibt ein Konvektions-Stromstoss, der, über die ganze Zeit des Vorganges integriert, genau die durch das Flächenstück hindurchgetretene Ladung ergibt. Verfolgt man aber den Vorgang im einzelnen, so lässt er sich noch auf andere Weise interpretieren.

Wenn die Fläche A als kreisförmig angenommen wird, errechnet sich der Verschiebungsstrom i_v zu

$$i_v = \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_A D_x dA = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} \int_A D_x dA = v \frac{\partial}{\partial x} \int_A D_x dA$$

bzw. wenn man die x -Koordinate durch die entsprechende Winkel-Koordinate ersetzt, wird unter Benutzung der Beziehung $\int_A D_x dA = Q (1 - \cos \gamma)$

$$i_v = -vQ \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\cos \gamma)$$

In diesen Gleichungen bedeuten:

- Ψ Verschiebungsfluss,
 D_x elektrische Verschiebung in der x -Achse,
 Q Ladung des Elektrons,
 γ Raumwinkel.

In Fig. 5 b ist der Wert des gesamten Verschiebungsflusses Ψ durch die Fläche A für jede Lage des Teilchens aufgetragen. Bei grossen negativen Werten von x ist vorerst der betreffende Betrag klein und wächst dann mit abnehmendem Abstände bis zum Werte $\frac{Q}{2}$.

Im Moment, da das Teilchen durch die Fläche hindurchtritt, kehrt der Verschiebungsfluss sprunghaft das Vorzeichen und geht vom Werte $+\frac{Q}{2}$ nach $-\frac{Q}{2}$, um dann wieder all-

mählich auf den Wert null abzusinken. Fig. 5 c zeigt den nach x differenzierten Verlauf des Kurvenzuges von Fig. 5 b, in welchem entsprechend dem plötzlichen Vorzeichenwechsel der Verschiebung eine Unendlichkeitsstelle auftritt. Während der Stromstoss unendlich wird, bleibt aber das Integral $\int_A \frac{\partial D_x}{\partial x} dA dx$ über den nächsten Bereich von

$x = 0$ herum integriert endlich, und entspricht, wie eine leichte Überlegung ergibt, einer durch die Fläche A hindurchgetretenen Ladung Q .

Gleichzeitig mit dem soeben betrachteten Verschiebungsstromstoss tritt aber auch ein Konvektionsstromstoss auf, der eine unendliche Spitze aufweist, bzw. der je nach der angenommenen Grösse des Ladungsteilchens einen bestimmten Verlauf besitzt. Dagegen ergibt auch hier das Zeitintegral des Konvektionsstromes über den Konvektionsstoss genommen einen endlichen Wert, der gleich der Ladung Q des Teilchens ist. Summiert man nun Verschiebungsstrom durch A und Konvektionsstrom durch A in jedem Zeitmoment, so erhält man während des grössten Teils des Vorganges lediglich den Verschiebungsstrom. Zur Zeit da die Ladung die Fläche passiert, tritt aber einerseits ein Verschiebungsstromstoss und zugleich ein Konvektionsstoss von entgegengesetztem Vorzeichen auf. Diese beiden Stösse sind von sehr grossem momentanem Betrage und ganz kurzer Dauer, ergeben aber über die Stosszeit integriert den Gesamtwert Null, mit an-

deren Worten der Konvektions-Stromstoss und der Verschiebungs-Stromstoss, die sich nach Maxwell beim Durchtritt der Ladung Q durch die Fläche A einstellen, heben sich gegenseitig auf. Es bleibt ein einfacher stetiger Stromverlauf, wie er in Fig. 5 d dargestellt ist, und die merkwürdigen Diskontinuitäten beim Durchtritt des geladenen Teilchens durch die Fläche sind vollständig verschwunden.

Wir haben also die bemerkenswerte Tatsache vor uns, dass in unserem Falle die Beziehung $i = i_v + i_k$ gewissermassen degeneriert ist. Ein Teil des Verschiebungsstromes wird durch den Konvektionsstrom kompensiert und es bleibt nur ein ganz bestimmter Teil des Maxwellschen Verschiebungsstromes übrig. Es drängt sich aber die Frage auf, in welchem Masse dieses Verhalten einer Realität entspricht. Es zeigt sich, dass eine andere Berechnungsweise gefunden werden kann, welche es ermöglicht, den verbleibenden Verschiebungsstrom direkt zu bestimmen. Dabei hat man einfach in der Beziehung $\int_A D_x dA = Q (1 - \cos \gamma)$ (vgl. Fig. 5 a) den Winkel für positive Werte von α über 180° auszudehnen. Die zeitliche Änderung dieses Betrages ergibt dann den gesuchten resultierenden Strom (vgl. Fig. 5 d), welcher somit auch ermittelt werden kann als die Anzahl der Verschiebungslinien, welche die Umrandung der Fläche A pro Zeiteinheit schneiden.

Zusammengefasst ergibt sich also, dass in unserem Falle der resultierende Strom durch die Fläche A gleich dem totalen Verschiebungsstrom durch diese Fläche ist, der erhalten wird durch die Anzahl Verschiebungslinien, welche die Umrandung der Fläche pro Zeiteinheit schneiden. Ein Konvektionsstrom, hervorgerufen durch den Durchtritt der Quelle der Verschiebungslinien durch die Fläche A , braucht nicht mehr berücksichtigt zu werden; er ist in der Betrachtung schon enthalten.

Der Grund für dieses scheinbar merkwürdige Resultat liegt in der Kohärenz zwischen der Ladung, die den Konvektionsstrom erzeugt, und dem Felde, das den Verschiebungsstrom verursacht. Es ist wichtig, sich diese Tatsachen vor Augen zu halten, da in den Anwendungen auf dem Gebiete der Elektronik Ladung und Feld fast immer kohärent sind. Wir rechnen in solchen Fällen daher mit Vorteil ganz einfach mit dem totalen Verschiebungsstrom.

5. Bewegte Ladung und Strom in den Elektroden

In elektronischen Geräten haben wir jedoch ausser den Elektronen und einer nur gedachten Fläche A noch Elektroden, die miteinander verbunden sind. Die auseinandergesetzten Überlegungen bleiben jedoch grundsätzlich vollständig erhalten. Der Strom durch irgendeinen umrandeten Querschnitt wird immer ausschliesslich durch die Anzahl Feldlinien bestimmt, welche die Umrandung der betrachteten Fläche pro Zeiteinheit schneiden. Feldlinien, die auf Elektrodenflächen enden, bedeuten aber Ladungen, die sich auf den Elektroden

befinden. Falls sich die Gesamtzahl dieser Feldlinien ändert, folgt daraus ein Zu- oder Abfliessen von Ladung durch die Zuleitungen auf die Elektroden. Der Strom in den Zuleitungen wird dabei nicht direkt durch die auf die Elektroden gelangenden Elektronen gebildet, sondern durch das Zufließen der diese Ladung neutralisierenden Gegenladung.

Für eine Diode mit grossen planparallelen Platten ergeben sich folgende Verhältnisse: Ist das Leitungssystem geerdet, so ist der Raum ausserhalb der Elektroden feldfrei. In diesem Falle befindet sich die gesamte Gegenladung auf den beiden Elektroden. Bewegt sich das Elektron zwischen den Platten, so ändert sich das Feld und damit auch der auf einer Platte befindliche Teil der Gegenladung. Da aber die Gesamtladung des geschlossenen Systems konstant ist, bedeutet eine Veränderung der Ladung einer Platte eine entsprechende entgegengesetzte Veränderung der Ladung der andern Platte. Bei kurzgeschlossenen Platten geschieht dieser Ladungstransport durch den Kurzschlussleiter. Dem Kontinuitätsgesetz entsprechend findet der zur Bewegung der Ladung gehörende Verschiebungsstrom ausserhalb der Platten seine Fortsetzung in der Form des Leitungsstromes (Konvektionsstrom).

Wenn sich ein Elektron mit konstanter Geschwindigkeit von der Kathode zur Anode bewegt, erhält man bekanntlich einen gleichmässigen Strom, der solange dauert, als das Elektron sich in Bewegung befindet. Allgemein wird die Grösse des Stromes im äusseren Kreise bei beliebiger Geschwindigkeit v eines Ladungsteilchens, welches die Ladung Q trägt, $\frac{Q}{a} \cdot v$ (a Elektrodenabstand).

Dasselbe gilt von einer Triode. Eine solche unterscheidet sich von der einfachen Hintereinanderschaltung zweier Dioden nur dadurch, dass die mittlere gemeinsame Elektrode der beiden Dioden durchlöchert ist (vgl. Fig. 6). Auch hier werden die Ladungen und die Ladungsänderungen der einzelnen Elektroden durch die Felder der bewegten Ladungen bestimmt. Bewegt sich ein Elektron von der Kathode weg zum Gitter, so bildet sich ein resultierendes Feld aus, das sich vom Felde einer gewöhnlichen Diode kaum unterscheidet. Bekanntlich besitzt ja ein Gitter für elektrische Felder fast dieselbe abschirmende Wirkung wie ein volles Blech. Dementsprechend gehört zur bewegten Ladung zwischen Kathode und Gitter ein Strom in den Leitungen zwischen Gitter und Kathode. Nur ein verschwindend kleiner Teil des Feldes gelangt durch die Öffnung der Gittermaschen direkt zur Anode, und nur diesem Teil des Stromes entsprechend können Kathode und Anode als direkt einander zugehörige Elektroden bezeichnet werden. Befindet sich das Elektron in der Nähe des Gitters, so enden die meisten seiner Feldlinien auf ihm, unabhängig davon, ob das Elektron sich noch im Kathoden-Gitterraum oder schon im Gitter-Anodenraum aufhalte. Bewegt es sich nun weiter vom Gitter zur Anode, so lösen sich seine Feldlinien allmählich vom Gitter ab und gelangen zur Anode. Damit ist aber eine Verschiebung der Gegenladung vom Gitter

durch die äusseren Kreise zur Anode verbunden.

Mit Rücksicht auf diese einfachen, aber grundlegenden Vorgänge ist es daher nötig, den Gitterkreis zwischen Gitter und Kathode und den Anodenkreis zwischen Gitter und Anode zu zählen, wie es in Fig. 6 angedeutet ist.

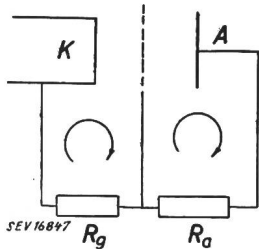


Fig. 6
Triode in
Gitter-Basis-Schaltung
A Anode
K Kathode
Ra Anodenwiderstand
Rg Gitterwiderstand

Es scheint darnach wohl selbstverständlich, dass man bei einer beliebigen Folge von hintereinander geschalteten Entladungstrecken, die durch Gitter getrennt sind, die einzelnen äusseren Kreise immer zwischen zwei benachbarten Elektroden zu rechnen hat.

In Fig. 7 ist ein Klystron-Modell mit zwei Hohlraumresonatoren dargestellt. Dabei ist der erste Resonator ohne Gitter, der zweite Resonator dagegen durch Gitter abgeschlossen. An drei verschiedenen Stellen sind Elektronen mit ihren Feldern eingezeichnet. Diese verbinden die Ladung des

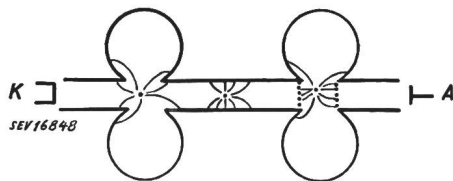


Fig. 7
Klystron-Modell mit zwei Hohlraum-Resonatoren
links: Resonator ohne Gitter
rechts: Resonator mit Gitter
A Anode
K Kathode

Elektrons mit den entsprechenden Gegenladungen. Bewegt sich nun das Elektron von der Kathode zur Anode, so wandert das Feld mit und die Gegenladungen ebenfalls. Die an den Wänden des Klystrons mitwandernden Gegenladungen sind aber die Ursache der Ströme in den äusseren Kreisen. Ob man nun bei der Berechnung irgendwelche Teilchen besonders betrachtet oder sich das ganze Gebilde in Teile zerlegt denkt, immer erhält man den Strom durch einen bestimmten Querschnitt durch die Anzahl Feldlinien, von denen die Umrandung des Querschnittes pro Zeiteinheit geschnitten wird. Man muss sich sogar davor hüten, nach zusätzlichen Konvektionsströmen zu suchen.

6. Eigenrauschen von Elektronenröhren

Von besonderer Bedeutung wird die eben geschilderte Anschauung bei der Behandlung von Fragen des Eigenrauschens von Elektronenröhren. Da der Gesamtstrom als einfache Superposition aller Einzelstösse zu verstehen ist, die entsprechend den Elektronenübergängen in unregelmässiger Folge auftreten, zeigt der Gesamtstrom Schwankungser-

scheinungen, die bei der Verstärkung kleiner Signale als Störungen in Erscheinung treten.

Neben der Grösse der Schwankungen interessiert vor allem der Frequenzgang, bzw. das Frequenzspektrum dieser Schwankungen. Bekanntlich unterscheidet sich das Spektrum des Gesamtstromes nicht vom Spektrum des Einzelstosses, so dass es genügt, das Frequenzspektrum des Einzelstosses zu ermitteln. Ferner zeigt sich, dass der Charakter des Frequenzspektrums wesentlich durch die Zeitdauer des Impulses bestimmt wird und erst in zweiter Annäherung durch den speziellen Verlauf des Impulses. Einen grundsätzlichen Überblick kann man daher bei einer Diode mit planparallelen Elektroden erhalten, in der die Elektronen sich mit konstanter Geschwindigkeit von der Kathode zur Anode bewegen. Der Stromübergang für jedes einzelne Elektron wird dann durch einen einfachen Rechteckstoss dargestellt. Fig. 8 zeigt das Frequenzspektrum eines solchen Rechteckstosses.

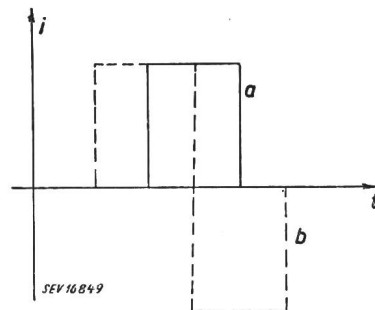


Fig. 8
Induktionsstoss eines
Elektrons
a Einzelstoss
b Stosspar

Für eine Diode im Sättigungsbereich erweist sich das durch den Elektronenstrahl verursachte Rauschen in seiner Intensität bis zu sehr hohen Frequenzen als frequenzunabhängig. Für eine solche Diode ist vor allem keine merkliche Vermehrung des Rauschens bei hohen Periodenzahlen zu erwarten. Bei noch höheren Frequenzen, deren Betrag die reziproke Elektronenlaufzeit überschreitet, nimmt das Rauschen rasch ab, um schliesslich ganz zu verschwinden. Leider deckt sich dieser interessante Bereich mit jenem, in dem unter denselben Verhältnissen z. B. auch die Verstärkung eines Klystrons aufhört. Das bemerkenswerte Zusammentreffen der Grenze des Rauschens mit der Grenze der Verstärkung einer Elektronenröhre ist in der einfachen physikalischen Tatsache begründet, dass bei diesen Frequenzen jeder Energieaustausch zwischen Elektronen und Elektrodenfeld stark reduziert ist.

Einen solchen Frequenzgang weist das Rauschen aller jener Kreise auf, die an zwei aufeinanderfolgenden Elektroden irgendeiner Elektronenröhre angeschlossen sind. So gilt dies z. B. sowohl für Dioden und für Trioden in Gitterbasis-Schaltung (vgl. Fig. 6), wie insbesondere auch für Klystrons (vgl. Fig. 7) und Magnetrons. Man kann wohl sagen, dass die meisten elektronischen Verstärkeranordnungen einen derartigen Frequenzgang des elektronischen Rauschens aufweisen. Eine Ausnahme macht nur die Triode in der als Verstärker allgemein üblichen Anordnung in der Kathodenbasis-Schaltung (vgl.

Fig. 1). In dieser Schaltung geht der Kathoden-Gitter-Kreis von der Kathode zum Gitter über den Gitterwiderstand R_g und zurück zur Kathode, und der Gitter-Anoden-Kreis vom Gitter zur Anode und über den Anodenwiderstand R_a sowie den Gitterwiderstand R_g zum Gitter zurück. Es ergibt sich hier die merkwürdige Tatsache, dass der zur Gitter-Anoden-Strecke gehörende Influenzstrom sowohl durch den Anodenwiderstand als auch durch den Gitterwiderstand fliesst. Daraus folgt die ganz ungewohnte Vorstellung, dass der Gitterwiderstand sowohl vom Strom des Kathoden-Gitter-Kreises als auch vom Strom des Gitter-Anoden-Kreises durchflossen ist. Der gesamte, durch den Gitterwiderstand fliessende Rauschstrom ergibt sich demnach als Summe der Rauschströme des Kathoden-Gitter-Kreises und des Gitter-Anoden-Kreises. Die Rauschspannung am Gitter ist gleich dem gesamten Rauschstrom multipliziert mit dem Gitterwiderstand. Es ist jedoch zu beachten, dass die Summe der beiden Rauschströme nicht einfach durch quadratische Superposition der beiden Rauschspektren gebildet werden kann, da die beiden Rauschströme durch die gleichen Elektronen nacheinander erzeugt werden, also nicht mehr als inkohärente Vorgänge betrachtet werden dürfen. Vielmehr müsste bei der Summation zugleich die gegenseitige Phasenlage der beiden Spektren berücksichtigt werden. Man kann sich die phasengerechte Summenbildung der beiden Spektren dadurch ersparen, dass man Influenzstromstösse, die von einem Elektron zuerst im Kathoden-Gitter-Kreis und dann im Gitter-Anoden-Kreis hervorgerufen werden, in Bezug auf ihre Wirkung im Gitterwiderstand zusammen betrachtet.

Jedes Elektron erzeugt im Gitterwiderstand während seines Fluges von der Kathode zum Gitter unter den früher gemachten Annahmen einen Rechteckstoss. Dasselbe geschieht beim Fluge vom Gitter zur Anode. Die beiden Stösse sind einander jedoch

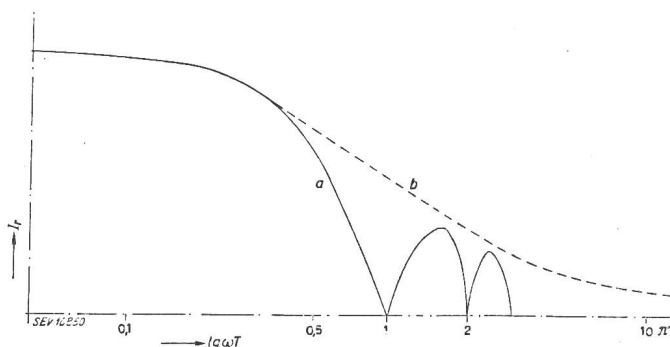


Fig. 9

- Spektrum des Stromstosses eines einfachen Kreises
 a Amplituden-Spektrum des Rechteckstosses
 b Amplitudenhüllkurve verschieden geformter Einzelstösse
 I_r Rauschstrom
 T Laufzeit bzw. Stossdauer

in einer ganz bestimmten Weise zugeordnet. Da das Elektron sich zuerst dem Gitter nähert und dann wieder davon entfernt, entsteht zuerst ein positiver Stromstoss und anschliessend ein negativer. Der zweite Stromstoss beginnt bei einem idealen Gitter

genau in dem Momente, da der erste beendet ist. So entsteht beim Fluge jedes Elektrons durch eine Triode in der Gitterleitung und im Gitterwiderstand ein Stromstoss, wie er unter b in Fig. 8 dargestellt ist. Das Spektrum eines solchen Stromstosses, dessen Amplitudenkurve Fig. 10 zeigt, unterscheidet sich grundsätzlich vom Spektrum des Stromstosses eines einfachen Kreises, dessen Amplitudenkurve in Fig. 9 zu sehen ist. Entsprechend der Tatsache, dass das Gitter in der Regel keinen Gleichstrom führt, ist das Integral des Doppelstosses gleich Null. Dementsprechend verschwindet auch der spektrale

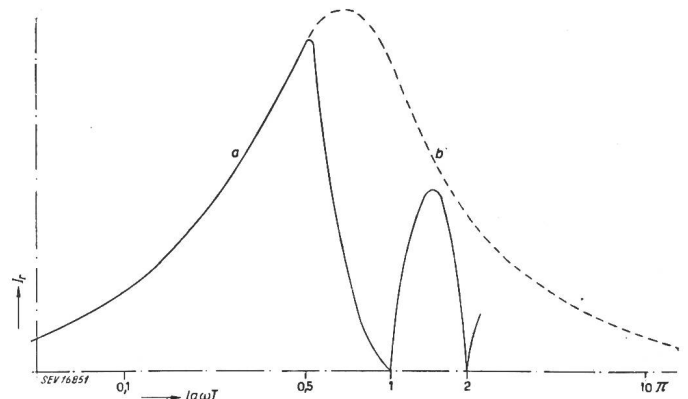


Fig. 10

Spektrum eines Doppelstosses

- a Amplitudenspektrum des Doppelstosses
 b Amplitudenhüllkurve verschieden geformter Doppelstösse
 I_r Rauschstrom
 T Laufzeit bzw. Stossdauer

Anteil des Rauschens für die Frequenz Null. Wie das Frequenzspektrum zeigt, verschwindet aber auch das übrige gesamte niederfrequente Rauschen bis zu Periodenzahlen, deren Zeitdauer mit der Laufzeit der Elektronen zwischen den Elektroden vergleichbar wird.

Dementsprechend entsteht im Gitterwiderstand der normalen Verstärkerschaltung eine Rauschspannung, die nur höhere Frequenzen enthält, und zwar Frequenzen, deren Zeitdauer mit der Laufzeit der Elektronen vergleichbar wird. Für niedrigere Frequenzen erhält der normale Trioden-Verstärker (dasselbe gilt für die Pentode in normaler Verstärkerschaltung) auf diese Weise eine sehr bemerkenswerte Vorzugsstellung. Während bei jedem anderen Verstärker der Elektronenstrom bereits im Steuerkreise einen Rauschstrom erzeugt, der sich dem Signal überlagert und mitverstärkt wird, ist der Steuerkreis der normalen Verstärkertriode frei von diesen Störungen, da der an und für sich im Gitterkreise erzeugte Rauschstrom durch den Rauschstrom des Anodenkreises wegkompensiert wird. Dank dieser Tatsache ist es möglich, mit Trioden und Pentoden sehr viel kleinere Signale zu verstärken, als mit allen übrigen Verstärkerarten. Allerdings gilt diese Vorzugsstellung nur für relativ niedrigere Frequenzen, d. h. so lange die Periodendauer gross ist im Vergleich zur Laufzeit der Elektronen. Es gibt einen Frequenzbereich, in dem die Trioden in Gitterbasisschaltung den normalen Verstärkern sogar überlegen sind.

7. Besondere Untersuchungen

Der Schritt von den vorgetragenen einfachsten Überlegungen bis zur Realisierung eines elektronischen Gerätes ist allerdings noch sehr bedeutend. Aus der grossen Zahl der hierfür weiter zu lösenden Fragen sollen nur einige stichwortartig gestreift werden. Insbesondere bei Kurzwellen- und Mikrowellen-Röhren werden von der Hochfrequenzseite her ganz besondere zusätzliche Forderungen an die Konstruktion gestellt. Vor allen Dingen ist es notwendig, grösste Leistungen auf kleinstem Raum umzusetzen, denn die Wellenlänge selbst tritt für die meisten Konstruktionen als begrenzende Grösse in Erscheinung. Daneben verlangen die Laufzeitercheinungen hohe Spannungen, wobei die Elektroden bei grossen Stromstärken trotzdem klein gehalten werden müssen, damit das Verhältnis zwischen dem inneren Widerstand des Strahles und den Elektroden-Impedanzen nicht zu ungünstig ausfällt. Diese Forderungen führen dazu, dass man versucht, Elektronenstrahlen von hoher Stromdichte bei hohen Geschwindigkeiten zu steuern, wie dies bei allen laufzeitgesteuerten Röhren der Fall ist. Damit beginnt aber der dauernde Kampf sowohl mit der Raumladung, die den gebündelten Strahl zerstört, als mit den verschiedenen Gittern, die aus dem Strahle Elektronen abfangen und sich dabei übermässig erwärmen und ausserdem die nötige Strahldichte heruntersetzen. Daneben besteht ständig die Gefahr, dass das Hochfrequenzsystem durch Strahlungsverluste an den Durchtrittsstellen des Elektronenstrahles übermässig gedämpft wird.

Wir haben am Institut für Hochfrequenztechnik der ETH einem Teil dieser verschiedenen Schwierigkeiten besondere Studien gewidmet. Es wurde ein besonderes experimentelles Verfahren entwickelt, welches gestattet, unter Verwendung einer mit Elektronenoptik versehenen Hochleistungskathode aus Wolframband am Hochvakuumstand baukastenartig die verschiedenen Teile der elektronischen Versuchsanordnung zusammenzu-

setzen. Dadurch wird für Studienzwecke ein rasches Arbeiten möglich. Fig. 11 zeigt das Äussere eines solchen «Kathodenkopfes» auf der Hochvakuumpumpe mit einer aufgesetzten Anordnung, welche

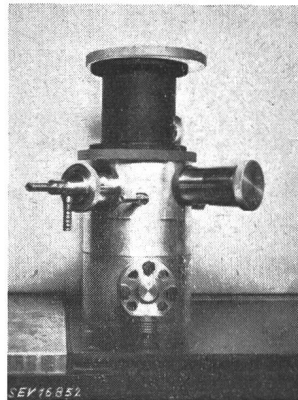


Fig. 11
Kathodenkopf mit Messblende und Leuchtschirm zur Ausmessung von Elektronenstrahlen

eine verschiebbare Doppelblende enthält, mit deren Hilfe es möglich ist, Elektronenstrahlen in Bezug auf ihre Stromdichteverteilung punktwise auszumessen. Ferner wurde der Einfluss der besonderen Form von Gittern auf den Strahl untersucht. Ein besonderes Problem bilden die durch Öffnungen hervorgerufenen hochfrequenten Streufelder, durch welche die Hochfrequenzkreise erheblich gedämpft werden können. Darüber wurden besondere Messungen ausgeführt, woraus sich wiederum interessante Gesichtspunkte für den Bau eines gitterlosen Klystrons ergaben, bei welchem die elektrostatische Abschirmung durch kurze Rohrstücke (Wellenleiter unterhalb des Grenzquerschnittes) erfolgt; dabei wurde ein Elektronenstrahl von breiter, angenähert einem länglichen Rechteck entsprechender Querschnittsform verwendet.

Für ihre wertvolle Mithilfe sei den Herren Prof. Dr. F. Tank und Dr. M. Weber auch an dieser Stelle herzlich gedankt.

Adresse des Autors:

Dr. W. Sigrist, Ingenieur, Firma Dr. Ing. W. Sigrist, Messtechnik, Ennetbürgen (NW).

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Der Niagarafall

551.482.34 (73)

Man pflegt den Niagarafall mit Recht als das grösste Naturschauspiel der Welt zu bezeichnen. Sein Getöse ist weithin hörbar, und in seiner Nähe, wo sich die herabstürzenden Wassermassen gleichsam wie eine Staubwolke wieder in die Luft erheben, bebt der Erdboden. Wer schon den 20 m hohen Rheinfall betrachtet hat, kann sich den überwältigenden Eindruck, den dieser 50 m hohe Wasserfall erweckt, wohl vorstellen. An der Absturzstelle zermürben die gewaltigen Wassermassen den Felsgrund, so dass sich der Niagarastrom fortwährend, im Durchschnitt pro Jahr 30 cm, nach rückwärts

Fig. 1

Ein überwältigendes Naturschauspiel vollzieht sich ohne Unterbruch; das Wasser stürzt über die hohen Felsen und verwandelt sich z. T. in eine staubähnliche Wolke, begleitet von einem nie verstummenden Getöse

