Untersuchungen über das anormale Rauschen in magnetisch fokussierten Elektronenstrahlen

Autor(en): **Louis, Helmut P.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri**

Band (Jahr): **36 (1958)**

Heft 9

PDF erstellt am: **02.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-874438

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Nº 9 - BERN, 1. IX. 1958 - JAHRGANG - ANNÉE - ANNO XXXVI

TECHNISCHE MITTEILUNGEN

BULLETIN TECHNIQUE

PTT

BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von der Schweizerischen Post-, Telegraphen- und Telephonverwaltung. Publié par l'administration des postes, télégraphes et téléphones suisses. Pubblicata dall'amministrazione delle poste, dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

HELMUT P. LOUIS, Zürich

Untersuchungen über das anomale Rauschen in magnetisch fokussierten Elektronenstrahlen

621.385.029.6:621.396.822

Zusammenfassung. *Mikrowellen-Eelektronenröhren mit magnetisch abgeschirmter Kathode und Brillouin-Fokussierung leiden verschiedentlich unter einem störenden Eigenrauschen, das durch einen – mit Excess-Noise bezeichneten – plötzlichen Anstieg der Rauschenergie der Elektronen hervorgerufen wird. Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Versuchsröhre zum Studium dieser Erscheinung und einige Messungen darüber. Auf Grund der theoretischen Überlegungen zu Beginn der Arbeit über die in der Versuchsröhre möglichen Verstärkungsvorgänge, über die Strömungsverhältnisse im Elektronenstrahl und über die Grösse einer Elektronenwechselwirkung werden die Messergebnisse diskutiert und die Ursachen für den Excess-Noise aufgezeigt. Die bei Brillouin-Fokussierung auftretende Strahlwelligkeit gibt Anlass zu einer Scalloped-Beam-Verstärkung; bei der darauf folgenden Wechselwirkung der Elektronen untereinander nähert sich der Zustand des Strahls dem thermischen Gleichgewicht.*

Résumé. *Les tubes électroniques pour micro-ondes avec cathode protégée magnétiquement et focalisation Brillouin réagissent de manière diverse à leur propre bruit, causé par un accroissement soudain – dit Excess-Noise – de l'énergie de bruit des électrons. Le présent travail décrit un tube d'essai ayant servi à étudier ce phénomène et quelques mesures exécutées à cette occasion. D'après les considérations théoriques, exposées au début de l'article, sur les processus d'amplification possibles dans le tube d'essai, sur les conditions d'écoulement dans le rayon d'électrons et sur la grandeur de l'influence réciproque des électrons, l'auteur discute les résultats des mesures et indique les causes de l'Excess-Noise. L'ondulation du rayon qui se produit lors de la focalisation Brillouin provoque une amplification Scalloped Beam (due à un faisceau ondulé); lorsque, ensuite, les électrons s'influencent réciproquement, l'état du rayon s'approche de l'équilibre thermique.*

1. Einleitung

Über die Erscheinung der quasi-periodischen Änderung der Rauschleistung in einem magnetisch fokussierten Elektronenstrahl, die durch einen entlang der Strahlrichtung verschiebbaren Resonator ausgekoppelt werden kann, liegen zahlreiche Messungen und theoretische Untersuchungen vor, die in vielen Fällen zu befriedigenden Erklärungen und vorausberechenbaren Ergebnissen führen [1...4]. Indes sprechen einige bisher vollkommen unerklärliche Beobachtungen dafür, dass die an relativ kurzen Strahlen von etwa 10 cm Länge geprüfte Theorie bei grösseren Längen bis zu etwa 30 cm keine ausnahmslose Gültigkeit mehr hat. Nach *Smullin* [5] steigt in gewissen Fällen die Rauschleistung bis auf etwa 30 dB über das normale Schrotrauschen an. Diese Erscheinung wird als «Excess-Noise» bezeichnet [6]. Der Anstieg wird begünstigt durch stark konvergente Strahlerzeugungssysteme und hohe Stromdichten und wurde bisher nur bei Strahlen mit magnetisch abgeschirmter Kathode und *Brillouin*-Fokussierung [7] festgestellt. Bei Wanderfeld-Vorverstärkerröhren, die im allgemeinen das Prinzip des «strong-focussing» verwenden, gilt durchwegs die geläufige Theorie des periodischen Rauschens. Wanderfeld-Röhren mittlerer Leistung arbeiten aus energetischen Gründen aber vorzugsweise mit Brillouin-Fokussierung und leiden vermutlich wegen dieses abnormalen Rauschanstieges oft unter einem sehr störenden Eigenrauschen (siehe Fig. 7).

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand darin, an einer demontierbaren Versuchsröhre die Erscheinung des Excess-Noise nachzuweisen und den Einfluss möglicher Parameter (Vakuum, Kathode, Nachbeschleunigung, Magnetfeld, Fokussierungsbedingungen) zu studieren. Zu diesem Zweck war eine geeignete Rauschmesseinrichtung zu entwerfen und zu bauen.

Anhand der gewonnenen experimentellen Ergebnisse war – unter Heranziehung anderer Messungen

[6] – der Versuch zu unternehmen, den Excess-Noise theoretisch zu deuten und insbesondere die Höhe, die Steilheit und den Einsatzpunkt des Anstieges zu erklären. Gleichzeitig wurden Beziehungen zu anderen ungeklärten Beobachtungen gesucht wie die anomale Scalloped-Beam-Verstärkung [8], die hohe Rauschzahl des Zweistrahlverstärkers [7] und die Abhängigkeit der Rauschzahl einer Wanderfeld-Röhre von der Aussteuerung [9].

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei Abschnitte, von denen der erste einen Überblick über die Möglichkeit und Auswirkung verschiedener Rauschursachen und Verstärkungsvorgänge in Elektronenstrahlen geben soll. Der zweite Teil bringt eine Beschreibung der Messeinrichtung und der wichtigsten Messergebnisse, worauf im dritten Teil die Bewertung der Experimente anhand der im ersten Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse folgt mit dem Resultat, dass die Erscheinung des Excess-Noise durch eine breitbandige Scalloped-Beam-Verstärkung eingeleitet wird, an die sich infolge hoher Stromdichten und Relativgeschwindigkeiten im Strahl eine wirkungsvolle Elektron-Elektron-Wechselwirkung anschliesst.

2. Rauschvorgänge in Elektronenplasmen

Im folgenden sollen verschiedene Erscheinungen, die als Ursachen für die Erhöhung der Rauschtemperatur eines Elektronenstrahles in Frage kommen könnten, dahingehend untersucht werden, ob sie in einem realen Strahl überhaupt auftreten bzw. ob sie nach Grösse und Charakter ihrer Wirkung für eine Erklärung des Excess-Noise in Frage kommen könnten.

2.1 Rauschquellen

Eine Erklärung der experimentellen Untersuchungen von *Cutler* und *Quate* [1] über das periodische Rauschen lässt sich in guter Näherung unter der vereinfachenden Annahme geben, dass die am Orte des Potentialminimums dem Strahl eingeprägte Geschwindigkeitsschwankung der vollen *Maxwell*schen Geschwindigkeitsverteilung der aus der Kathode emittierten Elektronen entspricht [10] und dass die *Schottky*sche Stromschwankung [10] durch ideale Raumladungsverhältnisse vollkommen unterdrückt wird. Verschiedene Versuche, eine bessere Annäherung der Theorie an die erwähnten Messungen zu erreichen, gingen von abgeänderten Anfangsbedingungen an der Kathode aus, die sich aber teilweise widersprachen. Die erzielten Ergebnisse waren unbefriedigend. Das Schrotrauschen wurde in leicht oder gar nicht geschwächter Grösse, als nicht oder teilweise zu den Geschwindigkeitsschwankungen korreliert, berücksichtigt. Auch die rechnerische Erfassung der Geschwindigkeitsverteilung des Strahls im Beschleunigungsraum sowie seine Behandlung als nicht-ebene Strömung wurden versucht [11...12]. *Haffter* [4] zeigte, dass die Bedingungen am Strahlanfang unwesentlich sind gegenüber einer präziseren Behandlung des Strahls im zylindrischen Laufraum. In einem zylindrischen Strahl ist eine unendliche Zahl von Raumladungsteilwellen möglich, entsprechend der unendlichen Folge von Nullstellen der *Bessel*funktion J_0 (kr), die alle die Randbedingungen am Strahlrand erfüllen und deren Amplitude von der Verteilung der Rauschleistung über den Querschnitt abhängt, aber mit wachsender Ordnungszahl der Teilwelle abnimmt. Durch Berücksichtigung aller Teilwellen erhält man eine befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen. Für die Erklärung des Excess-Noise folgt daraus, dass seine Ursachen nicht in Rauschquellen von der Grössenordnung des Schrotrauschens gesucht werden dürfen, solange der reale Strahl mit dem für die Berechnung des periodischen Rauschens zugrunde gelegten Strömungsbild übereinstimmt. Vernachlässigbare Rauschquellen in diesem Sinne sind Inhomogenitäten der Kathode [13] wie Rauhigkeit, unterschiedliche Korngrösse, ungleicher Aktivierungsgrad und Zwischenschichtwiderstand, was experimentell bestätigt wurde. Erhöhte Geschwindigkeitsschwankungen durch Linsenfehler des Beschleunigungssystems, Schwankungen der Potentialmulde [14] sowie Potentialdepression auf der Strahlachse können ebenfalls unberücksichtigt bleiben, da ihr Effekt zu klein ist. Bemerkenswerte Rauschanstiege sind erst bei sogenannten «überkritischen» Perveanzen [15] möglich, die in normalen Röhren aber nicht annähernd erreicht werden.

2.2. Rauschverstärkung

Wie im vorigen Abschnitt ausgeführt wurde, sind die dort erwähnten Rauschquellen für eine Erklärung des Excess-Noise leistungsmässig zu klein. Es stellt sich daher die grundsätzliche Frage nach der Herkunft der Energie im Excess-Noise. Die im folgenden betrachteten Verstärkungsmöglichkeiten unterscheiden sich von den primären Rauschquellen dadurch, dass sie durch Kopplung einer bereits vorhandenen Rauschmodulation im Strahl mit einem kinetischen oder potentiellen Energiespeicher wesentlich höhere Rauschleistungen verursachen können. Kennzeichnend für einen solchen Verstärkungsvorgang ist sein Frequenzverhalten, die Steilheit des Rauschanstieges und die Sättigungshöhe, bei der das Energiereservoir erschöpft ist (siehe Fig. 7). Eine energiemässige Kopplung kann auftreten zwischen einer Raumladungswelle und einer elektromagnetischen Welle (2.2.1.), zwischen Raumladungswellen (2.2.2.) und zwischen einer Raumladungswelle und einem periodisch einwirkenden räumlich feststehenden Feld (2.2.3.). Aus Betrachtungen über Kopplung und Sättigungshöhe wird gefolgert, dass nur die Scalloped-Beam-Verstärkung nach 2.2.3. für eine Erklärung des Excess-Noise in Frage kommen kann.

2.2.1. Kopplung mit geführten Wellen

Für das vorliegende Problem konnte eine Kopplung zwischen dem Elektronenstrahl und geführten Wellen im Laufrohr nicht nachgewiesen werden.

Hohlrohrwellen wären durch Änderung von Länge und Durchmesser des Laufrohres zu beeinflussen gewesen, aber schon aus Gründen der geringen Energiekonzentration einer Welle am Ort des Elektronenstrahls und der folglich geringen wechselseitigen Kopplung sowie aus Betrachtungen über die Phasengeschwindigkeit von Raumladungswelle und elektromagnetischer Welle scheidet dieser Einfluss aus. Gleicherweise unbedeutend in bezug auf die Grösse der Kopplung mit einem weiten Laufrohr sind die von einem Elektronenstrahl auf der Wandung influenzierten Oberflächenströme. Beachtliche Verstärkungen des sogenannten Resistive-Wall-Verstärkers [16...17] sind nur möglich, wenn der Strahl zur Erhöhung der Kopplung auf viele enge Laufrohre aufgeteilt wird. Zur Erzielung einer breitbandigen Verstärkung muss die Wand einen besonders hohen Wirkwiderstand aufweisen, was ebenfalls auf unsere Versuchsröhre nicht zutrifft.

Bisher wurde stillschweigend die Annahme gemacht, dass die durch Kopplung übertragene Energie mit der Erhöhung der Rauschenergie gleichgesetzt werden kann. Man könnte daher leicht zu der irrigen Schlussfolgerung verleitet werden, dass bei geeigneter Phasenlage der koppelnden Wellen und umgekehrter Richtung des Energieflusses eine Verminderung der Rauschenergie erzielt wird [18]. Allgemeine Untersuchungen über die Eigenschaften der Spektren der Rauschleistungsdichte der Geschwindigkeitsmodulation $\tilde{v}$ und der Stromdichtemodulation $\tilde{i}$ [28, 19] führen aber zu dem Ergebnis, dass bei beliebigen verlustbehafteten Transformationen des Strahls [20] die Rauschleistung in jedem Fall erhöht wird. Dabei kann die Welligkeit der Rauschschwankung verloren gehen. Die Grösse der Rauscherhöhung bleibt jedoch in jedem Fall in der Grössenordnung der übergekoppelten Leistung.

2.2.2. Kopplung zwischen Raumladungswellen

Es sollen nun Strahlen uneinheitlicher Geschwindigkeit betrachtet werden, wodurch wir einerseits auf den Begriff der Zweistrahlverstärkung [7], andererseits auf den Begriff der Slipping-Beam-Verstärkung [21] geführt werden. Werden zwei Elektronenstrahlen unterschiedlicher Laufgeschwindigkeit vollständig miteinander gemischt, dann kann die Kopplung der Plasmawellen beider Strahlen miteinander zu einer Rauschverstärkung führen (Zweistrahlverstärker). Die Verstärkung ist spannungsabhängig, stromabhängig und in geringerem Masse frequenzabhängig. Ihr Maximalwert beträgt [7]

$$\alpha_{max} = 940 \cdot \left(\frac{i}{\mathrm{A/cm^2}}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{U}{\mathrm{V}}\right)^{-3/4} \quad \mathrm{dB/cm}$$

für den Fall, dass beide Strahlen eben und von gleicher Stromdichte i sind, einheitliche Geschwindigkeiten v_a und v_b besitzen und der Geschwindigkeitsunterschied den Optimalwert

$$v_a - v_b = \sqrt{3} \cdot \frac{\omega_p}{\omega} \cdot \frac{v_a + v_b}{2}$$

annimmt. Bei einer mittleren Laufspannung von 2000 Volt und einer Gesamtstromdichte von $2i = 1{,}5\ \mathrm{A/cm^2}$ beträgt $\alpha_{max} = 2{,}6$ dB/cm. In zylindrischen Strahlen muss α_{max} um den Plasmafrequenz-Reduktionsfaktor p [22] erniedrigt werden. Im Falle einer Abweichung von der optimalen Geschwindigkeitsdifferenz $v_a - v_b$, von der Gleichheit der Teilstrahldichten, von der vollständigen Vermischung der Strahlen untereinander sowie bei kontinuierlicher Geschwindigkeitsverteilung, nimmt α_{max} sehr schnell ab [7]. Bei kontinuierlicher Geschwindigkeitsverteilung tritt eine entdämpfte Welle überhaupt nur dann auf, wenn die Verteilungsfunktion mindestens zwei ausgeprägte Maxima aufweist [23]. Verglichen mit den Messungen über Excess-Noise ist die auf diese Weise erzielbare Verstärkung zu klein, wogegen die Sättigungshöhe der Verstärkung wesentlich höher als gemessen liegen müsste, nämlich in der Grössenordnung der kinetischen Energie, die beim Abbremsen der schnelleren Elektronen frei wird (etwa 1% der Gleichstromleistung des Strahls).

Die mit Slipping-Beam-Verstärkung [21] bezeichnete Erscheinung ist ebenfalls an das Vorhandensein einer nicht-einheitlichen Elektronengeschwindigkeit im Strahl gebunden. Im Gegensatz zum Zweistrahlverstärker findet die Energiekopplung jedoch eher mit einer geführten elektromagnetischen Welle statt, für die der Strahl selbst infolge seiner dielektrischen Eigenschaften und Randbedingungen einen Wellenleiter darstellt. Wegen grosser Ähnlichkeiten bezüglich der Verstärkungscharakteristik sollen beide Vorgänge, Zweistrahl- und Slipping-Beam-Verstärkung, im gleichen Abschnitt behandelt werden. Wenn der Strahl bei Slipping-Beam-Verstärkung als Wellenleiter angesehen werden kann, muss seine geometrische Abmessung wesentlich die Verstärkung beeinflussen. Experimentell wurde keine derartige Abhängigkeit beobachtet. Eine theoretische Analyse für zylindrische Strahlen mit konstantem Querschnitt und Potentialdepression auf der Achse liegt vor für Fokussierung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern [21]. Es wurde dabei eine entdämpfte Welle berechnet, deren Verstärkung breitbandig, aber noch kleiner ist als bei einer äquivalenten Zweistrahlröhre. Der Einfluss von Quergeschwindigkeiten wurde an dem Modell eines Flachstrahls untersucht, bei dem alle Elektronen die gleiche Längsgeschwindigkeit v, jedoch je zur Hälfte die Quergeschwindigkeit $+v_q$ und $-v_q$ in Richtung der Dicke W des Flachstrahls besitzen. Die Vermischung beider Teilstrahlen ist vollständig. Für den Fall, dass die Plasmafrequenz $\omega_p > n\pi v_q/W$ ist, kann eine entdämpfte Welle existieren [24], deren Verstärkung unter Berücksichtigung der bei Brillouin-Fokussierung möglichen Quergeschwindigkeiten im Höchstfall

$$\alpha = 27{,}3 \cdot \frac{v_q}{v} \cdot \frac{n}{W} \cdot \delta \quad \mathrm{dB/cm}$$

beträgt, wobei $\delta \approx 1$ zu setzen ist; n gibt an, wie

häufig ein Phasenwechsel für ein Elektron beim Durchlaufen der Strecke W auftritt und wird für die Grundschwingung gleich 1 angenommen. Eine grobe Abschätzung von α für zylindrische Strahlen, deren Zulässigkeit nicht näher erörtert werden soll, führt auf Verstärkungen $\alpha < 1$ dB/cm, die für uns uninteressant sind.

2.2.3. *Periodisch koppelnde Felder*

Weitere Verstärkungsmöglichkeiten ergeben sich durch periodische Beeinflussung der Strahlimpedanz Z [8, 25, 26, 27] oder periodische Kopplung mit einer Welle, jedoch kann der zweite Fall hier nicht auftreten. Als Strahlimpedanz kann das Verhältnis

$$Z = \frac{\tilde{v}_{\max}}{\tilde{i}_{\max}} = \frac{\mathrm{p}\,\omega_{\mathrm{p}}}{\varrho\,\omega}$$

definiert werden. Sie kann beeinflusst werden durch die Strahlspannung U (Velocity-Jump-Verstärker [25]), durch eine Änderung des Strahlradius r (Scalloped-Beam-Verstärker [8]) oder des Laufrohrdurchmessers (Rippled-Wall-Verstärker [27]). Offensichtlich tritt die grösste Verstärkung auf, wenn die Strahlimpedanz am Orte $\tilde{v} = \tilde{v}_{\max}$ sprungartig verkleinert und nach einer Viertel-Plasmawellenlänge λ_{p} (oder einem Vielfachen der halben Plasmawellenlänge weiter) bei $\tilde{i} = \tilde{i}_{\max}$ wieder auf den alten Wert erhöht wird. Die Verstärkung je Zyklus beträgt

$$\frac{\tilde{v}_{2,\max}}{\tilde{v}_{1,\max}} = \left(\frac{U_{\mathrm{a}}}{U_{\mathrm{b}}}\right)^{3/4} \frac{r_{\mathrm{b}}}{r_{\mathrm{a}}}\,\frac{\mathrm{p_a}}{\mathrm{p_b}}$$

Eine Frequenzabhängigkeit ist nur in sehr geringem Masse in p vorhanden, neu ist hier aber die Abhängigkeit der Verstärkung von der Phasenlage zwischen den Minimalstellen der zu verstärkenden Plasmawelle und den Sprungstellen. Bei einer Änderung der Phasenlage um $\lambda_{\mathrm{p}}/4$ geht die maximale Verstärkung kontinuierlich in eine gleich grosse maximale Dämpfung über. Aus der Phasenlage zwischen Sprungstelle und Rauschminimum, aus der Grösse der Plasmawellenlänge und aus der Grösse der Verstärkung ergeben sich Möglichkeiten für den Nachweis dieses Verstärkungsvorganges. Wie im Abschnitt 3 gezeigt wird, tritt bei Brillouin-Fokussierung tatsächlich eine Strahlwelligkeit auf, die die erforderliche Grösse für eine hohe Verstärkung besitzt. Sofern die Impedanzänderung sinusförmig und nicht sprunghaft erfolgt, reduziert sich die effektive Verstärkung für einen welligen Strahl auf den Wert

$$\frac{\tilde{v}_{2,\max}}{\tilde{v}_{1,\max}} = \sqrt{\frac{\pi}{4}\,\frac{r_{\mathrm{b}}}{r_{\mathrm{a}}}\,\frac{\mathrm{p_a}}{\mathrm{p_b}}}$$

Der Betrag der Strahlwelligkeit geht aus den Messungen hervor und soll im folgenden Abschnitt verständlich gemacht werden.

3. Strömungsverhältnisse bei Brillouin-Fokussierung

Nach der üblichen Anschauung bietet die Fokussierung nach Brillouin die einzige Möglichkeit, mit einem endlichen, und zwar dem schwächstmöglichen longitudinalen Magnetfeld einen ideal glatten und laminaren Strahl zu erzeugen. In der Praxis zeigt sich jedoch, dass gerade bei Brillouin-Fokussierung trotz sorgfältigster Einstellung der Eintrittsbedingungen des Strahls in das Magnetfeld eine erhebliche Welligkeit und häufig noch eine starke Inhomogenität der Strömung nicht vermieden werden kann, wie an der später zu beschreibenden Versuchseinrichtung nachgewiesen wurde. Eingehende Studien verschiedener Autoren über die Korrektur der in der Anodenebene auftretenden elektrischen und magnetischen Linsenfehler lieferten im wesentlichen enttäuschende Ergebnisse bezüglich der erreichten Verbesserungen am Strahl. Aus der Erfahrung weiss man, dass die notwendige Magnetfeldstärke etwa 40...50% über dem errechneten Brillouin-Wert für laminare Strömung liegen muss, und man wird vermuten, dass das der Theorie zugrunde liegende hydrodynamische Strömungsbild einer Korrektur bedarf.

Durch geeignete Massnahmen an den Beschleunigungsblenden [29] wurde bei der vorliegenden Arbeit die sonst an Elektronenkanonen hoher Perveanz beobachtete ungleichmässige Strombelastung der Kathode [30] vermieden. Der erzeugte Strahl war jedoch noch stark wellig und wies eine vom Laufweg abhängige inhomogene Raumladungsverteilung auf. Qualitative Untersuchungen mit einer beweglichen Lochblende liessen auf nichtlaminare Strombahnen vor allem der von dem Kathodenrand emittierten Elektronen schliessen und bestätigen fremde Messungen an einer Elektronenkanone vom gleichen System [31]. Für Systeme mit kleiner Perveanz war dieser Effekt bereits bekannt und erklärt worden [32...33]. Auf einem indirekten Weg konnten Nichtlaminaritäten als Abweichung vom Theorem von Liouville [34] nachgewiesen werden, wonach in einer laminaren Strömung die Zahl der im Phasenraumelement $\mathrm{d}V = \mathrm{d}x \cdot \mathrm{d}y \cdot \mathrm{d}z \cdot \mathrm{d}\dot{x} \cdot \mathrm{d}\dot{y} \cdot \mathrm{d}\dot{z}$ befindlichen Elektronen konstant sein soll, wenn $\mathrm{d}V$ entlang dem Strahl bewegt wird. Eine Kompression des Strahlquerschnittes um den Faktor M^2 wird dann eine Erhöhung der transversalen Elektronengeschwindigkeit gerade um den Faktor M^{-2} hervorrufen. Bei Nichtlaminarität gilt das Theorem nur für die nähere Umgebung einer Bahnkurve und es ist möglich, dass an einer Stelle im Strahl, zum Beispiel in der Nähe der Achse, Elektronen unterschiedlicher Herkunft zu finden sind. Das vom Kathodenrand emittierte Elektron hat aber eine höhere Quergeschwindigkeit als ein näher bei der Achse emittiertes Teilchen und kann leichter die Achse kreuzen.

Mit dieser Vorstellung ist eine Erklärung für die bei der Messung der Strahlform gefundene Abweichung gegenüber der Brillouin-Theorie möglich. Es zeigte sich, dass der minimale Durchmesser des Strahls nach dem Austritt aus der Anodenöffnung grösser als errechnet und zur Kathode hin verschoben ist. Nach *Mathias* und *King* [31] überqueren die vom

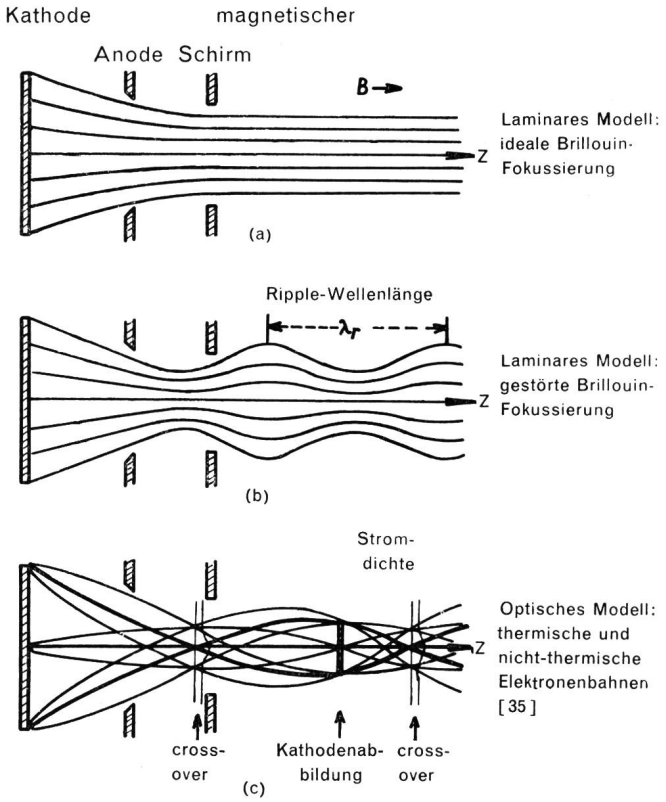


Fig. 1. Elektronenbahnen nach der laminaren und optischen Theorie

Kathodenrand emittierten Elektronen in der Umgebung der als Strahldurchmesserminimum gemessenen Stelle die Strahlachse und bilden den Strahlkern hoher Stromdichte. Der Strahlmantel geringerer Dichte wird durch Elektronen gebildet, die von der Kathodenmitte herkommen, aber durch die Raumladung des Strahlkerns nach aussen abgedrängt werden.

Zusätzliche Fehler, die andere Ursachen haben und den Ergebnissen überlagert sind, werden dadurch nicht ausgeschlossen [38]. In Figur 1 sind die Strombahnen nach dem laminaren Modell denjenigen einer nichtlaminaren optischen Theorie [35] gegenübergestellt. Letztere liefert eine befriedigende Erklärung dafür, dass die notwendige Fokussierungsfeldstärke um so höher über dem theoretischen Brillouin-Wert liegen muss, je grösser die thermische Quergeschwindigkeit der Elektronen ist, und widerspiegelt gut die gemessenen Strömungsverhältnisse.

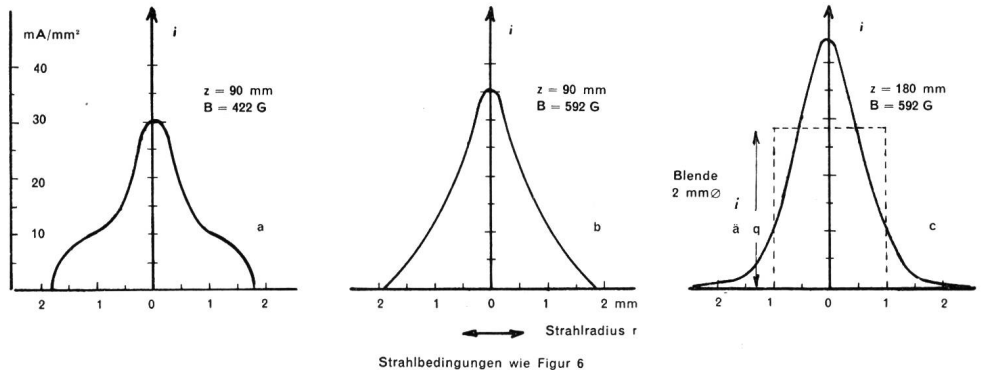
Die Verteilung der Raumladung über den Strahlquerschnitt kann für viele Fälle mit genügender Genauigkeit dadurch ermittelt werden, dass man den durch eine Blende hindurchtretenden Strom als homogen über den Blendenquerschnitt verteilt annimmt. Hohlstrahlähnliche Einsattelungen der Stromdichtekurven traten in unserer Versuchsanordnung nicht auf, da die Kathodenemission, wie oben erwähnt, korrigiert wurde. Figur 2 gibt einige typische Stromdichteverteilungen wieder, die mit Blenden unterschiedlicher Durchmesser und mit einer beweglichen Blende von 0,3 mm Durchmesser aufgenommen wurden.

4. Elektronenwechselwirkung

Bei Untersuchungen an Elektronenstrahlen für Mikrowellenröhren wird gewöhnlich der Einfluss einer Stosswechselwirkung zwischen Elektronen vernachlässigt. Unter Anlehnung an die Ergebnisse von Abschnitt 3 soll zunächst ein Blick auf die Grösse der Geschwindigkeit der Elektronen gegeneinander geworfen werden (4.1.), worauf im Abschnitt 4.2 unter Berücksichtigung der Arbeiten von *Pines* und *Bohm* [36] die Stosswechselwirkung neu betrachtet wird. Es zeigt sich, dass ein beachtlicher Energieaustausch und eine zusätzliche Rauscherhöhung möglich sind.

4.1 Relativgeschwindigkeiten

In einer Elektronenströmung treten thermische und nicht-thermische Geschwindigkeitskomponenten auf. Zu den letzten gehören die geordnete Längsgeschwindigkeit v und die teilweise ungeordnete Quergeschwindigkeit v_q, die ihren Ursprung in den unter Abschnitt 3 besprochenen Nichtlaminaritäten und Fokussierungsbedingungen hat. Die Grösse von v_q lässt sich exakt mit Strahlanalysatoren, angenähert aber auch durch das Verhältnis v_q/v und den Betrag der grössten Durchmesseränderung bestimmen, und zwar an einer Stelle, wo die Welligkeit des Strahls noch wenig durch nichtlaminare Überschneidungen verwischt ist, also kurz hinter der Anodenaustrittsöffnung. Da sich die Strombahnen überschneiden, besitzen die Elektronen eine gegenseitige Relativgeschwindigkeit von der Grössenordnung von v_q, die 10–20 % der Längsgeschwindigkeit v betragen kann.



Strahlbedingungen wie Figur 6

Fig. 2.
Stromdichteverteilung in verschiedenen Strahlquerschnitten und äquivalente mittlere Stromdichte $i_{äq}$. Bei a) ausgeprägter Strahlmantel [29]

Thermische Geschwindigkeitskomponenten sind von der Kathode her im Strahl enthalten, da die Elektronen mit Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung aus der Kathode austreten. Die thermische Bewegung quer zum Strahl wird durch eine longitudinale Beschleunigung nicht beeinflusst, so dass die äquivalente Elektronentemperatur $T_{\text{äq}}$ in der Transversalrichtung gleich der Kathodentemperatur T_{k} ist. Lediglich eine Kompression des Strahldurchmessers, zum Beispiel in einem konvergenten Strahlerzeugungssystem, ruft eine entsprechende Erhöhung der thermischen Quergeschwindigkeit hervor [29]. Die Grösse der Quergeschwindigkeit ist massgebend für die notwendige Erhöhung der Fokussierungsfeldstärke über den Brillouin-Wert und für die Breite der Gauss'schen Kurve für die Stromdichteverteilung, die am Kreuzungspunkt der Bahnen (cross-over) den Strahldurchmesser bestimmt (siehe Figur 1). Da infolge Linsenfehler und Abweichung vom laminaren Strömungsmodell nicht alle Elektronenbahnen im Kathoden-Anoden-Raum die gleiche Brennweite besitzen, sind die Kreuzungspunkte mit gewissen Häufungspunkten über die Strahlachse verteilt. Bei einer Erhöhung der Elektronentemperatur können die auf den Ausläufern der Gauss-Kurve liegenden Elektronen so beträchtliche Quergeschwindigkeiten und Abstände von der Achse erreichen, dass sie auch durch ein stärkeres Magnetfeld nicht wesentlich fokussiert werden können. Auf dieses scheinbare Abdampfen einzelner Elektronen aus dem Strahl wird im Abschnitt 5.3. nochmals besonders hingewiesen.

In der Längsrichtung werden die Elektronen vom Potential $-U_{\text{m}}$ der Potentialmulde vor der Kathode auf die Laufspannung U beschleunigt, wodurch die Breite der Geschwindigkeitsverteilung oder die entsprechende Elektronentemperatur auf

$$T_{\text{äq}} = T_k \cdot \frac{k \cdot T_{\text{k}}}{2e\,(U_m + U)}$$

erniedrigt wird. Die relative thermische Elektronengeschwindigkeit in Längsrichtung ist damit wesentlich niedriger als in der Querrichtung und kann dagegen vernachlässigt werden. Diese Relativgeschwindigkeiten werden durch einen schmalbandigen Verstärkungsvorgang anders beeinflusst als durch eine breitbandige Verstärkung. In der Plasmawelle eines Elektronenstrahls, der mit der diskreten Frequenz ω geschwindigkeitsmoduliert ist, besitzen Elektronen im gegenseitigen Abstand $v\pi/\omega$, entsprechend einer halben Periode der Frequenz, die maximale Relativgeschwindigkeit $2\tilde{v}$. Sehr eng benachbarte Elektronen besitzen ausser ihrer thermischen Geschwindigkeit aber keine zusätzliche relative Geschwindigkeit, da alle Elektronen einer Querschnittsebene die gleiche geordnete Bewegung ausführen. Diese Relativgeschwindigkeiten sind daher geordnete Geschwindigkeiten. Anders ist es in einem Strahl, der mit mehreren Frequenzen und im Grenzfall mit einem weissen Rauschen moduliert ist. Die Verstärkung eines extrem breitbandigen Signals ist identisch mit der Vergrösserung einer weissen Rauschmodulation und einer entsprechend erhöhten Relativgeschwindigkeit eng benachbarter Elektronen. Eine schmalbandige Verstärkung des Strahlrauschens ruft darum keine erhöhte Relativgeschwindigkeit benachbarter Elektronen hervor, wogegen eine genügend breitbandige Verstärkung als eine Erhöhung der Elektronentemperatur betrachtet werden kann.

4.2. Stosswechselwirkung

Stossvorgänge in Elektronenstrahlen werden häufig unter Anwendung der klassischen Statistik auf das Elektronengas behandelt [37]. Die Berechtigung, ein Elektronengas trotz der Coulombschen Kräfte als ein freies Gas zu betrachten, wird solange als gegeben angesehen, wie die mittlere kinetische Teilchenenergie $\bar{E}_{\text{kin}} = 3\text{k}T/2$ gross gegenüber der mittleren potentiellen Energie $\bar{E}_{\text{pot}} = \text{e}^2/4\pi\varepsilon_0\bar{r}$ zweier Teilchen ist, die sich mit dem mittleren Abstand $\bar{r}$ gegenüberstehen. Praktisch genügt die Bedingung

$$\bar{E}_{\text{kin}} \simeq 100\,\bar{E}_{\text{pot}},$$

die in allen technisch erreichbaren Stromdichten für Röhren erfüllt ist. Aus dieser Bedingung lässt sich der Wirkungsquerschnitt eines Elektrons definieren. Es soll nämlich dann ein Elektron in die Wirkungssphäre eines anderen eintreten, wenn die potentielle Energie, die es bei der Annäherung erhält, den hundertsten Teil der mittleren kinetischen Energie des einzelnen ausmacht. In der folgenden Überlegung soll die hier benutzte Zahl «100» durch β ersetzt werden. Als Radius R der Wirkungssphäre ergibt sich damit

$$R = \frac{2\,e^2\,\beta}{4\,\pi\,\varepsilon_0\,3\text{k}T}$$

Die mittlere freie Weglänge l eines Teilchens in einem Gas mit der Teilchendichte N und der mittleren Teilchengeschwindigkeit $\bar{v}$,

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi\,4\,N\,R^2}$$

gibt die Länge der Bahn an, die mit der Wahrscheinlichkeit 1/e frei durchlaufen wird. Der Faktor $\sqrt{2}$ berücksichtigt die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung in dem Gas um den Mittelwert $\bar{v}$. Die Stosszahl z beträgt somit

$$z = \frac{\bar{v}}{l} = \sqrt{2}\,\pi\,4NR^2\bar{v} \quad \text{Stösse/Sekunde.}$$

Die je Stoss im Mittel ausgetauschte Energie liegt in der Grössenordnung der potentiellen Energie, die zwei Elektronen bei ihrer gegenseitigen Annäherung erhalten, so dass β Stösse notwendig sind, um eine Energie vom Betrage der kinetischen Energie der Teilchen zu übertragen. Das Produkt

$$z \cdot \beta^{-1} = \frac{\sqrt{2}\,N\,\bar{v}\,e^4}{9\,\pi\,\varepsilon_0^2\,k^2\,T^2} \cdot \beta$$

ist ein Mass für die pro Zeiteinheit ausgetauschte

Energie. Wie man sieht, hängt dieses Mass von der willkürlich gewählten Grösse β ab, die den Wirkungsquerschnitt bestimmt. Es muss darum noch versucht werden, β eindeutig und sinnvoll festlegen zu können, wobei die Teilchendichte N einen Einfluss ausüben wird.

Die Schwierigkeit für die Bestimmung des effektiven Wirkungsradius R liegt in den speziellen Coulombschen Kräften, die die Wechselwirkung ausüben und bis in unendlich grosse Entfernungen reichen. Der theoretische Wirkungsschnitt wird darum bei der Berechnung ebenfalls unendlich gross. Nach [37] kann die Schwierigkeit dadurch überwunden werden, dass das Coulomb-Potential in der Entfernung R abgeschnitten wird, wobei R zunächst willkürlich gewählt wird, zum Beispiel für $\beta = 100$. Die Annahme eines vergrösserten Wirkungsradius R bedeutet, dass man zusätzliche Stösse mit weiter entfernten Elektronen von vernachlässigbarer Energiegrösse in die Betrachtung einbezieht, wobei jedoch die Anzahl dieser zusätzlichen, sehr schwachen Stösse so gross ist, dass die Summe über alle ihre kleinen Energien nicht mehr vernachlässigbar ist. Das heisst aber, R darf nicht willkürlich gewählt werden. Ein zu kleiner Stossquerschnitt stellt eine unzulässige Vernachlässigung der vielen schwachen Stösse dar, ein unendlich grosser Querschnitt steht ebenfalls im Widerspruch zur Erfahrung, nach der die Bewegung eines Elektrons in einem Elektronengas durch die umgebenden Ladungen so weit abgeschirmt wird, dass ein genügend weit entfernter Beobachter diese Bewegung nicht mehr wahrnehmen kann. Ein geläufiges Beispiel hierfür ist die Schwächung des Schottkyschen Rauschstromes durch die Raumladungswolke vor der Kathode. Der neu festzulegende Radius R muss den Bedingungen genügen, dass für Abstände $> R$ keine Kraftwirkung auftritt, dagegen für Abstände $< R$ eine Wechselwirkung durch Coulomb-Kräfte stattfinden kann. Diesen Bedingungen genügt die von *Pines* und *Bohm* [36] theoretisch begründete Debye-Länge

$$\lambda_D \approx \left(\frac{kT\varepsilon_0}{Ne^2}\right)^{1/2} = \frac{\bar{v}}{\omega_p},$$

die grösser ist als der mittlere Elektronenabstand $\bar{r}$. Das entspricht durchaus der Vorstellung, dass ein Elektron gleichzeitig mit mehr als einem einzigen anderen Elektron in Wechselwirkung stehen kann. Im Gegensatz zu einem Molekülgas treten also nur Vielfachstösse auf, jedoch kann die Aussage über die Grösse der Energiewechselwirkung beibehalten werden. In [36] wird der Betrachtung ein durch Ionen neutralisiertes Elektronengas im thermischen Gleichgewicht zugrunde gelegt. Für die Grösse der Debye-Länge ist der Ionenuntergrund aber ohne Bedeutung, zumal sein Einfluss aus dem Verhalten des Elektronenstrahls im Pulsbetrieb zu erkennen sein müsste, sofern er vorhanden ist. Da die Geschwindigkeitsverteilung nach Maxwell nur mit einem Faktor $\sqrt{2}$ in den Ausdruck für die mittlere freie Weglänge l eingeht, wird die Abweichung des Elektronengases vom Zustand des thermischen Gleichgewichtes vernachlässigt und die Anwendung der Ergebnisse von [36] erscheint gerechtfertigt.

Die *Debye*-Länge λ_D teilt die Umgebung des Elektrons in eine Nah- und eine Fernzone. In der Fernzone wirken sich kollektive Schwingungen, die sogenannten Plasmawellen, infolge geordneter Bewegung der Elektronen aus, die durch die weitreichende Coulomb-Kraft angeregt werden. Die Nahzone dagegen beschreibt die thermische Bewegung eines individuellen Teilchens und seine Zweikörper-Wechselwirkungen. Ausserhalb von λ_D wird die thermische Bewegung eines Elektrons durch Influenzwirkungen seiner umgebenden Hülle abgeschirmt, so dass für Vorgänge ausserhalb λ_D das Elektron zusammen mit der abschirmenden Raumladungswolke als nichtthermisches Gebilde betrachtet werden kann. Wird ein Elektron mit einer Geschwindigkeit $< \bar{v}$ in ein Gas eingeschossen, dann wird das Feld des Elektrons durch entgegengerichtete Bewegungen der umhüllenden Elektronen für Abstände $> \lambda_D$ von ihm abgeschirmt. Für Geschwindigkeiten $> \bar{v}$ tritt diese Abschirmung nur teilweise auf und nur im Raumgebiet hinter dem Elektron, da die thermische Geschwindigkeit $\bar{v}$ der Wolke zu einer allseitigen Abschirmung nicht ausreicht. Es bildet sich zusätzlich eine Kopfwelle, die eine kollektive Schwingung in dem Gas anregt und dem bewegten Elektron ebenfalls Energie entzieht, ähnlich wie bei der bekannten *Čerenkov*-Strahlung. Der Energieentzug dE/dz des Teilchens infolge Anregung einer Kopfwelle ist von der gleichen Grössenordnung wie der Energieentzug durch individuelle Stösse und Wechselwirkung innerhalb von λ_D, so dass es zur Bestimmung der ausgetauschten Energie genügt, nur einen der beiden Ausdrücke zu betrachten. Leider kann aber keiner von beiden unmittelbar auf die turbulente Strömung angewendet werden, da es sich hier nicht um Einzelelektronen, sondern eher um mehr oder minder grosse bewegte Volumelemente dV handelt, in denen eine grössere Zahl von zusammengehörigen Elektronen zwar eine gegenseitige thermische Geschwindigkeit $\bar{v}$, zusätzlich aber eine grössere gemeinsame Geschwindigkeit v_q besitzt, mit der sie das Elektronengas durchdringt. Der Energieentzug erfolgt durch influenzierte Kräfte, deren Wirkung quadratisch mit der Grösse der erzeugenden Ladung anwächst, wie zum Beispiel die Ablösearbeit von Elektronen aus einer Metalloberfläche. Diese zusammengehörige Teilchenzahl, über die aber keine genaue Aussage gemacht werden kann, beeinflusst also in ganz erheblichem Masse die Grösse der je Ladungseinheit ausgetauschten Energie, so dass die in [36] abgeleiteten Ausdrücke aus Unkenntnis der Grösse dieser Zahl in unserem Fall praktisch nicht angewendet werden können.

Wie bereits erwähnt, kann jedoch die Debye-Länge mit dem gesuchten Wirkungsradius R gleich-

gesetzt werden. Übereinstimmend mit der Vorstellung vom Wirkungsquerschnitt ist ausserhalb der abschirmenden Hülle vom Radius λ_D keine Wechselwirkung möglich; innerhalb von λ_D beteiligen sich alle Elektronen an der Abschirmung und stehen in dieser Hinsicht mit dem betrachteten Teilchen in Wechselwirkung. Für eingeschossene schnelle Elektronen kann die Hülle der Teilchenbewegung nicht folgen, aber die individuelle Kraftwirkung des Partikels reicht ebenfalls bis zur Entfernung von λ_D, wobei zusätzlich noch eine kollektive Schwingung des Gases ausserhalb von λ_D angeregt wird.

Anhand der obigen Überlegungen soll eine zahlenmässige Abschätzung für einen Elektronenstrahl erfolgen, der durch eine Spannung von 2000 Volt beschleunigt worden ist, einen Strom von 100 mA führt und einen Strahldurchmesser von 2 mm besitzt. Hieraus errechnet sich die Raumladungsdichte zu $\varrho = 1{,}18 \cdot 10^{-9}$ As/cm³, eine Teilchendichte von $N = 0{,}73 \cdot 10^{10}$ cm^{-3} und eine Plasmafrequenz von $\omega_p = 0{,}485 \cdot 10^{10}$ sec^{-1}. Die thermische Geschwindigkeit betrage $\bar{v} = 2 \cdot 10^7$ cm/sec entsprechend einer Kathodentemperatur von $T_k = 1000^\circ$ K; hierbei wird näherungsweise angenommen, dass die thermische Längsgeschwindigkeit gleich der thermischen Quergeschwindigkeit ist. Der Strahl besitze in der Querrichtung eine nicht-thermische, aber turbulente Geschwindigkeit von der Grösse $v_q = 0{,}1 \cdot v_1 = 2 \cdot 10^8$ cm/sec. Es soll die Zeit berechnet werden, die notwendig ist, um die kinetische ungeordnete Teilchenenergie $E_{kin} = \frac{m}{2} \cdot v_q^2$ durch Wechselwirkung in thermische Energie mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$ zu überführen. Mit einem Wirkungsradius von $R = \lambda_D = \frac{\bar{v}}{\omega_p}$ erhält man je Stoss eine im Mittel ausgetauschte Energie von

$$\bar{E}_{pot} = \frac{e^2 \cdot \omega_p}{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \bar{v} \cdot \pi}$$

und eine Stosszahl

$$z = \frac{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot 4 \cdot N \cdot \bar{v}^2}{\omega_p^2} \cdot v_q$$

Die in der Zeit t ausgetauschte Energie beträgt

$$z \cdot t \cdot \bar{E}_{pot} = \frac{\sqrt{2} \cdot N \cdot e^2 \cdot t}{\omega_p \cdot \varepsilon_0} \cdot \bar{v} \cdot v_q$$

Da $\bar{v}$ während der Energieübertragung zunimmt, ändert sich der differentielle Energiezuwachs mit der Zeit. Es werden aber die Elektronen mit stark erhöhter Geschwindigkeit den Strahl verlassen können, so dass der Einfachheit halber mit einer konstanten Geschwindigkeit $\bar{v}$ gerechnet werden soll; dadurch erhalten wir eine zu kleine Wechselwirkung. Einen gegenteiligen Fehler begehen wir damit, dass wir vollständige Turbulenz im Strahl annehmen.

Mit diesen Annahmen ist zur Umwandlung der kinetischen Querenergie E_{kin} in thermische Energie die Zeit $t = 3{,}7 \cdot 10^{-10}$ sec notwendig. Diese Zeit ist gleichbedeutend mit einer Strahllänge von $z = 1$ cm. Aus diesem Ergebnis können wir schliessen, dass in Elektronenstrahlen unter gewissen Umständen eine erhebliche Erhöhung der Rauschtemperatur durch thermische Wechselwirkung durchaus wahrscheinlich ist.

5. Rauschmessungen

Nach einer Beschreibung der Versuchsröhre (5.1) und der Durchführung der Messungen (5.2) werden die wichtigsten Messergebnisse angegeben (5.3).

5.1. Aufbau der Versuchsröhre

Ein Basisflansch aus Weicheisen, der als Deckel einer allseitig zugänglichen Testkammer ausgebildet ist, trägt auf seiner einen Seite das Strahlerzeugungssystem, auf der anderen das Laufrohr mit dem verschiebbaren Resonator (siehe Figuren 3 und 4). Über eine Kühlfalle mit grossem Saugquerschnitt wird die Röhre kontinuierlich an der Pumpe betrieben.

Das konvergente Beschleunigungssystem nach *Pierce* zeigt Abänderungen zur Verbesserung des Potentialverlaufs an der Anode und wurde im elektrolytischen Trog ausgemessen. Die Elektroden und Strahlungsschutzschirme sind zusammen mit geschliffenen Isolationsringen aus Aluminiumoxyd im Innern eines Tragrohres aufgeschichtet, das als

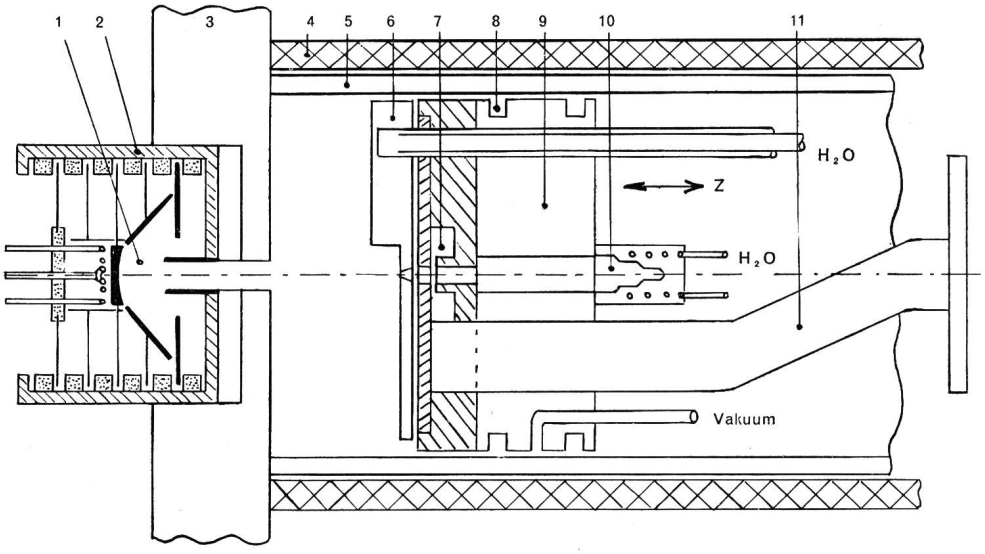


Fig. 3.
Basisflansch mit Strahlerzeugungssystem, Laufrohr und verschiebbarem Resonator

Legende:
1 Strahlerzeugungssystem
2 Tragrohr
3 Basisflansch
4 Magnetspule
5 Laufrohr
6 Blende
7 Resonator
8 Dichtungsringe
9 Tragscheibe
10 Kollektor
11 Wellenleiter

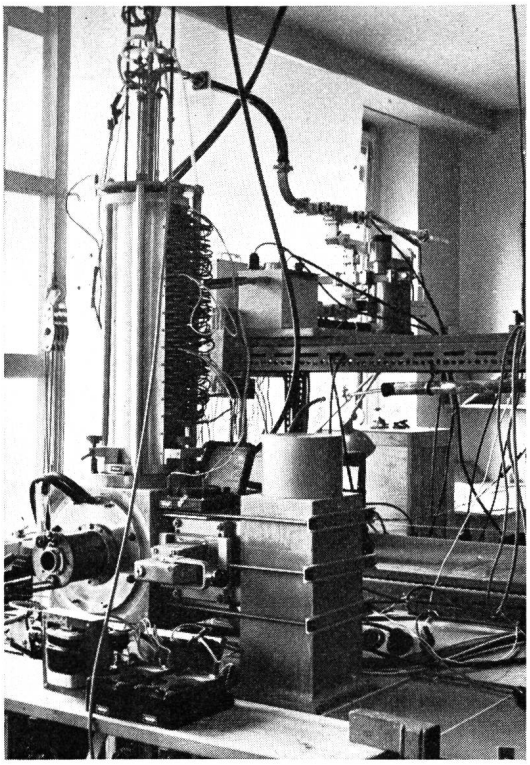


Fig. 4. Ansicht der Versuchseinrichtung

Einheit ausgewechselt werden kann. Die Eintrittsbedingungen des Strahls in das Magnetfeld werden durch Distanzscheiben zwischen Rohr und Flansch verändert. Die Heizung erfolgt magnetfeldfrei durch Elektronenbombardement von einer temperaturstabilisierten Heizspirale [4]. Als Kathodenmaterial wurde für die Vorversuche Tantal gewählt, für die Reihenuntersuchungen Nickel mit einem Überzug aus Mischkarbonat, da ein Einfluss der Kathode auf den Rauschanstieg nicht festgestellt wurde und Tantal beim Aufheizen unangenehme Nebenerscheinungen aufwies. Die Rauhigkeit der Oxydschicht variierte je nach dem Herstellungsverfahren in weiten Grenzen.

Das Beschleunigungssystem wurde für eine Spannung von 2000 Volt und einen Strom von 100 mA bei einem Konvergenzwinkel von $2\Theta = 44{,}4^{\circ}$ berechnet, wobei der Kathodendurchmesser 10 mm und der minimale theoretische Strahldurchmesser 2,2 mm betrug. Der infolge der thermischen Quergeschwindigkeiten der Elektronen und aus unvermeidlichen Montagetoleranzen auf die Anode auffallende geringe Strom wurde bei den Rauschmessungen durch eine negative Vorspannung der Kathodenblende von etwa 1 % der Laufspannung U vollständig behoben; dabei ging allerdings der Kathodenstrom auf 90 ± 1 mA zurück. Auf das Rauschen hatte dies keinen Einfluss.

Um Einschwingvorgänge der Rauschleistung und des Strahlstromes zu studieren, wurde die Versuchsröhre im Impulsbetrieb mit einer Folgefrequenz von 25–1000 Hertz und einer Pulslänge von 0,5–100 μs bei einer Anstiegszeit von etwa 0,2 μs untersucht. Kathode, Heizung und Bombardierungsnetzgerät wurden hierbei periodisch mit der negativen Laufspannung verbunden.

Das 550 mm lange polierte Laufrohr von 60 mm Durchmesser wird von der Fokussierungsspule umgeben und dient zur Führung der kontinuierlich verschiebbaren Messprobe. Diese besteht aus einer Tragscheibe mit zwei Dichtungsringen, zwischen denen Vorvakuum herrscht, dem Wellenleiteransatz mit Druckfenster, Tragstangen und einem auswechselbaren Resonator von 2,5 mm Spaltdurchmesser für beispielsweise 9400 MHz, ferner aus dem wasser-

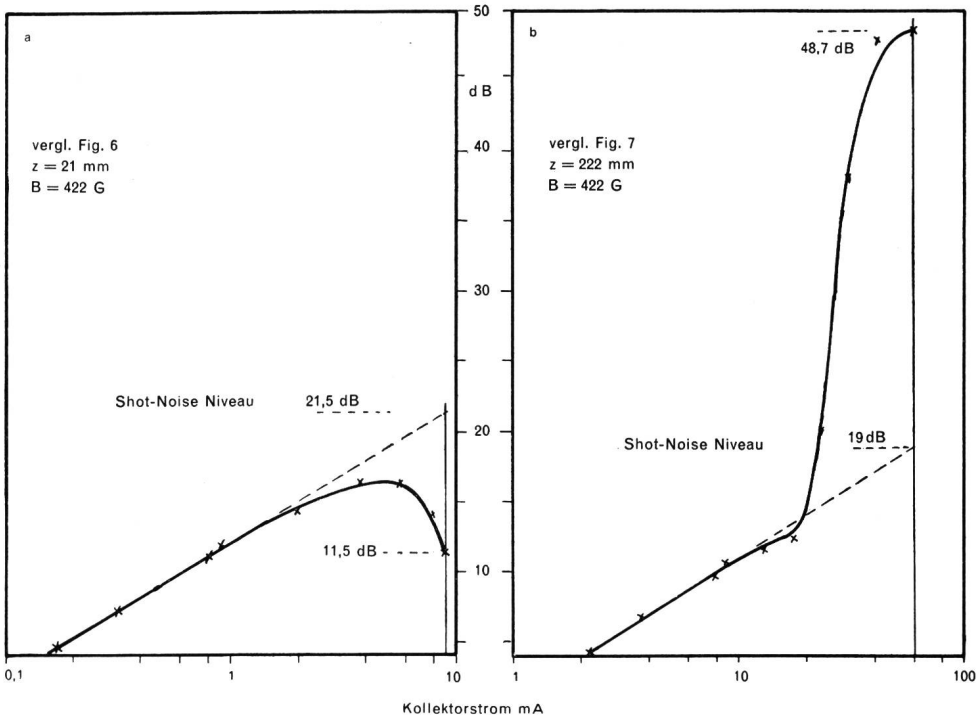


Fig. 5.
Typische Unterheizungskurven zur Bestimmung des Shot-Noise-Niveaus

gekühlten Kollektor und einer wassergekühlten beweglichen Blende mit Blendenöffnungen von 0,3...3 mm Durchmesser.

5.2. *Messbedingungen*

Die aus dem Resonator bei 9400 MHz ausgekoppelte Rauschleistung wurde in üblicher Weise in einem Kristall auf 60 MHz transponiert und einem rauscharmen Vorverstärker zugeführt. Die Messung erfolgte im ungepulsten Dauerbetrieb. Die Grösse der Rauschleistung wurde am Ausgang eines weiteren Verstärkers, der eine Bandbreite von 0,1 MHz besass, bei einer Zwischenfrequenz von 10 MHz gemessen. Ein Mikrowellenschalter ermöglichte es, den Ausgang der Versuchsröhre mit einer kommerziellen Gasentladungsröhre als Rauschnormal zu vergleichen. Da durch Attenuatoren hinter der Versuchsröhre und dem Rauschnormal der Indikatorausschlag konstant gehalten wurde, gingen Nichtlinearitäten und Schwankungen der Verstärker nicht in die Messergebnisse ein. Pulsmessungen dienten dazu, Einschwingvorgänge auf dem Bildschirm eines Oszillographen zu verfolgen und den Einfluss von Ionen für den Gleichstrombetrieb zu studieren.

Das Vakuum betrug in der Regel weniger als 10^{-6} Torr und konnte von 3.10^{-7} bis 5.10^{-5} Torr variiert werden. Weitere Parameter, die untersucht wurden, sind Laufspannung, Blendenöffnung, Magnetfeldstärke und Kathodentemperatur. Figur 5 zeigt eine typische Unterheizungskurve zur Bestimmung des Schrotrauschens (Shot-Noise-Niveau). Gleichzeitig mit der Rauschleistung wurden die Ströme auf den Kollektor, Resonator, die Blende, Anode und das Laufrohr gemessen. Dieses gestattet eine kontinuierliche Verschiebung der Probe über eine Länge von 500 mm in einem homogenen Magnetfeld, wobei $z = 0$ mm einem Abstand des Resonatorspaltes von der Kathode von 47 mm entspricht. Auskunft über die Grösse des Strahlduchmessers gibt die Stromverteilung auf Blenden mit unterschiedlicher Öffnung sowie der Strom durch die Öffnung einer engen, über den Strahlquerschnitt schwenkbaren Blende. Die Brauchbarkeit beider Methoden wurde durch mehrfachen Vergleich der Ergebnisse bestätigt.

5.3. *Messergebnisse*

Die Figuren 6 und 7 zeigen typische Beispiele für den Verlauf einer Rauschkurve und den dazugehörigen Kollektorstrom in Abhängigkeit von der Strahllänge z. Sie wurden punktweise mit einem Punktabstand von $\triangle z = 3$ mm aufgenommen, der so klein ist, dass keine Feinheiten der Kurvenform verloren gingen. Man erkennt deutlich drei wesentliche Abschnitte, das Gebiet des periodischen Rauschens, den Anstieg und das Gebiet der Rauschsättigung. Sobald die Sättigung erreicht ist, glätten sich die Schwankungen der Rauschleistung und des Strahlstromes fast vollständig aus, wie vor allem aus Figur 7 hervorgeht, und der Strahl beginnt sich langsam aufzuspreizen.

Die in Figur 2 dargestellte Stromverteilung für Betriebsbedingungen, wie sie in Figur 6 vorliegen, lässt keinen wesentlichen Unterschied zwischen Strahlquerschnitten vor und nach dem Rauschanstieg erkennen; lediglich die Welligkeit und der Durchmesser des Strahls ändern sich. Jedoch wurde bei Laufwegen von $z \geq 200$ mm ein plötzlich einsetzender und mit z stetig wachsender Strom auf das weite Laufrohr gemessen, der auf das Vorhandensein von Elektronen mit extrem hoher Quergeschwindigkeit und auf eine starke Erhöhung der Elektronentemperatur schliessen lässt. Auch durch eine wesentliche Verstärkung des Magnetfeldes konnte dieser Strom nicht ganz verhindert werden, solange der Rauschanstieg vorhanden war.

Bevor näher auf den Verlauf der Rauschkurve eingegangen wird, soll der Einfluss der Betriebsbedingungen der Röhre auf die Rauschleistung betrachtet werden. Bei einer Änderung des Vakuums von einem Druck von 3.10^{-7} Torr bis auf 9.10^{-6} Torr blieben der Kollektorstrom und die Rauschleistung innerhalb der Messempfindlichkeit konstant, sowohl in Abständen kurz hinter der Anode wie auch im Gebiet der Rauschsättigung. Bei 10^{-5} Torr wurde die Kathode zerstört, und der Strom sowie die ausgekoppelte Leistung nahmen schnell ab. Die Messungen wurden im Gleichstrombetrieb durchgeführt, jedoch auch im Pulsbetrieb wurden auf dem Bildschirm eines Oszillo-

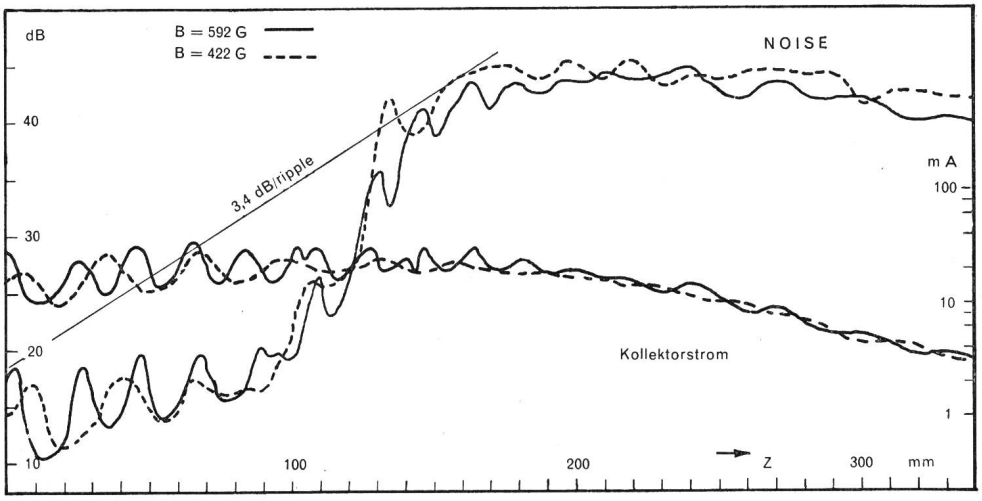


Fig. 6.
Typische Rauschkurve für U = 2000 V, I... = 90 mA, Blendenöffnung 1 mm Durchmesser, Vorspannung der Kathodenblende −15 V. Shot-Noise-Niveau 21,5 dB

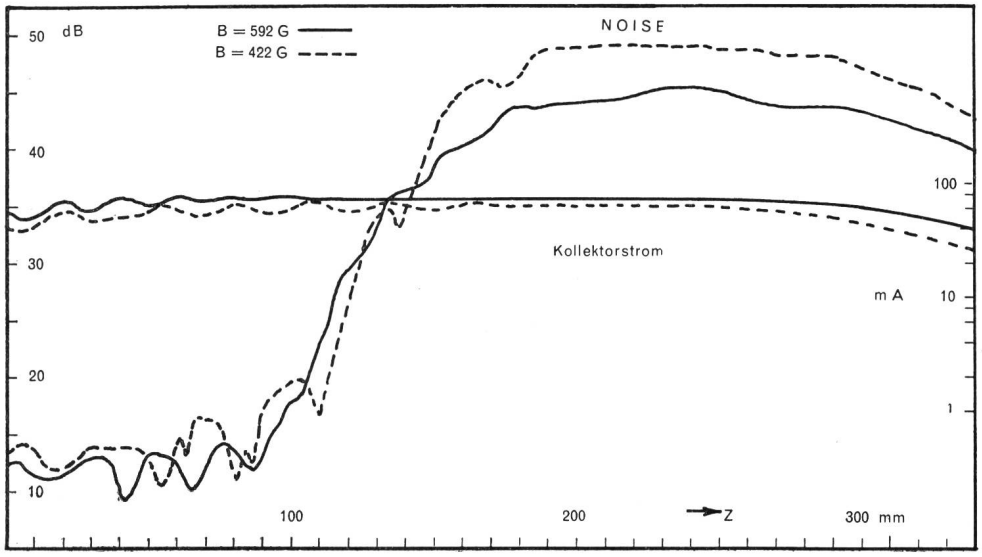


Fig. 7.
Typische Rauschkurve für U = 2000 V, I... = 89 mA, Blendenöffnung 3 mm Durchmesser, Vorspannung der Kathodenblende –10 V. Shot-Noise-Niveau 19 dB

graphen vom Einschwingvorgang der Versuchsröhre und Messapparatur in den ersten 0,3 μs an bis zu den längsten Impulszeiten keine Änderungen des Rauschpegels wahrgenommen; daraus können wir schliessen, dass der Excess-Noise nicht durch Ionen verursacht oder beeinflusst wird.

Die wichtigsten Elemente der beweglichen Probe sind untereinander und gegen das Laufrohr und den Basisflansch isoliert, so dass sie in beliebigen Kombinationen gegenseitig auf Spannungen bis etwa 100 Volt gelegt werden können. Es liess sich nachweisen, dass im normalen Betrieb weder Sekundärelektronen noch Ionen einen Einfluss auf die Rauschleistung ausüben.

Zur Bestimmung des Schrotrauschens (Shot-Noise-Niveau) musste die Kathode unterheizt werden, und es ergaben sich für Querschnitte vor und nach dem Rauschanstieg die in Figur 5 gezeigten Verhältnisse. In a) erkennt man den schwächenden Einfluss der Raumladungswolke vor der Kathode auf die Stromschwankungen, sobald man sich dem raumladungsbegrenzten Betriebszustand nähert. Diese Schwächung wird in b) dadurch überdeckt, dass ebenfalls gerade beim Beginn der Raumladungsschwächung der Rauschpegel steil bis zum Sättigungswert ansteigt. Dieser Anstieg findet bei nahezu dem gleichen Wert des Kollektorstromes statt, gleichgültig ob man das Rauschen am Rauschanstieg der Figur 7 (z = 120 mm) oder aber in grösserer Entfernung (z = 350 mm) misst. Daraus kann geschlossen werden, dass der Rauschanstieg vollständig unterdrückt wird, wenn der Kathodenstrom durch Unterheizung auf etwa die Hälfte des Wertes begrenzt wird, der dem raumladungsbegrenzten Betrieb entspricht. Eine Überheizung der Kathode bis auf etwa 1300° C liess sich weder an einer Änderung der Ströme noch an der Rauschleistung feststellen.

Inhomogenitäten der Kathodenoberfläche infolge künstlicher Vergiftung, Ionenbombardement und übermässiger Rauhigkeit der aufgespritzten Oxydschicht beeinflussten lediglich das Gebiet des periodischen Rauschens, wie die Darstellung der Figur 8 zeigt. Der Rauschanstieg blieb im wesentlichen unverändert. Gleichzeitig ist der Abbildung zu entnehmen, dass in diesem Fall die Rauschleistung nicht proportional mit dem Kollektorstrom ansteigt, wenn eine grössere Blendenöffnung benutzt wird; Strahlmantel und Strahlkern rauschen daher ungleich stark.

Es konnte bei diesen Messungen darauf verzichtet werden, die Frequenzabhängigkeit des Excess-Noise zu untersuchen, da die in [6] beschriebenen Beobachtungen darauf hinweisen, dass das Frequenzspektrum der Rauschsättigung für das Mikrowellengebiet praktisch als weiss angesehen werden kann. Die Abhängigkeit der Lage der Minima des periodischen Rauschens von der Frequenz wird durch den Plasmafrequenz-Reduktionsfaktor [22] bestimmt. Praktisch wirkt sich jede Veränderung der Blendenspannungen, des Magnetfeldes und der Strahleintrittsbedingungen in das Magnetfeld sowohl auf die Strahlwelligkeit als auch auf die Lage der Rauschminima aus, wenn auch in unterschiedlicher Grösse. Die Figuren 6 und 7 sind unter gleichen Versuchsbedingungen aufgenommen worden, nur weichen die Vorspannungen der Kathodenblende um 0,25% bezogen auf die Laufspannung voneinander ab; die dadurch hervorgerufene Verschiebung der Minima des Rauschens ist deutlich zu erkennen.

Bei jeder beliebigen Messfrequenz ist es durch systematisches Probieren grundsätzlich möglich, die Strahlbedingungen so einzurichten, dass die Wellenlänge der Rauschkurve mit derjenigen der Strahlwelligkeit überienstimmt und die gegenseitige Phasenlage der beiden Kurven derart ist, dass sie mit den optimalen Bedingungen für die in Abschnitt 2.2.3 erwähnte Scalloped-Beam-Verstärkung übereinstimmt. Mit zunehmender Annäherung an dieses Optimum verschiebt sich im allgemeinen der Einsatzpunkt des Rauschanstieges auf die Anode zu, und die Steilheit des Anstieges wird kleiner. Mit der vorliegenden Apparatur war es ohne ein zusätzliches Magnetfeld an der Kathode nicht möglich, das Optimum so gut

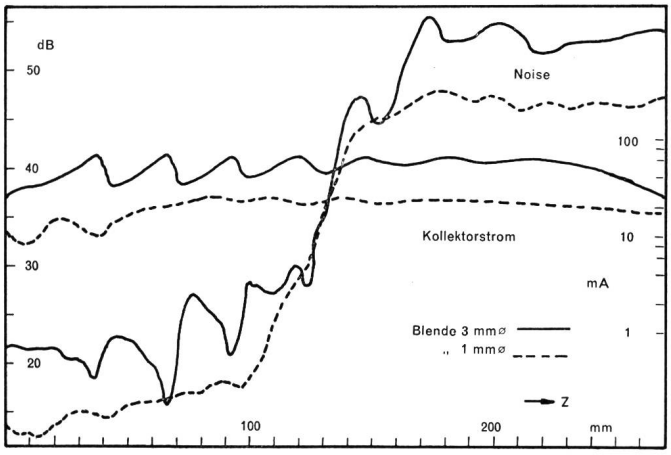


Fig. 8. Rauschkurve einer stark inhomogenen Kathode für U = 2000 V, I... = 86...89 mA, Vorspannung der Kathodenblende –20 V, Magnetfeld B = 422 G. Shot-Noise-Niveau 27 dB

zu erreichen, wie es in den Figuren 9 und 10 zum Ausdruck kommt, die aus [6] übernommen wurden. Die auf Grund der Strahlwelligkeit berechnete Verstärkung stimmt gut mit den Messungen überein und es kann als sicher angesehen werden, dass es sich hier tatsächlich um Scalloped-Beam-Verstärkung handelt, die ihre Energie aus der Quergeschwindigkeit der Strahlwellen entnimmt. Noch nicht erklärlich ist hiernach zunächst der spätere und steilere Anstieg der Rauschleistung, wenn die Phasenbeziehung vom Optimum abweicht.

Die Figur 11 zeigt das Ergebnis weiterer Messungen, bei denen in einem festen Abstand z die Änderung der Rauschleistung in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgenommen worden ist. Für Strahlquerschnitte, die vor dem Rauschanstieg liegen (d, g, h), bedeutet eine Erhöhung der Feldstärke, dass die Plasmawellenlänge kleiner wird und Maxima und Minima der Rauschkurve abwechselnd an dem Messresonator vorbei sich auf die Anode zu bewegen; eine Blende mit kleiner Öffnung gibt die periodischen Schwankungen am deutlichsten wieder. Selbstverständlich ändern sich mit der Feldstärke auch die Strahleintrittsbedingungen, jedoch hat das keinen wesentlichen Einfluss auf die Form des periodischen Rauschens. Anders ist es dagegen für Querschnitte auf oder nach dem Rauschanstieg; hier scheinen die Eintrittsbedingungen ausschlaggebend zu sein. Auffallend ist es, dass bei kleinen Feldstärken kein extrem hohes Rauschen gefunden wird. Bei einer Feldstärke jedoch, die sehr genau der Brillouin-Feldstärke entspricht, setzt ein plötzlicher Anstieg bis auf den Sättigungswert ein, wobei der Sättigungswert mit der Feldstärke, das heisst mit den Eintrittsbedingungen schwanken kann (siehe Figur 11a, b, c). Es liegt also die Vermutung nahe, dass der Betrag des Sättigungswertes von der Strahlwelligkeit abhängt, die ja ihrerseits von den Eintrittsbedingungen beeinflusst wird, und dass der Rauschanstieg mit einer Änderung der Strömungsverhältnisse beim Überschreiten der Brillouin-Feldstärke im Zusammenhang steht. (B_{Br} = 250 G für 2000 V/90 mA und 3 mm Strahldurchmesser.)

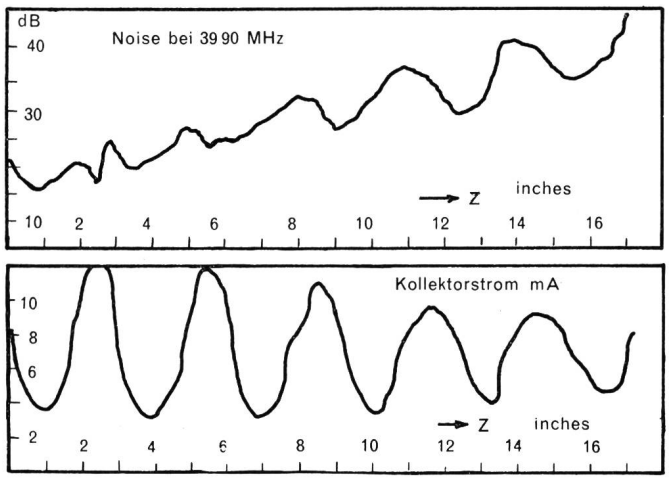


Fig. 9. Rauschanstieg bei optimaler Phasenlage und zugehöriger Kollektorstrom nach [6]. Blendendurchmesser 0,1 inch, Frequenz 3990 MHz, U = 2200 V, I... = 38 mA, B = 135 B

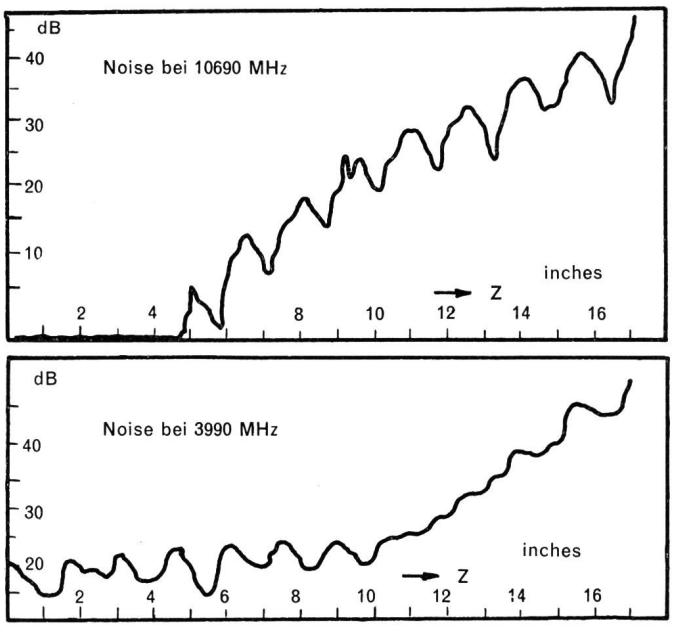


Fig. 10. Rauschanstieg bei optimaler Phasenlage für 10 690 MHz mit zugehöriger Rauschkurve für 3990 MHz nach [6]. U = 2200 V, I... = 38 mA, B = 260 G

Bekanntlich werden die Elektronen beim Eintritt in ein Magnetfeld auf eine spiralförmige Bahn gezwungen, deren Durchmesser mit zunehmendem Magnetfeld abnimmt. Bei der Brillouin-Feldstärke ist der Radius der Elektronenbahnen gerade so gross wie der Abstand des Elektrons von der Strahlachse; der Strahl verdreht sich als Ganzes in sich wie ein tordierter Gummistab, und alle Elektronen behalten ihre gegenseitige Lage bei. Wenn diese ausgezeichnete Feldstärke überschritten wird, dann dringen die Elektronen in das Strahlinnere vor, und es entsteht Turbulenz. Bei weiterer Feldstärkeerhöhung

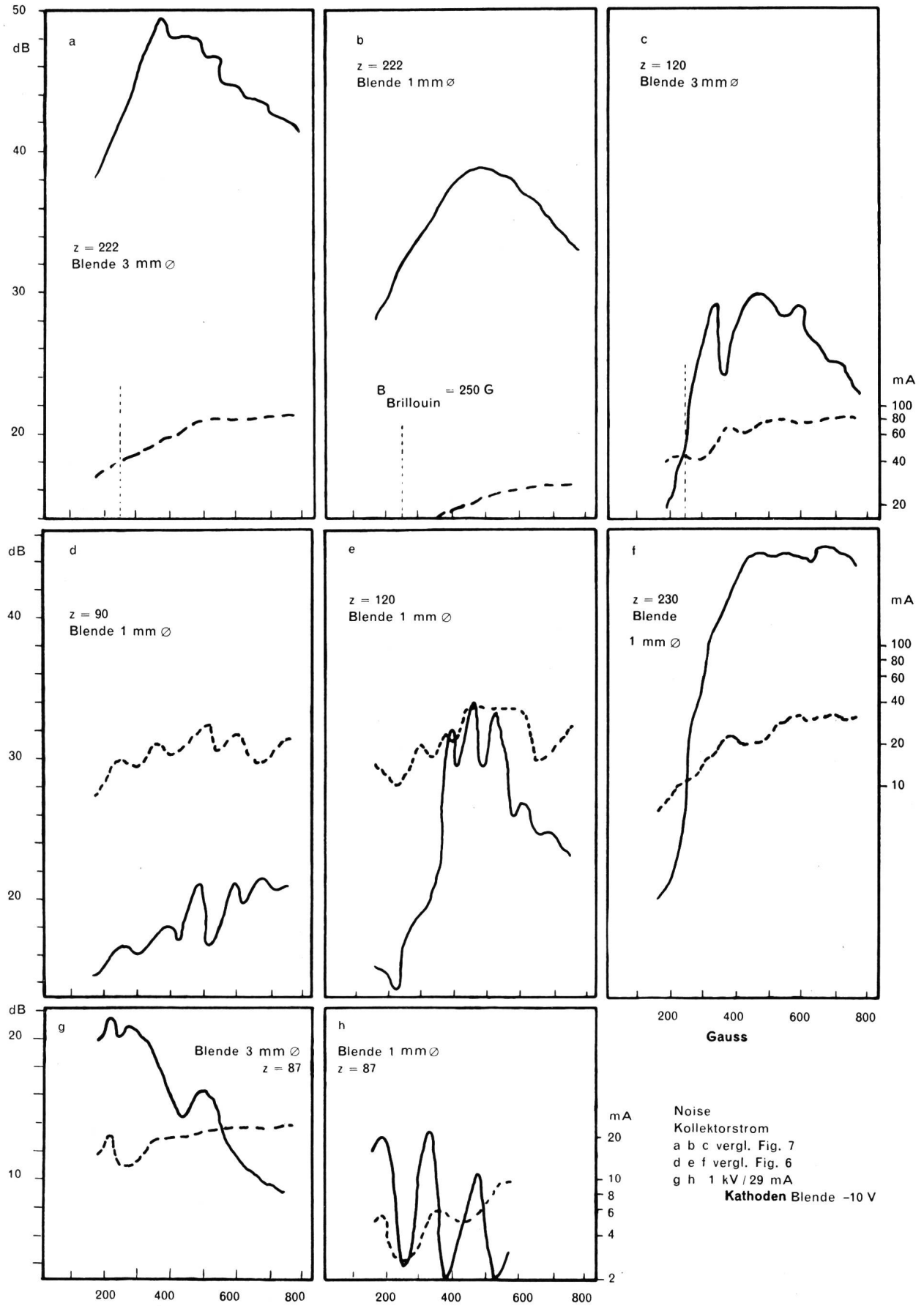


Fig. 11. Abhängigkeit der Rauschleistung vom Magnetfeld

nimmt der Spiraldurchmesser der Elektronenbahnen ab, die dann im Grenzfall eines unendlich starken Feldes mit den Feldlinien parallel laufen. Dadurch entmischen sich die Elektronenbahnen, und es findet ein Übergang zu einer laminaren Strömung statt. Es verringert sich die Grösse der Elektronenwechselwirkung wie auch die in der Strahlwelligkeit verfügbare Energie, so dass die Höhe der Rauschsättigung abnimmt. Figur 11a, b, c, e. Elektronenstrahlen mit magnetisch abgeschirmter Kathode werden gewöhnlich mit einer Feldstärke fokussiert, die 40...50% über dem Brillouin-Wert liegt. Es wird darum vermutet, dass die in diesen Strahlen auftretende Turbulenz für den Excess-Noise verantwortlich ist.

Für die Bestimmung des Schrotrauschens wird vorausgesetzt und nach Figur 5 bestätigt, dass die gemessene Rauschleistung proportional mit dem Kollektorstrom ansteigt. Wenn man die Figuren 6 und 7 daraufhin untersucht, stellt man deutliche Abweichungen fest. Es wurde darum für die Strahlverhältnisse der Figur 6 in einem Querschnitt vor und hinter dem Orte des Rauschanstieges mit einer beweglichen Blende kleiner Öffnung (0,3...1 mm) die Verteilung der Rauschleistung über den Querschnitt untersucht (Figur 12).

Vor dem Rauschanstieg findet man eine gute Proportionalität zwischen Strom und Rauschleistung sowohl für die verschiedenen Werte, die mit der beweglichen Blende gemessen wurden, als auch im Vergleich zu dem Messpunkt einer grösseren Blende von 3 mm Durchmesser. Nach dem Rauschanstieg sind nur die mit der beweglichen Blende am Strahlrand gemessenen Rauschleistungen proportional zu derjenigen der feststehenden grossen Blende. Die Rauschleistungen im Strahlkern sind kleiner als am Strahlrand. Man sieht also, dass nach dem Rauschanstieg der Strahlmantel eindeutig eine höhere Elektronentemperatur aufweist als der Kern, was sowohl mit der am Anfang dieses Abschnittes erwähnten Beobachtung übereinstimmt, dass Elektronen mit extrem hoher Quergeschwindigkeit den Strahlrand verlassen und auf das Laufrohr auftreffen können, als auch mit dem in Abschnitt 3 erläuterten optischen Strömungsmodell, wonach der Strahlmantel vorwiegend von thermischen Elektronen hoher Energie gebildet wird und mit steigender Temperatur im Durchmesser wächst. Der Anstieg der Elektronentemperatur ist also nicht nur in der Längsrichtung, sondern auch quer zur Strahlachse vorhanden und steht im Zusammenhang mit der ebenfalls schon erwähnten Aufspreizung des Strahls.

6. Deutung des Excess-Noise

Die Ergebnisse der Messungen sollen noch einmal zusammenfassend formuliert werden. Ionen, Sekundärelektronen und eingeprägte Rauschquellen am Strahlanfang haben keinen Einfluss auf den Rauschanstieg und das Sättigungsniveau, dagegen kann eine Turbulenz des Strahles als wesentliche Voraussetzung für das Auftreten der Erscheinung des Excess-Noise angesehen werden. Die Grösse der Turbulenz lässt sich durch Unterheizen der Kathode und durch die Grösse des Magnetfeldes variieren, wodurch Änderungen am Rauschanstieg eintreten. In gleicher Weise wirken sich veränderte Strahleintrittsbedingungen aus. Bei geeigneter Phasenlage zwischen der Strahlwelligkeit und den Plasmawellen für eine bestimmte Frequenz beginnt der Rauschanstieg für diese Frequenz infolge Scalloped-Beam-Verstärkung unmittelbar hinter den Anodenöffnung. Bei ungeeigneter Phasenlage erfolgt der Anstieg später und im allgemeinen wesentlich steiler und kann mit keinem bekannten Verstärkungsvorgang in Zusammenhang gebracht werden.

Sobald die Rauschsättigung erreicht ist, verliert der Strahl seine Welligkeit und beginnt sich aufzuspreizen. Im Strahlmantel sammeln sich Elektronen mit hoher Rauschtemperatur an, und es gelingt einigen Elektronen mit besonders grosser Quergeschwindig-

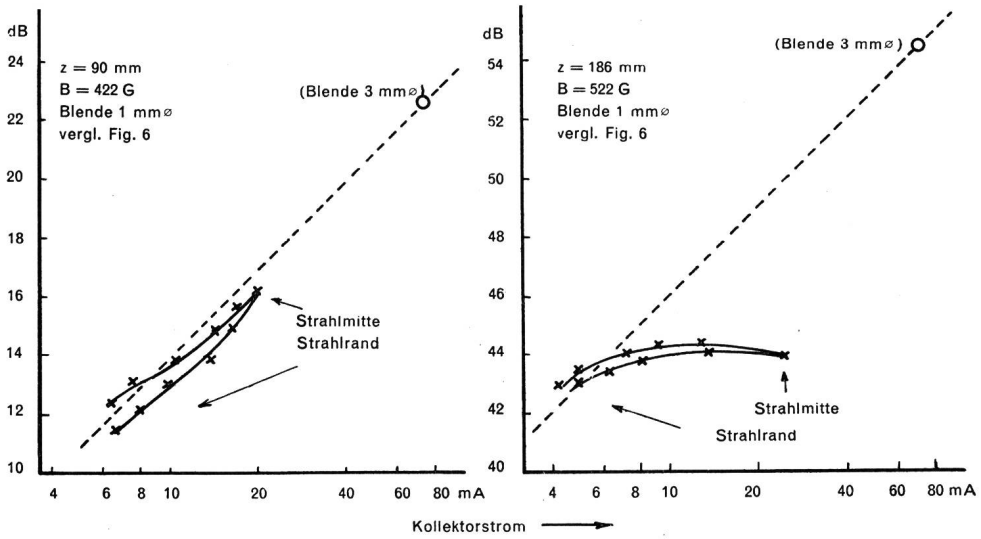


Fig. 12.
Verteilung der Rauschleistung über den Strahlquerschnitt

keit, den Strahl zu verlassen. Das Rauschspektrum kann als weiss bezeichnet werden, unabhängig davon, ob für irgendeine Frequenz eine Scalloped-Beam-Verstärkung stattgefunden hat. Auch die Rauschkurve hat ihre Welligkeit verloren.

Unter Berücksichtigung der Ausführungen von Abschnitt 4.2 lässt sich eine einheitliche Erklärung für die Messergebnisse finden. Es kann angenommen werden, dass in irgendeinem Frequenzband, welches von der Messfrequenz im allgemeinen abweicht, die Phasenbedingung für Scalloped-Beam-Verstärkung ausreichend erfüllt ist und eine breitbandige Rauschverstärkung einsetzt. Je breiter das verstärkte Frequenzband ist, um so mehr kommt die Verstärkung einer allgemeinen Erhöhung der Elektronentemperatur gleich. Sobald diese um 10...20 dB über das Schrotrauschen angestiegen ist, werden die relativen Geschwindigkeiten der Elektronen in der turbulenten Strömung gegeneinander so gross, dass Wechselwirkungen auftreten können und die Energie der Turbulenz in kurzer Zeit in thermische Energie umgewandelt wird. Dieser von irgendeiner Verstärkung unabhängige Vorgang geht solange vor sich, bis die geordnete Querenergie der Elektronen verbraucht ist und der Strahl das in den Messungen gefundene Verhalten aufweist. Die Rauschsättigung, die von der vorher vorhandenen Welligkeitsenergie und damit von den Strahleintrittsbedingungen abhängt, wird im thermischen Gleichgewicht für alle Frequenzen zur gleichen Zeit und damit am gleichen Ort z erreicht. Da die Stosswechselwirkungen inkohärent zueinander sind, muss eine Welligkeit der Rauschkurve im Sättigungsgebiet dahinfallen.

Unter diesen Gesichtspunkten lässt sich die überraschend hohe Rauschzahl des Zweistrahlverstärkers sowie die anomale Scalloped-Beam-Verstärkung nach Mihran [8] befriedigend erklären und eine Möglichkeit erwägen, durch Verbesserung der Strahllaminarität die erhöhte Rauschzahl von Wanderfeld-Röhren infolge Excess-Noise zu erniedrigen. Sollte die anomale Scalloped-Beam-Verstärkung in schnellen (axialen) Schwankungen der Plasmawellenlänge bestehen – wie gelegentlich vermutet wird – so müssen solche Schwankungen auf einem Oszillographenschirm sichtbar gemacht werden können. Unseres Wissens ist diese Bestätigung noch nicht erbracht worden, und es spricht auch das Aufspreizen des Strahls in [8] mit beginnender anomaler Verstärkung dafür, dass es sich um den gleichen Vorgang wie beim beschriebenen Excess-Noise handelt.

Eine genauere Berechnung als die in Abschnitt 4.2 angegebene Abschätzung über die Grösse der Elektronenwechselwirkung wird kaum möglich sein, solange die Turbulenzverhältnisse nicht eindeutig bekannt sind. Einige Kontrollmöglichkeiten für unsere Betrachtung sind jedoch vorhanden. Es soll für die Verhältnisse der Figur 6 die Grösse einer Scalloped-Beam-Verstärkung berechnet werden, für die angenommen wird, sie erfolge in einem Frequenzband ausserhalb der Messfrequenz. Die Plasmafrequenz-Reduktionsfaktoren können bei einer Durchmesserschwankung des Strahls annähernd als konstant angesehen werden, wenn die Frequenz hoch genug ist. Für eine Feldstärke von $B = 592$ Gauss schwankt der Kollektorstrom im Verhältnis $I_{max}/I_{min} = 2{,}5$. Das Radienverhältnis des welligen Strahls ergibt sich damit zu $r_{max}/r_{min} = 1{,}6$. Unter der Annahme optimaler Phasenbedingungen berechnet man hieraus eine Verstärkung von etwa 4 dB je Strahlwelle (Ripple), verglichen mit etwa 3,4 dB der in Figur 6 entsprechend den obigen Ausführungen eingezeichneten Geraden. Die Übereinstimmung ist recht gut.

Auch die Höhe der Rauschsättigung lässt sich überschlagsmässig gut angeben. Für die gleiche Kurve der Figur 6 findet man dicht hinter der Anode an der Stelle der stärksten Durchmesseränderung des Strahls bei $z = 6$ mm ein Verhältnis der Quergeschwindigkeit v_l zur Längsgeschwindigkeit v von $v_q/v_l = 0{,}15$. Bei einer Laufspannung von 2000 Volt beträgt die Quergeschwindigkeit also $v_q = 4 \cdot 10^8$ cm/s. Die kinetische Teilchenenergie in Querrichtung $E_{kin} = mv_q^2/2$ soll sich gleichmässig auf die drei Koordinaten verteilen. Die Wechselenergie der Elektronen in der Längsrichtung, die proportional zur gemessenen Rauschleistung ist, wächst dadurch etwa um das Verhältnis $v_q^2/3\overline{v}^2 = 310$ an, was einer Rauscherhöhung von 25 dB entspricht und gut mit der Messung übereinstimmt.

Die vorliegende Arbeit entstand in den Laboratorien des Institutes für Hochfrequenztechnik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. F. Tank, dem ich für seine ständige Förderung der Arbeit zu grossem Dank verpflichtet bin. Für die finanziellen Mittel, die von der Martha-Selve-Gerdtzen-Stiftung, aus der Schenkung der Firma Brown Boveri & Cie und aus der Stiftung der Hasler AG. zur Verfügung gestellt wurden, möchte ich an dieser Stelle besonders danken. Nicht zuletzt gilt mein Dank Herrn *R. Aeschlimann*, dipl. phys., für manche anregende Diskussionen, für gemeinsame technologische Untersuchungen und für die Zurverfügungstellung des Impulsverstärkers.

Verzeichnis der Bezeichnungen

e	Elektronenladung
$i, \tilde{i}$	mittlere Stromdichte und Wechselanteil der Stromdichte
k	Boltzmann-Konstante
l	mittlere freie Weglänge
m	Elektronenmasse
n	= 1, 2, 3... Laufzahl
p	Plasmafrequenz-Reduktionsfaktor
r	Strahlradius
$\overline{r}$	mittlerer Teilchenabstand
t	Zeit
$v, \tilde{v}, v_q, v_l$	Mittelwert, Wechselanteil, Querkomponente und Längskomponente der Elektronengeschwindigkeit
$\overline{v}$	mittlere thermische Elektronengeschwindigkeit
z	Koordinate in Strahlrichtung; Stosszahl

$B = H$	magnetische Induktion
$E, \overline{E}$	Energie und mittlere thermische Energie
M	Kompressionsfaktor des Strahldurchmessers
N	Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit
R	Radius der Wirkungssphäre
$T, T_{äq}, T_k$	Temperatur, äquivalente Strahltemperatur und Kathodentemperatur
U, U_m	Strahlspannung und Potentialmuldenspannung
W	Dicke eines Flachstrahls
Z	Strahlimpedanz
α	Verstärkungsfaktor, Imaginärteil der Fortpflanzungskonstanten
β, δ	Proportionalitätsfaktoren
ε_0	absolute Dielektrizitätskonstante
λ_r, λ_p	Wellenlänge der Strahlwelligkeit und Plasmawelle
ϱ	Raumladungsdichte
ω	Signalfrequenz
$\omega_p = \sqrt{\frac{\varrho e}{\varepsilon_0 m}}$	Plasmafrequenz
Θ	Konvergenzwinkel des Strahlerzeugungssystems

Bibliographie

[1] *C. C. Cutler* and *C. F. Quate.* Experimental Verification of Space Charge and Transit Time Reduction of Noise. Phys. Rev. **80** (1950), 875.

[2] *J. R. Pierce.* Traveling Wave Tubes. New York 1950.

[3] *W. Kleen* und *H. Ruppel.* Zur Berechnung der Rauschzahl der Traveling-Wave-Röhre. A.E.Ü. **6** (1952), 187.

[4] *T. F. Haffter,* Über das Rauschen von Elektronenstrahlen. Diss. ETH. Zürich 1956.

[5] *L. D. Smullin.* Rep. on the Eleventh Annual Conference on Electron Tube Research. Stanford University 1953.

[6] *W. W. Rigrod.* Noise Spectrum of Electrical Beam in Longitudinal Magnetic Field. Bell Syst. Techn. J. **36** (1957), 831.

[7] *W. Kleen* und *K. Pöschl.* Einführung in die Mikrowellen-Elektronik. Teil II. Stuttgart 1958.

[8] *T. G. Mihran.* Scalloped-Beam-Amplification. Trans. I.R.E. ED-3 (1956), 32.

[9] *J. P. Laico, H. L. McDowell* and *C. R. Moster.* A Medium Power Traveling-Wave Tube for 6000 Mc. Bell Syst. Techn. J. **35** (1956), 1285.

[10] *A. J. Rack.* Effect of Space Charge and Transit Time on the Shot Noise in Diodes. Bell Syst. Techn. J. **17** (1938), 592.

[11] *R. Wiesner* und *H. W. König.* Kathodische Randbedingungen und Rauschminima in Elektronenstrahlen. A.E.Ü. 8 (1954), 5.

[12] *P. Parzen.* Effect of Thermal-Velocity Spread. J. Appl. Phys. **23** (1952), 394.

[13] *W. R. Beam.* Noise Wave Excitation at the Cathode of a Microwave Beam Amplifier. Trans. I.R.E. ED-4 (1957), 226.

[14] *W. Veith.* Energieverteilung der Elektronen in raumladungsbeschwerten Elektronenströmen I. Entw.-Ber. Siemens **18** (1955), 381.

[15] *J. C. Twombly.* Shot Noise Amplification in Beams beyond Critical Perveance. I.R.E. Convention Rec. **1** (1957), 156, Part 3 ED.

[16] *C. K. Birdsall, G. R. Brewer* and *A. V. Haeff.* Resistive Wall Amplifier. Proc. I.R.E. **41** (1953), 865.

[17] *C. K. Birdsall* and *J. R. Whinnery.* Waves in Electron Streams with General Admittance Walls. J. Appl. Phys. **24** (1953), 314.

[18] *H. Schnittger* und *D. Weber.* Verringerung des Rauschfaktors. F.T.Z. **7** (1953), 302.

[19] *H. A. Haus* and *F. N. H. Robinson.* The Minimum Noise Figure of Microwave Beam Amplifiers. Proc. I.R.E. **43** (1955), 981.

[20] *H. W. König.* Über die Beeinflussbarkeit der Korrelationsverhältnisse in Raumladungswellen. A.E.Ü. **10** (1956), 339.

[21] *G. G. Macfarlane* and *H. G. Hay.* Wave Propagation in a Slipping Stream of Electrons. Proc. Phys. Soc. (B) **63** (1950), 409.

[22] *G. M. Branch* and *T. G. Mihran.* Plasma Frequency Reduction Factors. Trans. I.R.E. ED-2 (1955), 3.

[23] *W. R. Beam.* On the Possibility of Amplification in Space-Charge Potential-Depressed Streams. Proc. I.R.E. **43** (1955), 454.

[24] *J. R. Pierce* and *L. R. Walker.* Growing Waves due to Transverse Velocities. Bell Syst. Techn. J. **35** (1956), 109.

[25] *L. M. Field, P. K. Tien* and *D. A. Watkins.* Amplification by Acceleration and Deceleration. Proc. I.R.E. **39** (1951), 194.

[26] *R. W. Peter, S. Bloom* and *J. A. Ruetz.* Space Charge Amplification. R.C.A. Rev. **15** (1954), 113.

[27] *C. K. Birdsall.* Rippled Wall and Rippled Stream Amplifiers. Proc. I.R.E. **42** (1954), 1628.

[28] *H. A. Haus.* Noise in One-Dimensional Electrons Beams. J. Appl. Phys. **26** (1955), 560.

[29] *G. R. Brewer.* Formation of High-Density Electron Beams. J. App. Phys. **28** (1957), 7.

[30] *R. Hechtel.* Elektronenkanonen hoher Perveanz. A.E.Ü. **10** (1956), 535.

[31] *L. E. S. Mathias* and *P. G. R. King.* On the Performance of High Perveance Electron Guns. Trans. I.R.E. ED-4 (1957), 280.

[32] *K. J. Harker.* Nonlaminar Flow in Cylindrical Electron Beams. J. Appl. Phys. **28** (1957), 645.

[33] *K. T. Dolder* and *O. Klemperer.* Space Charge Effects in Electron Optical Systems. J. Appl. Phys. **26** (1955), 1461.

[34] *J. R. Pierce.* Theory and Design of Electron Beams. New York 1954.

[35] *G. Herrmann.* Optical Theory of Thermal Velocity Effects in Cylindrical Electron Beams. J. Appl. Phys. **29** (1958), 127.

[36] *D. Pines* and *D. Bohm.* A Collective Description of Electron Interactions. II. Phys. Rev. **85** (1952), 338.

[37] *O. Klemperer.* Elektronik. Berlin 1933.

[38] *C. K. Birdsall.* Aperture Lens Formula Corrected for Space Charge in the Electron Stream. Trans. I.R.E. ED-4 (1957), 132.

Adresse des Verfassers: *Helmut P. Louis,* Dipl.-Ing., Maienburgweg 20, Zürich 7.