

**Zusammenfassung.**

1. Der Huthsender schwingt immer nur in der längeren Koppungswelle der beiden über die Gitter-Anodenkapazität gekoppelten Schwingungskreise.

2. Eine merkliche Abhängigkeit der ausgesandten Welle der Anodenspannung ist nicht vorhanden.

Die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Heizung ist meßbar, aber klein.

4. Nur in einem verhältnismäßig engen Bereich in der Nähe des Unisonos ist ein gutes Arbeiten der Röhre möglich. Außerhalb dieses Bereichs treten große Anodenverluste auf, weil die Phasenverhältnisse ungünstig werden, und der Anodengleichstrom groß wird. Das Maximum der Antennenstromstärke liegt auf der Seite der größeren Antennenwelle. Bei maximalem Antennenstrom und normaler Anodenspannung hängt die ausgesandte Welle wesentlich von der Antenneneigenwelle ab.

Herrn Geheimrat M. Wien spreche ich meinen besten Dank für seine sehr liebenswürdige Unterstützung dieser Untersuchung aus.

**Zur Kenntnis der Vorgänge in Elektronenröhren.**

Von **Franz Tank.**

- § 1. Der Behandlung von Röhrenproblemen werden in der Regel die empirisch ermittelten Kennliniendiagramme zugrunde gelegt. Das Ziel einer vollständigen Theorie der Dreielektrodenröhre besteht naturgemäß in der Vorausberechnung dieser Diagramme aus den geometrischen Konstanten der Röhren, den Materialeigenschaften der Elektroden und den Eigenschaften des Glühfadens. Vorläufig hat man sich auf die Berechnung des Durchgriffes und die Ermittlung der Kennlinien bei verschwindendem Gitterstrom beschränkt.<sup>1)</sup> Ein wesentliches Problem, die Verteilung des Emissionsstromes auf Gitter und Anode, d. h. die Erörterung des Kennlinienverlaufs im Gebiete positiver Gitter- und Anodenspannungen, ist bis jetzt noch wenig in Angriff genommen worden. In dieser Richtung sollen die folgenden Zeilen eine gewisse Vorarbeit leisten.

1) M. v. Laue, Ann. d. Phys. 59. 465. 1919; M. Abraham, Archiv für Elektrotechnik 8. 42. 1919.

§ 2. Es soll sich im folgenden stets um so hohe Gitter- und Anodenspannungen handeln, daß der Emissionsstrom konstant ist und seinen Sättigungswert besitzt; Raumladungen kommen also nicht in Betracht. Die Verteilung des Emissionsstromes auf Gitter und Anode ergibt sich dann aus der Berechnung der Bahnkurven, welche die von den verschiedenen Stellen des Glühfadens ausgehenden Elektronen zurücklegen. Die Lösung dieses Problems in seiner Allgemeinheit ist verwickelt und soll hier nicht versucht werden. Es sei nur daran erinnert, daß die Bahnkurven die orthogonalen Trajektorien der Flächen konstanter Wirkung sind, und daß letztere aus der Lösung einer quadratischen partiellen Differentialgleichung erster Ordnung hervorgehen.<sup>1)</sup>

§ 3. Sehr leicht läßt sich jedoch folgender Satz herleiten, der sich oft als nützlich erweisen dürfte: Verändert man Gitter- und Anodenspannung in der Weise, daß ihr Verhältnis konstant bleibt, so bleibt auch die Verteilung des Emissionsstromes auf Gitter und Anode unverändert, oder: Gitterstrom und Anodenstrom sind nur Funktion von  $E_g : E_a$ .<sup>2)</sup> Der Beweis gründet sich darauf, daß bei einer Veränderung von Gitterspannung und Anodenspannung um das  $\lambda^2$ -fache alle Kräfte des elektrostatischen Feldes in diesem Betrage sich ändern. Die Bahnkurven der Elektronen bleiben erhalten und werden nur  $\lambda$ -mal schneller durchlaufen.

§ 4. Zu einer zweckmäßigen Darstellung<sup>3)</sup> gelangt man, wenn man setzt

$$J_a + J_g = J,$$

und

$$\frac{J_g}{J_a} = \left( \frac{E_g}{E_a} \right)^\varphi,$$

wo  $\varphi$  die vorläufig noch nicht bekannte Funktion ist, welche die Stromverteilung angibt. Daraus folgt

$$J_a = J \cdot \frac{1}{1 + \varphi \left( \frac{E_g}{E_a} \right)}$$

und

1) Vgl. Thomson und Tait, Natural Philosophy 1. § 332; A. G. Webster, Dynamics, § 41.

2) Gilt nur, solange keine Sekundäreffekte vorhanden sind; vgl. § 6.

3) Bedingung: keine Sekundäreffekte.

$$J_g = J_s \frac{\varphi\left(\frac{E_g}{E_a}\right)}{1 + \varphi\left(\frac{E_g}{E_a}\right)}$$

Ich finde empirisch, daß

$$\varphi = \mu \sqrt{\frac{E_g}{E_a}},$$

wo  $\mu$  eine Konstante der Röhre ist, die Verhältnisse der von mir untersuchten zylindrischen Röhren einigermaßen befriedigend wiederzugeben pflegt. Die Ausdrücke für Anodenstrom und Gitterstrom lauten dann

$$J_a = J_s \frac{\sqrt{E_a}}{\sqrt{E_a} + \mu \sqrt{E_g}}$$

und

$$J_g = J_s \frac{\mu \sqrt{E_g}}{\sqrt{E_a} + \mu \sqrt{E_g}}$$

§ 5. Zur experimentellen Prüfung vorstehender Überlegungen und zur Ermittlung sekundärer Einflüsse (sekundäre Elektronenemission) wurden zwei Verstärkerröhren mit möglichst gutem Vakuum aus- gesucht, eine Telefunkeröhre E. V. E. 173 mit Kupferelektroden und eine Seddigröhre mit Nickelelektroden. In üblicher Weise wurden die Kennliniendiagramme aufgenommen, und zwar möglichst weit in das Gebiet positiver Gitter- und Anodenspannungen hinein.

Zunächst wurde festgestellt, daß bei verschiedenen Heizströmen die Kennliniendiagramme einander exakt ähnlich sind.

Ferner zeigte es sich, daß die Punkte  $E_g = E_a$  nahe auf einer horizontalen Graden liegen; sie sind in Fig. 1 als Kreise eingzeichnet.

Ein solches Verhalten ist nach dem in § 3 auseinandergesetzten zu erwarten. Für die anderen Punkte gilt die entsprechende Beziehung nicht mehr, es kommt dort die an den Elektroden auftretenden Emission von Sekundärelektronen zur Geltung.

§ 6. Dieses Phänomen ist wohlbekannt;<sup>1)</sup> es kommt in den  $E_a$ - $J_a$ -Diagrammen durch die charakteristische Einbuchtung der Kurven besonders deutlich zum Ausdruck (Fig. 1). Kennt man den primären Anodenstrom, so können diese Diagramme nun zur Ermittlung des an

1) Vgl. z. B. A. W. Hull, Proc. Inst. Rad. Engineers 6. 63. 1918; Jahrb. d. drahtl. Tel. 14. 47. 1919; F. Holborn, Telegraphen und Fernsprechtechnik 10. 1. 1921.

der Anode ausgelösten sekundären Elektronenstromes dienen; man hat dann nur die Differenz von gemessenem und primärem Anodenstrom zu bilden. Zur Festlegung des letzteren stehen uns einerseits die Punkte  $E_g = E_a$  zur Verfügung, da sie von Sekundäreffekten nahe unbeeinflusst sind, andererseits der anfängliche Verlauf der Kurven, wo bei den niederen Anodenspannungen die Sekundäremission noch

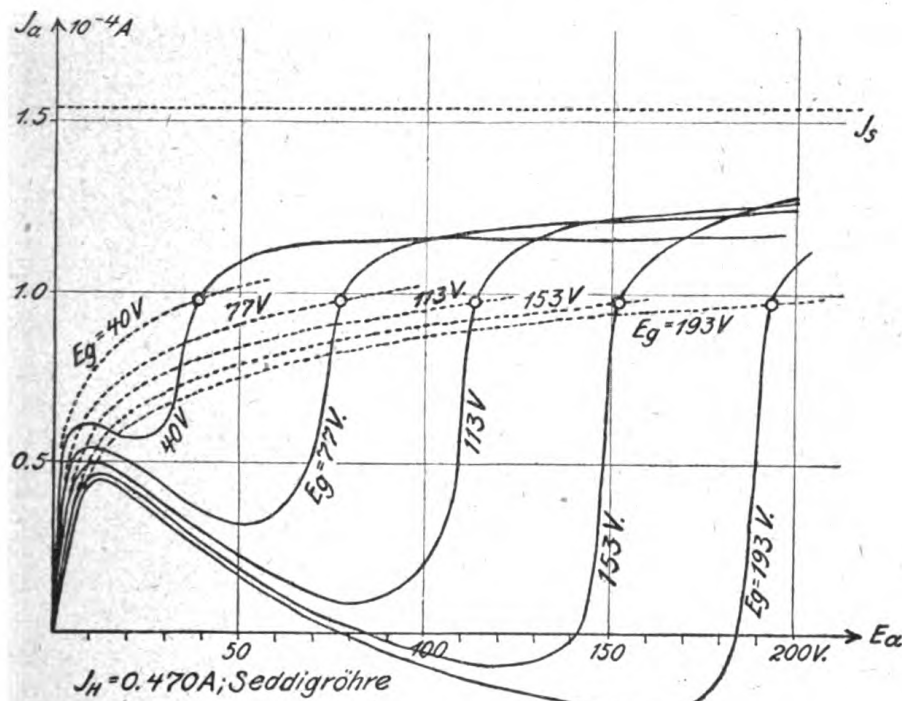


Fig. 1.  $E_a$ - $J_a$ -Diagramm, Seddigröhre.

nicht merklich auftritt. Das Zwischenstück muß graphisch interpoliert werden. Eine Kontrolle bietet der Umstand, daß Punkte von gleichem Verhältnis  $E_g : E_a$  auf einer Horizontalen liegen müssen. Die auf diese Weise ermittelten primären Anodenströme sind in Fig. 1 gestrichelt eingezeichnet.

In Fig. 2 ist der „sekundäre Anodenstrom“  $J_a'$  als Funktion der Anodenspannung  $E_a$  in Prozenten des „primären Anodenstromes“  $J_a$  dargestellt. Die Gitterspannung dient, wie in Fig. 1, als Parameter. Dieser sekundäre Anodenstrom tritt naturgemäß nur auf, solange die Gitterspannung höher ist als die Anodenspannung. Wir sind auf diese Weise zu einem Verfahren gelangt, auf einfache, wenn auch nicht

sehr genaue Weise, die sekundäre Elektronenemission von Metallektroden zu messen.

§ 7. Interessant ist ein Vergleich unserer Resultate mit den sorgfältigen Messungen von Gehrts<sup>1)</sup> einerseits und Millikan und Barber<sup>2)</sup> andererseits. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Fig. 2 durch gestrichelte Linien angedeutet; alle Kurven beziehen sich auf das Material Kupfer. Wie man sieht, liegen unsere Werte zwischen

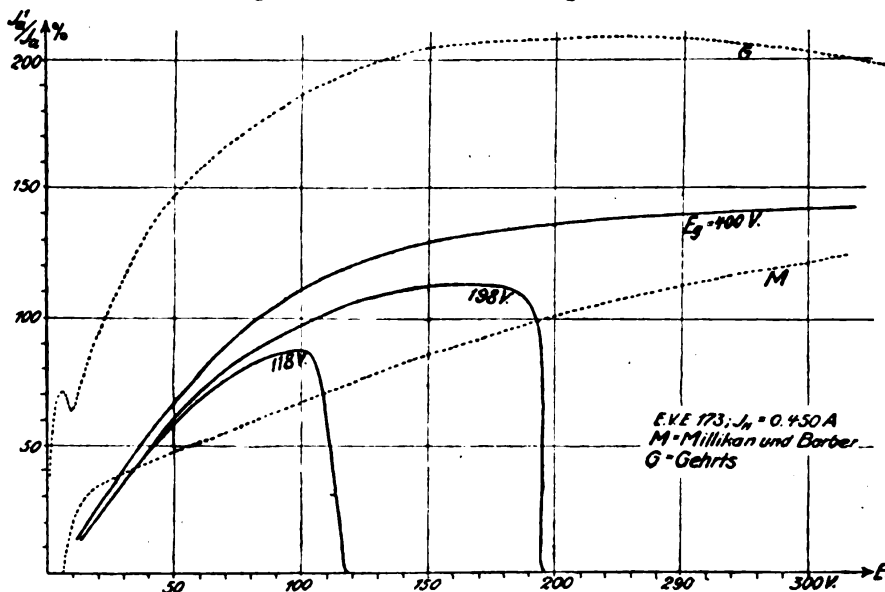


Fig. 2. Sekundärelektronenemission an der Kupferanode.

denen von Gehrts und von Millikan und Barber. Wir finden mit Millikan und Barber das Gehrtsche Maximum nicht, dagegen ergibt sich wie bei Gehrts und entgegen Millikan und Barber auch ein Effekt bei Spannungen unter 5 Volt. Der Beginn der Kurven wurde zu diesem Zwecke im einzelnen untersucht; als Beispiel möge Fig. 3 dienen, die sich auf die Seddigröhre bei 20 Volt Gitterspannung bezieht. Solche Einsattelungen, wie sie in Fig. 3 bei etwa 6 Volt angedeutet sind, hat Gehrts bei allen untersuchten Metallen in ausgeprägter Weise erhalten. Sie sollen das Gebiet reiner Reflexion von dem Gebiet trennen, wo eigentliche Sekundärstrahlung vorwiegt. Eine nähere Untersuchung über die Ursachen der genannten Abweichungen dürfte von großem Interesse sein.

1) A. Gehrts, Ann. d. Phys. 36. 995. 1911.

2) R. A. Millikan und I. G. Barber, Proc. Nat. Acad. of Sciences 7. 13. 1921; I. G. Barber, Phys. Rev. 17. 322. 1921.

Bemerkenswert ist ferner, daß die Größe des sekundären Elektronenstromes in gewissem Umfang von der Spannung (hier  $E_g$ ) abhängt, mit der die Elektronen weggeholt werden; dieser Effekt findet sich auch bei Millikan und Barber.

§ 8. Versuche, primären und sekundären Anodenstrom durch ein der Röhrenachse paralleles Magnetfeld zu trennen, führten zu kleinen zuverlässigen quantitativen Resultaten. Dagegen ergab sich,

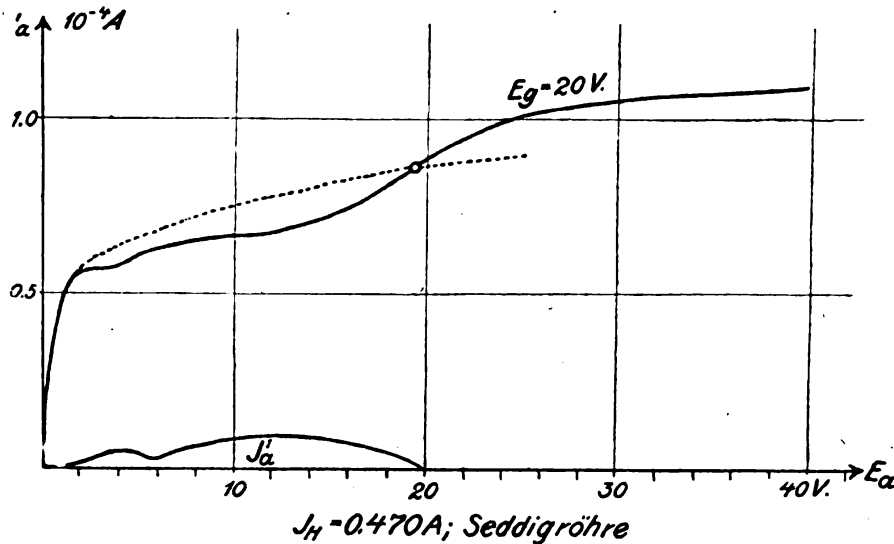


Fig. 3. Sekundärelektronenemission bei kleinen Primärgeschwindigkeiten.

daß mit schiefer werdenden Aufprall der Elektronen auf die Oberfläche der Anode die Sekundäremission wuchs.

Bei der vorliegenden Arbeit wurden Mittel verwendet, die die Stiftung für wissenschaftliche Forschung an der Universität Zürich dem Physikalischen Institut der Universität zur Verfügung stellte; es sei dafür herzlich gedankt.

Ebenso bin ich dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. Edgar Meyer für die Überlassung der Apparate zu besonderem Dank verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1921.