

### Frequenzregelung von Kurzwellen-Schwingstufen mittels einer elektrodenlosen Gasentladung<sup>1</sup>

Von E. Häusler\* und B. Koch\*\*

(Z. Naturforschg. 9a, 182—183 [1954]; eingeg. am 28. Januar 1954)

Frühere Beobachtungen über die Beeinflussung der Frequenz einer selbsterregten Röhrenschwingstufe im Kurzwellengebiet ( $f \approx 35$  MHz) durch eine von ihr selbst aufrechterhaltene elektrodenlose Gasentladung in Argon<sup>2</sup> hatten ergeben, daß mit zunehmender Anodenbetriebsspannung des Senders oberhalb einer bestimmten Leistungsschwelle eine stetige Zunahme der Schwingungsfrequenz auftrat. Bei einer relativen Änderung der Anodenspannung um 1% betrug die relative Frequenzänderung maximal etwa  $0,5\%$ , die Senderfrequenz lag bei brennender Entladung immer über der Frequenz des leerlaufenden Senders.

Weitere in dieser Richtung unternommene Versuche lieferten nunmehr das bemerkenswerte Ergebnis, daß bei geringerer Senderleistung und höheren Gasdrücken ( $\approx 1$  mm Hg gegenüber etwa  $10^{-2}$  mm Hg bei den früheren Versuchen) sowie loserer Rückkopplung eine von der bisher untersuchten offenbar grundsätzlich verschiedene Entladungs- bzw. Kennlinienform auftreten kann, deren wesentliches Kennzeichen eine in einem engeren Spannungsbereich vergleichsweise sehr steile und stetige Abnahme der Schwingungsfrequenz bei wachsender Anodenspannung ist. Ferner lag die Senderfrequenz bei brennender Entladung immer unterhalb der Frequenz des leerlaufenden Senders. Die Schwingstufe war in Dreipunktschaltung mit der Kurzwellentetrode QE 06/50 aufgebaut, deren Betriebsspannung einem röhrengeregelten Netzteil entnommen wurde. Die Schwingspule bestand aus 6 Windungen Kupferrohr, in ihrem Inneren befand sich das elektrodenlose Entladungsgefäß aus Glas mit einem Innendurchmesser von ca. 42 mm.

Als Beispiel für die vorliegenden Verhältnisse zeigt Abb. 1 die Abhängigkeit der Senderfrequenz von der Anodenspannung für eine Entladung in Luft; der Gasdruck<sup>3</sup> betrug hierbei etwa 1 mm Hg. Auf der vom Punkte A ab gemessenen Frequenzcharakteristik des Senders erfolgt bei zunehmender Anodenspannung im Punkte B (hier bei 250 V) die Zündung einer nur schwach leuchtenden Entladung, die sich zunächst auf einen mehr oder weniger großen Teil des Entladungsraumes im Innern der Schwingspule beschränkt. Während mit weiter wachsender Anodenspannung die räumliche Ausdehnung der Entladung stetig zunimmt, bis im Punkt D (hier bei 420 V) ein Umschlag in eine das gesamte Entladungsgefäß auch in seinen außerhalb der Schwingspule befindlichen Teilen erfüllende hell leuchtende Entladungsform (II) auftritt, findet im Bereich der erstgenannten Entladungsform (I) eine stetige und abgesehen von einer leichten Krümmung

im unteren Drittel der Charakteristik weitgehend lineare Frequenzabnahme statt. Bei Änderung des Gasdruckes tritt, wie weitere Messungen gezeigt haben und hier nicht näher diskutiert werden soll, eine Parallelverschiebung dieser Frequenzcharakteristik ein; der Übergang zwischen beiden Entladungsformen läßt sich bei höherem Druck (etwa 2—3 mm Hg) durch geeignete Wahl der Rückkopplung stetig gestalten. Die Frequenzcharakteristik ist unabhängig vom Sinn der Anodenspannungsänderung. Der maximalen Steilheit von etwa 30 kHz/V entspricht eine relative Frequenzänderung von etwa  $2\%$  bei einer relativen Anodenspannungsänderung von 1%. Überlagerung von Tonfrequenzwechselspannungen der Größenordnung 1 V über die Anodengleichspannung ergab einen störungs- und verzerrungsfreien Empfang des Senders mittels eines kommerziellen FM-Empfängers.

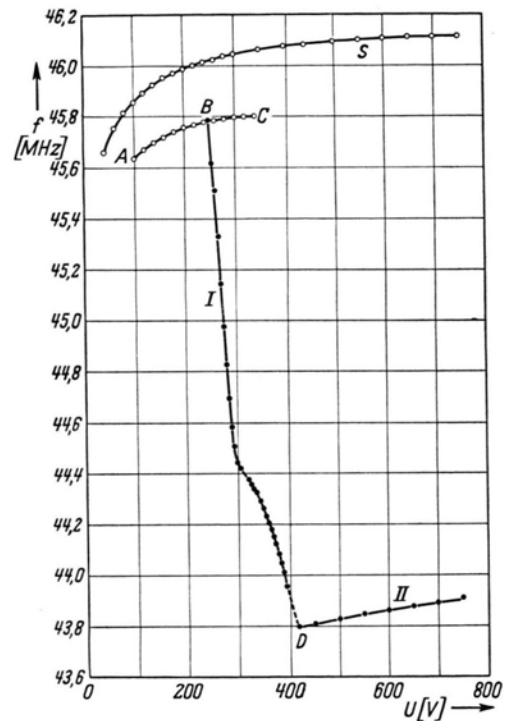


Abb. 1. Senderfrequenz  $f$  in Abhängigkeit von der Anodenspannung  $U$ . S: Sender ohne Entladungsgefäß.

Eine Diskussion des physikalischen Mechanismus der Entladungsformen I und II sowie ihres Zusammenhanges mit den früher gefundenen Ergebnissen ist im gegenwärtigen Zeitpunkt verfrüht. Für die Klärung dieser und der weiteren inzwischen gewonnenen Ergebnisse erscheint jedoch das Ergebnis eines Abschirmversuches des elektrostatischen Axialfeldes der

<sup>1</sup> Vorgetragen auf der Physikertagung Innsbruck, 24. 9. 1953; s. Verh. d. Verb. Dt. Phys. Ges. 1953, S. 125, Nr. 5.

\* Physikal. Institut der Univ. Freiburg/Brsg., Abt. f. angewandte Physik.

\*\* Weil/Rhein, Sternenschanzstr. 38.

<sup>2</sup> B. Koch, Z. angew. Physik 5, 292 [1953].

<sup>3</sup> Eine ursprünglich als wesentlich angesehene Beimengung von Hg-Dampf erwies sich inzwischen als nicht bedeutungsvoll für das Verhalten der Entladung.



Schwingspule mittels eines zwischen dieser und dem Entladungsgefäß angeordneten und parallel zur Achse geschlitzten Metallzylinders bedeutungsvoll. Hierbei verschwindet trotz Zündung der Entladung (allerdings bei höherer Zündspannung) die Rückwirkung auf die Senderfrequenz praktisch völlig. Während demnach die Entladung offenbar vorwiegend durch

das elektromagnetische Rotationsfeld der Spule aufrechterhalten wird, findet die Rückwirkung der Entladung auf den Schwingungskreis vorwiegend über das kapazitive Eigenfeld der Spule statt.

Eine ausführliche Darstellung weiterer Meßergebnisse und ihre Diskussion wird nach Abschluß der laufenden Untersuchungen an anderer Stelle erfolgen.

### Galvanomagnetische Niederfrequenz-Verstärker

Von E. Justi und H.J. Thuy

Institut für technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforschg. 9a, 183—184 [1954]; eingeg. am 20. Januar 1954)

Die Idee, die Widerstandsänderung von Metallen durch magnetische Querfelder zur Steuerung (Verstärkung oder Schaltung) elektrischer Ströme technisch auszunutzen, ist naheliegend und altbekannt<sup>1</sup>; daß sie bisher keine praktischen Erfolge gehabt hat, liegt hauptsächlich am geringen Betrag der relativen Widerstandsänderung  $\Delta R_H/R_H = 0$ , die für die meisten Metalle Sättigungswerte von höchstens 0,01% erreicht und selbst bei reinstem Bi  $H = 18000 \text{ G}$  zur Widerstandsverdoppelung bei Zimmertemperatur erfordert<sup>2</sup>. Die umfangreichen experimentellen und theoretischen Untersuchungen von Justi, Kohler und Scheffers<sup>2</sup> über die magnetische Widerstandsänderung, die u. a. zur Aufstellung der Kohlerschen Regel führten, sowie die Möglichkeiten moderner ferromagnetischer Werkstoffe, schließlich auch die Entwicklung der mathematischen Behandlung der Wechselstrom-Verstärkung haben den einen von uns (E. J.) und seine Mitarbeiter ermutigt, das galvanomagnetische Prinzip der Steuerung und Anfachung von Wechselströmen seit 1947 erneut aufzunehmen<sup>3</sup>.

Wir haben zeigen können, daß das Verfahren zwar die Tiefkühlung des magnetisch gesteuerten Leiters erfordert, daß zwar Wirbelstromverluste die Methode auf Niederfrequenz beschränken und daß die Weglängeneffekte der Leitungselektronen im Metall die Leistungsverstärkung vermindern, daß man aber theoretisch trotzdem bei Kühlung durch flüssige Luft (90° K) Leistungsverstärkungen von 30—40 db ( $\geq 10^2$ -fach) und sogar 50—60 db ( $\geq 10^5$ -fach) bei 20° K (siedender  $H_2$ ) einstufig erreichen kann. Praktisch haben wir bereits 13 db (20-fach) bei 90° K und 31 db (1300-fach) bei 20° K erzielt, und die Erreichung der theoretischen Erwartungswerte erscheint nach Lösung technischer Schwierigkeiten als durchaus möglich.

Zum Vergleich sei angegeben, daß man mit Elektronenröhren (Trioden) im Tonfrequenzgebiet 30—40 db, mit Spitzentransistoren ca. 20 db erreicht, also ungefähr gleichviel. Trotzdem und ungeachtet des zusätzlichen kältetechnischen Aufwandes ist das galvano-

magnetische Verstärkerprinzip auch praktisch interessant und überlegen, wenn nicht der Verstärkungsgrad an sich, sondern das Verhältnis von Signal- zu Rauschleistung entscheidend ist.

Bei richtiger Anordnung zeigt der neue Verstärker nämlich lediglich das Nyquist-Rauschen, das wegen geringen Widerstandes und Temperatur besonders klein ist, ohne Schrot- und Flicker-Effekt, und ist hierin den Elektronenröhren und Transistoren größenordnungsmäßig überlegen. Deshalb kann man die Empfindlichkeitsgrenze gewöhnlicher Röhrenverstärker verbessern, indem man ihnen eine galvanomagnetische Stufe vorschaltet; aus dem gleichen Grunde kann man galvanomagnetische Stufen, weniger beeinträchtigt durch Rauschen, vielstufig aufbauen.

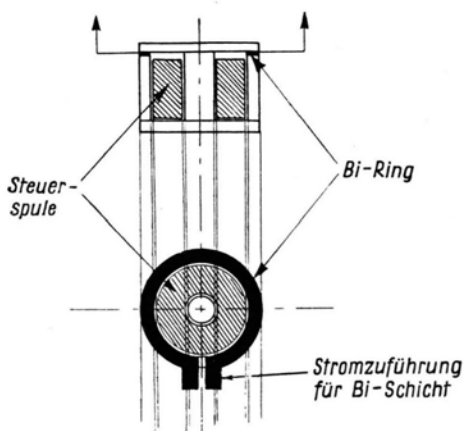


Abb. 1. Galvanomagnetischer Verstärker.

Abb. 1 zeigt eine Bi-Stufe im Quer- und Längsschnitt. Man erkennt einen handelsüblichen Topfmagnet (Philips D 25/17, 5/11,5 aus Ferroxcube III B 3-Material) mit einer Steuerspule und einem ringförmigen Luftspalt, in dem sich die ca. 0,1 mm dicke, ringförmige Schicht aus reinstem Bi befindet; sie ist an einer Stelle radial geschlitzt und in besonderer Weise für die Stromzuführungen kontaktiert, das Ganze wird in einen Dewar getaucht. Die Stromstärke sowie ein überlagertes magnetisches Vorfeld  $H_0$ , das der Vorspannung  $U_G$  der Triode entspricht, läßt sich ebenso wie die Leistungsverstärkung, die Wirbelstromverluste

<sup>1</sup> USA Patent Nr. 1, 596, 558 v. 29. 9. 22; Nr. 1, 810, 539 v. 16. 8. 26 von B. N. Sokoloff.

<sup>2</sup> E. Justi, Leitfähigkeit und Leitungsmechanismus

fester Stoffe, Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1948, S. 34 ff. u. 62 ff.

<sup>3</sup> Schweizer Patent Nr. 39 965 v. 3. 12. 48 von E. A. Ericsson, A. O. Jørgensen u. S. L. Överby.

usw. aus der Theorie entnehmen, die wir in Analogie zu derjenigen der Elektronenröhren und Transistoren ausgearbeitet haben.

Eine ausführliche theoretische und experimentelle Veröffentlichung, in der auch Möglichkeiten des Über-

ganges von Bi auf Halbleiter zur Senkung des kälte-technischen Aufwandes erörtert werden, erscheint an anderer Stelle.<sup>4</sup>

<sup>4</sup> H.J. Thuy, AEÜ, im Erscheinen.

## BESPRECHUNGEN

**Arkiv för Geofysik**, Band 1, 580 S., Stockholm 1950/53.  
— Preis S. Kr. 38,50.

Ergänzend zum bekannten „Arkiv för Fysik“ wird ab 1950 von der Kgl. Schwedischen Akademie der Wissenschaften eine *geophysikalische* Publikationsreihe unter der Bezeichnung „Arkiv för Geofysik“ veröffentlicht. Nachdem der Anfang 1953 abgeschlossene Band 1 (6 Hefte) vorliegt, erscheint eine kurze Besprechung desselben besonders im Hinblick auf die enge Berührung verschiedener Beiträge mit speziellen physikalischen Problemen angebracht. Entsprechend der gegenwärtigen Arbeitsrichtung der geophysikalischen Forschung in Schweden ist eine Bevorzugung *luftelektrischer* Probleme (in weitestem Sinne) festzustellen. Zehn von den 21 Originalarbeiten — alle in Englisch — handeln über Eigenschaften der niederatmosphärischen Groß- und Klein-Ionen, Blitzentladungen, Radioaktivität und Radongehalt der Luft (Verfasser: H. Norinder, R. Siksna, O. Salka, A. Metnieks). Daneben findet man drei Arbeiten über solare und terrestrische Strahlungsprobleme (O. Lönnquist, T. E. Aurén), einen Bericht über ionosphärische Messungen von R. Lindquist sowie eine erdmagnetische Arbeit von K. Molin über die Verlagerung der *H*-Nullisoporen oder Isolinien  $\partial H/\partial t = 0$  in Schweden. Zwei umfangreichere Veröffentlichungen von M. Báth befassen sich mit der Erscheinung der Mikroseismik (Bodenunruhe) in Skandinavien, zwei kleinere Beiträge mit instrumentell-meteorologischen Problemen (L. Raab, N. Rodskjer), während eine Studie von H. Köhler die Verdunstung an Schneeoberflächen behandelt. Schließlich wird in einer theoretisch-meteorologischen Arbeit von F. A. Berson das Problem der Langwellen-Instabilität in der zonalen (planetarischen) Westwinddrift mittlerer und höherer Breiten eingehend untersucht.

Wie schon aus der vorstehenden summarischen Besprechung dieser ebenfalls vom physikalischen Standpunkt interessanten Beiträge ersichtlich, stellt die neue Veröffentlichungsreihe „Arkiv för Geofysik“ eine wertvolle Bereicherung der geophysikalischen Literatur dar. Als noch wünschenswerte Vervollkommnung der weiteren Bände wäre eine grundsätzliche Wiedergabe von vorangestellten Zusammenfassungen zu den einzelnen Beiträgen, wie sie allgemein üblich ist, zu nennen. (Einzelreferate über die meisten der oben erwähnten Arbeiten erscheinen in den „Physikalischen Berichten“.)  
H. G. Macht, z. Zt. Hamburg.

## BERICHTIGUNG

Zu E. Weißhaar und H. Welker, Magnetische Sperrschichten in Germanium, Band **Sa**, 681 [1953]. S. 681, rechte Spalte, 3. Zeile von unten, lies:  $n_1$  statt  $u_1$ .

S. 682, rechte Spalte, Gl. (1), lies:

$$y_{\text{diff}} = \frac{kT}{e\mu E_x B_z}, \quad (1)$$

S. 683, rechte Spalte, Gl. (4), lies:

$$c_1 = e^{-b/2} y_{\text{diff}} \sqrt{1 + s_{b/2}/s_{-b/2}} n_1, \quad c_2 = \frac{s_{b/2} n_1}{2\mu^2 E_x B_z}. \quad (4)$$

S. 684, linke Spalte, Gl. (5) lies:

$$c_1 = e^{-b/2} |y_{\text{diff}}| (\sqrt{1 + 2\mu^2 |E_x| B_z / s_{b/2}} - 1) n_1, \\ c_2 = n_1, \quad (5)$$

S. 684, linke Spalte, in Abb. 6 lies:

$$n(b/2) = n_1 \sqrt{1 + \frac{2\mu^2 |E_x| B_z}{s}}.$$