Über die Erzeugung von n-Phasen-Hochfrequenzströmen

Autor(en): **Tank, F. / Ackermann, L.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **2 (1929)**

Heft VII

PDF erstellt am: **29.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-109459

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

Über die Erzeugung von n-Phasen-Hochfrequenzströmen

von **F. Tank** und **L. Ackermann.**

(12. XI. 29.)

Zusammenfassung: Ein System von n gleichen, symmetrisch gekoppelten Röhrengeneratoren erregt sich so, dass zwischen entsprechenden Strömen aufeinanderfolgender Generatoren die Phasendifferenz $\frac{2\pi}{n}$ oder ein ganzzahliges Vielfache davon sich einstellt.

§ 1. Koppelt man n gleiche Elektronenröhren-Generatoren in zyklisch vertauschbarer Weise so, dass jeder Kreis mit dem nächstfolgenden gleichwertig ist, so müssen entsprechende Ströme beim Anschwingungsvorgang auf linearer Charakteristik einem System von n linearen Differentialgleichungen folgender Art gehorchen

$$
\begin{aligned}
L_1 i_1 + H_1 \frac{di_1}{dt} + K_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + l_2 i_2 + h_2 \frac{di_2}{dt} + k_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \ldots\ldots \\
+ l_n i_n + h_n \frac{di_n}{dt} + k_n \frac{d^2 i_n}{dt^2} = 0 \\
L_1 i_2 + H_1 \frac{di_2}{dt} + K_1 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + l_2 i_3 + h_2 \frac{di_3}{dt} + k_2 \frac{d^2 i_3}{dt^2} + \ldots\ldots \\
+ l_n i_1 + h_n \frac{di_1}{dt} + k_n \frac{d^2 i_1}{dt^2} = 0 \qquad (1) \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
L_1 i_n + H_1 \frac{di_n}{dt} + K_1 \frac{d^2 i_n}{dt^2} + l_2 i_1 + h_2 \frac{di_1}{dt} + k_2 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \ldots\ldots \\
+ l_n i_{n-1} + h_n \frac{di_{n-1}}{dt} + k_n \frac{d^2 i_{n-1}}{dt^2} = 0 \,.
\end{aligned}
$$

Dabei sollen sich die Konstanten L_1, H_1, K_1 auf die Generatoren selbst, l_2, h_2, $k_2 \ldots . l_n$, h_n, k_n auf die Koppelungen beziehen. In manchen Fällen, z. B. wenn die Generatoren ihrerseits schon gekoppelte Schwingungskreise enthalten, erhöht sich die Ordnung des Gleichungssystems; dies ist aber für die folgenden Entwicklungen nicht wesentlich, da lediglich die Symmetrieeigenschaften bestimmend sind. Dagegen brauchen die Koeffizienten der Koppelung des i-ten Kreises mit dem k-ten nicht gleich den-

jenigen des k-ten mit dem i-ten zu sein, was heissen will, dass z. B. auch Koppelungen durch Verstärker hindurch zulässig sind.

Macht man für die Lösung den Ansatz

$$\begin{aligned} i_1 &= J\,\varepsilon^{j\varphi}\,\varepsilon^{\nu t} \\ i_2 &= J\,\varepsilon^{j2\varphi}\,\varepsilon^{\nu t} \\ &\cdots\cdots\cdots \\ i_n &= J\,\varepsilon^{jn\varphi}\,\varepsilon^{\nu t}, \end{aligned} \tag{2}$$

wobei bedeutet

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{2\pi}{n} \\ \text{oder}\quad \varphi &= 2\,\frac{2\pi}{n} \\ &\cdots\cdots\cdots \\ \text{oder}\quad \varphi &= n\,\frac{2\pi}{n} \end{aligned} \tag{3}$$

und

$$\nu = \lambda + j\omega\,, \tag{4}$$

so wird man durch Einsetzen in (1) zu folgender Beziehung für ν geführt

$$\begin{aligned} &[L_1\,\varepsilon^{j\varphi} + l_2\,\varepsilon^{j2\varphi} + \ldots\ldots + l_n\,\varepsilon^{jn\varphi}] + \nu[H_1\,\varepsilon^{j\varphi} + h_2\,\varepsilon^{j2\varphi} + \ldots\ldots + h_n\varepsilon^{jn\varphi}] \\ &\qquad + \nu^2[K_1\,\varepsilon^{j\varphi} + k_2\,\varepsilon^{j2\varphi} + \ldots\ldots + k_n\,\varepsilon^{jn\varphi}] = 0\,. \end{aligned} \tag{5}$$

Aus dieser Gleichung kann in bekannter Weise, indem man die mit den Dämpfungseigenschaften verknüpften Grössen $H_1, h_2, \ldots\ldots h_n$ und λ als klein ansieht, die Frequenz ω und der Dämpfungs- (oder Anfachungs-)Exponent λ genähert berechnet werden. Es ergibt sich

$$\omega^2 = \frac{L_1\,\varepsilon^{j\varphi} + l_2\,\varepsilon^{j2\varphi} + \ldots\ldots + l_n\,\varepsilon^{jn\varphi}}{K_1\,\varepsilon^{j\varphi} + k_2\,\varepsilon^{j2\varphi} + \ldots\ldots + k_n\,\varepsilon^{jn\varphi}} \tag{6}$$

$$2\,\lambda = -\,\frac{H_1\,\varepsilon^{j\varphi} + h_2\,\varepsilon^{j2\varphi} + \ldots\ldots + h_n\,\varepsilon^{jn\varphi}}{K_1\,\varepsilon^{j\varphi} + k_2\,\varepsilon^{j2\varphi} + \ldots\ldots + k_n\,\varepsilon^{jn\varphi}}\,. \tag{7}$$

Vergegenwärtigt man sich, dass φ n verschiedene Werte annehmen kann, so folgt, dass durch (6) und (7) die n Eigenfrequenzen und Eigendämpfungen des Gesamtsystems gefunden sind und man damit die totale Lösung besitzt.

§ 2. Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der Frage, welche von den n Eigenschwingungen im stationären Schwingungszustande beharren werden. Sind die Generatorkreise

genügend gegeneinander verstimmt, so wird infolge der geringen gegenseitigen Rückwirkung jeder derselben nahezu in seiner ungekoppelten Eigenfrequenz oszillieren. Anders im Resonanzfall, wo die gegenseitige Beeinflussung sehr stark ist. Die Erfahrung zeigt, dass hier das System nur noch als Ganzes in bestimmter Eigenfrequenz und mit den entsprechenden Phasenverschiebungen von Kreis zu Kreis sich erregt. Vom Moment des Einsatzes an nimmt die Schwingungsamplitude so lange zu, bis ihre Anfachung λ im Mittel Null geworden ist, nach Gleichung (7) also die Bedingung besteht

$$\overline{H}_1 \varepsilon^{j\varphi} + \overline{h}_2 \varepsilon^{jn\varphi} + \ldots\ldots + \overline{h}_n \varepsilon^{jn\varphi} = 0\,, \tag{8}$$

wobei $\overline{H}_1, \overline{h}_2 \ldots\ldots \overline{h}_n$ die mit dem von der Gesamtschwingungsweite abhängigen Mittelwert der Röhrensteilheit versehenen Dämpfungsglieder $H_1, h_2 \ldots\ldots h_n$ bedeuten. Diese Beziehung ist aber nur für einen bestimmten Wert von φ und damit nur für eine Frequenz ω zu erfüllen. Der stationäre Zustand ist offenbar dann erreicht, wenn kein weiteres Aufschaukeln mehr möglich ist, und alle übrigen $n-1$ Werte von φ negative λ ergeben.

Beim Übergang von Verstimmung zu Resonanz tritt die eigenartige Erscheinung ein, dass an einer bestimmten Stelle die Vielfachheit der Schwingungen abreisst und nur noch eine einzige übrig bleibt, ein Verhalten, das mit dem bekannten Möllerschen Mitnahmeeffekt[1]) in enger Beziehung steht.

Ist die Bedingung (8) durch $\varphi = \frac{2\pi}{n}$ befriedigt, so schwingt das System als n-Phasen-Generator. Im Grunde ist dies auch noch der Fall für $\varphi = \frac{2\pi}{n}, 3\,\frac{2\pi}{n}, \ldots\ldots (n-1)\,\frac{2\pi}{n}$, sofern n eine Primzahl bedeutet; nur liegt die Phasendifferenz $\frac{2\pi}{n}$ nicht mehr zwischen aufeinander folgenden Kreisen, wie man an Hand eines Vektordiagrammes leicht übersieht. Wenn aber n in ein Produkt verschiedener Primzahlen zerlegt werden kann

$$n = \alpha \cdot \beta \cdot \gamma \ldots\ldots,$$

so ist auch ein Zerfall in einen α-Phasen-, β-Phasen-, $\alpha \cdot \beta$-Phasen- usw. -Generator möglich. Erst die genauere Betrachtung der Schaltanordnung und deren Konstanten oder das Experiment wird entscheiden können, welche der besonderen Möglichkeiten eintreten wird.

---

[1]) H. G. Möller, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. **17**, 256, 1921. — J. Golz, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **19**, 281, 1922.

§ 3. In der Regel werden zwischen den Koppelungskoeffizienten gewisse Beziehungen bestehen, von welchen die folgenden die häufigsten sind:

$$\begin{array}{lll} l_2 = l_n & h_2 = h_n & k_2 = k_n \\ l_3 = l_{n-1} & h_3 = h_{n-1} & k_3 = k_{n-1} \\ l_4 = l_{n-2} & h_4 = h_{n-2} & k_4 = k_{n-2} \\ \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots \end{array} \tag{9}$$

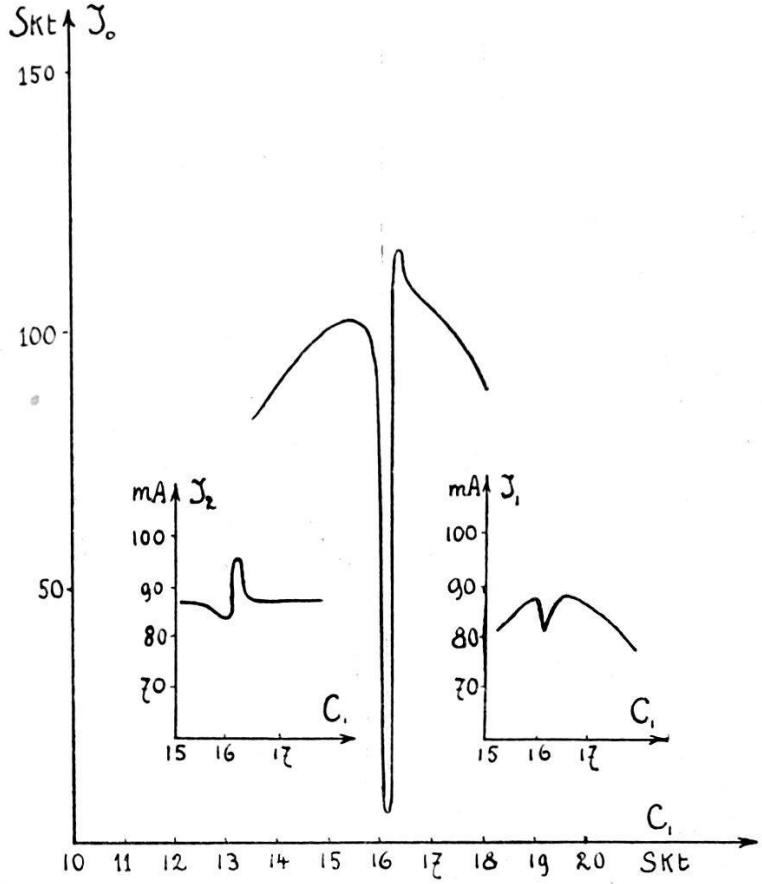

Fig. 1.

Die Gleichungen (6) und (7) gehen dann in die Form über

$$\omega^2 = \frac{L_1 + 2\,l_2 \cos\varphi + 2\,l_3 \cos 2\,\varphi + 2\,l_4 \cos 3\,\varphi + \ldots\ldots}{K_1 + 2\,k_2 \cos\varphi + 2\,k_3 \cos 2\,\varphi + 2\,k_4 \cos 3\,\varphi + \ldots\ldots} \tag{10}$$

$$2\,\lambda = -\frac{H_1 + 2\,h_2 \cos\varphi + 2\,h_3 \cos 2\,\varphi + 2\,h_4 \cos 3\,\varphi + \ldots\ldots}{K_1 + 2\,k_2 \cos\varphi + 2\,k_3 \cos 2\,\varphi + 2\,k_4 \cos 3\,\varphi + \ldots\ldots} \tag{11}$$

Die Reihen in Zähler und Nenner enthalten $\frac{n+1}{2}$ Summanden, wenn n ungerade ist, und $\frac{n}{2} + 1$ Summanden, wenn n gerade ist; im letzteren Falle fehlt beim letzten Summanden der Faktor 2.

Unschwer ist auch zu beweisen, dass im Falle alle Koppelungskoeffizienten einander gleich sind, also

$$\begin{aligned} l_2 &= l_3 = \ldots\ldots\ldots = l_n = l \\ h_2 &= h_3 = \ldots\ldots\ldots = h_n = h \\ k_2 &= k_3 = \ldots\ldots\ldots = k_n = k \end{aligned} \tag{12}$$

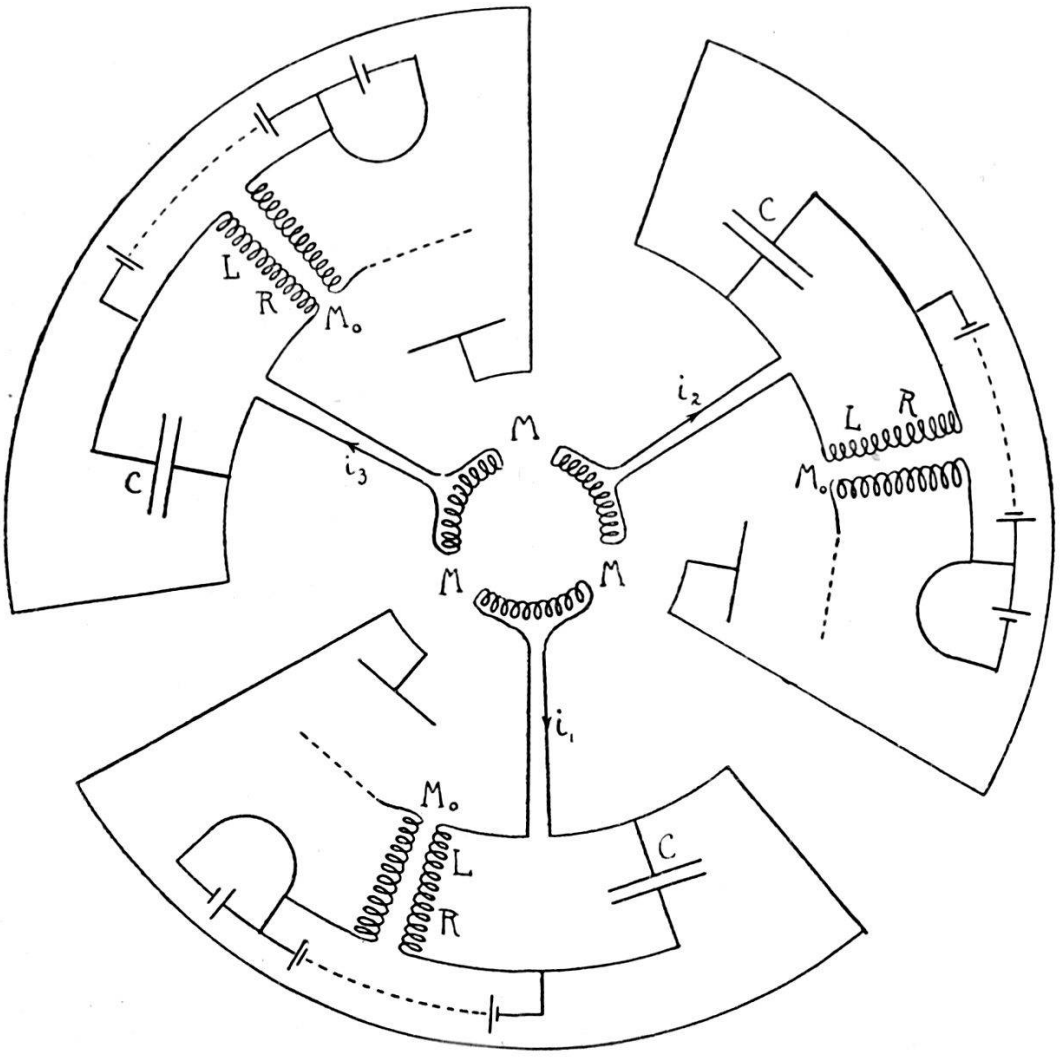

Fig. 2.

nur zwei Frequenzen bezw. Anfachungen auftreten, nämlich

$$\omega^2 = \frac{L_1 - l}{K_1 - k} \quad \text{und} \quad 2\lambda = -\frac{H_1 - h}{K_1 - k} \tag{13}$$

oder

$$\omega^2 = \frac{L_1 + (n-1)\,l}{K_1 + (n-1)\,k} \quad \text{und} \quad 2\lambda = -\frac{H_1 + (n-1)\,h}{K_1 + (n-1)\,k}\,. \tag{14}$$

Die nähere Diskussion zeigt aber, dass in diesem Falle für $n > 3$

die Phasenbeziehungen zwischen den Strömen in aufeinanderfolgenden Generatorkreisen ganz unbestimmt werden und eine solche Anordnung daher keine Aussicht auf die praktische Realisierbarkeit eines n-Phasen-Generators zu bieten scheint.

§ 4. Die von uns betrachteten Verhältnisse sind von Bedeutung bei der Schwebungs- oder Überlagerungsmethode, die sehr häufig zur genauen Vergleichung von Kapazitäten angewendet wird. Es handelt sich hier um zwei gekoppelte Röhrengeneratoren, wobei die Koppelung allerdings sehr lose sein kann. Das Ergebnis eines entsprechenden Versuches ist in Fig. 1 dargestellt (Generatoren in Transformatorschaltung, induktive Koppe-

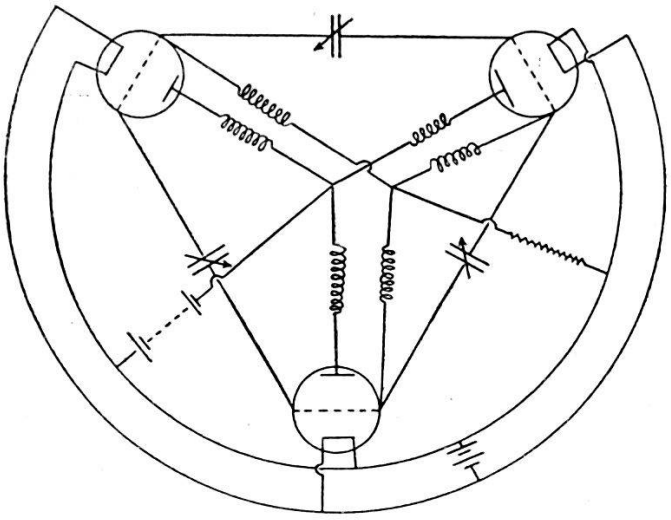

Fig. 3.

lung). Die Kapazität des ersten Schwingungskreises, C_1, wurde variiert, während diejenige des zweiten, C_2, fest blieb; im Resonanzfalle waren die Kreise genau gleichwertig. Ein Messkreis mit Kristalldetektor, Galvanometer und Telephon war möglichst symmetrisch und lose mit den beiden Schwingungskreisen gekoppelt. Der in ihm auftretende Strom J_0 ist ein Mass für die Summe der Schwingungsströme J_1 und J_2. Zwischen den Skalenteilen 16,0 und 16,5 des Drehkondensators C_1, wo das Resonanzgebiet liegt, findet ein plötzlicher Abfall von J_0, verbunden mit einem Aussetzen des Schwebungstones, statt. Das Minimum erreicht nahezu den Wert Null, während die Beträge von J_1 und J_2 nicht annähernd in einem solchen Masse beeinflusst werden. Wir schliessen daraus, dass die beiden Generatoren praktisch mit gleicher Intensität aber der Phasendifferenz π schwingen. Der ausserordentlich steile Abfall von J_0 lässt sich messtechnisch

vorteilhaft zur Kontrolle von Frequenzschwankungen, Kapazitätsänderungen usw. verwenden.[1])

§ 5. Für den entsprechenden Fall dreier Generatorkreise ist in Fig. 2 das Schaltbild angegeben. Dasselbe kann durch Anwendung nur einer gemeinsamen Heizbatterie und einer gemeinsamen Anodenbatterie noch vereinfacht werden. Die Durchrechnung (unter Voraussetzung konstanter Steilheit der Röhren-

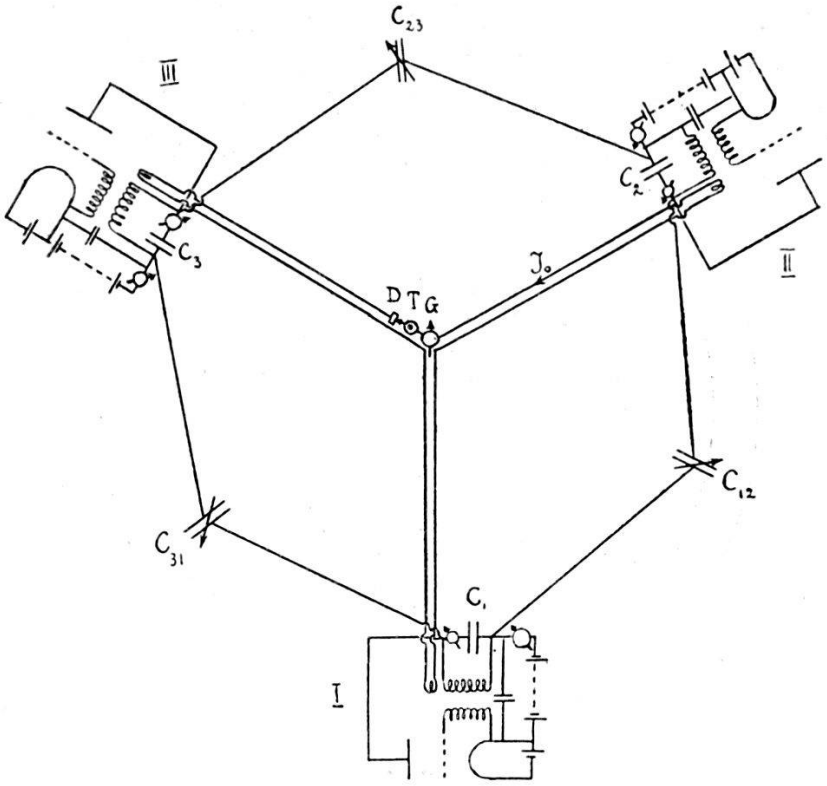

Fig. 4.

charakteristik) führt zu folgendem Spezialfall des Gleichungssystems (1), das mit Hilfe der in Fig. 2 eingeschriebenen Bezeichnungen zu lesen ist

$$i_1\left[1+\frac{R}{R_i}\right]+\frac{di_1}{dt}\left[CR-SM_0+\frac{L}{R_i}\right]+\frac{d^2 i_1}{dt^2}LC+\frac{M}{R_i}\left[\frac{di_2}{dt}+\frac{di_3}{dt}\right]$$
$$+MC\left[\frac{d^2 i_2}{dt^2}+\frac{d^2 i_3}{dt^2}\right]=0$$

$$i_2\left[1+\frac{R}{R_i}\right]+\frac{di_2}{dt}\left[CR-SM_0+\frac{L}{R_i}\right]+\frac{d^2 i_2}{dt^2}LC+\frac{M}{R_i}\left[\frac{di_3}{dt}+\frac{di_1}{dt}\right]$$
$$+MC\left[\frac{d^2 i_3}{dt^2}+\frac{d^2 i_1}{dt^2}\right]=0$$

[1]) Vergl. W. Weihe, Zschr. f. Hochfrequenztechnik **32**, 185, 1928.

$$i_3\left[1+\frac{R}{R_i}\right]+\frac{di_3}{dt}\left[CR-SM_0+\frac{L}{R_i}\right]+\frac{d^2 i_3}{dt^2}LC+\frac{M}{R_i}\left[\frac{di_1}{dt}+\frac{di_2}{dt}\right]$$
$$+MC\left[\frac{d^2 i_1}{dt^2}+\frac{d^2 i_2}{dt^2}\right]=0\,. \qquad (15)$$

Die Lösungen sind bereits in den Formeln (10) und (11) bezw. (13) und (14) enthalten und können an Hand derselben

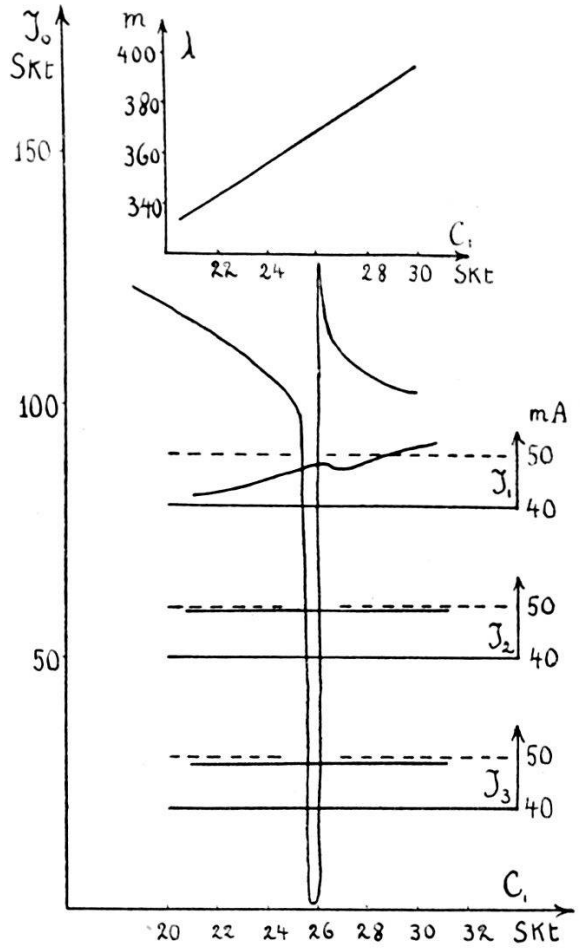

Fig. 5.

weiter diskutiert werden. Man gelangt dann zu dem Resultat, dass bei positivem Vorzeichen des gegenseitigen Koppelungskoeffizienten M eine Erregung im Dreiphasentypus zu erwarten ist, während bei negativem M die Generatoren synchron d. h., ohne Phasendifferenz, schwingen werden.

Die Zahl der Schaltungsmöglichkeiten zur Erzielung von Dreiphasenwechselstrom ist sehr gross. Wohl eine der vorteilhaftesten hat MESNY[1]) angegeben (Fig. 3).

[1]) MESNY, C. R. **175**, 691, 1922; Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 471, 1925; Zschr. f. Hochfrequenztechnik **27**, 98, 1926.

Zur experimentellen Prüfung verwendeten wir eine Anordnung, wie sie in Fig. 4 gezeichnet ist. Die drei Generatorkreise sind kapazitiv gekoppelt und induzieren auch hier auf einen lose und ganz symmetrisch angekoppelten, mit Kristalldetektor, Galvanometer und Telephon verbundenen Messkreis. Der Strom J_0 in demselben muss verschwinden, wenn die induzierten elektromotorischen Kräfte die Summe Null ergeben, also,

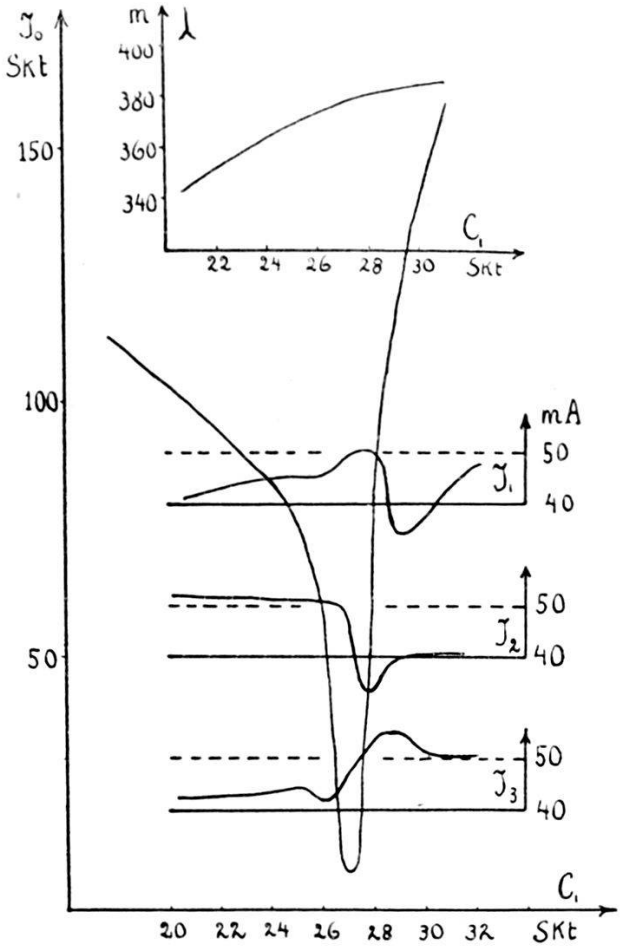

Fig. 6.

wie die Generatorströme, gleich gross und je um 120 Grad in Phase verschoben sind. Die Generatorströme J_1, J_2, J_3 selbst werden an Ampèremetern direkt abgelesen. Die Schwingungskreise werden durch Kontrolle des Schwebungstones möglichst genau auf Resonanz gebracht, der Kondensator C_1 des ersten Schwingungskreises verstellt und dann schrittweise über den Resonanzbereich hinübergedreht. Dadurch entstehen bei loser Koppelung die Kurven in Fig. 5 und bei etwas engerer Koppelung die Kurven in Fig. 6.

Beide Male ist zu erkennen, dass im Resonanzfalle der Strom J_0 fast völlig verschwindet, während die Beträge der Stromstärken J_1, J_2, J_3 nahezu gleich sind. Es muss also eine Dreiphasenwechselstrom-Erregung vorhanden sein.

§ 6. Das Anwendungsgebiet hochfrequenter n-Phasen-Wechselströme dürfte in der Erzeugung hochfrequenter Drehfelder, in Spezialschaltungen für gerichtete drahtlose Telegraphie und Telephonie und in messtechnischen Anwendungen liegen.

Zürich, Physik. Institut der Eidg. Techn. Hochschule.