

**Zeitschrift:** Bulletin de l'Association suisse des électriciens  
**Herausgeber:** Association suisse des électriciens  
**Band:** 26 (1935)  
**Heft:** 6

**Artikel:** Die Expedanz als Ursache der Selbsterregung und der allgemeinen Resonanz  
**Autor:** Brunn, Albert von  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1058444>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 18.01.2025

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

# ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

# BULLETIN

## RÉDACTION:

Secrétariat général de l'Association Suisse des Electriciens  
et de l'Union de Centrales Suisses d'électricité, Zurich 8

## EDITEUR ET ADMINISTRATION:

S. A. Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei, Zurich 4  
Staufferquai 36/40

Reproduction interdite sans l'assentiment de la rédaction et sans indication des sources

XXVI<sup>e</sup> Année

N<sup>o</sup> 6

Vendredi, 15 Mars 1935

## Die Expedanz als Ursache der Selbsterregung und der allgemeinen Resonanz.\*)

Von Albert von Brunn, Zürich.

621.3.013.62

Der Autor zeigt, dass sich die Selbsterregungserscheinungen nicht aus dem bekannten Ersatzschema des «allgemeinen» Gleich- und Wechselstromkreises herleiten lassen. Er erweitert dieses Schema, indem er noch eine zweite Energiequelle einfügt, die sich von dem bekannten Generator des Ersatzschemas dadurch unterscheidet, dass ihre Spannung dem Strome proportional ist. Diese zusätzliche Energiequelle, die, einem negativen ohmschen Widerstand entsprechend, als «Expedanz» bezeichnet wird, ist die Ursache aller Selbsterregungserscheinungen. Da durch die Expedanz der ohmsche Widerstand des Stromkreises «kompensiert» werden kann, so lässt sich «ideale» Resonanz auch bei endlichen Widerstandswerten erreichen: «Zustand der allgemeinen Resonanz.» Die interessante Tatsache, dass der Beginn der Wechselstromselbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz, gestattet (wie an Beispielen gezeigt wird), den Eintritt der Wechselstrom-Selbsterregung mittels des Vektordiagrammes graphisch zu berechnen.

L'auteur démontre que les phénomènes d'autoexcitation ne se laissent pas dériver du schéma connu du circuit «général» à courant continu et alternatif. Il élargit ce schéma en y insérant une seconde source d'énergie, qui se distingue de la source du schéma connu en ce que sa f. e. m. est proportionnelle au courant. Cette source auxiliaire, l'«expédance», correspondant à une résistance ohmique négative, est la cause de tous les phénomènes d'autoexcitation. L'expédance pouvant «compenser» la résistance ohmique du circuit, on peut obtenir la résonance «idéale» même pour des valeurs finies des résistances: «état de résonance générale». Le fait intéressant que le début de l'autoexcitation en alternatif coïncide avec le cas de la résonance générale, permet de déterminer graphiquement, comme des exemples le montrent, le début de l'autoexcitation en alternatif à l'aide du diagramme vectoriel.

### Einleitung.

In der elektrotechnischen Praxis sind zahlreiche Beispiele bekannt, wo entgegen den Erwartungen der Theoretiker in elektrischen Maschinen neben den der Berechnung entsprechenden Strömen überraschenderweise noch zusätzliche, sogen. *selbsterregte Ströme* auftraten, die den normalen Betrieb sehr oft behinderten, manchmal auch zerstörende Wirkungen ausübten. Sehr bekannt sind die Selbsterregungserscheinungen z. B. bei Ein- und Mehrphasen-Kollektormaschinen, auch bei Asynchronmaschinen, die durch Kondensatoren kompensiert werden u. a.

Wenig bekannt ist eine andere elektrische Erscheinung, die mit der Selbsterregung in einem merkwürdigen Zusammenhang steht. Es ist der Zustand der «allgemeinen» Resonanz, der sich dadurch kennzeichnet, dass z. B. in einer elektrischen Maschine der Strom (bei bestimmter Drehzahl) *resonanzartig* anschwillt, auch wenn relativ hohe ohmsche Widerstände vorgeschaltet sind.

Beide Erscheinungen werden in dieser Arbeit erklärt und auf eine *gemeinsame Ursache*, die *Expedanz*, zurückgeführt. Die «Expedanz» bildet das Gegenstück zum ohmschen Widerstand, indem sie (formal) als ein *negativer ohmscher Widerstand*

aufgefasst werden kann. Als *Ursache der Selbsterregung* kommt ihr neben den übrigen Elementen des Stromkreises (dem ohmschen Widerstand, der Induktivität und der Kapazität) eine besondere Bedeutung zu.

Die weitverbreitete Ansicht, dass die Selbsterregung auch durch die *Kapazität* hervorgerufen werden könne, ist nur *sehr bedingt* richtig. Als direkte Ursache kommt diese auf alle Fälle nicht in Frage. Nun ist aber in vielen elektrischen Systemen die *Expedanz eine Funktion der Frequenz* und diese bekanntlich durch die Grösse der Kapazität mitbestimmt. Hieraus erklärt sich z. B. die Selbsterregung von Asynchronmaschinen beim Zuschalten genügend grosser Kondensatoren.

Wenn nun auch die Kapazität nicht als Ursache der Selbsterregung in Frage kommt, so hat sie doch einen entscheidenden Einfluss auf deren *Form*. So wird z. B. durch das Einfügen einer Kapazität in einen geeigneten Gleichstromkreis die beginnende *Gleichstrom-Selbsterregung* in *Wechselstrom-Selbsterregung* umgewandelt.

Durch Einfügen einer bestimmten Expedanzgrösse in einen Wechselstromkreis kann der Zustand der «speziellen» Resonanz in denjenigen der «allgemeinen» Resonanz übergeführt werden. Die merkwürdigen Beziehungen, die zwischen Selbsterre-

\*) Eingang am 4. Oktober 1934.

gung und allgemeiner Resonanz bestehen, werden in dieser Arbeit eingehend untersucht.

Mit der analytischen Methode wird bewiesen, dass Wechselstromselbsterregung immer in dem Moment eintritt, in welchem der Zustand der allgemeinen Resonanz erreicht ist. Diese Erkenntnis ermöglicht uns, den Eintritt der Wechselstrom-Selbsterregung auch in komplizierten Fällen mit dem Vektordiagramm graphisch zu berechnen.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, die Theorie der Selbsterregung, die von verschiedenen Forschern für zahlreiche Maschinengattungen schon entwickelt worden ist, in möglichst allgemeiner Form aus dem verallgemeinerten Ersatzschema der Gleich- und Wechselströme abzuleiten und aus ihr allgemeine Methoden zu entwickeln, welche auch dem Praktiker die Berechnung der Selbsterregungserscheinungen in einfachster Weise gestatten.

Am Schlusse dieses Aufsatzes findet sich eine Zusammenstellung aus der reichhaltigen Literatur über die Probleme der Selbsterregung. Die in den Fussnoten mit L. V. bezeichneten Hinweise beziehen sich auf das Literatur-Verzeichnis.

## I. Der verallgemeinerte Gleich- und Wechselstromkreis.

In der klassischen Wechselstrom-Theorie<sup>1)</sup> versteht man unter dem «allgemeinen» Wechselstromkreis einen Stromkreis, der sich zusammensetzt aus einem Wechselstrom-Generator (mit idealer, sinusförmiger Spannungskurve von konstanter Amplitude) und aus einem ohmschen, einem induktiven und aus einem kapazitiven «Widerstand» (Fig. 1). Der Generator (G) wird völlig widerstandsfrei angenommen, während die drei mit dem Generator

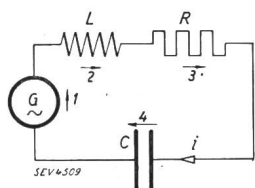


Fig. 1

Ersatzschema des sog. «allgemeinen» Wechselstromkreises, bestehend aus: Wechselstrom-Generator G, Induktivität L, ohmschem Widerstand R und Kapazität C.

in Serie geschalteten Grössen  $L$ ,  $R$  und  $C$  je konstant, d. h. von Strom und Spannung unabhängig vorausgesetzt werden.

Die Erfahrung lehrt, dass dieses Ersatzschema des «allgemeinen» Wechselstromkreises (Fig. 1) unzureichend ist, weil in der Praxis zahlreiche Erscheinungen auftreten, die sich nicht aus diesem Ersatzschema herleiten lassen.

Wir sehen uns daher gezwungen, das «allgemeine» Ersatzschema zu erweitern, indem wir eine neue «Impedanz» mit rein generatorischem Charakter hinzufügen. Da diese neue «Impedanz» (als Generator) den Stromdurchfluss fördert, so wollen

<sup>1)</sup> E. Arnold: «Die Wechselstromtechnik». Zweite Auflage, Manuldruck 1922 Springer, Berlin, S. 51, und: A. Fraenkel: «Theorie der Wechselströme». Dritte Auflage, 1930, Springer, Berlin, S. 20.

wir ihr den Namen *Expedanz*<sup>2)</sup> geben. Diese Expedanz kann Funktion irgendeines Parameters (z. B. der Frequenz, der Drehzahl usw.) sein, dagegen soll sie (um unsere Untersuchungen nicht zu kompliziert zu gestalten) als vom Strom und von der Spannung völlig unabhängig angenommen werden. Da der negative «Widerstands»-Wert der Expedanz konstant ist, so ist ihre Spannung dem Strome genau proportional<sup>3)</sup>.

Die Ergebnisse der nachfolgenden Untersuchungen bestätigen, dass die Einführung der Expedanz

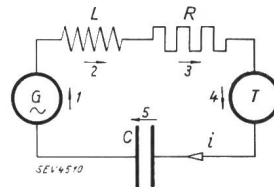


Fig. 2.

Das durch Einfügen der Expedanz erweiterte Ersatzschema nach Fig. 1.

genügt, um alle auftretenden Erscheinungen zu erklären, so dass die Einfügung noch weiterer «Impedanzen» in das Ersatzschema nicht nötig ist.

Fig. 2 zeigt das erweiterte Ersatzschema des allgemeinen «Wechselstromkreises». Die Grösse der Expedanz bezeichnen wir mit dem Buchstaben  $T$ . Da das Ersatzschema für alle Periodenzahlen gültig ist, so stellt Fig. 2 auch das erweiterte Ersatzschema des Gleichstromkreises dar.

## II. Die dynamische Klemmenspannung und die Aufstellung der allgemeinen Differentialgleichung.

Die Entwicklung der Gleichungen und besonders der Einblick in die energetischen Verhältnisse des verallgemeinerten Wechselstromkreises wird erleichtert, wenn man mit demjenigen Spannungsbegriff ( $V$ ) arbeitet, den der Verfasser in einem früheren Aufsatz an dieser Stelle<sup>4)</sup> bereits angewendet hat. Ganz davon abgesehen, dass das Arbeiten mit diesem Begriff viel bequemer ist als z. B. mit der den DIN-Normen entsprechenden Spannung «U», bieten die anhand dieser neuen Spannungsdefinition konstruierten Diagramme die Vorteile der absoluten Stetigkeit und der energetisch korrekten Darstellungsform der elektrischen Zustände, so dass man aus den Diagrammen ohne weiteres ersieht, ob die betreffenden Stromkreiselemente Wirk- und Blindleistungen abgeben oder aufnehmen.

Die physikalisch mathematische Herleitung des Spannungsbegriffes « $V$ » findet der Leser in einem Aufsatz in E. u. M.<sup>5)</sup>. Wir wollen, um jedes Missverständnis auszuschliessen, diese neu eingeführte

<sup>2)</sup> Der Ausdruck Impedanz leitet sich ab vom lateinischen Worte «impedire», welches hindern, hemmen bedeutet, während «expedire» fördern, antreiben heisst.

<sup>3)</sup> Einfache Beispiele von Expedanzen sind: Der Gleichstrom-Serie-Generator, die Radio-Elektronenröhre in Rückkopplungsschaltung u. a.

<sup>4)</sup> A. von Brunn: «Die Theorie des Induktionsreglers». Bull. SEV 1925, S. 561.

<sup>5)</sup> A. von Brunn: «Vektordiagramm und Energiebilanz des elektrischen Stromkreises». E. u. M. 1934, S. 205.

Spannung die *dynamische Klemmenspannung* benennen.

Für die in der Fig. 2 dargestellten elektrischen Objekte gelten unter Einführung der dynamischen Klemmenspannung « $V$ » die folgenden mathematischen Beziehungen:

Die Spannung ( $v_g$ ) des *Generators* G (Pos. 1) setzen wir als genau sinusförmig mit konstanter Amplitude ( $v_0$ ) voraus. Sie folge der Gleichung:

$$v_g = + v_0 \cdot \sin \omega \cdot t, \quad (1)$$

worin  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $t$  die Zeit in Sekunden bedeuten. Diese Spannung ist also vollkommen unabhängig vom Strome  $i$  und seinen Variationen. Die wirklichen Generatoren weisen ohmsche und induktive Spannungsabfälle auf. Man trägt diesem Verhalten damit Rechnung, dass man den ohmschen Widerstand und die Induktivität des Generators in die Werte von  $R$  und  $L$  (Pos. 2 und 3, Fig. 2) einkalkuliert.

Die Spannung  $v_L$  der *Induktivität*  $L$  (Pos. 2) berechnet sich nach der Formel:

$$v_L = -L \frac{di}{dt}, \quad (2)$$

worin  $L$  der Koeffizient der Selbstinduktion in Henry,  $i$  der Momentanwert des Stromes in A ist.

Die Spannung  $v_R$  des *ohmschen Widerstandes* (Pos. 3) ist durch die Gleichung gegeben:

$$v_R = -i \cdot R \quad (3)$$

$R$  ist der ohmsche Widerstand in Ohm.

Die Spannung  $v_T$  der *Expedanz*  $T$  (Pos. 4) ergibt sich zu:

$$v_T = + i \cdot T \quad (4)$$

worin  $T$  den Expedanzwert in *negativen* Ohm darstellt. (Bei den Expedanzen der Praxis kommen ohmsche, induktive und auch kapazitive Spannungs-«Abfälle» vor. Die ohmschen Widerstände werden durch eine entsprechende Reduktion des Wertes  $T$  berücksichtigt, während die induktiven und kapazitiven «Widerstände» (die Spannungserhöhungen hervorrufen) in den Werten von  $L$  und  $C$  einkalkuliert werden).

Die Spannung  $v_C$  des *Kondensators*  $C$  (Pos. 5) folgt der Gleichung:

$$v_C = - \frac{Q}{C}, \quad (5)$$

wobei  $Q$  die elektrische Ladung des Kondensators in Ampèresekunden (As) und  $C$  seine Kapazität in Farad bedeutet. Unter Berücksichtigung der bekannten Gleichung:

$$Q = + \int i \cdot dt \quad (6)$$

ergibt die Gl. (5) den Ausdruck:

$$v_C = - \frac{1}{C} \int i \cdot dt. \quad (7)$$

Für jeden *geschlossenen* Stromkreis gilt (ohne Ausnahme) die Gleichung:

$$\sum^{\circ} (v) = 0 \quad (8)$$

und auf unseren erweiterten allgemeinen Stromkreis angewandt:

$$v_G + v_L + v_R + v_T + v_C = 0 \quad (9)$$

oder unter Einsetzen der Gleichungen 1, 2, 3, 4 und 7:

$$v_0 \sin(\omega t) - L \frac{di}{dt} - i \cdot R + i \cdot T - \frac{1}{C} \int i \cdot dt = 0 \quad (10)$$

Das ist die *Differentialgleichung des erweiterten «allgemeinen» Wechselstromkreises*, deren Integration im folgenden Abschnitt durchgeführt wird.

### III. Die Integration der Differentialgleichung des erweiterten Wechselstromkreises und die physikalische Interpretation der Integralgleichung.

Wir können die Gleichung (10) in der Form schreiben:

$$+ L \frac{di}{dt} + (R - T) \cdot i + \frac{1}{C} \int i \cdot dt = v_0 \sin(\omega t) \quad (11)$$

und erhalten unter Verwendung der Beziehungen:

$$Q = \int i \cdot dt \quad (12)$$

$$i = \frac{dQ}{dt} \quad (13)$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{d^2Q}{dt^2} \quad (14)$$

$$+ L \cdot \frac{d^2Q}{dt^2} + (R - T) \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = v_0 \cdot \sin(\omega t) \quad (15)$$

oder

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{(R - T)}{L} \cdot \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C \cdot L} = \frac{v_0}{L} \cdot \sin(\omega t) \quad (16)$$

Wir folgen bei den weiteren Ableitungen der Darstellung von *Fischer-Hinnen*<sup>6)</sup>, wobei wir die in seinem Lehrbuche enthaltene Differentialgleichung des elektrischen Stromkreises und ihre Integration gemäss unserer Verallgemeinerung erweitern. Zur Abkürzung setzen wir:

$$\frac{R - T}{L} = a \quad (17)$$

$$\frac{1}{C \cdot L} = b \quad (18)$$

$$\frac{v_0}{L} = c \quad (19)$$

<sup>6)</sup> J. Fischer-Hinnen: «Theoretisches und praktisches Lehrbuch für Elektrotechniker». Verlag Albert Raustein, Zürich.

Setzt man diese Werte in (16) ein, so ergibt sich:

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + a \cdot \frac{dQ}{dt} + b \cdot Q = c \cdot \sin(\omega t) \quad (20)$$

Das *partikuläre Integral* dieser Differentialgleichung lautet:

$$Q_1 = \frac{-c}{\sqrt{\omega^2 \cdot a^2 + (\omega^2 - b)^2}} \cdot \cos\left(\omega t - \arctg \frac{\omega^2 - b}{\omega \cdot a}\right) \quad (21)$$

Die *Komplementfunktionen* sind:

$$Q_2 = K_1 \cdot \varepsilon^{\lambda_1 \cdot t} + K_2 \cdot \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t} \quad (22)$$

wobei wir für  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  zu setzen haben:

$$\lambda_1 = -\frac{a}{2} - \sqrt{\frac{a^2}{4} - b} \quad (23)$$

$$\lambda_2 = -\frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - b} \quad (24)$$

und  $\varepsilon$  die Basis der natürlichen Logarithmen ist.

Die vollständige Lösung der Differentialgleichung lautet dann:

$$Q = Q_1 + Q_2 \quad (25)$$

oder unter Benützung der Gleichung (13) und der Abkürzung:

$$\varphi = \arctg \left( \frac{\omega^2 - b}{\omega - a} \right) \quad (26)$$

erhalten wir die *allgemeine Stromgleichung*:

$$i = \frac{c \cdot \omega}{\sqrt{\omega^2 \cdot a^2 + (\omega^2 - b)^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi) + i_1 \varepsilon^{\lambda_1 \cdot t} + i_2 \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t} \quad (27)$$

worin  $i_1$  und  $i_2$  die beiden Integrationskonstanten sind.

Setzen wir in die Gl. (27) statt der Abkürzungen (17), (18) und (19) die Grundkonstanten:  $v_0$ ,  $L$ ,  $R$ ,  $T$  und  $C$  ein, so erhalten wir die *Grundgleichung des verallgemeinerten Wechselstromkreises*:

$$i = \frac{v_0}{\sqrt{(T-R)^2 + \left(\omega \cdot L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi) + i_1 \varepsilon^{\lambda_1 \cdot t} + i_2 \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t} \quad (28)$$

wobei zu setzen ist:

$$\varphi = \arctg \left\{ \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R - T} \right\} \quad (29)$$

$$\lambda_1 = \frac{T-R}{2L} - \sqrt{\left(\frac{T-R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{C \cdot L}} \quad (30)$$

und

$$\lambda_2 = \frac{T-R}{2L} + \sqrt{\left(\frac{T-R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{C \cdot L}} \quad (31)$$

Setzt man  $T = 0$ , so gehen die Gl. (28) bis (31) in die *bekanntesten Grundformeln des sogen. «allgemeinen» Wechselstromes* über. Die Werte  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  sind dann *immer negativ*, d. h. die den Komplementfunktionen entsprechenden (Komplement-) Ströme haben *abklingenden* Charakter, und sind deshalb *ohne praktische Bedeutung*.

Durch die *Einführung der Expedanz* werden die Verhältnisse *wesentlich* verändert. Statt der abklingenden Komplementströme können anschwellende, *selbsterregte Ströme* entstehen, die häufig so stark werden, dass sie den dem partikulären Integral entsprechenden (stationären) Wechselstrom völlig «*übertönen*». Wir wenden unser Interesse daher hauptsächlich diesen «Komplement»-Strömen zu.

Je nachdem die Wurzel der Gl. (30) und (31) *reell*, *Null* oder *imaginär* ist, können wir *drei typische Formen der Selbsterregung* unterscheiden:

a) Die *Exponential- oder Gleichstrom-Selbsterregung*. Diese Form der Selbsterregung ist charakterisiert durch die Beziehung:

$$(T-R)^2 > \frac{4L}{C} \quad (32)$$

Dabei kann  $T > R$  bzw.  $T < R$  sein. Die Exponential-Faktoren  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  sind dann *positiv* bzw. *negativ*, und die Komplementströme werden *anschwellende*, bzw. *abklingende Gleichströme*.

Uns interessieren vor allem die *anschwellenden Ströme* ( $T > R$ ) und von diesen beiden besonders derjenige, welcher der Gleichung:

$$i = i_2 \cdot \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t} \quad (33)$$

gehört, da  $\lambda_2 > \lambda_1$  ist. Weil hier  $\lambda_2$  *wesentlich grösser als Null* ist, so ist diese Form der Selbsterregung *im allgemeinen sehr heftig*. Besonders wenn (bei gegebenem  $T$  und  $R$ )  $C$  sehr gross ist, im speziellen also, wenn der Stromkreis *keinen Kondensator* enthält ( $C = \infty$ ), kann die Gleichstromselbsterregung *ausserordentlich rasch anwachsen*. Allerdings steigt der Strom nie ins Unendliche an, da *in der Praxis* (entgegen unserer vereinfachenden Annahme) der Wert von  $T$  *nicht mehr*

*vom Strome unabhängig bleibt*, sondern von einem gewissen Stromwert an *mit steigendem Strome* kleiner wird. Der *selbsterregte Strom* erreicht daher einen *konstanten Wert* (Beispiel: Eigenerregter Gleichstromgenerator).

Zu der hier beschriebenen Form der Selbsterregung gehört auch die *Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung*, die sich von der eigentlichen Wechselstromselbsterregung *sehr wesentlich unterscheidet*. Die Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung kann aufgefasst werden als eine über einen Transformator geleitete Exponential-Selbsterregung, die jedoch

durch magnetische Sättigungen in ihrer Entfaltung gehemmt wird, da  $T$  nicht konstant bleibt, sondern durch die Sättigung verändert wird.

Eine einfache Anordnung zur Erzeugung dieser Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung zeigt Fig. 3. Ein Gleichstrom-Serie-Generator  $G$  kann sich über einen Transformator (Trf.) selbst erregen. Die

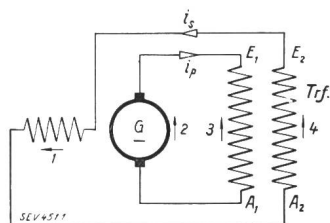


Fig. 3.  
Anordnung zur Erzeugung  
von Pseudo-Wechselstrom-  
Selbsterregung.

Schaltung ist so vorgesehen, dass ein etwa im Anker des Generators auftretender Stromstoss ( $i_p$ ) sich über den Transformator als Stromstoss ( $i_s$ ) fortpflanzt, welcher letzterer das Feld des Generators derart beeinflusst, dass der primäre Stromstoss ( $i_p$ ) im Anker *verstärkt* wird. (Die Bezugspfeile 1 und 2 des Generators sind in solcher Relation zueinander festgelegt worden, dass ein Strom, welcher die Feldspule im Sinne des Pfeiles 1 durchfließt, im Anker eine EMK im Sinne des Pfeiles 2 induziert. Die Bezugspfeile 3 und 4 des Transformators sind so eingetragen, dass man beim Durchlaufen der Spulen im Sinne der Pfeile 3 und 4 den Eisenkern im gleichen Sinne umläuft.) Ohne den Einfluss der Sättigung würden in unserer Schaltung die Ströme  $i_p$  und  $i_s$  exponentiell ins Unendliche anwachsen. Durch die Sättigung sowohl des Generators als auch des Transformators wird die Selbsterregung gehemmt. Der Strom  $i_p$  steigt nicht mehr rasch genug an, um den Strom  $i_s$  steigern, oder auch nur auf seinem Werte erhalten zu können. Hierdurch fängt das Feld und mit ihm auch  $i_p$  an, abzunehmen, wodurch schliesslich  $i_s$  und auch  $i_p$  ihre Richtungen ändern müssen, d. h. es entstehen *Wechselströme*<sup>7)</sup>. Die *Kurvenform* der so erzeugten Ströme ist nicht sinusförmig, sondern *verzerrt*.

$\beta$ ) Eine (auch für den Mathematiker) interessante *Zwischenform der Selbsterregung* ist gekennzeichnet durch die Bedingung:

$$(T - R)^2 = \frac{4L}{C} \quad (34)$$

Da der Wurzelausdruck in (30) und (31) verschwindet, so würde unsere Integralgleichung lediglich lauten:

$$i = i_0 \cdot e^{\lambda\beta \cdot t} \quad (35)$$

worin

$$\lambda\beta = \frac{T - R}{2L} = \frac{1}{\pm\sqrt{C \cdot L}} \quad (36)$$

gesetzt werden muss.

Nun existiert für diesen *Spezialfall* noch ein *weiteres Integral*, das sich ergibt, wenn man zur Lö-

<sup>7)</sup> Siehe Literaturverzeichnis (L. V.) Nr. 19, S. 375.

sung der Differentialgleichung (20) den *Ansatz* macht:

$$Q = \frac{A}{\lambda\beta} \cdot (\lambda\beta \cdot t - 1) \cdot e^{\lambda\beta \cdot t} \quad (37)$$

Durch wiederholte Differentiation erhält man:

$$\frac{dQ}{dt} = A \cdot t \cdot e^{\lambda\beta \cdot t} \equiv i_2 \quad (38)$$

und

$$\frac{d^2Q}{dt^2} = A (\lambda\beta \cdot t + 1) \cdot e^{\lambda\beta \cdot t} \quad (39)$$

Setzt man diese Werte in Gl. (20) ein und diese Gleichung selbst gleich Null, so ergibt sich:

$$\lambda\beta^2 (\lambda\beta \cdot t + 1) + a \cdot \lambda\beta \cdot t + b (\lambda\beta \cdot t - 1) = 0 \quad (40)$$

oder

$$\lambda\beta^2 - b + t \cdot \lambda\beta (\lambda\beta^2 + a \cdot \lambda\beta + b) = 0 \quad (41)$$

Diese Gleichung ist jederzeit erfüllt, wenn:

$$\lambda\beta = \pm\sqrt{b} \quad (42)$$

und durch Nullsetzung des Klammerausdruckes:

$$a = -2 \cdot \lambda\beta \quad (43)$$

und somit ist unter Berücksichtigung der Gl. (17) und (18):

$$(T - R)^2 = \frac{4L}{C} \quad (44)$$

und

$$\lambda\beta = \frac{1}{\pm\sqrt{C \cdot L}} \quad (45)$$

in Uebereinstimmung mit unseren obigen Annahmen. Das *vollständige Integral* für unseren *Spezialfall*  $\beta$  lautet also:

$$i = (i_0 + A \cdot t) \cdot e^{\lambda\beta \cdot t} \quad (46)$$

wobei  $\lambda\beta$  durch die Gl. (36) und (45) gegeben ist.  $i_0$  und  $A$  sind die Integrationskonstanten.

Aus der Struktur der Gl. (41) erkennt man, dass unser zweiter Integralansatz für  $\lambda\beta = 0$  versagt. Es gilt dann nur die Gleichung:

$$i = i_0 \cdot e^{\lambda\beta \cdot t} = i_0 \quad (47)$$

d. h.: In unserem Stromkreis fließt dann ein *dauernder* Gleichstrom.

Wie man aus Gl. (46) erkennt, besitzt bei dieser Form ( $\beta$ ) der Selbsterregung der zeitliche Verlauf des Stromes  $i$  (falls  $A$  nicht zufällig verschwindet) *keinen rein exponentiellen Charakter* mehr.

$\gamma$ ) Die interessanteste Form der Selbsterregung ist die *eigentliche Wechselstrom-Selbsterregung*, welche an die Bedingung:

$$(T - R)^2 < \frac{4L}{C} \quad (48)$$

geknüpft ist. Es entsteht ein *einzig* selbsterregter *Wechselstrom*, der der Gleichung gehorcht:

$$i = i_0 \cdot e^{\lambda\gamma \cdot t} \cdot \sin(\omega_s t - \psi) \quad (49)$$

$i_0$  und  $\psi$  sind die beiden Integrationskonstanten. Für  $\lambda_\gamma$  können wir setzen:

$$\lambda_\gamma = \frac{T - R}{2L} \tag{50}$$

Die Kreisfrequenz  $\omega_s$  des selbsterregten Wechselstromes errechnet sich aus der Formel:

$$\omega_s = \sqrt{\frac{1}{C \cdot L} - \left(\frac{T - R}{2L}\right)^2} \tag{51}$$

für:  $T > R$ , bzw.  $T < R$  erhalten wir einen *anschwellenden*, bzw. *abklingenden Wechselstrom*. Wenn:

$$T = R, \text{ also: } \lambda_\gamma = 0 \text{ ist,} \tag{52}$$

so entsteht ein *selbsterregter Wechselstrom mit konstanter Amplitude*, der sich durch nichts von einem gewöhnlichen Wechselstrom unterscheidet und dessen *Frequenz* sich berechnet zu:

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} = 2\pi f_s \tag{53}$$

Da die Grösse und Frequenz dieses Wechselstromes von der Grösse und Frequenz der *Netzspannung* völlig unabhängig ist, so wollen wir ihn den *freien Wechselstrom* benennen. Mit grösser werdendem  $C$  nimmt die Frequenz dieses freien Wechselstromes ab. Für  $C = \infty$ , d. h. wenn der Kondensator kurz geschlossen ist, entsteht der sogen. *freie Gleichstrom* von konstanter Stärke [vgl. Gl. (47)].

Weil der *freie Wechselstrom* nicht aus der bekannten Formel für den stationären Wechselstrom (welche dem partikulären Integral entspricht) berechnet werden kann, so wird sein Auftreten als etwas *ungewöhnliches* und *überraschendes* empfunden.

Auch das *Vektordiagramm*, welches nur den dem partikulären Integral entsprechenden *stationären Wechselstrom* darstellt, kann uns offenbar keinen Aufschluss erteilen, ob das Auftreten eines freien selbsterregten Gleich- oder Wechselstromes zu erwarten ist oder nicht.

#### IV. Die graphische Darstellung der drei typischen Formen der Selbsterregung.

Die im letzten Abschnitt behandelten *drei typischen Formen der Selbsterregung* wollen wir (des besseren Verständnisses wegen) in einem *Diagramm graphisch darstellen*. In Fig. 4 ist das Verhältnis

$\frac{T}{R}$  in Funktion von  $(T - R)^2$  graphisch dargestellt. Die entsprechende Kurve ist eine *Parabel p* mit horizontaler Achse  $h$ . Ihr Scheitelpunkt  $A$  entspricht den Werten:  $T = R$  oder  $(T - R)^2 = 0$ . Der obere bzw. untere Ast der Parabel entspricht der *anschwellenden, eigentlichen*, bzw. der *abklingenden Selbsterregung*.

Praktisches Interesse hat natürlich nur die *anschwellende eigentliche* und (als Grenzfall) die, dem Werte  $T = R$  entsprechende *Selbsterregung mit konstanter Amplitude des Stromes*. Wenn:

$$0 < (T - R)^2 < \frac{4L}{C} \tag{54}$$

tritt *Wechselstrom-Selbsterregung*, für:

$$(T - R)^2 \geq \frac{4L}{C} \tag{55}$$

jedoch *Gleichstrom- (oder Pseudo-Wechselstrom)-Selbsterregung* ein. Die vertikale Gerade  $g$  stellt somit die Grenze zwischen der Wechselstrom- und

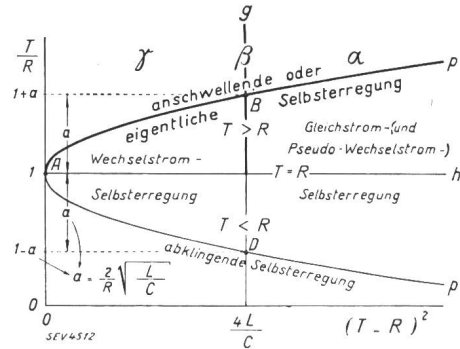


Fig. 4. Graphische Darstellung der verschiedenen Formen der Selbsterregung.

der Gleichstrom- (evtl. Pseudo-Wechselstrom)-Selbsterregung (also den Fall  $\beta$ ) dar. Die horizontale Gerade  $h$  ist die Grenze zwischen der *anschwellenden (eigentlichen, manchmal auch gefährlichen)* und der *abklingenden Selbsterregung*. Da die Lage der Parabel  $p$  unabhängig von dem Werte  $\frac{4L}{C}$  ist,

so erfährt zum Beispiel bei einer *Vergrösserung von C* lediglich die Grenzgerade  $g$  eine Verschiebung gegen die Ordinatenachse und die Punkte  $B$  und  $D$  wandern auf der Parabel  $p$  gegen den Scheitelpunkt  $A$  hinüber (Fig. 4). Dadurch wird naturgemäss das Gebiet der *eigentlichen Wechselstrom-Selbsterregung* mehr und mehr *ingeschränkt* und schliesslich bleibt nur noch Raum für die *Gleichstrom- und Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung*. Das umgekehrte tritt natürlich ein, wenn  $C$  *verkleinert* wird.

Besonders interessant ist es, das *Verhalten der Selbsterregung in Funktion der Expedanz T* zu beobachten, wenn die übrigen Grössen  $R$ ,  $L$  und  $C$  des Stromkreises *konstant* sind. Hiezu eignet sich die in Fig. 4 gegebene graphische Darstellung besonders gut: Wenn die variable Expedanz, die von Null an anwachsen möge, den Wert

$$T = R \tag{56}$$

erreicht hat, beginnt die (*eigentliche*) *Wechselstrom-Selbsterregung* (Form  $\gamma$ ). (Der Wert  $\frac{4L}{C}$  sei endlich angenommen.) Der selbsterregte Strom ist (wie wir bereits wissen) *konstant* und hat die *Frequenz*:

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} = 2\pi f_s \tag{57}$$

Mit grösser werdendem  $T$

$$T > R \quad (58)$$

entsteht ein *anschwellender Wechselstrom*, dessen *Frequenz kleiner* geworden ist und noch

$$\omega_s = \sqrt{\frac{1}{C \cdot L} - \frac{(T-R)^2}{4 \cdot L^2}} \quad (59)$$

beträgt.

Sobald  $T$  den Wert

$$T = R + 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (60)$$

erreicht hat, verwandelt sich die Wechselstrom-Selbsterregung in die als Form  $\beta$  bezeichnete Zwischenform der Selbsterregung, indem *kein Wechselstrom* mehr, sondern zwei nach einer komplizierten Funktion anschwellende *Gleichströme*

$$i = (i_0 + A \cdot t) \cdot \varepsilon^{\lambda \beta \cdot t} \quad (61)$$

entstehen [siehe Gl. (46)], deren Frequenz natürlich Null ist [ $\lambda \beta$  siehe Gl. (36)].

Bei weiterer Vergrößerung von  $T$  entsteht die *Exponential- oder Gleichstrom-Selbsterregung* (Form  $\alpha$ ), welche aus zwei exponentiell anschwellenden Gleichströmen besteht [siehe Gl. (28)].

Man erkennt aus diesen Ausführungen, dass die *eigentliche Wechselstrom-Selbsterregung* sich nur innerhalb zweier Grenzen abspielen kann, indem sie an die Bedingung

$$R \leq T < \left( R + 2 \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \quad (62)$$

gebunden ist.

### V. Allgemeine Resonanz und Selbsterregung.

Bekanntlich gilt in der Wechselstrom-Theorie für den Effektivwert des *stationären Wechselstromes* die Formel:

$$I_{eff} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{R^2 + \left( \omega \cdot L - \frac{1}{\omega \cdot C} \right)^2}} \quad (63)$$

die sich aus der Formel (28) durch Einsetzen der *Effektivwerte* der Spannung und des Stromes und für  $T = \text{Null}$  ergibt.

Es ist bekannt, dass für einen *bestimmten Wert* ( $\omega_{kr}$ ) der Kreisfrequenz  $\omega$  der Strom  $I_{eff}$  einen sehr hohen Wert ( $I_{kr}$ ) erreichen kann. Diese Erscheinung ist unter dem Namen der *Resonanz* allgemein bekannt. Für diesen *kritischen Wert* von  $\omega$  gilt die Beziehung

$$\omega_{kr} = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} \quad (64)$$

Der dabei auftretende Strom errechnet sich zu

$$I_{kr} = \frac{V_{eff}}{R} \quad (65)$$

Wenn der ohmsche Widerstand  $R$  des ganzen Stromkreises sehr klein ist, so erreicht  $I_{kr}$  in der Tat einen sehr hohen Wert. Der Zustand der *idealen Resonanz* ( $I_{kr} = \infty$ ) kann jedoch für *endliche* Werte von  $R$  niemals erreicht werden.

Anders liegen nun die Verhältnisse, wenn wir die *Expedanz*  $T$  in den Stromkreis einfügen. Da wir den ohmschen Widerstand  $R$  durch die *Expedanz*  $T$  vollkommen kompensieren können, so lässt sich die *ideale Resonanz* im Gegensatz zu der soeben besprochenen *speziellen Resonanz* (wenigstens theoretisch) auch bei hohen Werten des Widerstandes  $R$  erreichen. Diesen *allgemeineren Fall der Resonanz* nennen wir die «*allgemeine*» Resonanz<sup>8)</sup>.

Für den *verallgemeinerten Wechselstromkreis* gilt zur Berechnung des *stationären* Stromes unsere Formel

$$I_{eff} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{(T-R)^2 + \left( \omega \cdot L - \frac{1}{\omega \cdot C} \right)^2}} \quad (66)$$

Aus dieser Formel lassen sich ohne weiteres die Bedingungen entnehmen, die für das Eintreten des *Zustandes der allgemeinen Resonanz* erfüllt sein müssen. Diese lauten:

$$T = R \quad (67)$$

und

$$\omega \cdot L = \frac{1}{\omega \cdot C} \quad \text{oder} \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} \quad (68)$$

Unter Einsetzen dieser Werte in Gl. (66) errechnet sich der Strom  $I_{kr}$  im Falle der *allgemeinen Resonanz* zu

$$I_{kr} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{0+0}} = \infty \quad (69)$$

Der *Leistungsfaktor* ( $\cos \varphi$ ), der im Zustand der *speziellen Resonanz* bekanntlich gleich 1 ist, nimmt bei der «*allgemeinen*» Resonanz einen *unbestimmten Wert* an, was man aus der Gl. (29) leicht ersieht.

Da alle in der Praxis vorkommenden *Expedanzen* nicht völlig stromunabhängig sind, sondern von einem gewissen Stromwerte an abnehmen, so kann die Gl. (69) nie restlos erfüllt werden. Für die Praxis ist es dennoch wichtig, dass durch das Einfügen der *Expedanz*  $T$  in den Stromkreis, die im Falle der *allgemeinen Resonanz* auftretenden Ströme bei hohen Widerstandswerten von  $R$  *wesentlich* grösser werden können, als im Zustande der *speziellen Resonanz*.

Da nach unseren früheren Untersuchungen (Abschnitt III) in einem Stromkreise, in welchem (wie hier) die Bedingung  $T = R$  erfüllt ist, noch ein *freier, selbsterregter Wechselstrom* entsteht, so wollen wir diesen zusätzlichen Strom genauer betrachten. Seine *Frequenz* beträgt nach Gl. (53)

<sup>8)</sup> A. von Brunn: «Neue Methoden zur graphischen Bestimmung von Wechselstrom-Ortskurven.» Bull. SEV 1929, S. 65 und 88, und A. von Brunn: «Die Doppel-Inversion und ihre praktische Verwendung.» E. u. M. 1930, S. 1 und 8.



$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} \quad (70)$$

Das ist aber *derselbe Wert*, den wir für die *kritische Netzfrequenz* berechnet hatten [Gl. (68)], falls der Zustand der «allgemeinen» Resonanz eintritt. Man erkennt aus dieser Tatsache, *dass im Zustand der allgemeinen Resonanz eine eigenartige Verknüpfung besteht zwischen dem durch die Netzspannung erzwungenen stationären Wechselstrom und dem durch die Expedanz selbsterregten sogen. freien Wechselstrom.*

Diese Erkenntnis ist für unser graphisches Arbeiten sehr wertvoll. Wenn wir z. B. bei der graphischen Konstruktion des Admittanz-Diagrammes eines Wechselstromkreises zu *unendlich hohen Leitwert-Zahlen* gelangen (allgemeine Resonanz), so wissen wir (nach dem oben Gesagten), dass wir in unmittelbarer Nähe der Selbsterregungsgrenze arbeiten.

Wir stellen uns in den folgenden Abschnitten die Aufgabe, diese Grenze des Eintritts der Selbsterregung zu erforschen, da eine genaue Kenntnis der Gesetze der Selbsterregungserscheinungen für den Theoretiker und Praktiker wertvoll ist. Es würde den Rahmen dieser Arbeit weit übersteigen, wenn wir die Selbsterregungs-Erscheinungen aller Maschinengattungen eingehender untersuchen wollten. Im folgenden Abschnitt werden wir die Selbsterregung einer der praktisch wichtigsten Maschinen, nämlich der Asynchronmaschine, behandeln, während im siebenten und achten Abschnitt eine Anordnung untersucht wird, der vorwiegend theoretisches Interesse zukommt.

### VI. Die Selbsterregungs-Erscheinungen der Asynchronmaschine.

Es ist schon seit Jahrzehnten bekannt, dass die Asynchronmaschine in Verbindung mit genügend grossen Kapazitäten Selbsterregungs-Erscheinungen aufweist. (Ähnlich verhalten sich ja auch Synchronmaschinen, die auf leerlaufende Kabel oder lange Leitungen arbeiten und die ohne jede Rotorerregung von selbst auf Spannung kommen können.)

Aber erst in neuerer Zeit hat man der Selbsterregung der Asynchronmaschine vermehrte Aufmerksamkeit geschenkt, da beim Parallelschalten von Kondensatoren (zur Phasenkompensation) die Selbsterregung gelegentlich recht störend in die Erscheinung trat.

Da die Theorie der Selbsterregung der Asynchronmaschine schon von verschiedenen Autoren behandelt wurde<sup>9)</sup>, stellen wir uns in dieser Arbeit (in der wir uns vorwiegend mit *generellen Problemen* beschäftigen) lediglich die Aufgabe, die Bedingungen, die für die Entstehung der Selbsterregung der Asynchronmaschine erfüllt sein müssen, aus den entwickelten Grundprinzipien abzuleiten.

In Fig. 5 sehen wir (in einphasiger Darstellung) die bekannte Anordnung, bei der eine Asynchron-

maschine *M* durch eine Kondensatorenbatterie *C*, welche parallel zu ihr ans Netz geschaltet ist, mehr oder weniger kompensiert werden soll. Um die Frage, ob bei dieser Anordnung Selbsterregung überhaupt auftreten kann oder nicht, beantworten

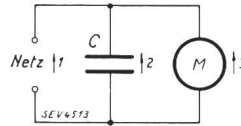


Fig. 5. Kompensierung einer Asynchronmaschine durch einen statischen Kondensator.

zu können, müssen wir für den bei der Selbsterregung möglicherweise auftretenden Strom vor allen Dingen das *Schema* aufzeichnen.

Da in der Grundgleichung (28) des erweiterten Wechselstromkreises der selbsterregte Strom völlig unabhängig von der Netzspannung *V* ist, so wurde im Schema des selbsterregten Stromes (Fig. 6) das Netz lediglich durch seine *Kurzschlussimpedanz* *Z<sub>k</sub>*

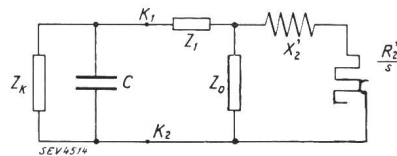


Fig. 6. Ersatzschema der in Fig. 5 dargestellten Anordnung.

dargestellt. Unser neues Schema besteht also aus dem bekannten Ersatzschema einer Asynchronmaschine, zwischen deren Primärklemmen (*K<sub>1</sub>* und *K<sub>2</sub>*) die Kurzschluss-Impedanz (*Z<sub>k</sub>*) des Netzes sowie die Kondensatorenbatterie *C* in *Parallelschaltung* angeschlossen sind. Dieses Schema lässt sich in bekannter Weise (durch graphische oder analytische Umrechnung) auf das äusserst einfache Ersatzschema Fig. 7 zurückführen. Die Werte *L'*, *R'* und *C'* sind hier allerdings *keine* physikalischen *Konstanten* mehr, sondern (im allgemeinen) *sehr komplizierte Funktionen der Frequenz* (besonders,

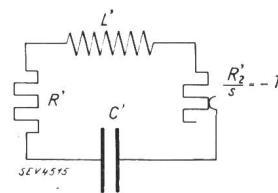


Fig. 7. Vereinfachung des in Fig. 6 gezeichneten Ersatzschemas.

wenn in der Kurzschluss-Impedanz *Z<sub>k</sub>* des Netzes weitere im übrigen Netze etwa noch vorhandene Kapazitäten enthalten sind).

Damit Selbsterregung überhaupt möglich ist, muss der Stromkreis (Fig. 7) eine *Expedanz* *T* enthalten. Nun können wir schreiben

$$-\frac{R'_2}{s} \equiv T, \quad (71)$$

wobei *R'<sub>2</sub>* den auf die Primärseite reduzierten Rotorwiderstand und *s* die Schlüpfung gegen das durch die *selbsterregten* Ströme erzeugte Drehfeld bedeuten. Aus Gl. (71) erkennt man, *dass Selbsterregung möglich ist*, wenn die Maschine gegenüber einem Drehfeld *übersynchron* laufen kann, welches durch drei gegeneinander je um 120° zeitlich verschobene

<sup>9)</sup> Siehe: L.V. Nrn. 23, 29 und 30.

selbsterregte Wechselströme erzeugt wird, deren Frequenz durch Gl. (51) gegeben ist.

Für die Grenze des Eintritts der Selbsterregung gelten unsere Gl. (52) und (53) in neuer Form

$$T = R' = - \frac{R'_2}{s} \quad (72)$$

und

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C' \cdot L'}} \quad (73)$$

(siehe Fig. 7).

Für die kritische Drehzahl der Maschine, bei welcher die Selbsterregung auftritt, erhalten wir

$$n_{kr} = \frac{R' + R'_2}{R'} \cdot \frac{60}{2p \cdot \pi \sqrt{C' \cdot L'}} \quad (74)$$

worin  $2p$  die Polzahl der Maschine bedeutet. Der zweite Faktor der rechten Seite der Gl. (74) ist die (synchron) Drehzahl des selbsterregten Drehfeldes  $n_{syn}$ , so dass die einfache Beziehung besteht

$$\frac{n_{kr}}{n_{syn}} = \frac{R' + R'_2}{R'} = > 1 \quad (75)$$

Da, wie schon bemerkt, die Größen  $L'$ ,  $R'$  und  $C'$  in hohem Grade frequenzabhängig sind, haben die Gl. (72) bis (75) nur scheinbar expliziten Charakter. Die analytische Berechnung gestaltet sich im allgemeinen ziemlich umständlich. Es empfiehlt sich deshalb, das graphische Verfahren anzuwenden. Dabei kommt uns die im Abschnitt V gewonnene Erkenntnis zu statten, dass die Grenze des Eintritts der Selbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz, oder, im Sinne der vektoriellen Darstellung:

Die Grenze des Eintritts der Selbsterregung liegt da, wo die Vektorsumme gebildet aus dem Netzadmittanzstrom, dem Kondensatorstrom und dem Strom der Asynchronmaschine (Fig. 5) gleich Null, das Stromvektorpolygon also geschlossen ist, wobei diese drei Ströme selbstverständlich auf die gleiche Spannung und Frequenz zu beziehen sind. Unter Netzadmittanz ist der der Impedanz  $Z_k$  (Fig. 6) entsprechende komplexe Leitwert zu verstehen. Indem man diese Rechnung für einige Frequenzen durchführt, findet man rasch die richtige Frequenz, d. h. diejenige, für welche sich das Strompolygon schliesst und die somit die Frequenz des gesuchten, selbsterregten Stromes ist. Da die Netz-Impedanz  $Z_k$  wenigstens bei starken Netzen im allgemeinen sehr klein ist, ist auch die Gefahr der Selbsterregung einer ans Netz angeschlossenen kompensierten Asynchronmaschine auch bei kräftiger Kompensation gering. Dagegen kann Selbsterregung leicht eintreten, wenn z. B. das Kraftwerk abgeschaltet wird, und die mechanisch angetriebene Asynchronmaschine mit dem Kondensator und den übrigen Objekten des Netzes (Motoren, Widerständen und Kapazitäten usw.) allein zusammengeschaltet bleibt<sup>10)</sup>.

<sup>10)</sup> Siehe: L.V. Nr. 28.

Da die Selbsterregung nur im übersynchronen Lauf möglich ist, ist die Frequenz des selbsterregten Stromes (bei normaler Drehzahl) im allgemeinen kleiner als die Netzfrequenz<sup>11)</sup>. So kann z. B. eine stark überkompensierte und an ein 50periodiges Netz angeschlossene vierpolige Asynchronmaschine mit 1450 Umdrehungen pro Minute als Motor laufen und gleichzeitig als Asynchrongenerator einen 47periodigen selbsterregten Strom ins Netz zurückschicken, wobei dann die bekannten Schwebungserscheinungen auftreten.

## VII. Die Erzeugung von Wechselstromselbsterregung mit dynamischen Kondensatoren.

Die interessanteste Art der Selbsterregung ist die Wechselstromselbsterregung unter Verwendung dynamischer Kondensatoren, wie wir in diesem Abschnitt an einem Beispiel zeigen werden.

Unsere theoretischen Untersuchungen wollen wir an einer Schaltung durchführen, die für Einphasen-Rekuperation bestimmt ist und deren eigenartiges Verhalten der Verfasser in einem früheren Aufsatz an dieser Stelle<sup>12)</sup>, allerdings nur für den stationären Wechselstrom, anhand graphischer Berechnungsmethoden dargestellt hat.

Wie Fig. 8 zeigt, besteht die Schaltanordnung aus zwei mechanisch starr gekuppelten, elektrisch in Serie geschalteten Einphasen-Serie-Kollektor-

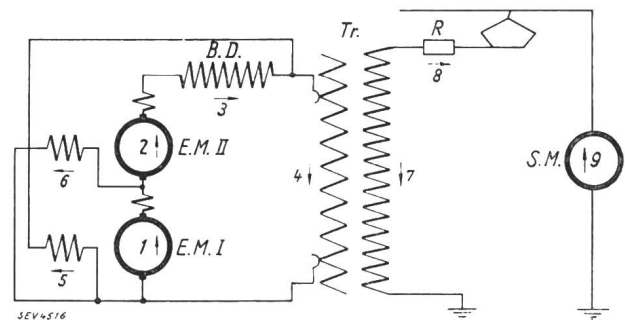


Fig. 8.

Schema einer Einphasen-Nutzbremschaltung.

motoren. Der erste (E. M. I) erhält seine Erregung vom Transformator Tr. direkt, während der zweite (E. M. II) vom ersten Motor erregt wird. Die beiden Motoren sind unter Zwischenschaltung der Bremsdrosselspule B. D. an die Niederspannungsseite des Transformators Tr. angeschlossen. Die ganze Anordnung arbeitet auf die Synchronmaschine S. M. zurück. Um die Rechnung von allem Nebensächlichen zu befreien, sollen die Erregerströme der Motoren, sowie der Magnetisierungsstrom des Transformators verschwindend klein angenommen werden. Die Induktivität des ganzen Kreises sei in der Bremsdrosselspule (B. D.), der gesamte ohmsche Widerstand in R konzentriert gedacht. Wenn wir

<sup>11)</sup> Eine Ausnahme von dieser Regel stellt die Selbsterregung durch Oberfelder der Asynchronmaschine dar, auf die wir hier jedoch nicht eingehen können.

<sup>12)</sup> A. von Brunn: «Neue Methoden zur graphischen Bestimmung von Wechselstrom-Ortskurven.» Bull. SEV 1929, S. 86.

der Einfachheit wegen die Uebersetzung des Transformators gleich *eins* setzen, wodurch sich prinzipiell nichts ändert, so können wir den Transformator überbrücken und die *Grundgleichung der Spannungen* des ganzen Systems in der einfachen Form aufschreiben

$$v_1 + v_2 + v_3 + v_8 = v_9 \quad (76)$$

Da das partikuläre Integral dieser Gleichung (der stationäre Wechselstrom) in dem erwähnten Aufsatz schon berechnet wurde, interessiert uns nur noch das *allgemeine Integral*, d. h. der *selbsterregte freie Gleich- oder Wechselstrom*. Für diesen darf

$$v_9 = 0 \quad (77)$$

gesetzt werden.

Es ist nun

$$v_5 + v_8 = 0 \quad (78)$$

$$v_5 = -l \frac{di_5}{dt} \quad (79)$$

wobei  $l$  der Selbstinduktionskoeffizient der Feldspulen ist. Weiter ist

$$v_1 = K' \cdot n \cdot i_5 \quad (80)$$

wenn wir mit  $K'$  die Maschinenkonstante, mit  $n$  die Drehzahl der Einphasenmotoren bezeichnen und die Sättigung der Maschine vernachlässigen. Die weiteren Gleichungen lauten:

$$v_1 + v_6 = 0 \quad (81)$$

$$v_6 = -l \cdot \frac{di_6}{dt} \quad (82)$$

und

$$v_2 = K' \cdot n \cdot i_6 \quad (83)$$

$$v_3 = -L \cdot \frac{di}{dt} \quad (84)$$

wobei  $L$  der Selbstinduktionskoeffizient der Bremsdrosselspule und  $i$  der uns interessierende selbsterregte freie Gleich- oder Wechselstrom ist. Schliesslich ist

$$v_8 = -i \cdot R \quad (85)$$

Aus den Gl. (76) bis (85) erhalten wir die *Differentialgleichung des freien Gleich- oder Wechselstromes*, welche lautet:

$$+L \cdot \frac{d^3i}{dt^3} + R \cdot \frac{d^2i}{dt^2} + K \cdot n \cdot R \cdot \frac{di}{dt} + K^2 \cdot n^2 \cdot R \cdot i = 0 \quad (86)$$

wobei

$$K = \frac{K'}{l} \quad (87)$$

sei.

Die Auflösung dieser *Differentialgleichung dritter Ordnung* ist ziemlich kompliziert. Wir erhalten jedoch mühelos Antwort auf die uns interessierenden Fragen, wenn wir uns anhand eines leicht anzuwendenden *Kriteriums*, das der Verfasser in einer

früheren Arbeit hier<sup>13)</sup> angegeben hat, klar machen, dass Gleichstromselbsterregung bei dieser Schaltung im *generatorischen* Betrieb (Rekuperation) ausgeschlossen ist. Es kann somit, wenn überhaupt Selbsterregung eintreten sollte, nur die *eigentliche Wechselstrom-Selbsterregung* auftreten.

Im *Moment des Eintritts der Selbsterregung* entstehe der *freie Wechselstrom*, den wir  $I_s$  benennen wollen und dessen Kreisfrequenz  $\omega_s$  sei. Die Differentialquotienten dieses Stromes (nach der Zeit) lauten in *symbolischer* Schreibweise

$$\frac{dI_s}{dt} = +j \cdot \omega_s \cdot I_s \quad (88)$$

$$\frac{d^2I_s}{dt^2} = -\omega_s^2 \cdot I_s \quad (89)$$

$$\frac{d^3I_s}{dt^3} = -j \cdot \omega_s^3 \cdot I_s \quad (90)$$

Setzt man diese Werte in die Gl. (86) ein und dividiert man die ganze Gleichung durch  $\omega_s^2$ , so erhält man die Spannungsgleichung

$$-j\omega_s \cdot L \cdot I_s - R \cdot I_s + j \cdot K \cdot R \cdot \frac{n}{\omega_s} \cdot I_s + K^2 \cdot R \cdot \frac{n^2}{\omega_s^2} \cdot I_s = 0. \quad (91)$$

Diese Gleichung ist erfüllt, wenn

$$n = \frac{R}{K \cdot L} = n_{kr} \quad (92)$$

Bei dieser *kritischen Drehzahl* tritt in der Tat *Wechselstromselbsterregung* auf. Ihre *Frequenz* berechnet sich zu

$$\omega_s = \frac{R}{L} = K \cdot n_{kr} \quad (93)$$

Diese Frequenz ist also bereits durch die Grössen  $R$  und  $L$  gegeben.

Aus dem Aufbau der Gl. (91) erkennt man, dass sich der *Einphasenmotor E. M. I* verhält wie ein *Kondensator* mit der Kapazität

$$C_{Dyn} = \frac{1}{K \cdot R \cdot n} \text{ Farad} \quad (94)$$

Wir nennen eine solche Maschine (im Gegensatz zu den statischen Kondensatoren) einen *dynamischen Kondensator*. Wenn der Einphasen-Motor E. M. I die *kritische Drehzahl*  $n_{kr}$  erreicht hat, so beträgt seine Kapazität [unter Beachtung der Gleichung (92)]

$$C_{Dyn} = \frac{L}{R^2} \quad (95)$$

Farad, und ist somit unabhängig von der Maschinenkonstanten.

<sup>13)</sup> A. von Brunn: «Die Bedeutung des Bezugssinnes im Vektordiagramm», Bull. SEV 1922, S. 458.

Setzt man diesen Wert von  $C_{Dyn}$  in die *allgemeine Frequenzgleichung* (53) des selbsterregten freien Wechselstromes ein, so erhält man

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C_{Dyn} \cdot L}} = \frac{R}{L} \quad (96)$$

in Uebereinstimmung mit Gl. (93).

Der *Einphasenmotor E. M. II* stellt eine von der *Drehzahl* und *Frequenz abhängige Expedanz* dar, deren Expedanzwert sich ergibt zu:

$$T = K^2 \cdot R \cdot \frac{n^2}{\omega^2} \text{ (negative Ohm)}. \quad (97)$$

Für den *Moment des Eintritts der Selbsterregung* errechnet sich der Expedanzwert  $T$  [unter Zuhilfenahme der Gl. (92) und (93)] zu

$$T = R \quad (98)$$

Auch bei diesem Beispiel finden wir wiederum die abgeleitete Bedingung bestätigt [siehe Gl. (52)], dass die *Selbsterregung dann eintritt, wenn der Expedanzwert gleich dem ohmschen Widerstand des ganzen Stromkreises ist.*

Setzt man die für den Eintritt der Selbsterregung gefundenen kritischen Werte von  $n_{kr}$  und  $\omega_s$  in die Gl. (91) ein, so erkennt man, dass das aus den vier Impedanzen gebildete *Impedanz-Polygon* ein *geschlossenes Quadrat* mit der Seitenlänge  $R$  bildet. Der *Gesamt-Impedanzwert* des Stromkreises ist für die Frequenz  $\omega_s$  gleich *Null*, woraus wir erkennen, dass auch in diesem Beispiel *der Eintritt der Selbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz.*

Durch diese Untersuchungen hat der *Begriff der Kapazität* eine *Erweiterung* erfahren, indem er nicht mehr auf den Kondensator beschränkt bleibt, sondern auch auf gewisse Maschinengattungen ausgedehnt wurde. In unserem Beispiel arbeitet beim Eintritt der Selbsterregung die eine Maschine als *reine Expedanz*, die andere als *reiner Kondensator*. In vielen elektrischen Maschinen sind diese beiden Arbeitsweisen vereinigt. Man spricht dann von einer *kapazitiven Expedanz*.

Auf Grund dieser Betrachtungen ist es leicht verständlich, dass die kapazitiven Expedanzen eine starke Tendenz zur Wechselstromselbsterregung aufweisen. Da der gewöhnliche *Einphasen-Serie-Generator keine kapazitive Expedanzkomponente* besitzt, so ist bei ihm *Wechselstrom-Selbsterregung* (ohne Zuhilfenahme zusätzlicher Kondensatoren) *ausgeschlossen*.

### VIII. Die graphisch-analytische Berechnung der Selbsterregungsgrenze.

Zum Schlusse unserer theoretischen Untersuchungen wollen wir noch an einem Beispiel zeigen, wie die *Grenze des Eintritts der Selbsterregung* auf *graphisch-analytischem Wege* relativ leicht bestimmt werden kann. Wir benützen dazu die im letzten Abschnitt behandelte *Einphasen-Rekuperations-Schaltung* (Fig. 8), wobei wir uns den *ohmschen Widerstand  $R$  variabel* denken. Es sind dann für beliebige Werte von  $R$  diejenigen *Drehzahlen*, bei denen die Selbsterregung jeweils eintritt, sowie die entsprechenden *Frequenzen* der selbsterregten Ströme zu bestimmen. Unsere Untersuchung wird sich auch mit dem *allgemeineren* Fall befassen, bei dem der ohmsche Widerstand  $R$  durch eine *beliebige Impedanz* ersetzt wird.

Wir spalten den in Fig. 8 dargestellten Stromkreis in zwei (ungleiche) Teile, nämlich einerseits in die aus den zwei Einphasen-Kollektormotoren (E. M. I und E. M. II) und der Bremsdrosselspule (B. D.) gebildete «Gruppe» und in den ohmschen Widerstand ( $R$ ) andererseits.

Wenn wir die selbsterregte Summenspannung der «Gruppe» mit  $V$  benennen, so erhalten wir unter Benützung der Gl. 91

$$V = j \cdot K \cdot R \cdot \frac{n}{\omega} \cdot I + K^2 \cdot R \cdot \frac{n^2}{\omega^2} \cdot I - j \cdot \omega \cdot L \cdot I \quad (99)$$

$\omega$  ist die Kreisfrequenz der selbsterregten Wechselspannung  $V$ ,  $I$  ist der die «Gruppe» durchfließende selbsterregte Strom. Da dieser Strom auch den ohmschen Widerstand  $R$  durchfließt, dessen Klemmenspannung ebenfalls gleich  $V$  ist, so gilt die einfache Beziehung

$$I \cdot R = -V \quad (100)$$

und durch Einsetzen von (100) in (99) erhalten wir

$$V = +j \cdot K \cdot \frac{n}{\omega} \cdot V + K^2 \cdot \frac{n^2}{\omega^2} \cdot V - j \cdot \omega \cdot L \cdot I \quad (101)$$

Aus dieser Gleichung errechnet sich  $I$  zu

$$I = \frac{V}{\omega \cdot L} \left\{ j + K \cdot \frac{n}{\omega} - j \cdot K^2 \cdot \frac{n^2}{\omega^2} \right\} \quad (102)$$

Die Konstante  $L$  nehmen wir für unser *Berechnungsbeispiel* zu 0,0286 Henry, die Maschinenkonstante  $K$  zu 0,10 und die Spannung  $V$  zu 100 Volt an. Da die Drehzahlen, bei denen die Selbsterregung eintritt, sowie die entsprechenden Periodenzahlen noch unbekannt sind, berechnen wir anhand der Gl. (102) zwei Reihen von Stromwerten, nämlich eine für variable Drehzahl bei fester Periodenzahl und eine für variable Periodenzahl bei fester Drehzahl. Wir erhalten so die in Fig. 9 dargestellten *Stromortskurven*. Der ersten Kurvenschar entsprechen die *ausgezogenen*, der zweiten die *gestrichelten* Kurven. Die der Berechnung zugrunde gelegten Perioden- und Drehzahlen sind in die Fig. 9 eingetragen.

Wir stellen uns die Aufgabe, den *Eintritt der Selbsterregung* zu berechnen unter der Annahme, dass der Widerstandswert von  $R$  vorerst 2,86 Ohm sei. Bei der angenommenen (Bezugs-)Spannung von 100 Volt erhalten wir für den den Widerstand durchfließenden Strom

$$I = -\frac{V}{R} = -\frac{100}{2,86} = -35 \text{ A} \quad (103)$$

Da nach den Ergebnissen des Abschnittes V *der Beginn der Selbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz*, so brauchen wir nur diesen zu berechnen, um den ersten zu erhalten. Im Zustand der allgemeinen Resonanz ist bekanntlich<sup>14)</sup> die *resultierende Admittanz* der

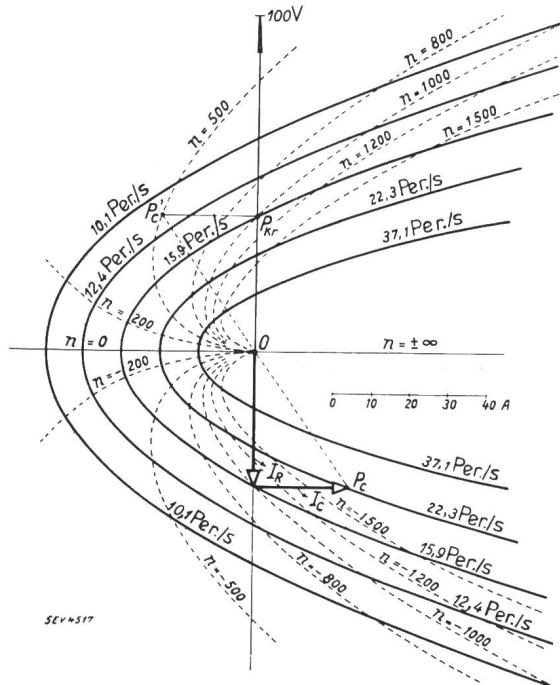


Fig. 9.

Aufstellung der Stromortskurven der in Fig. 8 dargestellten Schaltung (zur graphischen Berechnung des Eintritts der Wechselstrom-Selbsterregung).

Serienschaltung *unendlich gross*, d. h. die auf die gleiche Spannung bezogenen *Admittanzströme* der beiden miteinander in Serie geschalteten Objekte (Gruppe und ohmscher Widerstand) müssen *entgegengesetzt gleich gross* sein. Dem Strom  $I_R$  von  $-35$  A entspricht daher in Fig. 9 die Strecke  $OP_{kr}$  von  $+35$  A. Somit ist  $P_{kr}$  *derjenige Punkt, bei dem die Selbsterregung einsetzt*. Wir entnehmen der Fig. 9 für diesen Punkt  $P_{kr}$  eine *Drehzahl* von  $1000$  U/min und eine *Frequenz* von  $15,9$  Per./s.

*Vergrössert* man den *Widerstand*  $R$  z. B. auf  $4,4$  Ohm, so beträgt der *Admittanzstrom*

$$I = -\frac{100}{4,4} = -22,7 \text{ A} \quad (104)$$

und der entsprechende *Gruppenstrom* ist  $+22,7$  A. Aus Fig. 9 ersieht man, dass infolge der *Vergrösserung* von  $R$  die *Selbsterregung* erst bei  $1500$  Umdrehungen pro Minute eintritt, und dass die *Frequenz* des selbsterregten Stromes (wie sich durch *Interpolation* ergibt) auf  $25,0$  Per./s *angestiegen* ist. Genau die umgekehrten Verhältnisse treten ein, wenn der *Widerstand*  $R$  *verkleinert* wird.

Schaltet man dem *Widerstande*  $R$  ( $= 2,86 \Omega$ ) eine *bestimmte Kapazität*  $C$  *parallel*, so nimmt

<sup>14)</sup> Siehe Fussnote 8.

diese aus  $R$  und  $C$  zusammengesetzte *Impedanz* den Strom  $OP_c = 42,6$  A auf. Der *kritische Punkt* ist jetzt  $P'_c$  (Fig. 9) und die *Selbsterregung* beginnt schon bei  $n = 500$  U/min. Die zugehörige *Frequenz* ermittelt man aus der Fig. 9 zu  $11,5$  Per./s. Die *Grösse* des *Kondensators* ergibt sich aus der *Spannung* von  $100$  Volt, aus dem aufgenommenen Strom  $I_c = 24,7$  A und der *Frequenz* von  $11,5$  Per./s zu:

$$C = \frac{24,7 \cdot 10^6}{2 \cdot \pi \cdot 11,5 \cdot 100} = 3420 \text{ Mikro-Farad.} \quad (105)$$

Während das *Parallelschalten* einer *Kapazität* die *Selbsterregung erleichtert*, hat das *Hinzuschalten* einer *Induktivität* die *umgekehrte Wirkung* zur Folge, weil durch sie die *kritische Drehzahl* *hinaufgesetzt* wird, was man aus der Fig. 9 leicht *sehen* kann.

Meistens sind nicht die *Admittanzströme*, sondern die Werte  $R$ ,  $L$  und  $C$  gegeben. Man gelangt dann anhand der hier beschriebenen *graphisch-analytischen Berechnungsweise* durch die *rasch konvergierende Näherungsmethode* leichter ans Ziel als mit dem *rein analytischen Verfahren*.

### IX. Die versteckten Expedanzen.

Zu den *schwierigeren Aufgaben* der *Elektrotheoretiker* und *Prüffeldingenieure* gehört das *Auffinden versteckter Expedanzen*. Unter den *versteckten Expedanzen* verstehen wir solche *Expedanzen*, die sich nicht aus der *Differentialgleichung* des *normalen Stromkreises* einer *elektrischen Maschine* berechnen lassen, sondern die erst «entdeckt» werden können, wenn wir die *Differentialgleichungen* für *alle* in einer *Maschine überhaupt möglichen Stromwege* aufstellen. Dabei darf uns eine in der *Maschine* etwa vorhandene *Symmetrie* *parallel geschalteter Stromkreise* keineswegs zu der *Annahme verleiten*, dass nun auch die durch die *versteckten Expedanzen* erzeugten *selbsterregten Ströme* dem *gleichen Symmetriegesetz* gehorchen. Wir finden vielmehr, dass die *selbsterregten Ströme* manchmal *völlig unerwartete Wege* einschlagen und dabei *ganz neue Symmetrien* erzeugen<sup>15)</sup>.

Ein geradezu *klassisches Beispiel* einer *Maschine* mit *versteckten Expedanzen* stellt der *Drehstrom-Serie-Kollektormotor in Sechs-Bürsten-Schaltung* mit *beweglichen Bürsten* dar<sup>16)</sup>, bei welchem der *selbsterregte Gleichstrom* die *dreifache Polzahl* der *Maschine* erzeugt. Wird zur *Unterdrückung* der *Gleichstromselbsterregung* ein *Zwischentransformator* (in *Dreieckschaltung*) verwendet, so ist nach den *Ergebnissen* des *dritten Abschnittes* *Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung* zu erwarten<sup>17)</sup>. Schaltet man den *Zwischentransformator* in *Sternschal-*

<sup>15)</sup> Siehe: L.V. Nr. 15, 17, 19 und 24.

<sup>16)</sup> Siehe: L.V. Nr. 15.

<sup>17)</sup> Bei dieser *Schaltung* wurde in der *Tat Wechselstrom-Selbsterregung* (mit *Ausbildung* der *dreifachen Polzahl*) von *Herrn Ing. Ed. Scherer* in *Wien beobachtet*. (Siehe L.V. Nr. 15.)

ung<sup>18)</sup>, so wird die Selbsterregung völlig unterdrückt.

Zu den versteckten Expedanzen zählen wir auch diejenigen, die schon durch kleine *mechanische Unsymmetrien an Maschinen* (z. B. ungenaue Verteilung der Bürsten am Kollektorumfang, ungenaue Einstellung der Wendepole etc.) bei unzuweckmässiger Schaltung erzeugt werden können. Wenn eine solche Expedanz beim Leerlauf der Maschine etwas kleiner als der ohmsche Widerstand des betreffenden Stromkreises ist, läuft die Maschine selbsterregungsfrei. Sobald jedoch durch die äussere Belastung die Uebergangswiderstände der Bürsten abnehmen, und deshalb der totale Widerstand des betreffenden Stromkreises kleiner als die Expedanz wird, tritt plötzlich Selbsterregung in der Maschine auf, die manchmal auch dann noch anhält, wenn die äussere Belastung zurückgegangen ist.

Des beschränkten Raumes wegen müssen wir auf eine eingehendere Behandlung dieser und weiterer Selbsterregungsprobleme verzichten. Doch mögen unsere wenigen Beispiele gezeigt haben, dass das Gebiet der Selbsterregung überaus vielseitig und interessant ist und dass hier dem Forscher noch ein weites und dankbares Arbeitsfeld offen steht.

#### Literatur-Verzeichnis (L.V.).

Das Verzeichnis stellt eine Auswahl aus der sehr reichhaltigen Literatur dar.

- Nr. 1 *F. Rusch*: «Ist eine Nutzbremmung des Repulsionsmotors in normaler Schaltung möglich?» ETZ 1910, S. 778.
- Nr. 2 *P. Müller*: «Gegenstrom- und Kurzschlussbremmung bei Reihenschlusskommutatormotoren.» EKB 1911, S. 641.
- Nr. 3 *P. Müller*: Dissertation, Berlin 1911.
- Nr. 4 *Niethammer und Siegel*: «Ueber elektrische Bremsung mit besonderer Berücksichtigung der Wechselstrom-Kommutatormotoren.» E. u. M. 1911, S. 1063 und 1092.
- Nr. 5 *Rüdenberg*: «Ueber die Stabilität, Kompensierung und Selbsterregung von Drehstrom-Serienmaschinen.» ETZ 1911, S. 233 und 264.
- Nr. 6 *Rüdenberg*: «Selbsterregende Drehstrom-Generatoren für veränderliche Frequenz.» ETZ 1911, S. 391 und 413.
- Nr. 7 *Rüdenberg*: «Der Drehstrom-Kollektorgenerator im Leerlauf.» ETZ 1911, S. 489.
- Nr. 8 *F. Rusch*: «Ueber die Nutzbremmung der wichtigsten Kollektormotoren.» E. u. M. 1911, S. 1 und 26.

<sup>18)</sup> Nach Angabe von Herrn Ing. *Dyhr* (siehe L.V. Nr. 15).

- Nr. 9 *Fraenckel*: «Ueber Selbsterregung und Nutzbremmung von Reihenschluss-Kommutatormaschinen für Ein- und Mehrphasenstrom.» E. u. M. 1912, S. 386, 677 und 994.
- Nr. 10 *Niethammer und Siegel*: «Ueber die Nutzbremmung der Mehrphasen-Kommutatormotoren mit Seriencharakteristik.» E. u. M. 1912, S. 801.
- Nr. 11 *Rüdenberg*: «Elektrische Eigenschwingungen in Dynamomaschinen.» Arch. Elektrotechn. 1912, Band I, S. 34.
- Nr. 12 *Schenkel*: «Ueber elektrische Bremsung mit Wechselstromkommutatormotoren.» ETZ 1912, S. 873.
- Nr. 13 *Scherbius*: «Ueber Selbsterregung und Nutzbremmung von Maschinen mit Reihenschluss-Charakteristik.» ETZ 1912, S. 1264.
- Nr. 14 *Binder und Dyhr*: «Ueber die Entstehung und Unterdrückung selbsterreger Ströme in Drehstrom-Reihenschlussmaschinen.» ETZ 1913, S. 197 und 241.
- Nr. 15 *Schenkel*: «Die Selbsterregung von Kommutatormotoren während ihres Laufes als Motor.» Arch. Elektrotechn. Bd. II, 1913, S. 10.
- Nr. 16 *Scherbius und Klinkhamer*: «Selbsterregung gesättigter Mehrphasen-Kollektor-Reihenschlussmaschinen.» ETZ 1913, S. 1333.
- Nr. 17 *Scherbius und Sonnenschein*: «Eine Selbsterregungserscheinung bei einem Drehstrom-Reihenschluss-Kollektormotor mit sechs Bürsten.» ETZ 1913, S. 1228.
- Nr. 18 *Srnka*: «Ueber Gegenstrom- und Nutzbremmung von Drehstrom-Serien-Kollektormotoren mit Zwischen-Transformator und doppeltem Bürstensatz.» E. u. M. 1914, S. 365.
- Nr. 19 *P. Müller*: «Einige Selbsterregungserscheinungen bei einphasigen Kollektormotoren.» Arch. Elektrotechn. Bd. IV, 1916, S. 373.
- Nr. 20 *Fleischmann*: «Ueber selbsterregte Mehrphasenstrom-Generatoren.» Arch. Elektrotechn. Bd. VIII, 1920, S. 447.
- Nr. 21 *Fleischmann*: «Ueber Selbsterregung von Mehrphasen-Serien-Kollektorgeneratoren bei induktiver Kupplung.» Arch. Elektrotechn. Bd. IX, 1921, S. 439.
- Nr. 22 *Leyerer*: «Ueber Wechselstrom-Selbsterregung von Gleichstrom-Maschinen.» Arch. Elektrotechn. Bd. IX, 1921, S. 95.
- Nr. 23 *G. Huldskiener*: «Ueber den Induktionsgenerator mit Kondensatorerregung.» ETZ 1922, S. 155.
- Nr. 24 *Seiz*: «Selbsterregung von Kommutatormaschinen und Kommutator-Kaskaden.» Fachberichte VDE, 1929, S. 95.
- Nr. 25 *E. v. Rziha und J. Seidener*: «Starkstromtechnik», 7. Auflage, Bd. I, S. 580. Berlin 1930.
- Nr. 26 *Dreyfuss*: «Kommutator-Kaskaden und Phasenschieber», S. 52, 58 und 82. Berlin, Verlag von Julius Springer 1931.
- Nr. 27 *W. Buri*: Bull. SEV 1933, S. 342.
- Nr. 28 *W. Werdenberg*: «Betriebserfahrungen mit statischen Kondensatoren.» Bull. SEV 1934, S. 10.
- Nr. 29 *F. Niethammer*: «Selbsterregung von Asynchronmotoren und anderen Maschinen.» E. u. M. 1934, S. 61.
- Nr. 30 *H. Hafner*: «Der durch Kondensatoren selbsterregte Drehstrom-Asynchronmotor.» Bull. SEV 1935, S. 89.

## 19. Schweizer Mustermesse 1935.

Wir erinnern unsere Leser daran, dass vom 30. März bis 9. April die 19. Schweizer Mustermesse in Basel abgehalten wird, deren Besuch sich sicher lohnt. Die Messeleitung stellte uns eine Liste der

*F. Aeschbach A.-G.*, Industriestr. 20, Aarau. Bäckerei-, Konditorei-Maschinen; elektrische, transportable Backöfen; Kühlanlagen.

*Glühlampenfabrik Gloria A.-G.*, Aarau. Elektrische Glühlampen; Wolframprodukte.

*A.-G. Kümmler & Matter*, Bleichemattstrasse, Aarau. Elektrische Kochherde, elektrische Boiler, elektrische Heiz- und

Aussteller der Gruppe XVI: Elektrizität, zur Verfügung, die wir im folgenden, nach Sitz der Firmen alphabetisch geordnet, zur vorläufigen Orientierung abdrucken.

Kochapparate; Erzeugnisse der Lohnfeuerverzinkung; Freileitungs- und Bahnoberleitungsmaterial.

*Maxim A.-G.*, Buchserstr. 35, Aarau. Kochherde, Boiler, Heizöfen, Bügeleisen, Kocher, Teekannen, Kaffeemaschinen, Futterkocher, Kippkessel, Akkumulieröfen usw.

*Sprecher & Schuh A.-G.*, Fabrik elektrischer Apparate, Aarau. Hoch- und Niederspannungsapparate. Hochleistungs-