

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

**Band:** 11 (1920)

**Heft:** 6

**Artikel:** Fremd- und Selbsterregung von magnetisch gesättigten Gleichstromkreisen

**Autor:** Rüdenberg, Reinholt

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1061797>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### 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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### 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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 17.02.2026

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

# SCHWEIZ. ELEKTROTECHNISCHER VEREIN

# BULLETIN

# ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

Erscheint monatlich mit den Jahres-Beilagen „Statistik der Starkstromanlagen der Schweiz“ sowie „Jahresheft“ und wird unter Mitwirkung einer vom Vorstand des S. E. V. ernannten Redaktionskommission herausgegeben.

Alle den Inhalt des „Bulletin“ betreffenden Zuschriften sind zu richten an das

## Generalsekretariat

des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins,  
Neumühlequai 12, Zürich 1 - Telephon: Hottingen 37.08

Alle Zuschriften betreffend Abonnement, Expedition und Inserate sind zu richten an den Verlag:

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei A.-G.,  
Hirschengraben 80/82 Zürich 1 Telephon Hottingen 36.40

Abonnementspreis  
für Nichtmitglieder inklusive Jahresheft:  
Schweiz Fr. 15.—, Ausland Fr. 25.—.  
Einzelne Nummern vom Verlage Fr. 1.50 plus Porto.

Publié sous la direction d'une Commission de Rédaction nommée par le Comité de l'A.S.E.

Ce bulletin paraît mensuellement et comporte comme annexes annuelles la „Statistique des installations électriques à fort courant de la Suisse“, ainsi que l'„Annuaire“.

Prière d'adresser toutes les communications concernant la matière du „Bulletin“ au

Secrétariat général  
de l'Association Suisse des Electriciens

Neumühlequai 12, Zurich 1 - Telephon: Hottingen 37.08

Toutes les correspondances concernant les abonnements, l'expédition et les annonces, doivent être adressées à l'éditeur:

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei S. A.  
Hirschengraben 80/82 Zurich 1 Téléphone Hottingen 36.40

Prix de l'abonnement annuel (gratuit pour les membres de l'A.S.E.), y compris l'Annuaire Fr. 15.—  
pour la Suisse, Fr. 25.— pour l'étranger.  
L'éditeur fournit des numéros isolés à Fr. 1.50, port en plus.

XI. Jahrgang  
XI<sup>e</sup> Année

Bulletin No. 6

Juni 1920  
Juin

## Fremd- und Selbsterregung von magnetisch gesättigten Gleichstromkreisen.

Von Reinhold Rüdenberg, Berlin-Grunewald.

### 1. Ziel der Untersuchung.

Die Vorgänge beim Einschalten eines Gleichstromes, dessen Kreis mit Selbstinduktion behaftet ist, sind zuerst von Helmholtz<sup>1)</sup> untersucht worden. Er fand, dass der Strom beim Einschalten einer konstanten Spannung  $E$  auf eine Spule mit unveränderlicher Selbstinduktion  $L$  und dem Widerstande  $R$  wie in Fig. 1 dargestellt ist, nach einer Exponentialfunktion erst schnell und dann langsamer und langsamer ansteigt und sich allmählich dem Endwerte des stationären Stromes nähert, der sich aus dem Ohm'schen Gesetz ergibt. Das Verhältnis des anwachsenden Stromes  $J$  zum Dauerstrome  $J_0$  ist:

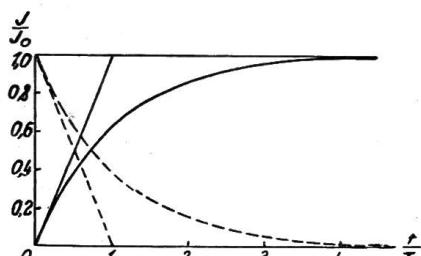


Fig. 1

$$\frac{J}{J_0} = 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \quad (1)$$

wobei man den Quotienten:

$$T = \frac{L}{R} \quad (2)$$

als Zeitkonstante des Stromkreises bezeichnet.

Wird der Strom nicht durch plötzliches Anlegen einer Spannung eingeschaltet, sondern durch Kurzschiessen des Stromkreises zum Verschwinden gebracht, so erlöscht er nach einer entsprechenden Exponentialfunktion, die in Fig. 1 gestrichelt dargestellt ist. Diese

<sup>1)</sup> H. Helmholtz, Wissenschaftl. Abhandlungen, Bd. I, S. 429.

Gesetzmässigkeiten der veränderlichen Ströme sind in der Technik häufig angewandt und bilden die Grundlage für die Wirkungsweise zahlreicher Schalt- und Regelapparate.

Man verwendet nun aber heutzutage in den magnetischen Kreisen fast stets Eisen, das man im Interesse einer hohen Ausnutzung der Apparate und Maschinen *bis zu einem erheblichen Grade sättigt*. Da bei hohen Feldstärken alsdann keine Proportionalität mehr zwischen Kraftfluss und erregendem Strom vorhanden ist, so ist die Selbstinduktion dieser technisch verwandten Stromkreise nicht mehr konstant, und es treten *wesentliche Abweichungen* von den einfachen Gesetzmässigkeiten nach Fig. 1 und Gleichung (1) auf, die im

folgenden genauer untersucht werden sollen. Die Abweichungen sind häufig so gross, dass man auch nicht annäherungsweise mehr mit den Helmholtz'schen Beziehungen rechnen darf. Beispielsweise zeigt Fig. 2 das Oszillogramm eines Einschaltstromes in einem vollständig eisengeschlossenen Magnetkreise. Anstatt der allmählichen Annäherung an den Endzustand sind hier zwei Treppenstufen des Stromes zu beobachten, als deren Ursache sich die *gekrümmte magnetische Charakteristik* herausstellen wird. Es zeigt sich, dass die Verhältnisse in gesättigten Stromkreisen im allgemeinen grundlegend anderen Stromverlauf und andere Erregungszeiten bedingen.

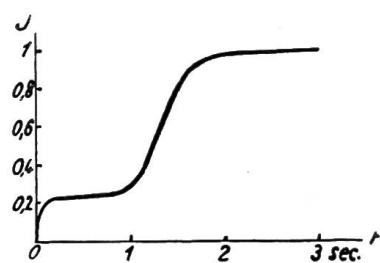


Fig. 2

Bei Erregungs- und Regulierungsvorgängen in elektrischen Maschinen, die im Interesse der guten Materialausnutzung stets hoch gesättigt ausgeführt werden, ergeben sich um ein Vielfaches von den Helmholtz'schen Gesetzen abweichende Erscheinungen, die im Interesse des richtig vorher zu bestimmenden Arbeitens derartiger Anlagen geklärt werden müssen. Häufig verwendet man neben der Fremderregung von Magnetkreisen selbsterregte Dynamomaschinen, deren Magnetismus durch die im eigenen Anker entstehende Spannung erzeugt wird.<sup>1)</sup> Wir wollen daher im folgenden eine genaue Theorie der Fremd- und Selbsterregungsvorgänge von magnetisch gesättigten Gleichstromkreisen herleiten, die als Grundlage für die Theorie der meisten elektrischen Regulierungseinrichtungen dienen können. In Fig. 3 ist eine derartige Dynamomaschine dargestellt, deren Magnetspule an eine fremde Erregerspannung  $E_e$  angelegt werden kann. Das im Eisenkreis entstehende magnetische Feld erzeugt dann im rotierenden Anker eine Klemmenspannung  $E$ .

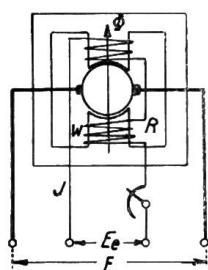


Fig. 3

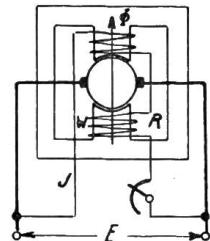


Fig. 4

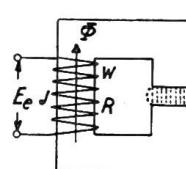


Fig. 5

*Es soll untersucht werden, nach welchem zeitlichen Verlauf in beiden Fällen das Magnetfeld und die Erregerströme ansteigen oder abschwellen, wenn der Zustand der Maschine entweder durch Regeln der Erregerspannung oder durch Regeln des Erregerwiderstandes sich geändert hat. Wir wollen dabei von dem Einfluss der Wirbelströme, die in sehr starkem Massiveisen entstehen können und die Erregungszeiten vergrössern können, absehen und annehmen,*

<sup>1)</sup> Ueber den Selbsterregungsvorgang liegen folgende Arbeiten vor, die jedoch nicht zu einer geschlossenen Lösung geführt haben:

- L. Finzi, Physikalische Zeitschrift, 1903, Bd. 4, S. 212;
- A. Schwaiger, E. & M., 1910, Bd. 28, S. 929;
- M. Müller, E. T. Z. 1909, S. 540;
- H. Thoma, Theorie des Tirrilreglers, Berlin 1914;
- Biermanns, Arch. f. Elektr., 1918, Bd. 7, S. 1.

<sup>2)</sup> W. Siemens, Wissenschaftliche und techn. Arbeiten, Bd. 1, S. 208.

dass sie durch Unterteilung des Eisens auf ein unschädliches Mass herabgesetzt seien. Ferner wollen wir annehmen, dass der gesamte von dem Feldstrom erzeugte magnetische Fluss in den Polschenkeln der Maschine fliesst und keine Streufelder vorhanden seien, die sich *ausserhalb des Magnetkreises* ganz in der Luft schlössen.

## 2. Fremderregung.

Wenn eine konstante Spannung  $E_e$  an einen Feldstromkreis gelegt wird, wie es in Fig. 5 gezeichnet ist, der den Widerstand  $R$  besitzt, so beginnt in ihm ein Strom  $J$  zu fliessen, der einen Ohmschen Spannungsverlust  $RJ$  verursacht. Da gleichzeitig mit dem Strom ein magnetisches Feld  $\Phi$  entsteht, so erzeugt dieses in den Windungszahlen sämtlicher Erregerspulen  $w$  eine induktive Spannung vom Betrage  $w \cdot \frac{d\Phi}{dt}$ . Während des ganzen Ausgleichsvorganges bis zum Eintreten des stationären Zustandes muss daher die Beziehung herrschen:

$$E_e = RJ + w \frac{d\Phi}{dt} \quad (3)$$

Nach sehr langer Zeit wird der Strom und das Feld konstant geworden sein, so dass alsdann das letzte Glied dieser Gleichung verschwindet. Der Dauerstrom wird daher:

$$J_0 = \frac{E_e}{R} \quad (4)$$

sodass man Gleichung (3) auch schreiben kann:

$$w \frac{d\Phi}{dt} = E_e - RJ = R(J_0 - J) = R \cdot \Delta J \quad (5)$$

Aus der magnetischen Charakteristik des Stromkreises, die die Abhängigkeit des Kraftflusses  $\Phi$  vom erregenden Strom  $J$  darstellt, und die in Fig. 6 gezeichnet ist, geht nun hervor, dass nicht nur der jeweilige Strom  $J$  eine gegebene Funktion des magnetischen Kraftflusses  $\Phi$  ist, sondern dass auch der in Gleichung (5) stehende Differenzstrom  $\Delta J$  zwischen dem Endstrom und dem jeweiligen Strom als gegebene Funktion des jeweiligen Flusses angesehen werden kann. Gleichung (5) ist daher integrierbar, indem man sie schreibt:

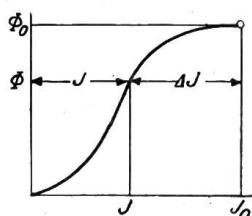


Fig. 6

$$\frac{w d\Phi}{R \Delta J} = dt \quad (6)$$

oder:

$$t = \frac{w}{R} \int_{\Phi_a}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Delta J} \quad (7)$$

Als untere Grenze des Integrals ist dabei der Anfangsfluss  $\Phi_a$  gesetzt, der beim Auferregen entweder zu null oder besser als Grösse des Remanenzflusses angenommen werden kann, und beim Aberregen den Ausgangsfluss zur Zeit  $t = 0$  darstellt.

Da auf der rechten Seite dieser Beziehung Windungszahl und Widerstand bekannte Grössen sind und der Zusammenhang von  $\Phi$  und  $\Delta J$  bekannt ist, so lässt sich durch graphisches Auswerten des Integrals für jeden Fluss  $\Phi$  die vergangene Zeit seit dem Einschalten finden. In Fig. 7 a, b und c ist die Konstruktion für eine bestimmte Magnetisierungskurve durchgeführt. Man trägt zunächst aus der bekannten Charakteristik in Fig. 7a den Wert  $\frac{1}{\Delta J}$  in Fig. 7b auf. Durch Integration dieser Kurve findet man nach Multiplikation mit dem Quotienten  $\frac{w}{R}$  direkt die in Fig. 7c dargestellte Zeit  $t$  und besitzt nunmehr den

*kurvenmässigen Zusammenhang des Kraftflusses mit der Zeit.* Jederzeit kann man alsdann durch Eingehen in Kurve 7a die jeweilige Stromstärke  $J$  zuordnen und erhält so deren in Fig. 7c ebenfalls gezeichneten Stromverlauf.

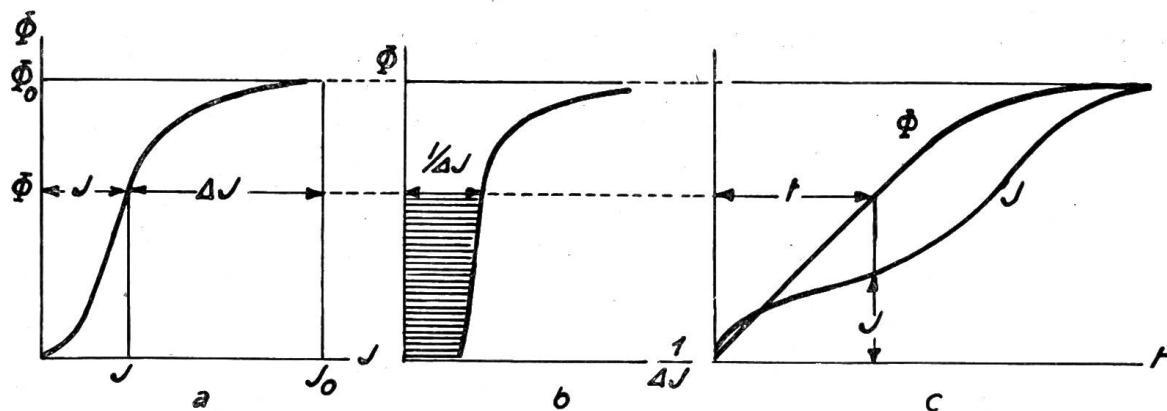


Fig. 7

Das Problem, das Ansteigen des Feldes und des Stromes in einem gesättigten Gleichstrommagneten mit wachsender Zeit zu finden, ist damit gelöst. Man erkennt, dass das Feld sich noch mit einer gewissen Näherung nach der Exponentialkurve in Fig. 1 richtet, dass dagegen die Stromstärke einen gänzlich anderen Verlauf zeigt, der tatsächlich der in Fig. 2 dargestellten Kurve entspricht. Die starke Treppenstufe des Stromes erklärt sich dadurch, dass in einem grossen Bereich der Feldstärke eine ganz geringe Änderung des Stromes schon eine starke Feldänderung hervorruft und daher ausreicht, um der aufgedrückten Spannung unter Abzug des Ohmschen Spannungsabfalles das Gleichgewicht zu halten.

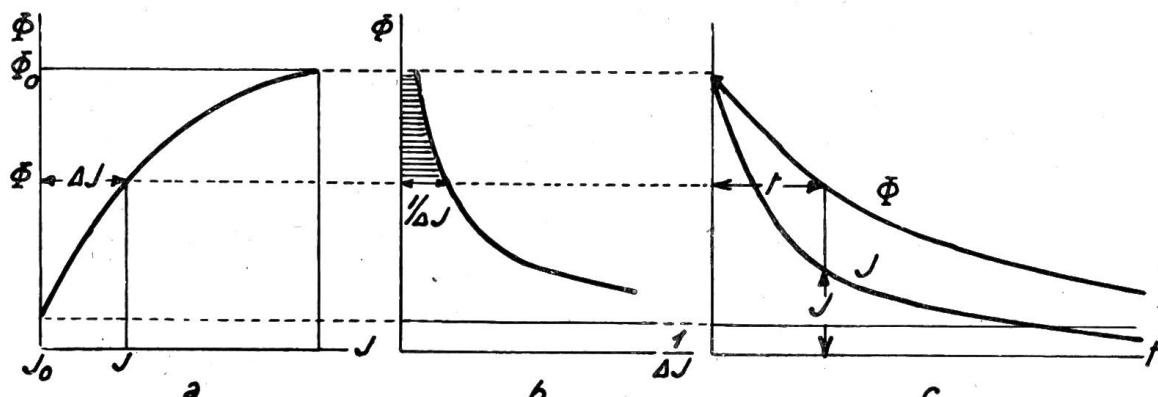


Fig. 8

In Fig. 8a, b und c ist im Gegensatz zu Fig. 7 der Vorgang des Abklingens eines Magnetfeldes ausgewertet, wenn die Magnettwicklung auf ihren eigenen oder einen äusseren Widerstand kurzgeschlossen wird. Man erkennt, dass auch hier das Magnetfeld einigermassen gleichmässig abklingt, während der Strom zuerst, im Bereich hoher Sättigung sehr rasch, und späterhin bei kleinen Feldstärken nur sehr langsam und schleichend geringer wird. Von einem exponentiellen Abklingen entsprechend dem Helmholtz'schen Gesetze ist auch diese Erscheinung weit entfernt.

Wegen der sehr langen Auf- und Aberregungszeiten, die grössere Feldmagnete besitzen, wie sie in Dynamomaschinen benutzt werden, und die in der Grössenordnung von einer Minute liegen können, ist es schwierig, die *Stärke ihres Magnetflusses* festzustellen. Die Messung mit dem ballistischen Galvanometer ist deshalb nicht möglich, weil dessen Schwingungsdauer gross gegen die Erregungszeiten der Magnete sein muss und daher viele Minuten betragen müsste. Man kann nun aber leicht den Verlauf des Stromes in einem solchen

Magneten beim Anschalten an eine konstante Spannung oszillographisch feststellen. Trägt man denselben dann, wie in Fig. 9 gezeichnet ist, abhängig von der dimensionslosen Grösse

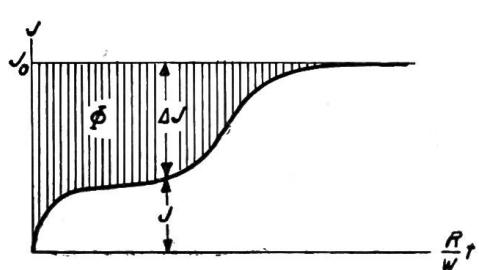


Fig. 9

$\frac{R}{W} t$  auf, so stellt die schraffierte Fläche zwischen dem Strome selbst und seiner Asymptote, die er als Endwert erreicht, masstäblich die Grösse des gesamten erzeugten Kraftflusses dar. Denn durch Integration von Gleichung (5) erhält man:

$$\Phi = \frac{R}{W} \int_0^t \Delta J \, dt \quad (8)$$

und dieses ist nichts anderes als die ebengenannte Fläche.

Man kann der Beziehung (7) für die Erregungszeiten von Gleichstrommagneten noch eine andere Form geben, was besonders zweckmäßig ist, wenn es sich um Feldmagnete von Dynamomaschinen in der Anordnung nach Fig. 3 handelt. Anstatt des Magnetflusses derartiger Maschinen führt man nämlich zweckmässigerweise die *Ankerspannung E* ein, die bei konstant rotierendem Anker in jedem Augenblick dem Flusse proportional ist. In

Fig. 10a ist dementsprechend die Spannungscharakteristik der Dynamomaschine aufgetragen, die der Feldcharakteristik proportional ist und die Ankerspannung in Abhängigkeit vom Erregerstrom darstellt.

Bezeichnet man die jeweilige Ankerspannung mit *E* und im stationären Zustande mit *E*<sub>0</sub>, so verhält sich demnach:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (9)$$

Kann man hierdurch den Zähler des Integrals in Gleichung (7) durch eine Spannung ausdrücken, so gelingt dasselbe auch für den Nenner, wenn man beachtet, dass:

$$R \Delta J = R J_0 - R J = E_e - R J = \Delta E \quad (10)$$

nach Fig. 10b eine Spannung ist, die als Rest zwischen der Erregerspannung und dem Ohmschen Spannungsabfall des jeweiligen Erregerstromes auftritt. Gleichung (7) gewinnt dann die Form:

$$t = \frac{w \Phi_0}{E_0} \int \frac{dE}{\Delta E} \quad (11)$$

Da sowohl die Ankerspannung *E* als auch die Erregerrestspannung  $\Delta E$ , entsprechend Fig. 10, als Funktion des Erregerstromes gegeben sind, so kann man genau wie früher in Fig. 7 und 8 die Integration graphisch ausführen. Man hat jedoch jetzt den Vorteil, dass das Integral in Gleichung (11) eine dimensionslose Grösse ist und daher eine reine Zahl ergibt, während der vor dem Integral stehende Quotient die Dimension einer Zeit besitzt und eine reine Maschinenkonstante ist, weil das Verhältnis der stationären Werte von Fluss und Spannung durch die Abmessungen des Ankers fest gegeben ist. Wir wollen diese Grösse:

$$T = \frac{w \Phi_0}{E_0} \quad (12)$$

die *Zeitkonstante* der Maschine nennen.

Es darf dabei beachtet werden, dass sie trotz der veränderlichen magnetischen Verhältnisse und der nicht konstanten Selbstinduktion der Maschine einen unver-

*änderlichen Wert besitzt.* In dem Integral der Gleichung (11) bezieht sich der Zähler auf die Ankerspannung, der Nenner auf die Erregerspannung. Wenn diese beiden Spannungen in keiner bestimmten Abhängigkeit stehen, wie z. B. bei Wechselstrommaschinen, kann es zweckmäßig sein, auch den Nenner auf die Ankerspannung zu beziehen. Man kann dann in der Spannungscharakteristik der Maschine, die in Fig. 11 nochmals dargestellt ist, eine Hilfsgerade zwischen dem Nullpunkt und dem stationären Punkte  $E_0$ ,  $J_0$  ziehen, die ein Abbild der Erregergeraden in Fig. 10b ist. Nennt man ihre Differenz gegenüber der stationären Ankerspannung  $\Delta E'$ , so ist:

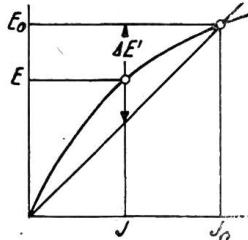


Fig. 11

$$\Delta E' = \Delta E \cdot \frac{E_0}{E_e} \quad (13)$$

und damit wird:

$$t = \frac{w \Phi_0}{E_e} \int \frac{dE}{\Delta E'} \quad (14)$$

wobei wir:

$$T_e = \frac{w \Phi_0}{E_e} \quad (15)$$

als *Erreger-Zeitkonstante* bezeichnen wollen.

Diese Grösse ist zwar für jeden Erregungsvorgang bei einmal eingestellter Erregerspannung  $E_e$  konstant; sie ist jedoch, da Fluss und Erregerspannung nicht proportional sind, für verschiedene Werte dieser Grössen verschieden gross. Man hat aber durch die Formulierung in Gleichung (14) anderseits den Vorteil, dass das Integral ohne Rücksicht auf die Höhe der Erregerspannung lediglich aus der Spannungscharakteristik der Maschine ausgewertet werden kann. Für fremderregte Maschinen wird man deshalb im allgemeinen die Formulierung der Gleichungen (14) und (15) zur Auswertung benutzen. Nur wenn die Ankerspannung und die Erregerspannung übereinstimmen, ist es zweckmäßig, die Formulierung der Gleichungen (11) und (12) anzuwenden. In jedem Falle stellt das Integral eine absolute Zahl dar, deren Grösse wir später noch untersuchen wollen. Wir wollen sie deshalb die *numerische Erregungszeit* nennen und mit  $\vartheta$  bezeichnen. Die Erregungszeiten sind außerdem proportional den Zeitkonstanten, die nach Gleichung (12) oder (15) aus den für jede Maschine bekannten Werten von Windungszahl, Fluss und Spannung errechnet werden können. Allgemein ist also die Erregungszeit:

$$t = T \cdot \vartheta \quad (16)$$

wobei die Zeitkonstante  $T$  für den Erregungsvorgang konstant ist und den Einfluss der Konstruktion und Wicklung der Maschine wiederspiegelt, während die numerische Erregungszeit  $\vartheta$  variabel ist und den Einfluss der Form der magnetischen Charakteristik zum Ausdruck bringt.

Es hat Interesse, den zu Anfang erwähnten Helmholtzschen Fall konstanter Selbstinduktion in der hier zugrundegelegten Formulierung zu betrachten. Konstante Selbstinduktion bedeutet geradlinige magnetische Charakteristik. Es ist also, wie man unter dieser Annahme aus Fig. 11 entnehmen kann, für den Auferregungsvorgang:

$$\Delta E' = E_0 - E \quad (17)$$

damit wird:

$$\vartheta = \int \frac{dE}{\Delta E'} = \int \frac{dE}{E_0 - E} = - \int \frac{d(E_0 - E)}{E_0 - E} \quad (18)$$

und, wenn man integriert und beachtet, dass die Integrationskonstante so bestimmt werden muss, dass für  $E = 0$  auch die numerische Erregungszeit  $\vartheta = 0$  wird:

$$\frac{t}{T} = \vartheta = \ln \frac{1}{1 - E/E_0} \quad (19)$$

Diese Beziehung ist, wie man leicht sieht, tatsächlich identisch mit der Helmholtzschen Gleichung (1). Für eine Erregung bis auf 95% der Endspannung muss man setzen  $\frac{E}{E_0} = 0,95$ , und damit wird die entsprechende numerische Erregungszeit bei konstanter Permeabilität des Eisens:

$$\delta_{95\%} = \ln \frac{1}{0,05} = 3,0 \quad (20)$$

Wir werden später sehen, dass die numerischen Erregungszeiten für fremderregte Maschinen durch den Einfluss der magnetischen Sättigung nicht unwe sentlich kleiner werden, dass die numerischen Erregungszeiten für selbsterregte Maschinen jedoch sehr erheblich grösser sind als in diesem idealen Falle.

### 3. Selbsterregung.

Für selbsterregte Dynamomaschinen nach der Schaltung der Fig. 4 gelten dieselben Ueberlegungen, die zur Gleichung (3) führten. Nur ist hier die Erregerspannung der Magnete nicht konstant sondern gleich der vom variablen Magnetfelde selbst im rotierenden Anker erzeugten Ankerspannung.

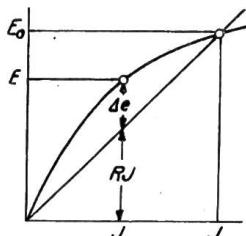


Fig. 12

Es ist also:

$$E = R J + w \frac{d \Phi}{dt} \quad (21)$$

Wie man aus Fig. 12 erkennt, lässt sich die Differenz der jeweiligen Ankerspannung und des jeweiligen Ohmschen Spannungsabfalles:

$$E - R J = \Delta e \quad (22)$$

als Funktion des Erregerstromes oder auch der Ankerspannung leicht aus der Charakteristik ableiten, wenn man den Nullpunkt und den stationären Arbeitspunkt derselben durch eine gerade Linie, die sogenannte Widerstandslinie, verbindet. Im stationären Falle ist der Ohmsche Spannungsabfall  $R \cdot J_0$  gerade gleich der Ankerspannung  $E_0$ . Der Schnittpunkt von Widerstandslinie und Charakteristik liefert daher den stationären Betriebspunkt.

Für alle anderen Ströme und Spannungen ist stets eine Restspannung  $\Delta e$  vorhanden, die der in den Magnetspulen durch Flussänderung erzeugten Spannung das Gleichgewicht hält. Es ist also:

$$w \frac{d \Phi}{dt} = \Delta e \quad (23)$$

Auch hier ist es zweckmässig, anstatt des magnetischen Flusses die ihm proportionale Ankerspannung mit Hilfe von Gleichung (9) einzuführen. Man erhält dann:

$$\Delta e = \frac{w \Phi_0}{E_0} \frac{d E}{d t} \quad (24)$$

und daraus durch Integration:

$$t = \frac{w \Phi_0}{E_0} \int \frac{d E}{\Delta e} \quad (25)$$

*Das Selbsterregungsproblem führt also auf eine ganz analoge Beziehung, wie sie in Gleichung (11) für das Fremderregungsproblem entwickelt wurde, nur mit dem Unterschiede, dass unter dem Integral nicht der Ueberschuss  $\Delta E$  der konstant gehaltenen Erregerspannung über dem Ohmschen Spannungsabfall des Erregerstromes steht, sondern der Ueberschuss  $\Delta e$  der veränderlichen Ankerspannung. Auch hier ergibt sich die Erregungszeit als Produkt aus zwei Faktoren. Der erste Faktor ist die bereits in Gleichung (12) definierte*

Zeitkonstante; der zweite Faktor ist ein reiner Zahlenwert, der als numerische Erregungszeit die relative Grösse der Erregungsdauer angibt. In Fig. 13 a bis d ist die graphische Auswertung des Integrals der Gleichung (25) dargestellt und zwar für einen Auferregungsvorgang, ausgehend von der Remanenzspannung. In Fig. 14 a bis d ist ein entsprechender Aberregungsvorgang gezeigt.

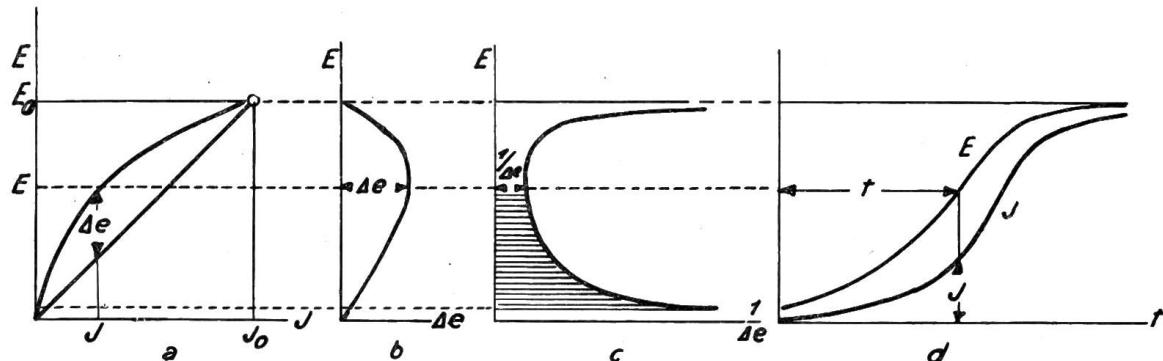


Fig. 13

Aehnlich wie bei der Berechnung der Fremderregung nach Gleichung (14) stellt auch in Gleichung (25) das Integral eine numerische Zeit dar, deren Grösse lediglich von der Form der magnetischen Charakteristik bis zum stationären Punkte abhängt. Während dort die Zeit-

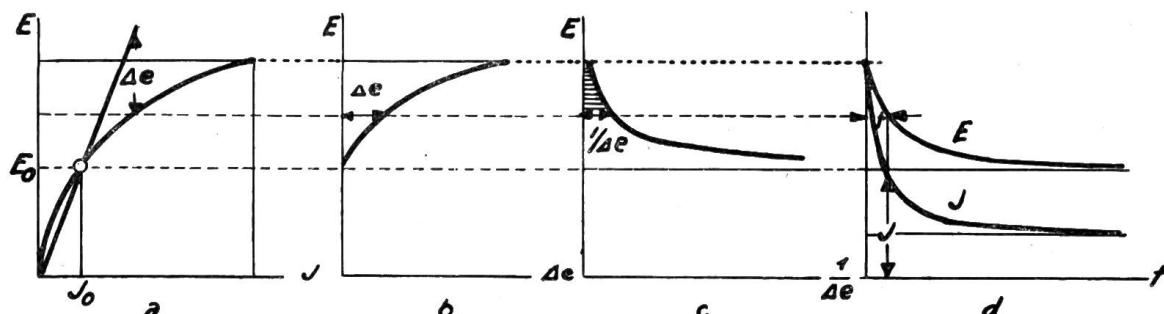


Fig. 14

konstante zwar für einen bestimmten Erregungsvorgang konstant war, aber noch von der Höhe der Erregerspannung und des stationären Flusses abhing, ist die Zeitkonstante der Selbsterregung:

$$T = \frac{w \Phi_0}{E_0} \quad (26)$$

eine absolute Konstante der Maschinen und lässt sich, wenn die Maschine einmal vorhegt, durch keinerlei Aendern der Erregungsstärke abwandeln. Schaltet man in die Erregerwicklung etwa einen grossen Widerstand ein, so dass die stationäre Spannung  $E_0$  gering wird, so wird genau proportional der stationäre Fluss  $\Phi_0$  geringer, so dass der Wert der Gleichung (26) sich nicht ändert. Die Zeitkonstante selbsterregter Maschinen ist daher völlig unabhängig von der Grösse des Erregerwiderstandes. Sie bleibt bei beliebigen Betriebszuständen der Maschine stets die gleiche.

Man kann für den Vorgang der Selbsterregung ein einfaches Annäherungsgesetz finden, wenn man die Annahme macht, dass die Differenzspannung  $\Delta e$  in Abhängigkeit von der Ankerspannung nach einer symmetrischen Parabel verläuft, wenn man also setzt:

$$\frac{\Delta e}{E_0} = a \cdot 4 \varepsilon (1 - \varepsilon) \quad (27)$$

wobei  $\alpha$  das für den Selbsterregungsvorgang charakteristische Verhältnis der grössten Differenzspannung zur stationären Spannung und:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} \quad (28)$$

das Verhältnis von jeweiliger Spannung zu stationärer Spannung bedeutet. Diese Annahme ist natürlich nicht genau richtig, wie man z. B. aus Fig. 13 erkennt; jedoch gibt sie einen guten qualitativen Ueberblick über die auftretenden Erscheinungen. Man erhält damit aus Gleichung (25):

$$t = T \int \frac{dE}{4\alpha E_0 \varepsilon (1 - \varepsilon)} = \frac{T}{4\alpha} \int \frac{d\varepsilon}{\varepsilon (1 - \varepsilon)} \quad (29)$$

und dieses gibt integriert:

$$t = \frac{T}{4\alpha} \ln \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \right) \quad (30)$$

Die Erregungszeit von einer relativen Spannung  $\varepsilon_1$  bis zu einer anderen relativen Spannung  $\varepsilon_2$  ergibt sich damit zu:

$$t_{1,2} = \frac{T}{4\alpha} \ln \left[ \frac{\varepsilon_2 (1 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2)} \right] \quad (31)$$

Dieselbe hängt also ausser von der Zeitkonstante noch ab von dem Verhältnis  $\alpha$  der höchsten Differenzspannung zur Ankerspannung und von der relativen Anfangs- und Endspannung des Selbsterregungsvorganges. Nimmt man als Anfangsspannung eine Remanenz von 5% an und als Endspannung eine Annäherung bis auf 95% an den stationären Wert, so ist der Logarithmus:

$$\ln \left[ \frac{95}{5} \cdot \frac{95}{5} \right] = 5,88 \quad (32)$$

und wenn man eine grösste Differenzspannung von  $\alpha = 1/5$  der stationären Spannung annimmt, so erhält man eine numerische Selbsterregungszeit von:

$$\vartheta_{5/95\%} = \frac{t}{T} = 7,4 \quad (33)$$

Man erkennt durch Vergleich mit Gleichung (20), dass der Selbsterregungsvorgang sehr viel längere Zeit beansprucht als die Fremderregung mit konstanter Selbstinduktion.

Ganz wesentlich hängt die Selbsterregungszeit von der relativen Differenzspannung  $\alpha$ , also von der Stärke der Krümmung der magnetischen Charakteristik ab. Wünscht man kleine Selbsterregungszeiten zu haben, was für viele Regulierzwecke erforderlich ist, so muss man mit grossen Werten von  $\alpha$  und mit stark gekrümmten Charakteristiken arbeiten. Geht man von einer sehr kleinen Anfangsspannung, nämlich der Remanenzspannung  $\varepsilon_2 = \varepsilon_r$ , der Maschine aus und nähert man sich dem stationären Endzustand bis auf einen geringen Betrag, so kann man in Gleichung (31) unter dem Logarithmus die Klammergrössen = 1 setzen und erhält als Näherungsformel für die numerische Selbsterregungszeit:

$$\vartheta = \frac{1}{4\alpha} \ln \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_r} \right) \quad (34)$$

die nunmehr mit grösster Deutlichkeit den umgekehrt proportionalen Einfluss der Differenzspannung  $\alpha$  und vor allem den exponentiellen Einfluss der Remanenzspannung  $\varepsilon_r$  auf die Selbsterregungszeit zur Anschauung bringt.

Zum Aufzeichnen des durch Gleichung (30) bestimmten Selbsterregungsverlaufs ist es bequem, dem Logarithmus noch eine Integrationskonstante von der Grösse  $\ln(-1)$

zuzufügen, weil dadurch der Zeitverlauf so verschoben wird, dass die Kurve symmetrisch zur Nullachse der Zeit liegt. Man erhält damit:

$$\vartheta = \frac{t}{T} = \frac{1}{4\alpha} \ln \left( \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \quad (35)$$

die durch Umkehrung ergibt:

$$\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} = e^{4\alpha\vartheta} \quad (36)$$

und ausgerechnet:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{1}{1 + e^{-4\alpha\vartheta}} \quad (37)$$

Dieser Verlauf der Spannung ist in Fig. 15 bildlich dargestellt. Von sehr kleinen Werten aus, die für sehr ferne negative Zeiten vorhanden sind, erregt sich die Maschine erst sehr langsam, dann immer schneller, erreicht für die Zeit 0 den schnellsten Spannungsanstieg

und wächst nunmehr wieder langsamer an, bis sie für sehr ferne positive Zeiten den stationären Endwert erreicht. Für negative Zeiten und sehr kleine Spannungen  $\varepsilon$  kann man aus Gleichung (36) den asymptotischen Näherungswert herleiten:

$$\varepsilon_1 = e^{4\alpha\vartheta} \quad (38)$$

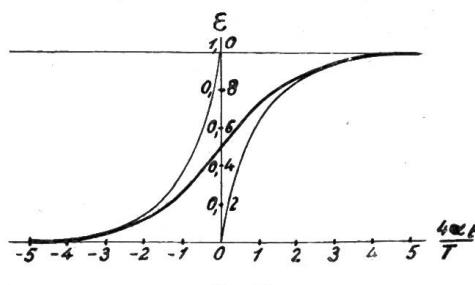


Fig. 15

während man für positive Zeiten und grosse Spannungen aus derselben Gleichung (36) den asymptotischen Näherungswert erhält:

$$\varepsilon_2 = 1 - e^{-4\alpha\vartheta} \quad (39)$$

Die selbsterregte Maschine zeigt also im Anfangszustand labiles exponentielles Anwachsen der Spannung, im Endzustand stabiles exponentielles Erreichen der Endspannung nach einem Verlauf, der dem der Fremderregung ähnlich ist, jedoch, wie man durch Vergleich mit Gleichung (1) und (19) sieht, eine im reziproken Verhältnis von  $4\alpha$  grössere Zeitkonstante besitzt.

In Fig. 15 sind die asymptotischen Näherungskurven dünn eingetragen. Aus dieser Abbildung ersieht man am besten den prinzipiellen Verlauf der Selbsterregungerscheinungen. Man erkennt einerseits den ausschlaggebenden Einfluss der Anfangsspannung, also im allgemeinen der Remanenzspannung, auf die Zeitspanne des Verlaufs. Man sieht anderseits, dass der Verlauf der Kurven lediglich von der dimensionslosen Grösse  $4\alpha\vartheta$  abhängt, dass man also für schnelle Selbsterregungsvorgänge außer der Wahl einer geeigneten Anfangsspannung noch eine grosse Differenzspannung  $\alpha$  und eine kleine Zeitkonstante  $T$  verwenden muss.

Für den Aberregungsvorgang selbsterregter Maschinen wollen wir keine Näherungsgleichung herleiten, da man gegenüber der Darstellung in Fig. 14 nichts prinzipiell Neues aus ihr erkennen würde. Man sieht aus dieser Abbildung im Vergleich mit Fig. 13 bereits, dass bei hohen Feldstärken das Aberregen ausserordentlich viel schneller erfolgt als das Auferregen.

#### 4. Erregungskurven.

Am klarsten erkennt man den Verlauf und Zusammenhang aller Erscheinungen, wenn die verschiedenen Erregungsarten für eine bestimmte Maschine mit verschiedenen Sättigungsstufen bildlich dargestellt werden. Fig. 16 zeigt die magnetische Charakteristik einer bestimmten Gleichstrommaschine, für die die Konstruktion durchgeführt wurde. Die Maschine hat eine Remanenzspannung von 11 Volt und ist untersucht für verschiedene hohe End-

spannungen, nämlich einerseits für ihre normale Spannung von 360 Volt und anderseits für vier in gleichmässigen Abständen liegende Teilspannungen. Die stationären Arbeitspunkte sind in Fig. 16 durch kleine Kreise auf der Charakteristik dargestellt.

In Fig. 17 ist die Differenzspannung  $\Delta e$  für Selbsterregung nach dieser Charakteristik abhängig von der Klemmenspannung  $E$  aufgetragen und in Fig. 18 ihr reziproker Wert, der nach Integration, entsprechend Gleichung (25), in Fig. 19 den Verlauf der Spannung als Funktion der numerischen Zeit  $\vartheta$  ergibt. Der zugehörige Stromverlauf ist der Charakteristik entnommen und in Fig. 20 als Funktion von  $\vartheta$  aufgetragen. Da die Remanenzspannung dieser Maschine relativ gross ist, so beginnt die Selbsterregung ziemlich schnell. Bei hoher Sättigung der Maschine und entsprechend grossen Werten von  $\alpha$  steigt die Spannung beschleunigt, bei kleinen Sättigungen der Maschine und demgemäss kleinen  $\alpha$  Werten nur langsam bis zur Endspannung an. Die numerischen Erregungszeiten bis auf 95% der Endspannung liegen bei dieser Maschine in der Grössenordnung  $\vartheta = 5 \div 15$ . Sie sind in Fig. 21 abhängig von der relativen Differenzspannung  $\alpha$  aufgetragen. In Fig. 22 ist die Differenzspannung  $\Delta E$  für Fremderregung und in Fig. 23 ihr reziproker Wert aus der Charakteristik entnommen, und daraus aus Gleichung (11) der Anstieg der Spannung in Fig. 24 und des Stromes in Fig. 25 aufgetragen.

Um einen Vergleich mit den Kurven für Selbsterregung zu erhalten, ist hierbei angenommen, dass den Erregerspulen für die verschiedenen stationären Zustände eine verschiedene Spannung aufgedrückt wird, die ebensogross wie die stationär zureichende

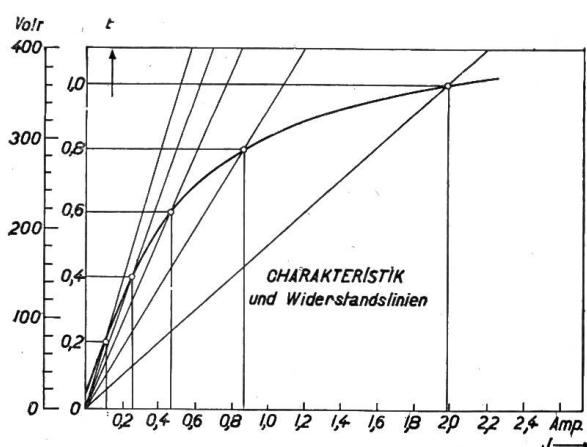


Fig. 16

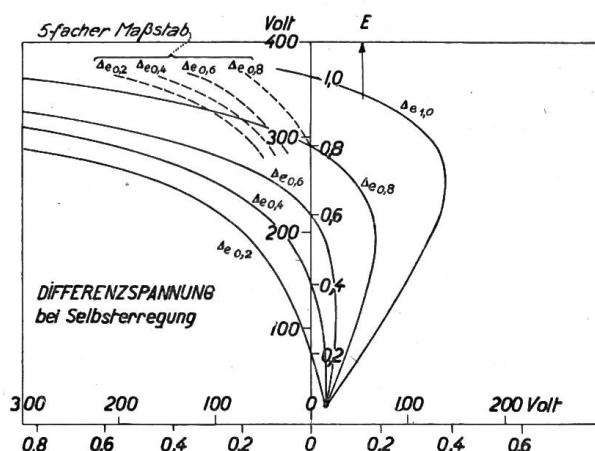


Fig. 17

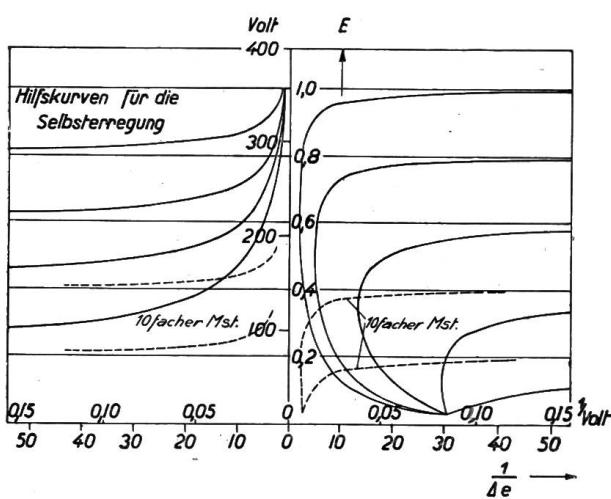


Fig. 18

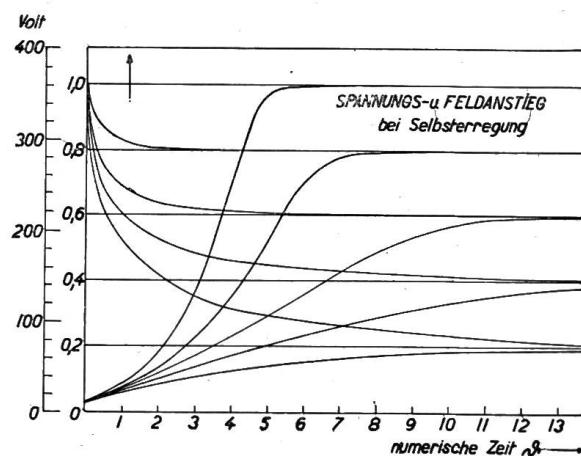


Fig. 19

Ankerspannung ist. Die Erregerspulen werden also bei höchster Sättigung mit 360 Volt gespeist und bei den niederen Sättigungen mit den entsprechenden Bruchteilen von 360 Volt. Der richtige Wert des stationären Erregerstromes wird dabei erreicht durch Einstellung des Vorschaltwiderstandes auf denselben Wert wie bei Selbsterregung. Die numerischen Erregungszeiten liegen bei dieser Art der Erregung zwischen  $\vartheta = 1,4$  und 2,5. Sie sind bei geringen Sättigungen länger als bei hoher Sättigung.

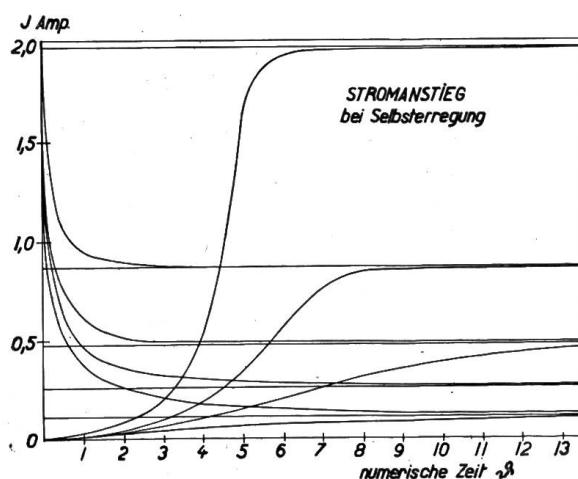


Fig. 20

Noch kürzere Erregungszeiten erhält man bei Anwendung von Fremderregung mit konstanter Erregerspannung, bei der zur Erzielung des gewollten stationären Erregerstromes lediglich der Widerstand verändert wird. Behält

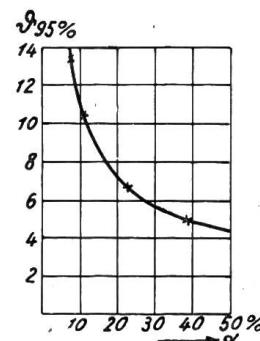


Fig. 21

man dabei die Formulierung der Gleichung (11) bei, so gewinnt man den Spannungs- oder Feldanstieg der Fig. 26 und den Stromanstieg der Fig. 27 und erkennt, dass die Erregungszeiten für geringere Erregungsstärken wesentlich kleiner geworden sind. Sie liegen hier im

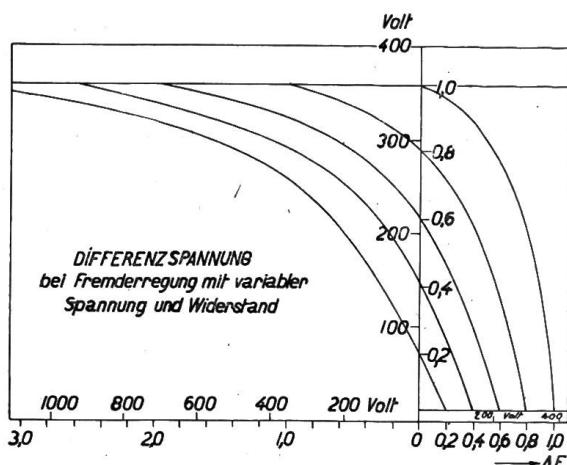


Fig. 22

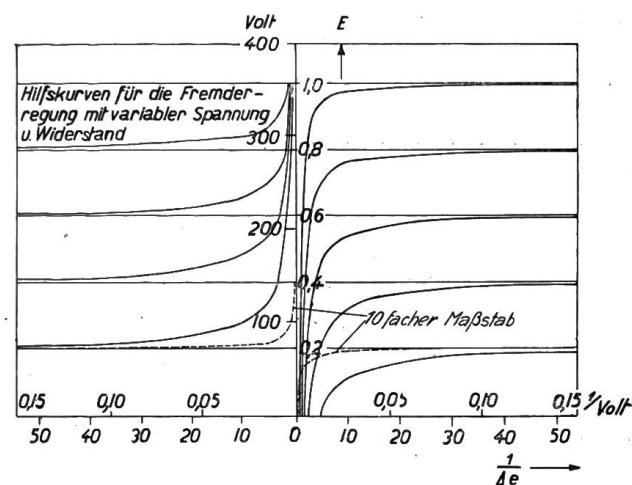


Fig. 23

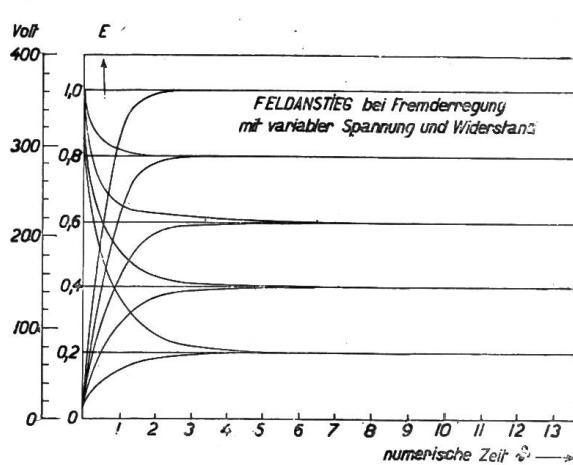


Fig. 24

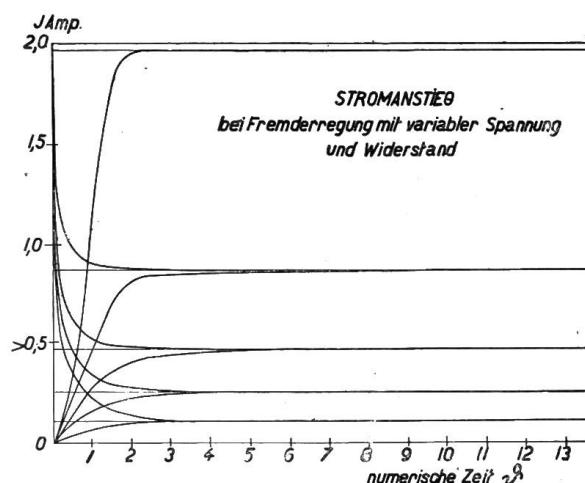


Fig. 25

Bereich von  $\vartheta = 1,4$  bis 0,5. Alle diese numerischen Erregungszeiten sind in Fig. 28 abhängig von der stationären Spannung aufgetragen, die aus Fig. 16 die Sättigungsverhältnisse der Maschine erkennen lässt. Die Kurven beziehen sich alle auf dieselbe Zeitkonstante der

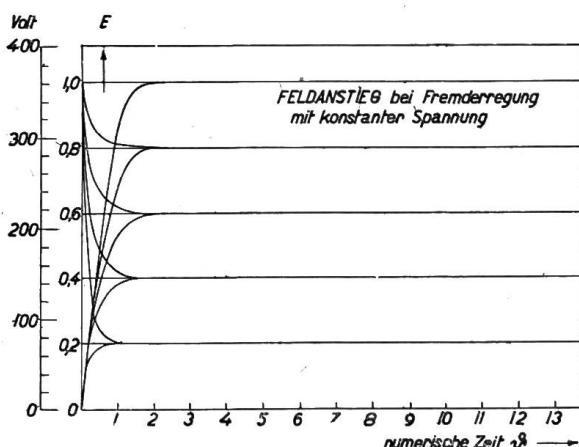


Fig. 26

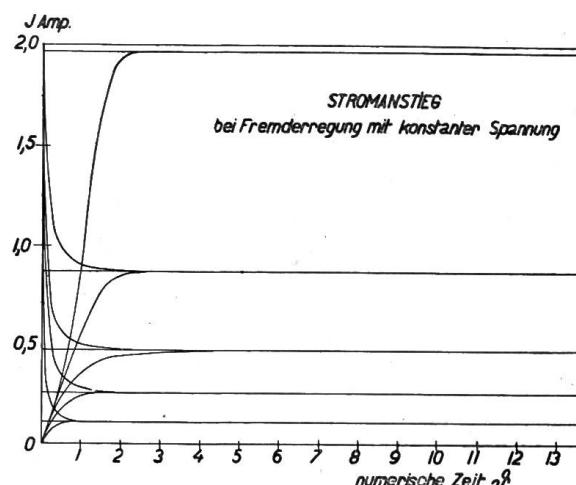


Fig. 27

Maschine nach Gleichung (12) und gelten für eine Remanenzspannung von ca. 4% der höchsten Spannung.

Anstatt die Kurven nach Fig. 26 und 27 für konstante Erregerspannung nach der Vorschrift der Gleichung (11) und Fig. 10 mit der Zeitkonstante der Maschine zu zeichnen,

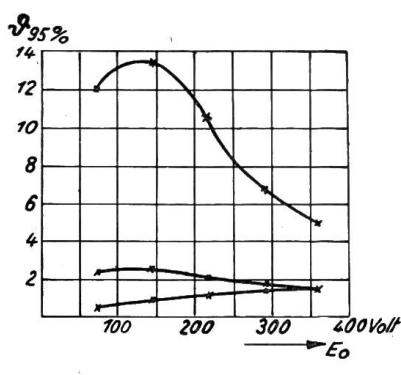


Fig. 28

könnte man sie auch nach der Vorschrift der Gleichung (14) und Fig. 11 bestimmen. Man erhält dann für konstante Erregerspannung Kurven, die mit denen in Fig. 24 und 25 identisch sind. Es müsste aber hierbei für jede Erregungsstärke eine andere Erreger-Zeitkonstante nach Gleichung (15) bestimmt werden, da ja bei konstanter Erregerspannung  $E_e$  der stationäre Fluss  $\Phi_0$  für die verschiedenen Fälle verschieden ist.

Man erkennt aus der prinzipiellen Kurve der Fig. 15 und aus den für die wirkliche Maschine errechneten Kurven der Fig. 19, dass die Selbsterregung einer Dynamo nur in den mittleren Spannungsbereichen mit erheblicher Geschwindigkeit erfolgt, dagegen für kleine und für grosse Spannungen nur schlechend vor sich geht. Will man die Felder von grossen Maschinen daher schnell regulieren, so muss man bei Verwendung von Selbsterregung, auf die man in der Technik meistens angewiesen ist, nur die mittleren Partien der Erregungskurven benutzen. Das geschieht durchweg bei Schnellreglern nach dem Tirrilprinzip.

### 5. Zeitkonstanten.

Wir hatten in Gleichung (12) oder (26) eine sehr einfache Formulierung für die bei Selbsterregung in Betracht kommende Zeitkonstante der Maschine und in Gleichung (15) für die bei Fremderregung in Betracht kommende Erregerzeitkonstante gefunden, die sich beide aus den stets bekannten Zahlenwerten von Windungszahl, Kraftlinienzahl und Spannung auf einfachste Weise berechnen lassen.

Von den Vorgängen im Stromkreise mit konstanter Selbstinduktion ohne Sättigung her ist man gewöhnt, als Zeitkonstante das Verhältnis von Selbstinduktions-Koeffizient zu Widerstand, entsprechend Gleichung (2) zu definieren. Für gesättigte Gleichstromkreise versagt diese einfache Formulierung natürlich, da es keinen konstanten Selbstinduktions-

Koeffizienten mehr gibt, jedoch kann man eine ähnliche Formulierung finden, wenn man eine ideelle Selbstinduktivität:

$$L_0 = \frac{w \Phi_0}{J_0} \quad (40)$$

bezogen auf den stationären Arbeitspunkt mit seinem Fluss  $\Phi_0$  und Strom  $J_0$  einführt und beachtet, dass die stationäre Spannung:

$$E_0 = R J_0 \quad (41)$$

ist. Führt man diese Werte in Gleichung (26) ein, so erhält man als Zeitkonstante:

$$T = \frac{w \Phi_0}{E_0} = \frac{L_0}{R} \quad (42)$$

tatsächlich das Verhältnis der ideellen Selbstinduktivität für den stationären Punkt zum Widerstand des Stromkreises. Dieses Verhältnis ist nun aber für selbsterregte Maschinen keineswegs durch Wahl verschieden grosser Erregerwiderstände veränderbar, sondern es hat stets den gleichen Wert. Bei einer Vergrösserung des Widerstandes  $R$  bleibt die Induktivität  $L_0$  nicht konstant, sondern wird ebenfalls grösser, denn es stellt sich dabei ein anderer stationärer Betriebszustand mit kleinerem Kraftfluss und erheblich kleinerem Erregerstrom ein, was nach Gleichung (40) eine Vergrösserung der Selbstinduktivität bewirkt, die den Einfluss des vergrösserten Widerstandes auf die Zeitkonstante kompensiert.

Wir wollen die Maschinenzeitkonstante  $T$  noch in Beziehung zu den Hauptangaben jeder Maschine bringen, um zu erkennen, in welcher Weise man vorgehen muss, um Maschinen mit möglichst kleiner Zeitkonstante zu erhalten. Die Ankerspannung  $E_0$  lässt sich nach einer bekannten Beziehung aus der Ankerleiterzahl  $N$ , der Drehzahl der Maschine  $n$ , dem Ankerfluss  $\Phi_a$  und dem Verhältnis der Zahl der Pole zur Zahl der Ankerstromzweige  $\frac{p}{a}$  berechnen. Es ist nämlich:

$$E_0 = \Phi_a N \frac{n}{60} \frac{p}{a} \quad (43)$$

Beachtet man nun, dass der Magnet-Kraftfluss  $\Phi_0$  wegen der magnetischen Streuung stets etwas grösser ist als der Anker-Kraftfluss  $\Phi_a$  und dass ihr Verhältnis durch den Streufaktor der Maschine:

$$\sigma = \frac{\Phi_0}{\Phi_a} \quad (44)$$

gegeben ist, so erhält man für die Zeitkonstante den Wert:

$$T = \sigma \frac{w}{N} \frac{a}{p} \frac{60}{n} \quad (45)$$

Da nun:

$$\frac{w}{2p} = w_p \quad (46)$$

die Windungszahl eines Erregerpoles der Maschine und:

$$\frac{1}{2} \frac{N}{2a} = w_a \quad (47)$$

die Windungszahl eines Ankerzweiges ist, so erhält man in:

$$T = \frac{\sigma}{2} \frac{w_p}{w_a} \frac{60}{n} \quad (48)$$

den endgültigen Ausdruck für die Zeitkonstante der Maschine, der zeigt, dass dieselbe ausser von dem Streufaktor, der im allgemeinen in der Grössenordnung 1,2 liegt, lediglich vom Verhältnis der Erreger-Windungszahl pro Pol zur Anker-Windungszahl pro Zweig und von

der Drehzahl der Maschine abhängt. Zur Erzielung kleiner Zeitkonstanten sind also vor allem schnellaufende Maschinen und sodann solche mit vielen Ankerwindungen und wenig Erregerwindungen geeignet. Die Drehzahl der Maschine  $n$  lässt sich nur selten frei wählen. Sie ist meistens aus anderen Gründen gegeben, besonders dann, wenn es sich um Gleichstrom-Erregermaschinen handelt, die mit grösseren Gleichstrom- oder Drehstrom-Maschinen direkt gekuppelt sind. Die Ankerwindungszahl  $w_a$  ist bei gegebenem Maschinenmodell, das nur einen bestimmten Fluss  $\Phi_a$  führen kann, nach Gleichung (43) und (47) direkt durch die gewünschte Spannung bestimmt und lässt sich ebenfalls nicht beliebig wählen. *Es bleibt daher zur künstlichen Erzielung kleiner Zeitkonstanten lediglich die Erregerwindungszahl  $w_p$  zur Verfügung, die nach Belieben klein gehalten werden kann.* Führt man sie wesentlich kleiner aus, als bei normalen Maschinen üblich ist, so muss man natürlich einen entsprechend grösseren Erregerstrom durch die Windungen fliessen lassen, um wieder auf die richtigen Amperewindungen und damit das richtige Feld der Maschine zu kommen. Die durch den Erregerstrom bewirkten Verluste werden dadurch grösser als bei normalen Maschinen. Man muss dieselben unter Umständen in einem äusseren Vorschaltwiderstand vernichten und die Erregerwicklung selbst mit reichlichem Kupferquerschnitt bauen, um sie nicht übermäßig heiss werden zu lassen.

Man kann noch eine andere Formulierung für die Zeitkonstante der Maschine finden, in der die spezifischen Beanspruchungen der Maschine enthalten sind. Nennt man den Erregerstrom  $J_e$ , die grösste Luftinduktion unter den Polen  $B$  und den magnetisch wirkenden Luftspalt der Maschine  $\delta''$ , so ist nach dem magnetischen Grundgesetz:

$$B \delta'' = \frac{4\pi}{10} J_e w_p \quad (49)$$

Bezeichnet man anderseits den Ankerstrom mit  $J_a$ , den spezifischen Strombelag des Ankers in Amp./cm mit  $A$  und die Polteilung mit  $\tau$ , so ist die gesamte Stromdurchflutung des Ankers:

$$N \frac{J_a}{2a} = 2p\tau A \quad (50)$$

Setzt man die beiden letzten Gleichungen unter Zuhilfenahme von Gleichung (46) in Gleichung (45) ein und beachtet man, dass:

$$f = \frac{pn}{60} \quad (51)$$

die elektrische Umdrehungsfrequenz im Anker darstellt, so erhält man:

$$T = \frac{5}{4\pi} \frac{\sigma}{f} \frac{J_a}{J_e} \frac{\delta''}{\tau} \frac{B}{A} \quad (52)$$

aus der man erkennt, dass die Zeitkonstante ausser von dem schon besprochenen Einfluss von Streuung und Drehfrequenz noch abhängig ist von den Verhältnissen: Ankerstrom zu Erregerstrom, Luftspalt zu Polteilung und Luftinduktion zu Strombelag. Durch Wahl von hohem Erregerstrom bei kleinem Luftspalt, sowie geringem magnetischen Feld bei starkem elektrischen Strombelag kann man die Zeitkonstante der Maschine von vornherein gering halten.

Für die Erregerzeitkonstante fremderregter Maschinen nach Gleichung (15) könnte man ähnliche Substitutionen machen wie bisher, jedoch wird man dabei nicht zu besonders bemerkenswerten Ergebnissen geführt, weil das Verhältnis des magnetischen Flusses  $\Phi_0$  und der Erregerspannung  $E_e$  ja keine absolute Konstante ist, sondern noch von der stationären Erregungsstärke abhängt. Im allgemeinen hat man auch bei fremd erregten Maschinen, bei denen es sich meistens um grosse Gleichstrom- oder Wechselstrom-Generatoren oder -Motoren handelt, die elektromagnetischen Verhältnisse nicht derart in der Hand wie bei selbsterregten Maschinen, die lediglich zum Zwecke der Erregung anderer Maschinen dienen, weil ihre Verhältnisse mehr durch den Arbeitszweck der Maschinen gegeben sind. Die

Formulierung der Gleichung (15) ist auch einfach genug, um im gegebenen Falle beurteilen zu können, ob es zur Erzielung kürzerer Erregungszeiten zweckmässig ist, Windungszahl und Fluss zu verkleinern oder die Erregerspannung zu vergrössern.

### 6. Versuche.

Aus einer grossen Zahl von oscillographischen Messungen über die Erregungszeiten von Dynamomaschinen sollen nur einige typische Fälle herausgegriffen werden. Die untersuchte 4-polige Gleichstrommaschine hat eine normale Leistung von 25 kW bei 500 U/min. Sie besitzt auf jedem der vier Magnetpole eine Windungszahl  $w_p = 340$ . Im Anker hat sie Reihenwicklung mit  $2a$  gleich 2 parallelen Stromkreisen, deren jeder  $w_a = 36,5$  wirksame Leiter besitzt. Die Maschine ist nicht nur im Anker sondern auch in ihren Magnetpolen und im Magnetjoch aus lamelliertem Eisen aufgebaut, wodurch die Wirbelstrombildung während des Feldanstieges oder -abstieges wirksam verhindert wird. Ihre magnetische Charakteristik ist in Fig. 29 wiedergegeben. Der Streufaktor wurde zu  $\sigma = 1,25$  bestimmt. Die Zeitkonstante der Maschine ist daher nach Gleichung (48):

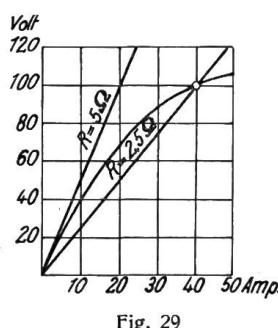


Fig. 29

$$T = \frac{1,25}{2} \cdot \frac{340}{36,5} \cdot \frac{60}{500} = 0.70 \text{ sec.} \quad (53)$$

In Fig. 30 sind die Ankerspannung und der Erregerstrom oscillographisch aufgenommen sowohl für das Auferregen als für das Aberregen des Feldes durch eine fremde Spannung. Dieselbe betrug 100 Volt, der Widerstand der Magnetspulen war 2,5 Ohm, und es wurde ein Vorschaltwiderstand von 20 Ohm im Erregerkreise abwechselnd eingeschaltet und kurzgeschlossen.

Man sieht, dass das Auferregen innerhalb etwa 1,5 Sekunden erfolgt, also etwa innerhalb des 2-fachen Wertes der Zeitkonstante. Das Aberregen geht dagegen schneller vor sich, nämlich innerhalb einer Sekunde, also des 1,5-fachen Wertes der Zeitkonstante. Diese Zahlenwerte stehen in völliger Uebereinstimmung mit den numerischen Zeiten, die wir aus Fig. 26 ablesen können.

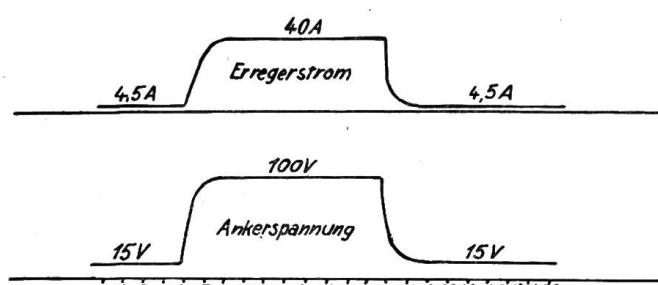


Fig. 30

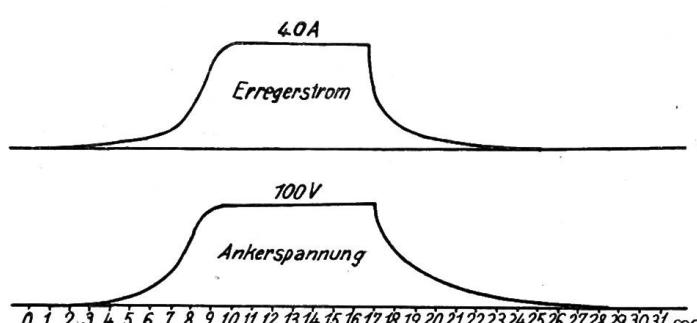


Fig. 31

standsline in Fig. 29 stärker zu machen als die Anfangsneigung der Charakteristik. Da die Remanenzspannung der Maschine, bedingt durch die lamellierten Pole und Joche, ausserordentlich gering wird, so sank die Selbsterregung hierbei in einiger Zeit auf geringe Werte herab. Die Dauer der Aberregung ist etwa 10 Sekunden, also das 15-fache der Zeit-

Für den Selbsterregungsvorgang sind die oscillographischen Aufnahmen von Ankerspannung und Erregerstrom in Fig. 31 dargestellt und zwar für die gleiche Endspannung des Ankers von 100 Volt wie in Fig. 30. Zum Auferregen waren hier die Erregerspulen ohne Vorschaltwiderstand an die Ankerklemmen gelegt. Zum Aberregen wurde ein zusätzlicher Widerstand von 2,5 Ohm in den Erregerkreis geschaltet, der ausreicht, die Neigung der Wider-

konstante; anderseits ist die Dauer des Auferregungsvorganges, wenn man sie von etwa 4% der Spannung ab rechnet, um sie mit den aus der Charakteristik von Fig. 16 hergeleiteten Kurven vergleichen zu können, ca. 5,5 Sekunden, also das 8-fache der Zeitkonstante. Diese Zahlenwerte stehen in Uebereinstimmung mit den numerischen Selbsterregungszeiten, die wir in Fig. 19 gewonnen haben, wobei man beachten muss, dass die Sättigung der Versuchsmaschine etwa der dem Punkte 0,8 E der Charakteristik in Fig. 16 entsprach. Ein genauer Vergleich der oszillographierten Kurven in Fig. 30 und 31 mit Kurven, die aus der berechneten Zeitkonstante nach Gleichung (53) und der Charakteristik der Maschine gewonnen werden, zeigt tatsächlich völlige Uebereinstimmung der gemessenen und gerechneten Erscheinungen.

## Starkstromkabel und Freileitung.

Vom Generalsekretariat des S. E. V. (Prof. Dr. W. Wyssling).

Unter dem vorgesetzten Titel enthält die Zeitschrift „*Heimatschutz*“ der Schweizer Vereinigung für Heimatschutz, Jahrgang 1920, Heft Nr. 1 einen Aufsatz aus der Feder von Prof. Dr. W. Kummer, dessen Angaben uns nicht überall den Erfahrungen der Praxis zu entsprechen scheinen und die, in Laienkreisen missverstanden wie das bei technischen Dingen begreiflicherweise leicht vorkommt, bereits zu unrichtigen Auffassungen und ungerechtfertigten Forderungen geführt haben, die dem, auch vom genannten Autor erstrebten Ziele der wirtschaftlichen Ausnützung unseres fast einzigen Nationalgutes nicht förderlich sind.

Wir haben von jeher den Bestrebungen, welche eine möglichst gute Anpassung der Leitungsanlagen unserer Elektrizitätswerke an das Naturbild und die Schonung der Naturschönheiten bezweckt, unsere vollste Aufmerksamkeit geschenkt und in Wort und Schrift dieselbe unterstützt. Wir anerkennen auch die Bemühungen des Heimatschutzes bezüglich der ästhetischen Ausgestaltung der elektrischen Anlagen durchaus und haben seinen Vertretern dazu auch unsere Zeitschrift zur Verfügung gestellt.<sup>1)</sup> Es sei auch gar nicht bestritten, dass besonders mit Bezug auf Leitungsanlagen ästhetisch noch sehr viel gedankenlos gesündigt wird und manches besser gemacht werden könnte. Der Schreiber dieser Zeilen<sup>2)</sup> persönlich darf wohl sagen, dass er auch in der Praxis, als Erbauer vieler Leitungen, Transformatorenstationen und Kraftwerke überall nach Kräften für ästhetische bzw. gute architektonische Gestaltung nicht ohne Erfolg gewirkt hat. Dennoch kann er sich den Aeusserungen im genannten Aufsatze in manchen Punkten nicht anschliessen, da sie wesentlich weiter gehen, als den tatsächlichen Verhältnissen entspricht. Prof. Dr. Kummer stellt allgemein den Satz auf, dass alle Freileitungen „von erheblichem Verkehrswert“ „mit für die Allgemeinheit und für die Inhaber elektrischer Anlagen ohne weiteres erträglichen Opfern durch unterirdische Kabel ersetzt werden“ können und sollten. Er bezeichnet sodann als Leitungen von erheblichem Verkehrswert die „Oberspannungsleitungen“, unter welchen er sowohl die Hochspannungsleitungen von  $100 \div 150\,000$  Volt wie sie u. a. für das schweizerische Sammelnetz als nötig erwiesen und z. T. im Bau sind, als auch die schon viel verbreiteten Uebertragungsleitungen „von  $40 \div 50\,000$  Volt“ versteht. Für die Zwischenspannungsleitungen („von  $8000 \div 16\,000$  Volt“) kommt auch Hr. Prof. Dr. Kummer zum Schlusse, dass hier „Erdkabel im allgemeinen nur für städtische Anlagen zu fordern“ seien, und ebenso bezüglich der Niederspannungsleitungen (Ortsnetze).

In erster Linie wird die rein technische Seite dieser Forderung zu untersuchen sein. Nach dieser Richtung wird es im genannten Aufsatz als „völlige Verdrehung der Tatsachen“ bezeichnet, „wenn behauptet wird, man könne unterirdische Kabel nicht für gleich hohe Spannungen bauen wie Freileitungen“. Es wird dabei auf *Bauvorschläge* einer ersten Autorität für unterirdische Kabel für 184 000 bzw. 159 000 Volt hingewiesen. Es sei nicht in Abrede gestellt, dass die Möglichkeit nicht ausgeschlossen ist, solche Kabel her-

<sup>1)</sup> Siehe u. a. den Aufsatz von Dr. P. Nüesch, Bulletin No. 12, 1918.

<sup>2)</sup> „Zufälligerweise“ ebenfalls Mitglied der Heimatschutz-Vereinigung.