

Zeitschrift:	Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber:	Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band:	18 (1927)
Heft:	12
Artikel:	Mathematische Grundlagen der "verlustlosen" Tourenregelung, Kompondierung und Kompensierung von Drehstromasynchronmotoren unter besonderer Berücksichtigung der Kaskadenschaltungen mit Drehstromkommutatormaschinen
Autor:	Dreyfus
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-1060483

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: 05.02.2026

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

Man kann jedoch kaum einen Unterschied in den Messungen finden, wenn die Eisenstücke isoliert oder verbunden sind. Auch speziell angebrachte Kupferwindungen, die, etwa auf der Höhe der Jochunterseite, die drei Kerne gemeinschaftlich umschlingen, sind nicht imstande, die Resultate merklich zu ändern. Weitaus der grössere Teil des Luftfeldes scheint direkt zwischen der Unterseite des oberen und der oberen Seite des unteren Joches zu verlaufen, oder direkt oberhalb der Spulen aus den Kernen auszutreten. In der Luft breiten sich die Kraftröhren aus und schliessen sich teilweise auch durch Bolzen, Winkeleisen und Kastenwand. Es scheint mir aussichtslos, eine Berechnung des Widerstandes des Luftfeldes aufzustellen, es ist besser, die empirischen Ergebnisse zuverlässiger Messungen zu verwenden.

Mathematische Grundlagen der „verlustlosen“ Tourenregelung, Kompondierung und Kompensierung von Drehstromasynchronmotoren unter besonderer Berücksichtigung der Kaskadenschaltungen mit Drehstromkommutatormaschinen.

Von Dr. Ing. Dreyfus, Västeras.
(Mitteilung aus dem Versuchsfeld der A. S. E. A., Västeras.)

Für die meisten Kaskadenschaltungen von Drehstromasynchronmotoren mit Drehstromkommutatormaschinen werden folgende Arbeitseigenschaften gefordert: 1. Die Drehzahl soll innerhalb eines gewissen Bereiches verstellbar sein. 2. Die Drehzahlcharakteristik soll der eines Nebenschlussmotors ohne oder mit Kompondierung entsprechen. 3. Das Aggregat soll sich bei Leerlauf selbst erregen, event. sogar einen voreilenden Erregerstrom an das Netz abgeben. 4. Womöglich soll auf allen Tourenstufen die wattlose Komponente des Vollaststromes verschwinden oder sogar kapazitiv ausfallen. 5. Das Aggregat soll eine hohe Ueberlastbarkeit besitzen.

Unter Berücksichtigung dieser Forderungen gelangt der Verfasser zu einer recht umfassenden analytischen Theorie der Tourenregelung von Drehstrommotoren. An Hand der SSW- und ASEA-Kaskade wird gezeigt, wie man die Forderungen der Theorie praktisch verwirklichen kann.

Im allgemeinen ist man geneigt zu glauben, dass die Theorie der Kaskadenschaltungen von Drehstrommotoren mit Drehstromkommutatormaschinen grosse rechnerische Schwierigkeiten bereiten müsse. Für manche ältere Schaltungen trifft dies auch sicherlich zu. Indessen haben diese Schwierigkeiten zum guten Teil ihren Grund in gewissen Unvollkommenheiten, welche man in modernen Kaskadenschaltungen mehr und mehr zu vermeiden sucht. Kann man daher auch nicht leicht eine Theorie aufstellen, welche beliebige Kaskadenschaltungen umfasst, so kann man doch unter Verzicht auf alles nebенächliche Beiwerk die Theorie einer „idealen Kaskadenschaltung“ entwickeln, d. h. einer Kaskadenschaltung, welche das Höchstmass des überhaupt Erreichbaren erreicht. Dabei darf man nicht denken, dass diese „ideale Schaltung“ in der Praxis überhaupt nicht oder nur durch sehr kostspielige Anordnungen verwirklicht werden könnte. Vielmehr liegt die Sache so, dass sogar mehrere der bekannten Schaltungen zu dieser „idealen Schaltung“ umgebaut werden können, sobald nur die Bedingungen hierfür bekannt sind.

Das Ungewöhnliche der im folgenden entwickelten Theorie besteht darin, dass sie nicht von einer bestimmten Schaltung ausgeht und zeigt, welche Betriebskurven und Eigenschaften dieser Schaltung zukommen, sondern dass sie umgekehrt die Betriebseigenschaften vorschreibt und durch Rechnung zu Schaltungen gelangt,

621.313.6

On demande à la plupart des schémas en cascade des moteurs asynchrones triphasés avec commutatrices triphasées les propriétés suivantes : 1^o Le nombre de tours doit pouvoir varier dans certaines limites ; 2^o la caractéristique du nombre de tours doit correspondre à celle d'un moteur-shunt, avec ou sans enroulement compound ; 3^o l'aggrégat doit être auto-excitateur à vide et même pouvoir rendre au réseau un courant d'excitation décalé en avant ; 4^o la composante déwattée du courant à pleine charge doit, si possible, disparaître pour n'importe quel nombre de tours, ou même devenir capacitive ; 5^o l'aggrégat doit supporter de fortes surcharges.

En tenant compte de ces conditions l'auteur arrive à une vaste théorie analytique du réglage du nombre de tours des moteurs à courant triphasé. Il montre ensuite comment on peut réaliser pratiquement les exigences de la théorie au moyen du schéma en cascade type SSW et ASEA.

welche diese Eigenschaften besitzen. Das ist ja auch sonst der gebräuchliche Weg, wenn man ihn auch wohl bei Kaskadenschaltungen bisher noch nicht in gleich allgemeiner Form beschritten hat.

I. Problemstellung.

Die „verlustlose“ Tourenregelung, Kompondierung und Kompensierung von Drehstromasynchronmotoren erfordert, dass dem Sekundärkreis eine Spannung geeigneter Grösse und Phase aufgedrückt wird. Man erhält dann als analytischen Ausdruck des primären und sekundären Spannungsdiagrammes die Gleichungen:

$$\dot{E}_1 = \dot{I}_1 (r_1 - jx_1) - j\dot{I}_2 x_{21}, \quad (1)$$

$$\dot{E}_2 = \dot{I}_2 (r_2 - jx_2 s) - j\dot{I}_1 x_{12} s. \quad (2)$$

Hierin bedeuten:

\dot{E}_1 und \dot{E}_2 die Zeitvektoren der primären und sekundären Klemmspannung (pro Phase).

\dot{I}_1 und \dot{I}_2 die Zeitvektoren des primären und sekundären Stromes.

r_1 und r_2 die Ohmschen Widerstände (pro Phase).

x_1 und x_2 die totalen Reaktanzen (pro Phase) inklusive Streureaktanzen (berechnet für die Netzperiodenzahl).

$x_{21} = x_{12}$ die Wechselreaktanzen zwischen Stator und Rotor (berechnet für die Netzperiodenzahl). Hieraus folgt:

$\sigma = 1 - \frac{x_{12} x_{21}}{x_1 x_2}$ d. i. der Blondelsche Koeffizient der Gesamtstreuung zwischen Stator und Rotor. Endlich bezeichnet

$s = \frac{n_s - n}{n_s}$ die Schlüpfung der Motordrehzahl n gegen die synchrone Drehzahl n_s .

Für $\dot{E}_2 = 0$ liefern die obigen Gleichungen das bekannte Ossannadiagramm (Fig. 1), das mit seinen Geraden der Schlüpfung s , des Drehmomentes P_m , der mechanischen Leistung P_m usw. das Verhalten des normalen Asynchronmotors erschöpfend beschreibt.

Die Sekundärspannung \dot{E}_2 , auf welcher die Regelung der Tourenzahl, des Tourenabfalles und des Leistungsfaktors beruht, kann man durch Kaskadenschaltung

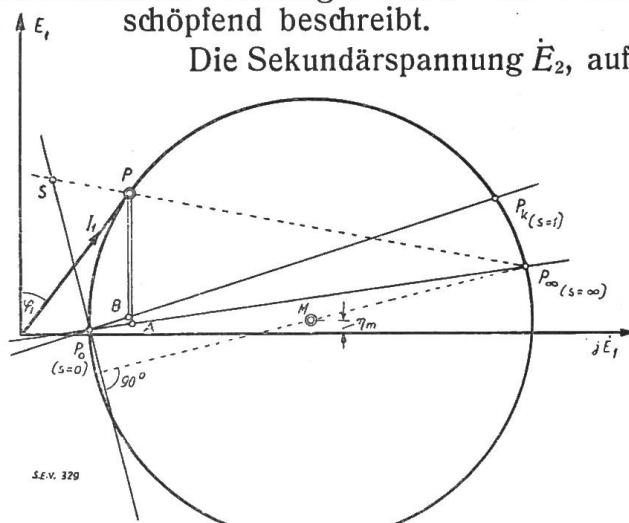


Fig. 1.

Ossannadiagramm für den normalen (m -phasigen) Asynchronmotor.

$$\text{Drehmoment } M = m \frac{\dot{E}_1 - 2\eta_m r_1}{9,81 2\pi} PA \frac{n_s}{60}$$

$$\text{Mechanische Leistung } P_m = m \left[\dot{E}_1 - 2\eta_m \left(r_1 + r_2 \frac{x_1}{x_2} \right) \right] PB$$

$$\text{Schlüpfung } s = \frac{r_2 \frac{x_1}{x_2}}{\dot{E}_1 (1-\sigma)} P_0 S.$$

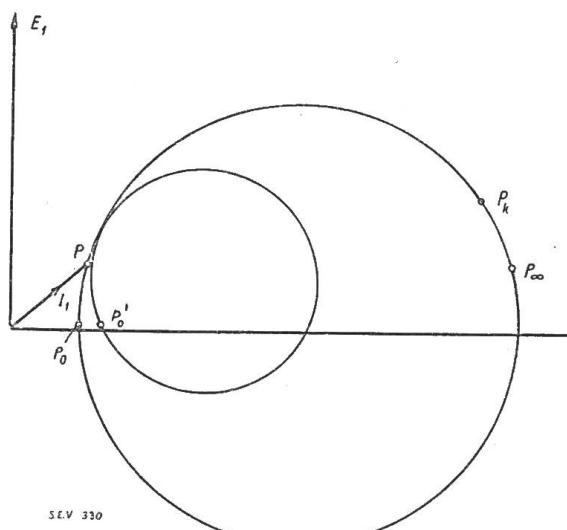


Fig. 2.
Kurve vierten Grades an Stelle des Kreisdiagrammes.

des normalen Drehstromasynchronmotors mit einer Drehstromkollektormaschine erhalten. Zu den einfachsten und zugleich vollkommensten Kaskadenschaltungen gehören diejenigen, welche für den Vektor \dot{I}_1 des Primärstromes ebenfalls ein Kreisdiagramm (nach Art des Ossannakreises) erstreben. Ich sage „erstreben“, denn es ist nicht notwendig, dass die Theorie *genau* ein Kreisdiagramm liefert. Nur müssen Schleifenkurven höherer Ordnung, wie sie Fig. 2 zeigt, vermieden werden. Denn sonst kann es vorkommen, dass der Motor bei Ueberlastung von einer Tourenstufe (Leerlaufpunkt P_0) auf eine andere Tourenstufe (Leerlaufpunkt P'_0) abfällt, ohne dass eine Regelung der Tourenzahl beabsichtigt war. Kreisdiagramme schliesen eine derartige Diskontinuität aus. Die Forderung eines Kreisdiagrammes für den Vektor des Primärstromes ist daher gleichbedeutend mit der Forderung einer wertvollen Arbeitseigenschaft der Kaskadenschaltung. Es lässt sich leicht zeigen, dass diese Forderung erfüllt wird, wenn die Sekundärspannung E_2 die Schlüpfung nur in der ersten Potenz im Zähler enthält. Ihre Vektorgleichung soll also die Form haben:

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_1 (\kappa - \kappa' s) + \dot{I}_1 (y_{12} - y'_{12} s) - \dot{I}_2 (y_2 - y'_2 s), \quad (3)$$

wobei κ, y_{12}, y_2 bzw. κ', y'_{12}, y'_2 komplexe Größen sind. Im allgemeinen bestimmt der erste Summand die Leerlauf Tourenzahl und den Leerlaufstrom, der zweite und dritte Summand, den Tourenabfall und den Leistungsfaktor bei Belastung.

Verschiedene Kaskadenschaltungen, welche Gleichung (3) befriedigen, können sich gleichwohl in der Art unterscheiden, auf welche die Sekundärspannung E_2 erzeugt wird und in den Werten der Konstanten κ, y_{12}, y_2 bzw. κ', y'_{12}, y'_2 , von welchen auch mehrere gleich Null sein können. Es sind Kaskadenschaltungen vorgeschlagen und ausgeführt worden, für welche die Sekundärspannung keine den Strömen I_1 oder I_2 proportionale Spannungskomponenten besitzt. Wie ich in einer früheren Arbeit¹⁾ nachgewiesen habe, sind derartige Schaltungen für weitgehende Tourenregelung unbrauchbar, weil der Leistungsfaktor bei Belastung nicht befriedigt. Der richtige Weg ist daher, die Arbeitseigenschaften der Kaskadenschaltung vorzuschreiben und dann die Konstanten κ, y_{12}, y_2 bzw. κ', y'_{12}, y'_2 so zu berechnen, dass diese Arbeitseigenschaften wirklich erreicht werden.

Von den Betriebseigenschaften der Kaskadenschaltung sind zwei, nämlich Leerlaufstrom und Leistungsfaktor bei Belastung, mit der Lage des Kreisdiagrammes gegeben (Fig. 3). Man wird also den Leerlaufstrom

$$I_{10}$$

und das Verhältnis

$$\frac{\eta_m}{\xi_m}$$

der Mittelpunktskoordinaten gemäss den speziellen Wünschen des Bestellers wählen und die Kaskadenschaltung so regeln, dass diese Lage des Kreisdiagrammes auf allen Tourenstufen verwirklicht wird. Zwei andere wichtige Arbeitseigenschaften sind Drehzahlverstellung und Tourenabfall bei Belastung. Zusammen sind es also vier Bedingungen, welche uns zur Bestimmung der unbekannten Konstanten der Gl. (3) gegeben sind. Auch wenn wir zwischen κ und κ' , y_{12} und y'_{12} , y_2 und y'_2

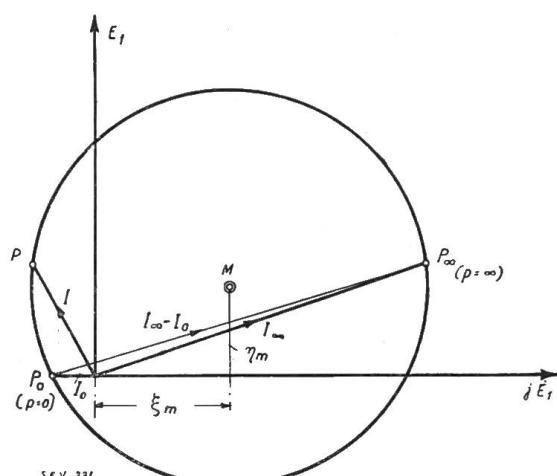


Fig. 3.
Kreisdiagramm allgemeiner Lage.

dingungen, welche uns zur Bestimmung der unbekannten Konstanten der Gl. (3) gegeben sind. Auch wenn wir zwischen κ und κ' , y_{12} und y'_{12} , y_2 und y'_2

¹⁾ L. Dreyfus. Die Anwendung des mehrphasigen Frequenzumformers zur Tourenregelung von Drehstrommotoren unter gleichzeitiger Kompensierung der Phasenverschiebung. Arch. f. El. 1925, Bd. XV, Heft 1.

gewisse Nebenbedingungen annehmen, die mit dem System der Kaskadenschaltung gegeben sind, so bleiben drei komplexe Größen \dot{i} , \dot{y}_{12} , \dot{y}_2 , also im ganzen sechs Unbekannte, d. h. zwei Unbekannte mehr als Bestimmungsgleichungen vorhanden sind. Man kann daraus schliessen, dass die analytische Theorie keine eindeutige Lösung des Problemes, sondern statt dessen unendliche viele mögliche Kombinationen liefern wird. Diese Unbestimmtheit hat ihren Grund darin, dass nach Gl. (1) die Primärspannung \dot{E}_1 durch die beiden Ströme \dot{I}_1 und \dot{I}_2 ausgedrückt werden kann und ebenso \dot{I}_2 durch \dot{E}_1 und \dot{I}_1 , bezw. \dot{I}_1 durch \dot{I}_2 und \dot{E}_1 . Praktische Bedeutung hat indessen nur die Zurückführung der Ströme I_1 und I_2 aufeinander, da man nie daran denken wird, den ersten Summanden in Gl. (3) fortzulassen, d. h. die Spannungsregelung durch eine Stromregelung zu ersetzen.

II. Auszug aus der allgemeinen Theorie der Kreisdiagramme.

Zum Verständnis der analytischen Theorie der Kaskadenschaltungen sind einige Kenntnisse über die allgemeine Theorie der Kreisdiagramme von Nutzen. Wer auf diesem Gebiete nicht eingearbeitet ist, findet im folgenden eine kurze Ableitung der zur Anwendung kommenden Gesetze.

Die allgemeine Kreisgleichung in Parameterform lautet:

$$\dot{I} = \dot{E} \frac{\dot{a} + \dot{b} p}{\dot{c} + \dot{d} p}. \quad (4)$$

Dabei sind $\dot{a} \dot{b} \dot{c} \dot{d}$ im allgemeinen komplexe Größen. p ist der Parameter, der irgend eine Funktion der Drehzahl bedeutet und für den wir einstweilen nur die Bestimmung treffen, dass er für alle Leerlaufourenzahlen verschwinden soll.

Dass der Stromvektor \dot{I} bei konstanter Klemmenspannung \dot{E} einen Kreis beschreibt ist leicht zu beweisen, wenn man die Stromvektoren \dot{I}_0 für $p=0$ (Leerlauf) und \dot{I}_∞ für $p=\infty$ einführt (Fig. 3). Gemäss Gl. (4) sind diese Vektoren auf folgende Weise definiert:

für $p=0$

$$\dot{I}_0 = \dot{E} \frac{\dot{a}}{\dot{c}} = \frac{\dot{E}}{r_0 - j x_0}, \quad (5)$$

für $p=\infty$

$$\dot{I}_\infty = \dot{E} \frac{\dot{b}}{\dot{d}} = \frac{\dot{E}}{r_\infty - j x_\infty}. \quad (6)$$

Mit Hilfe dieser Stromvektoren kann die Gl. (4) auf folgende Form gebracht werden:

$$\dot{I} = \dot{I}_\infty + \frac{\dot{I}_0 - \dot{I}_\infty}{1 + \frac{\dot{d}}{\dot{c}} p}. \quad (7)$$

Nun ist aber $1 + \frac{\dot{d}}{\dot{c}} p$ die Gleichung einer Geraden in Parameterform und bekanntlich entsteht durch „Inversion“ aus einer Geraden ein Kreis. Das reciproke Verhältnis

$$\frac{1}{1 + \frac{\dot{d}}{\dot{c}} p} \quad (8)$$

bedeutet somit einen Kreis. Daraus folgt ohne weiteres, dass Gl. (7) und daher auch Gl. (4) ein Kreisdiagramm darstellen, was zu beweisen war.

Bilden wir noch

$$\frac{\dot{a}}{\dot{b}} = a + j\beta, \quad (9)$$

so lassen sich für die Mittelpunktkoordinaten ξ_m , η_m sowie für den Radius Q_m folgende Gleichungen ableiten²⁾:

$$\left. \begin{aligned} \xi_m &= \frac{E}{2} \frac{\alpha(r_0 - r_\infty) + \beta(x_0 + x_\infty)}{\alpha(r_0 x_\infty - r_\infty x_0) + \beta(r_0 r_\infty + x_0 x_\infty)} \\ \eta_m &= \frac{E}{2} \frac{\beta(r_0 + r_\infty) - \alpha(x_0 - x_\infty)}{\alpha(r_0 x_\infty - r_\infty x_0) + \beta(r_0 r_\infty + x_0 x_\infty)} \\ Q_m &= \sqrt{\xi_m^2 + \eta_m^2 - \frac{E^2 \beta}{(r_0 x_\infty - r_\infty x_0) + \beta(r_0 r_\infty - x_0 x_\infty)}}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Hieraus berechnet man:

$$\frac{\eta_m}{\xi_m} = \frac{(r_0 + r_\infty) - \frac{\alpha}{\beta}(x_0 - x_\infty)}{(x_0 + x_\infty) + \frac{\alpha}{\beta}(r_0 - r_\infty)}$$

resp.

$$-\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\frac{\eta_m}{\xi_m}(x_0 + x_\infty) - (r_0 + r_\infty)}{(x_0 - x_\infty) + \frac{\eta_m}{\xi_m}(r_0 - r_\infty)}.$$

Mit der Lage des Kreisdiagrammes ist somit auch das Verhältnis bekannt. Günstige Werte sind $\frac{\alpha}{\beta} = 0$ bis $-0,3$. Im allgemeinen ist also α/β eine kleine Zahl.

Für $I_0 = 0$ wird $\dot{a} = 0$ und Gl. (9) ist daher bisweilen weniger geeignet für die Berechnung von α und β . Statt dessen entwickeln wir dann für $p = 0$:

$$\dot{I}_0 = \dot{E} \frac{\dot{b}}{c} p = \dot{E} p \frac{1}{\gamma + j\delta} \quad (11)$$

und erhalten (für $\dot{I}_0 = 0$)

$$\frac{\eta_m}{\xi_m} = -\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\delta}{\gamma} \quad (12)$$

womit die Unbestimmtheit der Verhältniszahl α/β behoben ist.

Aus Gl. (8) lässt sich noch eine weitere wichtige Folgerung ziehen. Da hiernach jedes Kreisdiagramm aus einer Geraden durch „Inversion“ abgeleitet werden kann, so muss auch jedes Kreis-

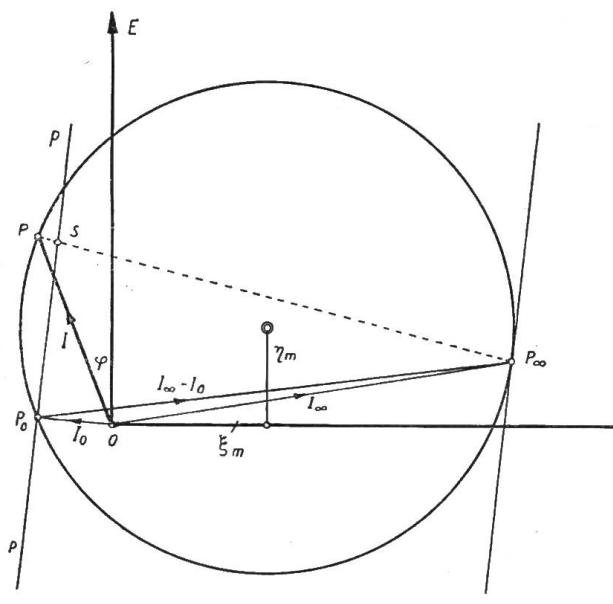


Fig. 4.
Konstruktion der Parameterlinie $p-p$ im Kreisdiagramm..

²⁾ Siehe Dreyfus, Arch. f. El. 1924, Bd. 13, Heft 6, S. 516.

diagramm eine Parametergerade $p-p$ besitzen, auf welcher der Wert von p in einer bestimmten Skala abzulesen ist. Wird diese durch den Leerlaufpunkt P_0 parallel zur Tangente im Punkte P_∞ gezogen (Fig. 4) so erhält man den Parameter aus

$$p = s - s_0 = \overline{P^0 S} |f_s|. \quad (13a)$$

wobei

$$|f_s| = \left| \frac{dp}{dI} \right|_{p=0} - \left| \frac{\dot{c}}{\dot{d}} \frac{1}{\dot{I}_\infty - \dot{I}_0} \right|$$

oder

$$|f_s| = \left| \frac{1}{\dot{I}_0} \frac{\dot{I}_\infty}{\dot{I}_\infty - \dot{I}_0} \frac{\dot{a}}{\dot{b}} \right| = \left| \frac{1}{E} \frac{\dot{I}_\infty}{\dot{I}_\infty - \dot{I}_0} \frac{\dot{c}}{\dot{b}} \right| \quad (13b)$$

oder genau genug

$$\left. \begin{aligned} |f_s| &= \frac{x_1}{E_1} \frac{x_0}{x_0 - x_\infty} \left[\beta \frac{x_0}{x_1} \right] \sqrt{1 + \frac{a^2}{\beta^2}} \\ &= \frac{1}{E} \frac{x_0}{x_0 - x_\infty} \gamma \sqrt{1 + \frac{\delta^2}{\gamma^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Auf ähnliche Weise lässt sich auch die Komoundierung der Drehzahlcharakteristik ausdrücken, das heisst das Verhältnis zwischen der Zunahme $s-s_0$ der Schlüpfung bei Belastung und der aufgenommenen Leistung $P=mEI\cos\varphi$ (m Phasenzahl). Einstweilen muss allerdings anstelle von $s-s_0$ der Parameter p eingeführt werden, da wir über den Zusammenhang zwischen Parameter und Schlüpfung (ausser $p=0$ für $s=s_0$) noch nichts bestimmt haben. Wir entwickeln daher:

$$\left(\frac{dp}{dP} \right)_{p=0} = \frac{1}{mE} \frac{1}{\left[\frac{d(I\cos\varphi)}{dp} \right]_{p=0}}.$$

ferner nach Gl. (13b) und (13):

$$\left[\frac{dI}{dp} \right]_{p=0} = j \frac{\dot{E}}{x_0} \frac{x_0 - x_\infty}{x_0} \frac{1}{a + j\beta} = \dot{E} \frac{x_0 - x_\infty}{x_0} \frac{1}{\gamma + j\delta}$$

bezw.

$$\left[\frac{d(I\cos\varphi)}{dp} \right]_{p=0} = \frac{E}{x_0} \frac{x_0 - x_\infty}{x_0} \frac{\beta}{a^2 + \beta^2} = E \frac{x_0 - x_\infty}{x_0} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \delta^2}.$$

Daraus folgt:

$$\left(\frac{dp}{dP} \right)_{p=0} = \frac{x_1}{mE^2} \frac{x_0}{x_0 - x_\infty} \left[\beta \frac{x_0}{x_1} \right] \left(1 + \frac{a^2}{\beta^2} \right) = \frac{1}{mE^2} \frac{x_0}{x_0 - x_\infty} \gamma \left(1 + \frac{\delta^2}{\gamma^2} \right). \quad (14)$$

Die Komoundierung hängt also in aller erster Linie von dem Verhältnis $\left[\beta \frac{x_0}{x_1} \right]$ ab und dieses ist daher als gegeben zu betrachten, sobald der Grad der Komoundierung gewählt ist. Im allgemeinen ist $\beta \frac{x_0}{x_1}$ eine sehr kleine Zahl. Setzen wir

z.B. $\frac{dp}{dP} \div \frac{p}{P}$ wobei P die Vollastleistung bedeuten möge, die n mal grösser ist als die scheinbare Erregerleistung $P_m = \frac{mE^2}{x_1}$; setzen wir ferner den Leerlaufstrom gleich Null ($x_0 = \infty$) und $\frac{a^2}{\beta^2} = 0$, so ergibt sich:

$$\beta \frac{x_0}{x_1} \doteq \frac{p}{n}.$$

Hierbei ist p — wie im folgenden Kapitel gezeigt wird — entweder direkt gleich der Zunahme der Schlußung von Leerlauf bis Vollast, oder doch von gleicher Größenordnung wie diese.

III. Analytische Theorie des Regulierungsproblems.

Wir haben im ersten Abschnitt als geometrischen Ort für den Endpunkt des primären Stromvektors I_1 ein Kreisdiagramm gefordert und sodann für die dem Sekundärkreis aufzudrückende Spannung die allgemeinste Annahme gemacht, die sich mit obiger Forderung verträgt, nämlich:

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_1 (\kappa + \kappa' s) + I_1 (\dot{y}_{12} + y'_{12} s) - I_2 (\dot{y}_2 + y'_{12} s). \quad (3)$$

Wir vereinfachen jetzt diesen Ansatz, indem wir praktischen Ausführungen entsprechend die Nebenbedingung

$$\frac{\dot{\kappa}}{\kappa'} = \frac{\dot{y}_{12}}{y'_{12}} = \frac{\dot{y}_2}{y'_{12}} = s_k \quad (3a)$$

einführen, wobei der Proportionalitätsfaktor s_k als eine Konstante betrachtet wird, die je nach Art der Regulierschaltung verschiedene Werte besitzen kann. Auf diese Weise kommen wir zu dem gekürzten Ansatz

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{E}_2}{1 - \frac{s}{s_k}} &= \dot{E}_1 \dot{\kappa} + I_1 \dot{y}_{12} - I_2 \dot{y}_2 \\ &= \dot{E}_1 (\kappa_n + j \kappa \varphi) + I_1 (d_{12} + j c_{12}) - I_2 (d_2 + j c_2), \end{aligned} \right\} (15)$$

der allen Rechnungen dieses Abschnittes zu Grunde liegt. Setzen wir noch zur Vereinfachung der Schreibweise

$$\left. \begin{aligned} \frac{s}{s_k} &= s' \\ \frac{s_0}{1 - \frac{s_0}{s_k}} &= p_0 \\ \frac{r_2}{s_k} &= r'_{12} \end{aligned} \right\} (16)$$

so erhalten die Grundgleichungen 1 und 2 folgende Fassung:

$$\dot{E}_1 = I_1 [r_1 - j x_1] - j I_2 x_{12} \quad (1)$$

$$\dot{E}_1 \dot{\kappa} = - I_1 \left[\dot{y}_{12} + j x_{12} \frac{s}{1 - s'} \right] + I_2 \left[r_2 + \dot{y}_2 + (r'_{12} - j x_2) \frac{s}{1 - s'} \right]. \quad (17)$$

Für $s' = 1$ d. h. $s = s_k$ wird $\dot{E}_2 = 0$ und der Primärstrom besitzt gleiche Größe und Phase wie im Ossannadiagramm des normalen Motors, vorausgesetzt, dass die Motorkonstanten $r_1 x_1 r_2 x_2 x_{12}$ übereinstimmen. Der Punkt für $s' = 1$ ist also ein leicht zu berechnender, ausgezeichneter Punkt und man tut aus diesem Grunde gut, den Parameter p so zu wählen, dass er für $s = s_k$ unendlich wird. Außerdem wurde

schon früher bestimmt, dass p für jede Leerlaufschlupfung $s = s_0$ verschwinden solle. Beiden Bedingungen genügt die Annahme:

$$p = \frac{s}{1-s'} - \frac{s_0}{1-\frac{s_0}{s_k}} = \frac{s}{1-s'} - p_0. \quad (18)$$

Damit ist der Parameter festgelegt und wir können zur Berechnung der ausgezeichneten Kreispunkte übergehen.

Für $p = \infty$ findet man leicht die aus der Theorie des normalen Drehstrommotors bekannte Beziehung:

$$\begin{aligned} \dot{E}_1 &= \dot{I}_{1\infty} (r_\infty - jx_\infty) = \dot{I}_{1\infty} \left[r_1 - jx_1 + \frac{x_{12} x_{21}}{r'_2 - jx_2} \right] \\ &= \dot{I}_{1\infty} \left[r_1 + r'_2 \frac{x_1}{x_2} \frac{1-\sigma}{1+\left(\frac{r'_2}{x_2}\right)^2} - jx_1 \frac{\sigma + \left(\frac{r'_2}{x_2}\right)^2}{1+\left(\frac{r'_2}{x_2}\right)^2} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

Der Leerlaufpunkt $p = 0$ hat die Eigenschaft, dass die Stromvektoren \dot{I}_{10} und \dot{I}_{20} entweder gleiche oder entgegengesetzte Phase besitzen. Setzt man mit Rücksicht darauf

$$-\frac{\dot{I}_{20}}{\dot{I}_{10}} = \frac{x_1}{x_{21}} \lambda \quad (20)$$

so folgt aus Gl. (1)

$$\dot{E}_1 = \dot{I}_{10} (r_0 - jx_0) = \dot{I}_{10} (r_1 - jx_1 [1-\lambda]). \quad (21)$$

λ ist dabei als eine bekannte Verhältniszahl zu betrachten, sobald der Leerlaufstrom gewählt ist.

Unsere Aufgabe ist nun, zu einem gegebenen Regulierbereich (p_0), mit vorgeschriebener Kompondierung $(\beta \frac{x_0}{x_1})$, sowie zu einem bestimmten Kreisdiagramm mit vorgeschriebenem Leerlaufstrom (λ) und gewählter Mittelpunktslage (a/β) die Komponenten der Sekundärspannung (κ, y_{12}, y_2) zu berechnen. Dazu verhelfen uns zwei Gleichungen, die wir bisher noch nicht ausgewertet haben, nämlich Gl. (9) und (20).

Gl. (9) geht auf die Definitionsgleichung (4) für \dot{a} und \dot{b} zurück, welche für unseren Fall folgenden Zähler besitzt:

$$\dot{a} + \dot{b}p = [r_2 + y_2 + j\kappa x_{21} + (r'_2 - jx_2)p_0] + (r'_2 - jx_2)p. \quad (22)$$

Hieraus folgt nach Gl. (9):

$$\frac{\dot{a}}{\dot{b}} = a + j\beta,$$

oder gemäss Gl. (22):

$$\beta - ja = \frac{r_2 + y_2 + j\kappa x_{21}}{x_2 + jr'_2} - jp_0. \quad (23)$$

Ferner berechnet man aus Gl. (20), (1) und (17):

$$-(\beta - ja) \left(1 + j \frac{r'_2}{x_2} \right) \frac{\lambda}{1-\sigma} = \frac{y_{12} + \kappa(r_1 - jx_1)}{x_{12}} + jp_0. \quad (24)$$

Schliesslich folgt aus Gl. (23) und (24) durch Elimination von p_0 :

$$\frac{r_2 + \dot{y}_2}{x_2 + j r'_2} + \frac{\dot{y}_{12}}{x_{12}} = (\beta - j a) \left[1 - \frac{\lambda}{1-\sigma} \left(1 + j \frac{r'_2}{x_2} \right) \right] - \frac{\dot{\kappa}}{x_{12}} (r_\infty - j x_\infty) \quad (25)$$

und durch Elimination von $(\beta - j a)$:

$$\dot{\kappa} \frac{x_{21}}{x_2} \left[1 + j \frac{r_0}{x_0} \right] = j \left[\frac{r_2 + \dot{y}_2}{x_2} \frac{\lambda}{\lambda-1} + \frac{\dot{y}_{12}}{x_{12}} \frac{1-\sigma}{\lambda-1} \right] + p_0 \left[1 + \frac{\sigma + j \lambda \frac{r'_2}{x_2}}{\lambda-1} \right]. \quad (26)$$

Damit ist die Aufgabe gelöst, die Komponenten der Sekundärspannung aus den geforderten Betriebseigenschaften zu ermitteln, und es bleibt nur noch übrig die gewonnenen Ergebnisse zu diskutieren.

Rein formell fällt zunächst auf, dass Gl. (25) hinsichtlich der Spannungskomponenten \dot{I}_{12} \dot{y}_{12} und $-\dot{I}_2 \dot{y}_2$ keinen Unterschied macht. Behält nur die Summe

$$\dot{\eta} = \frac{r_2 + \dot{y}_2}{x_2 + j r'_2} + \frac{\dot{y}_{12}}{x_{12}} = \frac{r_2 + d_2 + j c_2}{x_2} + \frac{d_{12} + j c_{12}}{x_{12}} \quad (25 \text{ a})$$

dieselben Wert, so ist es gleichgültig ob man diese Spannungskomponenten aus dem Primärstrom oder dem Sekundärstrom oder aus beiden zusammen ableitet. Zu wählen ist der Weg, der zu der einfachsten und billigsten Schaltung führt.

Sodann stellen wir fest, dass die Summe $\dot{\eta}$ aus 2 Summanden besteht, nämlich einem ersten Glied, das mit der Tourenregelung nichts zu tun hat und einem zweiten Gliede, welches proportional x gemacht werden soll und das daher zusammen mit der Leerlaufzahl geregelt werden muss. Wir beginnen mit der Untersuchung des ersten Summanden.

Wenn man das gegen die Einheit stets zu vernachlässigende Glied r'_2/x_2 streicht, zerfällt der erste Summand in den reellen Anteil

$$[\eta_r]_{x=0} = \left[\frac{r_2 + d_2}{x_2} + \frac{d_{12}}{x_{12}} \right]_{x=0} = \left[\beta \frac{x_0}{x_1} \right] \left[1 + \frac{\lambda}{\lambda-1} \frac{\sigma}{1-\sigma} \right] \quad (27)$$

und den imaginären Anteil

$$[\eta_i]_{x=0} = \left[\frac{c_2}{x_2} + \frac{c_{12}}{x_{12}} \right]_{x=0} = \left(\beta \frac{x_0}{x_1} \right) \left(-\frac{a}{\beta} \right) \left[1 + \frac{\lambda}{\lambda-1} \frac{\sigma}{1-\sigma} \right]. \quad (28)$$

$[\eta_r]_{x=0}$ wird so gut wie ausschliesslich durch den Kompondierungsfaktor $\beta x_0/x_1$ bestimmt, denn der folgende Ausdruck in der eckigen Klammer ist immer nur wenig von 1 verschieden. Umgekehrt bestimmt also $(\eta_r)_{x=0}$ den Tourenabfall bei Belastung. Das war auch vorauszusehen, denn die Spannungskomponente $-\dot{I}_2 d_2$ ist gleichphasig mit dem Ohmschen Spannungsabfall und muss daher genau dieselbe Wirkung haben wie ein Schlüpfungswiderstand.

Der imaginäre Anteil $(\eta_i)_{x=0}$ ist ebenfalls dem Kompondierungsfaktor $\beta x_0/x_1$ proportional, ausserdem aber auch dem Verhältnis $(-a/\beta)$, welches seinerseits nicht viel vom Verhältnis η_m/ξ_m der Mittelpunktskoordinaten des Kreisdiagrammes verschieden ist. Daraus folgt, dass $(\eta_i)_{x=0}$ die Lage des Kreisdiagrammes und damit den Effektfaktor bei Belastung bestimmt. Auch dieser Zusammenhang ist leicht zu begreifen. Man braucht nur zu überlegen, dass die Spannungskomponente $-j I_2 c_2$ dem Spannungsabfall der Streufelder entgegenwirkt und darum den Effektfaktor bei Belastung in gleicher Weise erhöhen muss, wie der einfache schleifringlose „Phasenkompensator“ mit unbewickeltem Stator.

Der zweite Summand in Gl. (25) ist bemerkenswert durch seine einfache Bauart. Er sagt aus, dass sich sowohl β wie a – d. h. Kompondierungsfaktor wie Lage

des Kreismittelpunktes — ändern müssen, falls man nicht y_2 und y_{12} bei jeder Drehzahlverstellung proportional mit κ und der Impedanz $z_\infty = r_\infty - jx_\infty$ nachreguliert. Da in κ , wie wir alsbald sehen werden, bei grösseren Schlüpfungen die reelle Komponente weit überwiegt, in z_∞ dagegen die imaginäre Komponente, so ist $I \propto z_\infty$ zum grössten Teil eine wattlose, die Phasenverschiebung bei Belastung bestimmende Komponente, für welche wir den Ausdruck „variable Hauptstrom-Phasenkompensierungsspannung“ gebrauchen wollen. Jede Schaltung für Tourenregelung von Drehstrommotoren, welche ohne Hauptstrom-Phasenkompensierung arbeitet, ist minderwertig, sobald der Regelbereich einigermassen beträchtlich ist. Denn dann verschiebt sich der Mittelpunkt des Kreisdiagrammes bei Untersynchronismus so weit nach unten, bei Uebersynchronismus so weit nach oben, dass bei Belastung unzulässig niedere Werte des Leistungsfaktors auftreten (Fig. 5). Bei Untersynchronismus geht ausserdem die Ueberlastbarkeit, bei Uebersynchronismus die Möglichkeit einer kräftigen Generatorbremsung verloren. Das sind freilich bekannte Tatsachen; sehr wenig bekannt ist dagegen das einfache durch Gl. (25) ausgesprochene Gesetz, dessen Anwendung vollständige Abhilfe schafft.

Setzen wir nun den Fall, y_2 und y_{12} seien gemäss Gl. (25) so gewählt, dass der Motor im ganzen Regelbereich günstig arbeitet. Dann klärt uns Gl. (26) darüber auf, nach welchen Gesetzen $E_1 \propto \kappa$, d. i. die von den Belastungsströmen unabhängige Komponente der Sekundärspannung einzustellen ist. Wenn wir — um die Diskussion zu vereinfachen — die Glieder mit r_0/x_0 und r'_2/x_2 vernachlässigen, so können wir sagen: κ hat zwei Komponenten entsprechend den beiden Summanden in Gl. (26). Der erste Summand hat nichts mit der Tourenregelung zu tun, sondern wird durch die Kompoundierung und Hauptstrom-Phasenkompensierung (r_2, y_2, y_{12}) sowie durch den Grad der Erregung ($\lambda = \frac{I_{20} x_{21}}{I_{10} x_1}$) bestimmt. Umgekehrt bestimmt also die erste Komponente von κ den Leerlaufstrom I_{10} bei gegebener Kompoundierung und Phasenkompensierung. Wir merken uns, dass diese Komponente bei kleinem Leerlaufstrom (λ gross) für $y_{12} = 0$ grösser sein muss als für $y_2 = 0$, was auch ganz natürlich ist, da sie den Spannungsabfall $-I_{20}(r_2 + y_2)$ zu überwinden hat. Ausserdem ist sie teils reell (Hauptstrom-Phasenkompensierung), teils imaginär (Kompoundierung).

Im Gegensatz zum ersten Summanden der Gl. (26) ist der zweite Summand reell und wird beinahe ausschliesslich durch die Tourenregelung (p_0) bestimmt. Der Grad der Erregung (λ) hat nur einen geringen, Kompoundierung und Haupt-

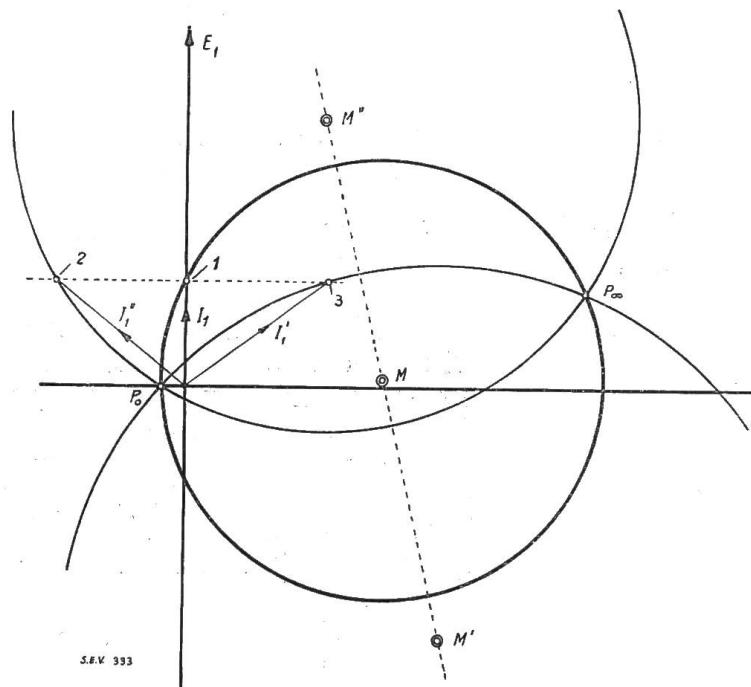


Fig. 5.
Kreisdiagramme für Tourenregelung ohne Hauptstrom-Phasenkompensierung.
1 = synchrone Leerlaufdrehzahl
2 = übersynchrone Leerlaufdrehzahl
3 = untersynchrone Leerlaufdrehzahl.

stromphasenkompenierung gar keinen Einfluss. Der zweite Summand ist ausserdem bei weitgehender Tourenregelung sehr viel grösser als der erste. Das Zusammenwirken beider Komponenten zeigt Fig. 6. Hiernach bewegt sich der Spannungsvektor $\dot{E}_1 \dot{x}$ auf einer Geraden, die im Abstand

$$\dot{E}_1 \dot{\kappa}_{\min} = j \dot{E}_1 \left[\frac{r_2 + d_2}{x_2} \frac{\lambda}{\lambda - 1} + \frac{d_{12}}{x_{12}} \frac{1 - \sigma}{\lambda - 1} \right] \frac{x_2}{x_{21}} \quad (29)$$

parallel zur \dot{E}_1 -Achse gezogen ist.

IV. Anwendung der Theorie auf Kaskadenschaltungen von Drehstromasynchronmotoren mit Drehstromkommutatormaschinen.

Die meisten Kaskadenschaltungen verwenden eine Drehstromkommutatormaschine, deren Arbeitsstromkreis aus Anker und Kompensationswicklung besteht (Fig. 7). Der Ankerstrom I_2 erzeugt in beiden in Serie geschalteten Wicklungen sehr nahezu entgegengesetzte gleiche Amperewindungen, die fast ausschliesslich Streufelder erregen. Dadurch entstehen induktive Spannungsabfälle, die jedoch in den induktiven Spannungsabfall des Hauptmotors (x_2) eingeschlossen werden mögen, wie auch der ohmsche Widerstand des Arbeitskreises in den sekundären Widerstand r_2 des Hauptmotors einzubezogen wird. Auf diese Weise befreien wir die „Sekundärspannung E_2 “ von allen inneren Spannungsabfällen.

Als Erregerwicklung dient entweder eine zu Schleifringen geführte Rotorwicklung (SSW) oder gemäss Fig. 7 eine besondere Statorwicklung (AEG, B.B.C., GEC, ASEA). Die gegenseitige Induktion zwischen Arbeits- und Erregerkreis ist gleich Null oder jedenfalls unerheblich. Bei guter Kommutierung kann auch die magnetische Rückwirkung der unter den Bürsten kurzgeschlossenen Windungen vernachlässigt werden. Die von der Kommutatormaschine erzeugte Sekundärspannung E_2 ist dann sehr nahezu gleich der Rotationsspannung der Ankerwicklung im Felde der Erregerwicklung. Bei konstantem Erregerstrom I_3 variiert diese Spannung nur mit der Tourenzahl der Kommutatormaschine. Wir erhalten also für direkte Kupplung von Hauptmotor und Kommutatormaschine:

$$\dot{E}_2 = -j \dot{I}_3 c_3 (1 - s). \quad (30a)$$

Wird dagegen die Tourenzahl der Kollektormaschine konstant gehalten, z. B. durch Kupplung mit einer Synchronmaschine, ergibt sich:

$$\dot{E}_2 = -j \dot{I}_3 c_3. \quad (30b)$$

Der erste Fall fordert, dass wir in unserer Theorie $s_k = 1$ setzen. Der zweite Fall entspricht der Annahme $s_k = \infty$. In beiden Fällen ist die Aufgabe zu lösen, dem Erregerstrom gemäss Gl. (15) folgende Komponenten zu geben:

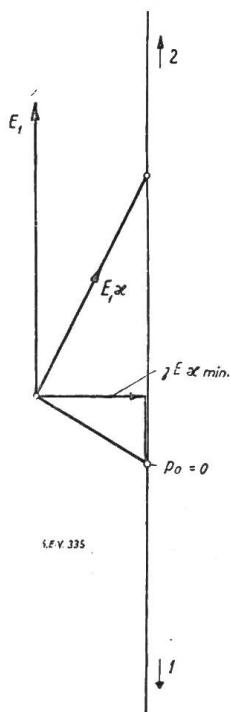


Fig. 6.
Bestimmung der Spannungskomponente $\dot{E}_1 \dot{x}$.
1 = übersynchron
2 = untersynchron.

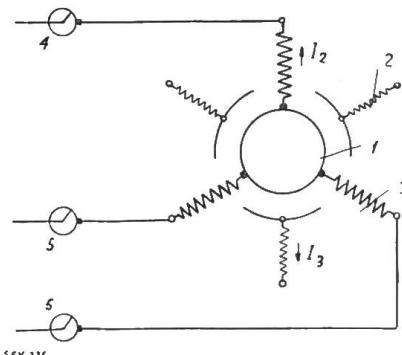


Fig. 7.
Schaltungsschema für eine Drehstromkommutatormaschine mit besonderer Erregerwicklung im Stator.
1 = Ankerwicklung
2 = Feldwicklung
3 = Kompensationswicklung
4 = zum Hauptmotor
5 = Hauptmotor-Schleifringe.

$$\dot{I}_3 = j \frac{\dot{E}_2}{c_3 \left(1 - \frac{s}{s_k} \right)} = j (\dot{E}_1 \dot{n} + \dot{I}_1 \dot{y}_{12} + \dot{I}_2 \dot{y}_{12}) \frac{1}{c_3}, \quad (31)$$

das heisst eine konstante Komponente $j \dot{E}_1 \frac{\dot{n}}{c_3}$, welche Leerlaufstrom und Leerlauf-tourenzahl regelt und eine (\dot{y}_{12} oder \dot{y}_2 kann gleich Null sein) oder zwei dem Strom proportionalen Komponenten, welche die Kompoundierung und Hauptstrom-Phasenkompensierung bewirken. Alle drei Komponenten müssen unabhängig von der Schlüpfungsperiodenzahl sein.

Was die letzte Bedingung betrifft, so ist diese bei der SSW-Kaskade nach Fig. 8 eo ipso erfüllt, weil die Erregerwicklung (Schleifringwicklung) mit einer

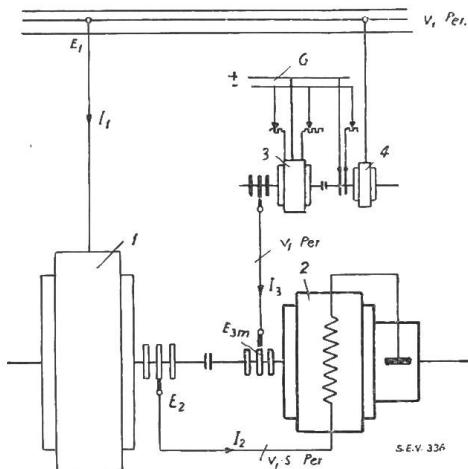


Fig. 8.

- Schaltungsschema der SSW-Kaskade.
 1 = Hauptmotor
 2 = Kommutatormaschine
 3 = Synchro-Erregermaschine
 4 = Synchronmotor.

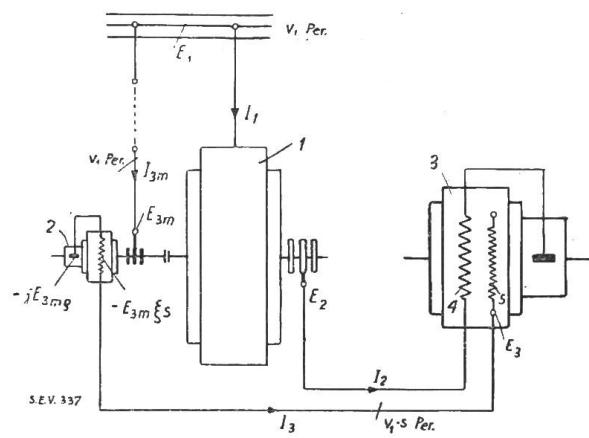


Fig. 9.

- Schaltungsschema der ASEA-Kaskade.
 1 = Hauptmotor
 2 = Erregermaschine
 3 = Kollektormotor (gekuppelt mit Hauptmotor oder besonderer Generator)
 4 = Kompensationswicklung
 5 = Erregerwicklung.

konstanten Periodenzahl, nämlich der Netzperiodenzahl, erregt wird. Setzt man mit Rücksicht hierauf:

$$\dot{I}_3 = \frac{\dot{E}_{3m}}{r_3 - j x_3}$$

(E_{3m} = Erregerspannung, r_3 Widerstand, x_3 Reaktanz der Erregerwicklung) so wird:

$$\dot{E}_{3m} = \frac{x_3 + j r_3}{c_3} \frac{\dot{E}_2}{1 - s} \quad (32)$$

d. h. E_{3m} und $\frac{E_2}{1 - s}$ sind stets einander proportional, so dass alle Gesetze, die wir für die Regulierung von $\frac{E_2}{1 - s / s_k}$ in Erfahrung gebracht haben, ohne weiteres auf die Regelung der Erregerspannung übertragen werden können. Besonders einfach wird diese Regelung wenn man y_2 gleich Null setzt und $\dot{I}_1 \dot{y}_{12}$ mittelst eines vom Primärstrom durchflossenen Stromtransformators erzeugt.

Baut man die Drehstromkommutatormaschine mit Erregerwicklung im Stator anstatt im Rotor, so ist die Periodenzahl des Erregerstromes die variable Schlüpfungsperiodenzahl und es werden besondere Vorkehrungen nötig, um den Erregerstrom unabhängig von seiner Periodenzahl zu machen, wie dies Gl. (31) vorschreibt. Eine einfache und elegante Lösung (die man im übrigen auf verschiedene Weise variieren kann) zeigt Fig. 9. Hier wird die Erregerwicklung von einem Perioden-

umformer gespeist, der mit dem Hauptmotor für relativen Synchronismus gekuppelt ist und drei Wicklungen besitzt: Der Schleifringwicklung wird die Erregerspannung \dot{E}_{3m} mit der Netzperiodenzahl aufgedrückt. Diese Spannung wird in der Kommutatorwicklung in eine proportionale Spannung $-j\dot{E}_{3m}\varrho$ und in der Statorwicklung in eine Spannung $-\dot{E}_{3m}\xi s$ umgeformt, die beide mit der Schlüpfungsperiodenzahl pulsieren. Die beiden letzten Wicklungen werden in Serie geschaltet und liefern die Summenspannung:

$$-\dot{E}_{3m}(j\varrho + \xi s)$$

für die Erregerwicklung. Besitzt letztere den Widerstand r_3 und die Reaktanz $x_3 s$, so ergibt sich ein Erregerstrom:

$$\dot{I}_3 = -\dot{E}_{3m} \frac{j\varrho + \xi s}{r_3 - jx_3 s}. \quad (33a)$$

Wählt man schliesslich die Windungszahlen der Wicklungen so, dass:

$$\frac{\varrho}{\xi} = \frac{r_3}{x_3} \quad (33)$$

so erhält man endgültig:

$$\dot{I}_3 = j\dot{E}_{3m} \frac{\varrho}{r_3} = -j\dot{E}_{3m} \frac{\xi}{x_3} \quad (33b)$$

und gemäss Gl. (30):

$$\dot{E}_{3m} = -\frac{x_3}{c_3 \xi} \frac{\dot{E}_2}{1 - \frac{s}{s_k}}. \quad (34)$$

Durch die einfache Dimensionierungsformel (33) ist erreicht worden, die Erregerspannung \dot{E}_{3m} , wie bei der SSW-Kaskade eine getreue Kopie der Spannung $\frac{\dot{E}_2}{1 - s/s_k}$ wird. Hier wie dort besteht also das Regulierproblem darin, der Erregerspannung \dot{E}_{3m} alle die entsprechenden Komponenten einzuverleiben, welche die Gl. 25 – 29 für die Spannung $\frac{\dot{E}_2}{1 - s/s_k}$ vorschreiben. Da die Güte der Regulierung bei beiden Kaskaden davon abhängt wie vollkommen man diese Aufgabe zu lösen vermag, will ich von den möglichen Lösungen hier wenigstens eine vollkommen durchrechnen.

Ich lege dabei die Schaltung mit Periodenumformer nach Fig. 9 zu grunde, weil sie die Lösung für die SSW-Kaskade einschliesst, und ich will annehmen, dass man sich für $y_2 = 0$ entschieden habe. y_{12} muss dann mittels eines vom Primärstrom erregten Serientransformators erzeugt werden. Es ist die Dimensionierung dieses Hilfsapparates die besondere Sorgfalt und Ueberlegung verlangt.

V. Beispiel für die Berechnung einer Erregeranordnung.

Ehe wir uns für eine bestimmte Erregerschaltung entschliessen können, müssen wir erst die vollständige Gleichung der Erregerspannung \dot{E}_{3m} besitzen und diese erhalten wir, indem wir die Gesetze der Sekundärspannung [Gl. (25) und (26)] in Gl. (34) für die Erregerspannung einführen. Das Verhältnis $\frac{r'_2}{x_2} = \frac{r_2}{x_2 s_k}$ kann dabei vernachlässigt werden, falls es nicht überhaupt gleich Null ist ($s_k = \infty$). Wir erhalten dann:

$$\dot{E}_{3m} \frac{c_3 \xi}{x_3} = - \left[\dot{E}_1 - I_1(r_\infty - jx_\infty) \right] \dot{\kappa} - I_1 x_{12} \left(\beta \frac{x_0}{x_1} \right) \left(1 - j \frac{a}{\beta} \right) \left(1 + \frac{\lambda}{\lambda-1} \frac{\sigma}{1-\sigma} \right) \quad (35 \text{ a})$$

oder mit Rücksicht auf Gl. (14) (Erregerleistung $P_m = \frac{m E_1^2}{x_1}$):

$$\dot{E}_{3m} \frac{c_3 \xi}{x_3} = - \left[\dot{E}_1 - I_1(r_\infty - jx_\infty) \right] \dot{\kappa} - I_1 \left[\frac{d p}{d P} \right]_{p=0} x_{12} (1-\sigma) \frac{\left[1 + \frac{\lambda}{\lambda-1} \frac{\sigma}{1-\sigma} \right]^2}{1+j \frac{a}{\beta}} \quad (35 \text{ b})$$

Besonders bezeichnend für die „ideale Kaskadenschaltung“ ist der erste Summand dieser Gleichung. Er sagt aus, dass es nicht genügt, nur die Komponente $\dot{E}_1 \dot{\kappa}$ zum Zwecke der Tourenregelung zu variieren, sondern dass diese Regelung sich auch auf die variable Hauptstromphasenkompenierung erstrecken muss. Wenn daher $\dot{\kappa}$ mit Hilfe eines Spannungstransformators geändert wird, so ergibt sich aus dem ersten Summanden die eindeutige Vorschrift, einen Serientransformator mit der Wechselreaktanz:

$$\dot{x}_{56} = x_\infty + j r_\infty$$

in Serie zur Netzspannung einzubauen und erst die Summenspannung $\dot{E}_1 + j I_1 \dot{x}_{56}$ zu transformieren (vergl. Fig. 10).

Die zweite Spannungskomponente in Gl. (35) ist der Kompondierung proportional. In Fig. 10 wird sie einer zweiten Sekundärwicklung desselben Serientransformators induziert, welche zwischen den Spannungstransformator und die Schleifringe des Periodenumformers eingeschaltet ist. Wird an dieser Sekundärwicklung im ganzen Tourenbereiche nichts geändert, so erhält man nach Gl. (35 b) ein konstantes Kompondierungsverhältnis $\left[\frac{dp}{dP} \right]_{p=0}$.

Nun ist:

$$p = \frac{s}{1 - \frac{s}{S_k}} - p_0 \quad (18)$$

und daher:

$$\frac{dp}{dP} = \frac{ds}{dP} \frac{1}{\left(1 - \frac{s}{S_k} \right)^2}.$$

Wird also die Kommutatormaschine mit konstanter Tourenzahl angetrieben, ($s_k = \infty$) so ist:

$$\frac{dp}{dP} = \frac{ds}{dP}. \quad (36 \text{ a})$$

Da ausserdem P in erster Annäherung proportional dem mechanischen Moment M gesetzt werden kann, so wird für $\left[\frac{dp}{dP} \right]_{p=0} = \text{const}$ auch $\left[\frac{ds}{dM} \right]_{s=s_0} = \text{const}$, das heisst der Tourenabfall für gleiches Moment wird ziemlich unabhängig von der Drehzahl.

Ist dagegen die Kommutatormaschine mit dem Hauptmotor direkt gekuppelt ($s_k = 1$) so ist:

$$\frac{dp}{dP} = \frac{ds}{dP} \frac{1}{(1-s)^2} \quad (36 \text{ b})$$

Da ferner P jetzt in erster Annäherung proportional M ($1-s$) zu setzen ist, so wird für $\left[\frac{dp}{dP} \right]_{p=0} = \text{const}$ nunmehr $\left[\frac{ds}{dM} \right]_{s=s_0} = \text{const} (1-s_0)^3$, mit anderen Worten; der Tourenabfall ist jetzt für gleiches Moment im übersynchronen Regelbereich viel grösser als im untersynchronen. Ist man mit diesem Charakter der Kompoundierung nicht zufrieden, so muss die zweite Spannungskomponente in Gl. (35) zugleich mit der Leerlauf-tourenzahl geregelt werden, was auf verschiedene Weise möglich ist.

Ich will mich jedoch hier nicht weiter auf Details einlassen, sondern statt dessen zeigen, wie man eine Erregerschaltung nach Fig. 10 zu dimensionieren hat, damit sie das durch Gl. (35) vorgeschriebene Resultat ergibt. Als bekannt dürfen wir dabei die Daten des Periodenumformers betrachten, den wir uns streuungslös und widerstandslos denken. Die in Wirklichkeit immer vorhandene Streureaktanz und den Widerstand der Schleifringwicklung kann man sich in die Sekundärreaktanz x_4 und den Widerstand r_4 des Serientransformators einbezogen denken. Analog kann die Streureaktanz und der Widerstand der Stator- und Kommutatorwicklung durch einen entsprechenden

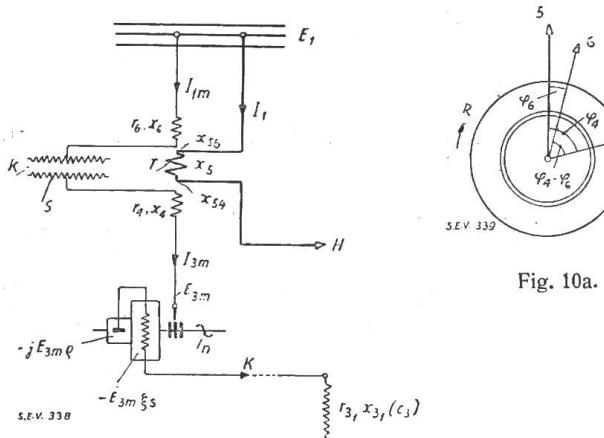


Fig. 10.

Zur Berechnung der Erregerschaltung der ASEA-Kaskade.
 H = zum Stator des Hauptmotors
 K = zur Erregerwicklung des Kollektormotors
 n = Drehzahl = $n_{\text{synchr.}} (1-s)$
 S = Spannungstransformator
 T = Serientransformator
 R = Richtung des Drehfeldes
 $4\}$
 $5\}$
 $6\}$ = Achse der Wicklungen 4, 5, 6.

Zuschlag zur Reaktanz x_3 und dem Widerstand r_3 der Erregerwicklung berücksichtigt werden. Durch die Dimensionierungsformel (33) ist erreicht worden, dass sich weder der Strom I_3 der Erregerwicklung noch der Strom I_{3m} der Schleifringwicklung mit der Tourenzahl ändern, solange E_{3m} konstant bleibt. Beide Ströme können daher wie bei stillstehendem Umformer berechnet werden. Wir setzen:

$$\dot{E}_{3m} = \dot{I}_{3m} [r_{3m} - j x_{3m}] = j \dot{I}_3 \frac{x_3}{\xi} \quad (37)$$

und berechnen (mit x_{30} = Reaktanz der Schleifringwicklung):

$$r_{3m} = \frac{r_3}{\xi^2} \left(\frac{x_{30}}{x_{30} + \frac{x_3}{\xi^2}} \right)^2 = r'_3 \left(\frac{x_{30}}{x_{30} + x'_3} \right)^2 \quad (37 \text{ a})$$

$$x_{3m} = \frac{x_3}{\xi^2} \left(\frac{x_{30}}{x_{30} + \frac{x_3}{\xi^2}} \right) = x'_3 \left(\frac{x_{30}}{x_{30} + x'_3} \right) \quad (37 \text{ b})$$

Damit beherrschen wir die Vorgänge in der Erregerschaltung vom Periodenumformer bis zur Erregerwicklung. Dagegen sind mit Ausnahme der Wechselreaktanz x_{56} die Daten aller zwischen Umformer und Netz eingeschalteten Apparate erst noch zu ermitteln. Für den Spannungstransformator, dessen Leerlaufstrom und Streuung wir vernachlässigen, genügt die Angabe des Uebersetzungsverhältnisses der Spannungen (Umformerseite zu Netzseite):

$$k = k_n + j k_\varphi = k (\cos \psi + j \sin \psi)$$

bezw. der Ströme:

$$\frac{-\dot{I}_{1m}}{\dot{I}_{3m}} = k_n - jk_\varphi = k'.$$

Der Serientransformator wird durch die Angabe der Selbstreaktanzen x_4, x_5, x_6 und Wechselreaktanzen $x_{45}, x_{54}, x_{46}, x_{64}, x_{56}, x_{65}$ bestimmt.

Wir haben die Wechselreaktanzen als komplexe Größen einführen müssen, weil eine Wechselinduktionsspannung gewöhnlicher Art, die dem Strom um 90° nacheilt, nicht genügen würde. Wer hierin eine Schwierigkeit sieht, tut gut, sich den Serientransformator nach Art eines dreiphasigen Induktionsregulators ausgeführt zu denken.

In Fig. 10a sind die Wicklungsachsen der 3 Wicklungen 4, 5, 6 eingezeichnet nebst den Winkeln φ_4 und φ_6 gegen die Achse der Primärwicklung und dem Umlaufsinne des Stator und Rotor verketteten Drehfeldes. Gebraucht man für eine Spannung der Wechselinduktion die normale Schreibweise:

$$E_{mn} = j \dot{I}_m \dot{x}_{mn},$$

so sind folgende Regeln zu beachten (σ Streukoeffizienten):

$$\begin{aligned} \dot{x}_{56} &= x_{56} e^{j\varphi_6} \\ \dot{x}_{65} &= x_{56} e^{-j\varphi_6} \end{aligned} \quad \dot{x}_{56} \dot{x}_{65} = x_{56}^2 = \frac{x_5}{1+\sigma_5} \frac{x_6}{1+\sigma_{65}}$$

$$\begin{aligned} \dot{x}_{54} &= x_{45} e^{j\varphi_4} \\ \dot{x}_{45} &= x_{45} e^{-j\varphi_4} \end{aligned} \quad \dot{x}_{54} \dot{x}_{45} = x_{45}^2 = \frac{x_5}{1+\sigma_5} \frac{x_4}{1+\sigma_{45}}$$

$$\begin{aligned} \dot{x}_{64} &= x_{46} e^{j(\varphi_4-\varphi_6)} \\ \dot{x}_{46} &= x_{64} e^{-j(\varphi_4-\varphi_6)} \end{aligned} \quad \dot{x}_{46} \dot{x}_{64} = x_{46}^2 = \frac{x_4}{1+\sigma_{46}} \frac{x_6}{1+\sigma_{64}}$$

Nach diesen Festsetzungen ist die Aufstellung der Gleichung für \dot{E}_{3m} nicht mehr schwierig. Indem man Punkt für Punkt der Erregerschaltung nach Fig. 8 folgt, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{3m} &= -[\dot{E}_1 + j \dot{I}_1 \dot{x}_{56} - \dot{I}_{1m} (r_6 - j x_6) + j \dot{I}_{3m} \dot{x}_{46}] k + j \dot{I}_1 \dot{x}_{54} - \dot{I}_{3m} (r_4 - j x_4) + j \dot{I}_{1m} x_{64} \\ &= -[\dot{E}_1 + j \dot{I}_1 \dot{x}_{56}] k + j \dot{I}_1 \dot{x}_{54} - \frac{\dot{E}_{3m}}{r_{3m} - j x_{3m}} (r_6 - j x_6) k^2 + j \dot{x}_{46} k + j \dot{x}_{64} k' + (r_4 - j x_4). \end{aligned}$$

Zur Abkürzung setzen wir:

$$\frac{1}{n} = \frac{(x_6 k^2 - 2 x_{46} k \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + x_4) + j(r_6 k^2 + r_4)}{x_{3m} + j r_{3m}} \quad (38a)$$

wobei die Widerstandsglieder vernachlässigt werden dürfen. Damit wird endgültig:

$$\dot{E}_{3m} = -[\dot{E}_1 + j \dot{I}_1 \dot{x}_{56}] k \frac{n}{n+1} + j \dot{I}_1 \dot{x}_{54} \frac{n}{n+1} \quad (38)$$

Wenn wir dieses Resultat mit Gl. (35) vergleichen, mit welcher es identisch sein soll, so lesen wir ohne weiteres ab, an welche Bedingungen diese Identität geknüpft ist: Es muss gelten:

$$\dot{x}_{56} = x_\infty + j r_\infty \quad \varphi_6 = \operatorname{arctg} \frac{r_\infty}{x_\infty} \quad (39)$$

$$\dot{x}_{54} = \left[\frac{dp}{d \frac{P}{P_m}} \right]_{p=0} \cdot x_{12}(1-\sigma) \frac{\left[1 + \frac{\lambda}{\lambda-1} \frac{\sigma}{1-\sigma} \right]^2}{\frac{a}{\beta} - j} \left(\frac{x_3}{c_3 \xi} \frac{n+1}{n} \right) \quad \varphi_4 = \arctg \frac{\beta}{a} \quad (40)$$

und

$$\dot{k} = \dot{\kappa} \left(\frac{x_3}{c_3 \xi} \frac{n+1}{n} \right).$$

Wenn ausserdem noch x_5 und n bekannt wären, so wären alle Apparate der Erregerschaltung bestimmt.

In Wirklichkeit liegt nun die Sache so, dass x_5 innerhalb gewisser Grenzen wählbar ist, aber dass diese Wahl nach ganz bestimmten Gesichtspunkten zu erfolgen hat. Um diese kennen zu lernen, müssen wir den primären Spannungsabfall ΔE_5 am Stromtransformator berechnen. Die Widerstände können dabei vernachlässigt werden. Wir entwickeln also:

$$\begin{aligned} \Delta \dot{E}_5 &= j \dot{I}_1 x_5 + j \dot{I}_{1m} \dot{x}_{65} + j \dot{I}_{3m} \dot{x}_{45} \\ &= j \dot{I}_1 x_5 + \dot{E}_{3m} \frac{\dot{x}_{65} \dot{k}' - \dot{x}'_{45}}{x_{3m}} \\ &= j \dot{I}_1 x_5 + \left\{ -[\dot{E}_1 + j I_1 \dot{x}_{56}] \dot{k} \frac{n}{n+1} + j \dot{I}_1 \dot{x}_{54} \frac{n}{n+1} \right\} \frac{\dot{x}_{95} \dot{k}' - \dot{x}_{45}}{x_{3m}} \\ &= j \dot{I}_1 \left\{ x_5 - \frac{n}{n+1} \frac{x_{56}^2 k^2 - x_{56} \dot{x}_{45} \dot{k} - x_{65} \dot{x}_{54} \dot{k}' + x_{45}^2}{x_{3m}} \right\} - \\ &\quad - \dot{E}_1 \frac{n}{n+1} \frac{\dot{x}_{65} \dot{k}^2 - \dot{x}_{45} \dot{k}}{x_{3m}} \\ &= j \dot{I}_1 x_5 \left\{ 1 - \frac{1}{n+1} \left[\frac{1}{1+\sigma_5} \frac{\frac{x_6}{1+\sigma_{65}} k^2 - 2 \sqrt{\frac{x_6}{1+\sigma_{65}} \frac{x_4}{1+\sigma_{45}}} k \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + \frac{x_4}{1+\sigma_{45}}}}{x_6 k^2 - 2 x_{46} k \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + x_4} \right] \right\} \\ &\quad - \frac{\dot{E}_1}{n+1} \frac{x_{56} k^2 (\cos \varphi_6 - j \sin \varphi_6) - x_{45} k [\cos(\varphi_4 - \psi) - j \sin(\varphi_4 - \psi)]}{x_6 k^2 - 2 x_{46} k \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + x_4} \quad (41) \end{aligned}$$

Hierin setzen wir den Ausdruck in der eckigen Klammer, der durch die Streuung des Serientransformators bestimmt wird, gleich $1 - \sigma_s$ und erhalten endgültig:

$$\begin{aligned} \Delta \dot{E}_5 &= j \dot{I}_1 x_5 \frac{n + \sigma_s}{n+1} - \frac{\dot{E}_1}{n+1} (\cos \varphi_6 - j \sin \varphi_6) \\ &\quad \frac{x_{56} k^2 - x_{45} k (\cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) - j \sin(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi))}{x_6 k^2 - 2 x_{46} k \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + x_4}. \quad (42) \end{aligned}$$

Der Spannungsabfall auf der Primärseite des Serientransformators hat somit zwei Komponenten: Die erste Komponente ist dem Primärstrom proportional und induktiv, vergrössert also die primäre Motorstreuung. Die zweite Komponente ist vom Primärstrom unabhängig und für konstante Einstellung des Regeltransformators ebenfalls konstant. Sie erzeugt also eine – wenn auch wahrscheinlich kleine – Differenz zwischen Netzspannung und Klemmspannung des Hauptmotors. Da $\Delta \dot{E}_5$ bei der Aufstellung der Grundgleichungen 1 und 2 nicht berücksichtigt wurde, muss untersucht werden, ob hierfür nachträglich Korrekturen anzubringen sind.

Für die erste induktive Komponente ist dies sicherlich der Fall, doch genügt ein entsprechender Zuschlag:

$$\Delta x = x_5 \frac{n + \sigma_s}{n + 1}$$

zur Gesamtstreuung $x_1 \sigma = x_\infty$. Wir nehmen also im folgenden an, dass x_∞ diesen Zuschlag bereits enthält. Anderseits muss natürlich durch zweckmässige Dimensionierung des Serientransformators Vorsorge getroffen werden, dass diese Vergrösserung der Streuung nicht zu gross ausfällt. Mit andern Worten: Man wird Δx passend wählen und erhält dann:

$$\left. \begin{aligned} x_5 &= \Delta x \frac{n + 1}{n + \sigma_s} \\ x_6 &\doteq \frac{x_{56}^2}{x_\infty} \frac{1}{1 - \sigma_s} = \frac{x_\infty^2}{\Delta x} \frac{n + \sigma_s}{n + 1} \frac{1}{1 - \sigma_s} \\ x_4 &\doteq \frac{x_{45}^2}{x_5} \frac{1}{1 - \sigma_s} = \frac{x_{45}^2}{\Delta x} \frac{n + \sigma_s}{n + 1} \frac{1}{1 - \sigma_s} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Mit Hilfe dieser Lösung lässt sich nun auch die zweite Spannungsabfallkomponente in Gl. 42 untersuchen. Durch einfache Umformungen erhält man:

$$\Delta \dot{E}_3 = j I_1 \Delta x - \dot{E}_1 \frac{\Delta x}{x_\infty} \frac{1 - \sigma_s}{n + \sigma_s} e^{-j\varphi_6} \frac{1 - \frac{x_{45}}{k x_{56}} e^{-j(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi)}}{1 - 2 \frac{x_{45}}{k x_{56}} \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + \left(\frac{x_{45}}{k x_{56}}\right)^2}. \quad (44)$$

Wir werden später sehen, dass man für $E_1 \frac{\Delta x}{x_\infty} \frac{1}{n}$ so kleine Werte erhalten kann, dass dieser Spannungsabfall als unerheblich vernachlässigt werden darf.

Mit der letzten Bemerkung haben wir den folgenden Untersuchungen, die sich auf die Grösse von n erstrecken, bereits vorgegriffen. Das wesentlichste Resultat dieser Untersuchungen ist, dass n nicht frei gewählt werden kann, sondern durch Abmessungen und Drehzahl der Kommutatormaschine bestimmt ist. Dieser Zusammenhang ist für die Dimensionierung der ganzen Kaskadenschaltung von grosser Bedeutung und darf daher auch hier nicht übergangen werden.

n war eine Hilfsgrösse, die bei früheren Rechnungen durch folgende Definitionsgleichung eingeführt wurde Gl. (38a):

$$\frac{1}{n} \doteq \frac{x_6 k^2 - 2 x_{46} k \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + x_4}{x_{3m}}.$$

Hieraus entwickeln wir:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} &= \frac{1}{x_5(1 - \sigma_s)} \frac{x_{56}^2 k^2 - 2 x_{56} x_{45} k \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + x_{45}^2}{x_{3m}} \\ &= \frac{1}{\Delta x} \frac{n + \sigma_s}{n^2} \frac{n + 1}{1 - \sigma_s} \left(\frac{x_3}{c_3^2} \right) \left(1 + \frac{x_3^2}{x_{30}} \right) \kappa^2 \left[x_{56}^2 - 2 x_{56} \frac{x_{45}}{k} \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + \left(\frac{x_{45}}{k} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

oder endgültig:

$$\frac{n}{n + 1} \frac{1 - \sigma_s}{n + \sigma_s} \doteq \left(\frac{x_3}{c_3^2} \right) \frac{x_\infty^2}{\Delta x} \left(1 + \frac{x_3^2}{x_{30}} \right) \kappa^2 \left[1 - 2 \frac{x_{45}}{k x_{56}} \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + \left(\frac{x_{45}}{k x_{56}} \right)^2 \right]. \quad (45)$$

In dieser Gleichung sind alle Größen bekannt mit Ausnahme des Faktors $\frac{x_3}{c_3^2}$ und dieser kann aus den mechanischen und elektrischen Daten der Kommutatormaschine berechnet werden, wie ich am Beispiel einer Scherbiusmaschine zeigen will.

Scherbiusmaschine mit 3 ausgeprägten Polen (Fig. 11).

Polteilung	τ
Polbogen	$a\tau$
Länge	L
Effektiver Luftspalt	δ
Ankerleiter pro Polteilung	$2N_2$
Erregerwindungen pro Pol	N_3
Streukoeffizient der Erregerwicklung	σ_3
Primäre Periodenzahl	ν_1
Drehzahl per Minute	U
Rotations-Periodenzahl	$\nu = \frac{U}{60}$

Hierfür berechnet sich:

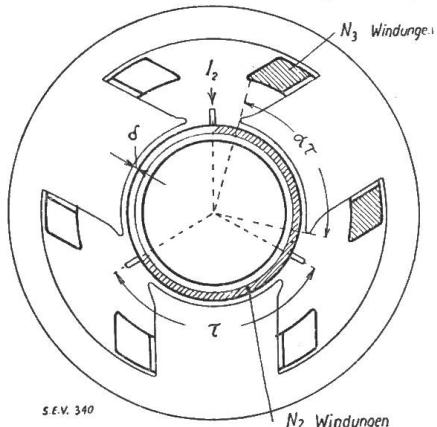


Fig. 11.
Zur Berechnung der Konstanten x_3 , c_3 ,
 x_{2a} einer Scherbiusmaschine.

$$x_3 = (1 + \sigma_3) \frac{0,4 \pi}{\delta} \nu_1 a \tau L N_3^2 2 \pi 10^{-8} \quad (46)$$

$$c_3 = \frac{0,4 \pi}{\delta} \nu_r a \tau L N_2 N_3 3 \sqrt{3} 10^{-8} \quad (47)$$

$$\frac{c_3^2}{x_3} = \frac{0,4 \pi}{\delta (1 + \sigma_3)} \frac{\nu_r^2}{\nu_1} a \tau L N_2^2 \frac{27}{2 \pi} 10^{-8} \quad (48)$$

Zweckmässig vergleicht man diesen Wert mit der Selbstreaktanz (ohne Streuung) der Ankerwicklung der Kollektormaschine für die man den Ausdruck:

$$x_{2a} = \frac{0,4 \pi}{\delta} \nu_1 a \tau L N_2^2 \frac{\pi}{2} (1 + a^2) 10^{-8} \quad (49)$$

herleiten kann. Dann ergibt sich:

$$\frac{c_3^2}{x_3} = x_{2a} \left(\frac{\nu_r}{\nu_1} \right)^2 \frac{27}{\pi^2 (1 + a^2)}. \quad (50)$$

Führen wir diesen Ausdruck in Gl. (45) ein und setzen gemäss Gl. (23) mit guter Annäherung:

$$\kappa = p_0 \frac{x_2}{x_{21}}$$

so ergibt sich als Bestimmungsgleichung für die Hilfsgrösse n :

$$\frac{n}{n+1} \frac{1 - \sigma_s}{n + \sigma_s} = \left(p_0 \frac{\nu_1}{\nu_r} \right)^2 \frac{x_\infty^2}{x_1 \Delta x} \frac{x_2}{x_{2a}} \frac{1 + \frac{x'_3}{x_{30}}}{1 - \sigma} \left[1 - 2 \frac{x_{45}}{k x_{56}} \cos(\varphi_4 - \varphi_6 - \psi) + \left(\frac{x_{45}}{k x_{56}} \right)^2 \right]. \quad (51)$$

Zahlenbeispiel: Scherbiusmaschine mit konstanter Tourenzahl angetrieben.

Annahme:

$$\frac{\nu_r}{\nu_1} = 1,5 \quad p_0 = s_0 \leq 0,5$$

$$\frac{\Delta x}{x_\infty} = \frac{x_\infty}{x_1} \quad \frac{x_{2a}}{x_2} = 0,5$$

$$\frac{x'_3}{x_{30}} = 0,3 \quad \sigma = 0,1$$

$$\left[\frac{dp}{d \frac{P}{p_m}} \right]_{p=0} = 0,05 \quad \lambda = \infty$$

$$\varphi_4 - \varphi_6 - \psi = 90^\circ \quad \sigma_s = 0,05$$

Gl. (40) $\frac{X_{45}}{k} = 0,05 \frac{x_1}{s_0} \quad \varphi_4 - \varphi_6 - \psi = 90^\circ$

Gl. (51) $\frac{n}{n+1} \frac{1-\sigma_s}{n+\sigma_s} = \frac{1}{9} \cdot 1 \cdot 0,5 \cdot \frac{1,3}{0,9} \cdot 2 = 0,16$

$$n = 4,9$$

Gl. (44) $\Delta E_5 = j \dot{I}_1 \Delta x - \dot{E}_1 \cdot 0,1 \frac{0,95}{4,95} \frac{1+j}{2} e^{-j\varphi_6}$
 $= j \dot{I}_1 \Delta x - \dot{E}_1 \cdot 0,0136 e^{j(45^\circ - \varphi_6)}.$

Wie man aus diesem Beispiel sieht, erhält man mit schnellaufenden Kommutatormaschinen so hohe Werte für n , dass die zweite Komponente des Spannungsabfallen in Gl. (44) unbedenklich vernachlässigt werden darf.

Elektrizitätswerksbetrieb. — Exploitation de centrales d'électricité.

Les stations centrales thermiques américaines.

Par R. Marchand, ingénieur, Belfort.

Après avoir indiqué dans ses grandes lignes les besoins d'énergie de l'Amérique du Nord et la puissance disponible dans ses fleuves et ses gisements, l'auteur parle plus particulièrement de l'essor des centrales thermoélectriques au cours des dernières années. Il passe successivement en revue les perfectionnements les plus marquants réalisés dans l'équipement des centrales : puissance croissante des groupes électrogènes, avec amélioration parallèle du rendement thermodynamique, grâce à une augmentation de la température et de la pression. Il illustre son exposé par la description des particularités qui l'ont le plus frappé lors de sa visite d'une douzaine de centrales thermiques des Etats-Unis et du Canada.

621.312.132 (73)

Der Autor erwähnt zunächst in grossen Zügen den Energiebedarf und die verfügbare, hydraulische und thermische Energiemenge in Nordamerika. Er spricht dann im besondern über die Entwicklung der thermoelektrischen Kraftwerke im Laufe der letzten Jahre. Er betrachtet der Reihe nach die wichtigsten, in der Ausrüstung der Kraftwerke angebrachten Verbesserungen, wie die zunehmende Leistung der Maschinengruppen und die damit verbundene Erhöhung des thermo-dynamischen Wirkungsgrades infolge des Gebrauches höherer Temperaturen und Drücke. Der Autor erläutert seine Darlegung durch Schilderung der Einzelheiten, die ihm bei seiner Besichtigung von etwa 12 Kraftwerken in den Vereinigten Staaten und in Canada als typisch aufgefallen sind.

I. Généralités.

L'Amérique du Nord, pour des raisons très diverses qui dépendent de sa situation même, de la mise en exploitation relativement récente de son sol, de l'essor prodigieux qu'y a pris l'industrie, est un pays où l'énergie électrique a un rôle des