Über die Ermittlung von Ersatzschaltbildern von Drehstrom-Asynchronmotoren

Autor(en): **Jordan, H. / Štefanko, S.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses**

Band (Jahr): **67 (1976)**

Heft 12

PDF erstellt am: **31.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-915174

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Über die Ermittlung von Ersatzschaltbildern von Drehstrom-Asynchronmotoren

Von H. Jordan und S. Štefanko

621.313.333 : 621.3.012.8

In der vorliegenden Arbeit wird ein Sonderfall der allgemeinen Parametrie betrachtet. Es handelt sich dabei um die Erfassung des Einflusses der Wicklungsfelder und der Nutungsharmonischen des Ständers bei glattem Läufer.

Cet exposé concerne un cas spécial de la paramétrie générale. Il s'agit de la détermination de l'influence des champs d'enroulements et des harmoniques de denture du stator, dans le cas d'un rotor lisse.

1. Einführung

In der Theorie der Drehstromasynchronmotoren werden die durch die Schwankungen des magnetischen Leitwerts bedingten parametrischen Erscheinungen i. allg. noch nicht vollständig berücksichtigt. Das geht aus den bekannt gewordenen galvanischen Ersatzbildern unmissverständlich hervor. Es sind in diesem Zusammenhang bisher nur wenige Veröffentlichungen [1...6] [1]) bekannt geworden. Während in [1] die phasenrichtige Addition der Nutharmonischen der Wicklungsverteilung und der Nutungsoberfelder behandelt wird, ohne weiter auf die Ersatzbilder und die Leistungsbilanz näher einzugehen, wurden in [2; 3; 6] nur Sonderfälle parametrischer Vorgänge erfasst und in [4; 5] eine Theorie der reinen Parametrie entwickelt.

Unter der *reinen* Parametrie wurden dabei die Vorgänge verstanden, bei denen entweder nur ein Feld in einer Wicklung eine Spannung induziert oder die von verschiedenen Feldern in der betreffenden Wicklung herrührenden Vorgänge getrennt betrachtet werden dürfen. Das letztere tritt immer dann ein, wenn die Frequenzen der von den Oberfeldern induzierten Spannungen verschieden sind bzw. wenn bei stetig verteilt gedachten Wicklungen (Blechpakete von Ständer und Läufer) bei gleicher Frequenz die Polpaarzahlen der Oberfelder verschieden sind.

Im Falle der allgemeinen Parametrie werden von jeder Wicklung auch die Fälle berücksichtigt, in denen in einer Wicklung verschiedene Felder gleichfrequente Spannungen induzieren. Wenn man daher die physikalischen Vorgänge einwandfrei verfolgen will, muss man die durch die Parametrie bedingten Erscheinungen sehr genau berücksichtigen.

2. Benützte Buchstabensymbole

a	Strombelag
A	Amplitude der Strombelagswelle
b	Induktion (Momentanwert)
B	Amplitude einer Induktionswelle
I	Strom (Effektivwert)
k	relative magnetische Leitwertschwankung durch die Ständernutung
k_C	Carterscher Faktor
m	Strangzahl
N	Windungszahl pro Strang
p	Maschinenpolpaarzahl
P_v	Verlustleistung
P_{mech}	mechanische Leistung
r	Bohrungsradius
R	Ohmscher Widerstand
s	Schlupf
t	Zeit
U	Klemmenspannung pro Strang
v	magnetische Spannung (Momentanwert)
Z	Ständernutenzahl
x	Ständerkoordinate
X_h	Hauptdrehfeldreaktanz
X_σ	Streureaktanz
δ	geometrischer Luftspalt
Λ	magnetischer Leitwert (Momentanwert)
Λ_0	Mittelwert des magnetischen Leitwerts
Λ_Z	Amplitude der Leitwertschwankung infolge der Ständernutung
μ_0	Induktionskonstante
ξ	Wicklungsfaktor
φ	Phasenwinkel
ω	Netzkreisfrequenz
1	Index für Ständer
2	Index für Läufer

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes

3. Festlegung der Voraussetzungen

Um die durch die Nutharmonischen des Ständers bewirkten Erscheinungen klarer zu erläutern, wird der Fall dreier Luftspaltfelder untersucht (Grundfeld mit der Polpaarzahl p und nutharmonische Oberfelder mit den Polpaarzahlen $p \pm Z$) sowie die Rückwirkung der Primär- und Sekundärwicklung auf diese Felder. Die Einflüsse der Eisenverluste in den Blechpaketen lassen sich nachträglich einfach berücksichtigen. Ferner wird die Rückwirkung des Ständers auf die von Läuferströmen verursachten Oberfelder vernachlässigt [7]. Um die Verhältnisse nicht unnötig zu komplizieren, wird an dieser Stelle vom Einfluss der Läufernutung zunächst abgesehen.

4. Magnetischer Leitwert, Strombelag, Felderregerkurve und Luftspaltinduktionen

Der magnetische Leitwert des Luftspalts beträgt dann bei Beschränkung auf die Grundwelle der Ständernutung in Ständerkoordinaten:

$$\Lambda(x,t) = \Lambda_0 + \Lambda_Z \cos(Zx - \varphi_Z) = \\ = \Lambda_0 \left\{ 1 + k \left[e^{j(Zx-\varphi_Z)} + e^{-j(Zx-\varphi_Z)} \right] \right\} \tag{1}$$

wobei gilt:

$$\Lambda_0 = \frac{\mu_0}{\delta k_C} \tag{2}$$

$$k = \frac{\Lambda_Z}{2\Lambda_0} \tag{3}$$

Für den Strombelag gilt im Fall symmetrischer Ganzlochwicklungen

$$\begin{aligned} a(x,t) = &- A_1 \sin(px - \omega t - \varphi_1) - \\ &- A_2 \sin(px - \omega t - \varphi_2) - \\ &- A_{1(p-Z)} \sin\left[(p-Z)x - \omega t - \varphi_1\right] - \\ &- A_{2(p-Z)} \sin\left[(p-Z)x - \omega t - \varphi_{2(p-Z)}\right] - \\ &- A_{1(p+Z)} \sin\left[(p+Z)x - \omega t - \varphi_1\right] - \\ &- A_{2(p+Z)} \sin\left[(p+Z)x - \omega t - \varphi_{2(p+Z)}\right] \end{aligned} \tag{4}$$

wenn man den Koordinatenursprung in den Schwerpunkt der Leiterverteilung der ersten Mehrlochspule des willkürlich mit 1 bezeichneten Ständerwicklungsstrangs legt. Die zugehörige magnetische Spannung ist dann

$$v(x,t) = r \int a(\xi,t)\, d\xi \tag{5}$$

Sieht man von Unipolarflüssen ab [8], so ergibt sich die Normalkomponente der magnetischen Induktion im Luftspalt zu

$$b(x,t) = \Lambda(x,t) \cdot v(x,t) \tag{6}$$

Bei Beschränkung auf die Felder mit den Polpaarzahlen p, $(p-Z)$ und $(p+Z)$ wird

$$\begin{aligned} b_p(x,t) = \mathrm{Re}\Bigg\{ \Lambda_0\, r\, e^{j(px-\omega t)} \Bigg[& \frac{A_1 e^{-j\varphi_1} + A_2 e^{-j\varphi_2}}{p} + \\ & + k\, e^{-j\varphi_Z} \frac{A_{1(p-Z)} e^{-j\varphi_1} + A_{2(p-Z)} e^{-j\varphi_{2(p-Z)}}}{p-Z} + \\ & + k\, e^{j\varphi_Z} \frac{A_{1(p+Z)} e^{-j\varphi_1} + A_{2(p+Z)} e^{-j\varphi_{2(p+Z)}}}{p+Z} \Bigg] \Bigg\} \end{aligned} \tag{7}$$

Für $b_{(p-Z)}(x,t)$ sowie $b_{(p+Z)}(x,t)$ erhält man entsprechende Gleichungen. Es empfiehlt sich, mit den komplexen Strombelagsamplituden zu rechnen, z. B.:

$$\underline{A}_1 = A_1 e^{-j\varphi_1} = \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{m_1}{\pi} N_1 \xi_{1p} \sqrt{2} \right) I_1 e^{-j\varphi_1} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} \underline{A}_2{}^*{}_{(p-Z)} &= \underline{A}_{2(p-Z)} e^{-j\varphi_Z} = A_{2(p-Z)} e^{-j\varphi_{2(p-Z)}} e^{-j\varphi_Z} = \\ &= \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{m_2}{\pi} N_2 \xi_{2(p-Z)} \sqrt{2} \right) I_{2(p-Z)} e^{-j\varphi_{2(p-Z)}} e^{-j\varphi_Z} \end{aligned} \tag{9}$$

Die zugehörigen komplexen Ströme betragen

$$\underline{I}_1 = I_1 e^{j\varphi_1} \tag{10}$$

$$\underline{I}_{2(p-Z)} = I_{2(p-Z)} e^{j\varphi_{2(p-Z)}} \tag{11}$$

Damit geht die Gl. (7) für die Luftspaltinduktion über in

$$\begin{aligned} b_p(x,t) = \mathrm{Re}\Bigg\{ \Lambda_0\, r\, e^{j(px-\omega t)} \Bigg[& \frac{\underline{A}_1 + \underline{A}_2}{p} + \\ & + k \frac{\underline{A}_1{}^*{}_{(p-Z)} + \underline{A}_2{}^*{}_{(p-Z)}}{p-Z} + k \frac{\underline{A}_1{}^*{}_{(p+Z)} + \underline{A}_2{}^*{}_{(p+Z)}}{p+Z} \Bigg] \Bigg\} \end{aligned} \tag{12}$$

und für $b_{(p-Z)}$ und $b_{(p+Z)}$ erhält man analoge Gleichungen.

Gl. (12) sieht formal wie die Gleichung für die Induktion im Fall reiner Parametrie [4] aus. Es ist jedoch zu bedenken, dass die Felder $b_p(x,t)$ und $b_{(p\pm Z)}(x,t)$ in der Primärwicklung Spannungen mit der Kreisfrequenz ω induzieren.

5. Spannungsgleichungen und Ersatzbilder

Mit den nach Gl. (12) definierten Induktionswellen ist man in der Lage, die zweite Maxwellsche Gleichung in Form einer Spannungsgleichung anzugeben. Dabei kann man entweder die parametrische Reduktion [4] oder die übliche Reduktion der Läufergrössen $\underline{I}_{2(p\pm Z)}$, $R_{2(p\pm Z)}$ und $X_{\sigma 2(p\pm Z)}$ verwenden.

Im Fall der parametrischen Reduktion (gekennzeichnet durch den oberen Index ″) lauten die Spannungsgleichungen

$$\underline{U}_1 = (R_1 + jX^*_{\sigma 1})\, \underline{I}_1 + j X_{h1} \underline{I}_m + \underline{E}_{11} \tag{13}$$

$$0 = j X_{h1} \underline{I}_m + (R_2'/s + j X'_{\sigma 2})\, \underline{I}_2' + \underline{E}_{12} \tag{14}$$

$$\begin{aligned} 0 = {} & j X_{h1} \underline{I}_m - j X_{h1} \left[\underline{I}''_{2(p-Z)} + \underline{I}''_{2(p+Z)} \right] + \\ & + \left[\frac{R''_{2(p-Z)}}{s_{(p-Z)}} + j \left(\frac{X_{h1}}{k^2} + X''_{\sigma 2(p-Z)} \right) \right] \underline{I}''_{2(p-Z)} + \underline{E}_{12(p-Z)} \end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned} 0 = {} & j X_{h1} \underline{I}_m - j X_{h1} \left[\underline{I}''_{2(p-Z)} + \underline{I}''_{2(p+Z)} \right] + \\ & + \left[\frac{R''_{2(p+Z)}}{s_{(p+Z)}} + j \left(\frac{X_{h1}}{k^2} + X''_{\sigma 2(p+Z)} \right) \right] \underline{I}''_{2(p+Z)} + \underline{E}_{12(p+Z)} \end{aligned} \tag{16}$$

Dabei gilt:

$$X^*_{\sigma 1} = X_{\sigma 1} + 2k \frac{p}{\xi_{1p}} \left[\frac{\xi_{1(p-Z)}}{p-Z} + \frac{\xi_{1(p+Z)}}{p+Z} \right] X_{h1} \cos\varphi_Z \tag{17}$$

$$\underline{I}_m = \underline{I}_1 + \underline{I}_2' + \underline{I}''_{2(p-Z)} + \underline{I}''_{2(p+Z)} \tag{18}$$

$$\underline{I}_2' = \frac{m_2 N_2 \xi_{2p}}{m_1 N_1 \xi_{1p}} \underline{I}_2 \qquad \frac{R_2'}{R_2} = \frac{X_2'}{X_2} = \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{N_1 \xi_{1p}}{N_2 \xi_{2p}} \right)^2 \tag{19}$$

$$\begin{aligned} \underline{I}''_{2(p\pm Z)} &= k\, e^{\mp j\varphi_Z} \frac{p}{p \pm Z} \cdot \frac{m_2 N_2 \xi_{2(p\pm Z)}}{m_1 N_1 \xi_{1p}} \underline{I}_{2(p\pm Z)} \\ \frac{R''_{2(p\pm Z)}}{R_{2(p\pm Z)}} &= \frac{X''_{\sigma 2(p\pm Z)}}{X_{\sigma 2(p\pm Z)}} = \frac{1}{k^2} \left(\frac{p \pm Z}{p} \right)^2 \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{N_1 \xi_{1p}}{N_2 \xi_{2(p\pm Z)}} \right)^2 \end{aligned} \tag{20}$$

$$s_{(p\pm Z)} = 1 - \frac{p \pm Z}{p} (1 - s) \tag{21}$$

$$\begin{aligned} \underline{E}_{11} = {} & j k \frac{p}{\xi_{1p}} \left[\frac{\xi_{1(p-Z)}}{p-Z} e^{-j\varphi_Z} + \frac{\xi_{1(p+Z)}}{p+Z} e^{j\varphi_Z} \right] X_{h1} \underline{I}_2' + \\ & + j \frac{1}{k} \cdot \frac{p}{p-Z} \cdot \frac{\xi_{1(p-Z)}}{\xi_{1p}} e^{-j\varphi_Z} X_{h1} \underline{I}''_{2(p-Z)} + \\ & + j \frac{1}{k} \cdot \frac{p}{p+Z} \cdot \frac{\xi_{1(p+Z)}}{\xi_{1p}} e^{j\varphi_Z} X_{h1} \underline{I}''_{2(p+Z)} \end{aligned} \tag{22}$$

$$\underline{E}_{12} = j k \frac{p}{\xi_{1p}} \left[\frac{\xi_{1(p-Z)}}{p-Z} e^{j\varphi_Z} + \frac{\xi_{1(p+Z)}}{p+Z} e^{-j\varphi_Z} \right] X_{h1} \underline{I}_1 \tag{23}$$

$$\underline{E}_{12(p\pm Z)} = j \frac{1}{k} \cdot \frac{p}{p \pm Z} \cdot \frac{\xi_{1(p\pm Z)}}{\xi_{1p}} e^{\mp j\varphi_Z} X_{h1} \underline{I}_1 \tag{24}$$

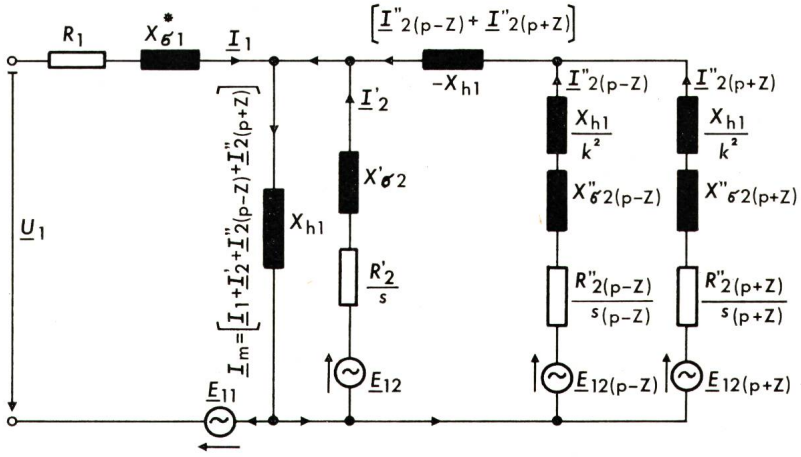


Fig. 1
Einphasiges galvanisches Ersatzschaltbild der Drehstromsynchronmaschine bei Berücksichtigung der Ständernutharmonischen
Parametrische Reduktion

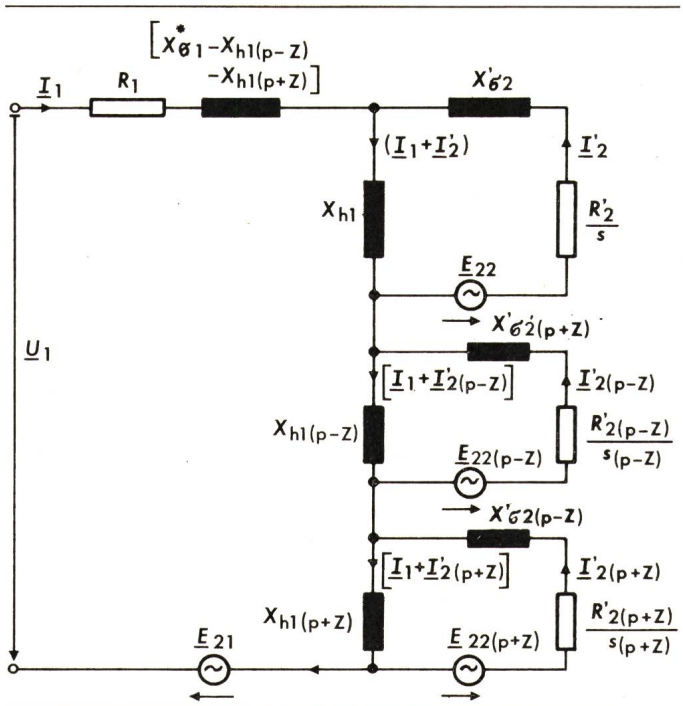


Fig. 2 Einphasiges galvanisches Ersatzschaltbild der Drehstromsynchronmaschine bei Berücksichtigung der Ständernutharmonischen
Übliche Reduktion

Aus den Gln. (13) bis (16) lässt sich das Ersatzschaltbild Fig. 1 unmittelbar ablesen. Im Fall einer gleichzeitigen Berücksichtigung der nutharmonischen Wicklungsoberfelder der Ständerwicklung und der durch die Ständernutung verursachten Nutungsoberfelder ist das galvanische Ersatzbild der Asynchronmaschine formell ein aktives Netz. Dieses enthält neben den Impedanzen auch die Spannungsquellen: $\underline{E}_{11}$, $\underline{E}_{12}$, $\underline{E}_{12\,(p-Z)}$ und $\underline{E}_{12\,(p+Z)}$.

Im Fall, dass die Induktionsamplituden der nutharmonischen Wicklungsoberfelder gegenüber den Nutungsoberfeldern zu vernachlässigen sind, darf man in den Gln. (22) bis (24) $\xi_{1\,(p\pm Z)} = 0$ setzen. Daraus folgt, dass auch $\underline{E}_{11} = \underline{E}_{12} = \underline{E}_{12\,(p+Z)}$ verschwinden. Die Spannungsgleichungen (13) bis (16) und das Ersatzschaltbild in Fig. 1 entsprechen dann dem Fall der reinen Parametrie und stellen einen Sonderfall des in [4] untersuchten Falles der gleichzeitigen Berücksichtigung von Ständer- und Läufernutungsoberfeldern dar.

Im Fall, dass man die übliche Reduktion verwendet, gehen die Spannungsgleichungen über in

$$\begin{aligned}\underline{U}_1 = {} & \left[R_1 + \mathrm{j}\,(X^*_{\sigma 1} - X_{h1\,(p-Z)} - X_{h1\,(p+Z)})\right] \underline{I}_1 + \\ & + \mathrm{j}\,X_{h1}\,(\underline{I}_1 + \underline{I}_2') + \mathrm{j}\,X_{h1\,(p-Z)}\left[\underline{I}_1 + \underline{I}'_{2(p-Z)}\right] + \\ & + \mathrm{j}\,X_{h1\,(p+Z)}\left[\underline{I}_1 + \underline{I}'_{2\,(p+Z)}\right] + \underline{E}_{21}\end{aligned} \tag{25}$$

$$0 = \mathrm{j}\,X_{h1}\,(\underline{I}_1 + \underline{I}_2') + (R_2'/s + \mathrm{j}\,X'_{\sigma 2})\,\underline{I}_2' + \underline{E}_{22} \tag{26}$$

$$\begin{aligned}0 = {} & \mathrm{j}\,X_{h1\,(p-Z)}\left[\underline{I}_1 + \underline{I}'_{2\,(p-Z)}\right] + \left[\frac{R'_{2\,(p-Z)}}{s_{(p-Z)}} + \right. \\ & \left. + \mathrm{j}\,X'_{\sigma 2\,(p-Z)}\right] \underline{I}'_{2\,(p-Z)} + \underline{E}_{22\,(p-Z)}\end{aligned} \tag{27}$$

$$\begin{aligned}0 = {} & \mathrm{j}\,X_{h1\,(p+Z)}\left[\underline{I}_1 + \underline{I}'_{2\,(p+Z)}\right] + \left[\frac{R'_{2\,(p+Z)}}{s_{(p+Z)}} + \right. \\ & \left. + \mathrm{j}\,X'_{\sigma 2\,(p+Z)}\right] \underline{I}'_{2\,(p+Z)} + \underline{E}_{22\,(p+Z)}\end{aligned} \tag{28}$$

wobei gilt

$$X_{h1\,(p\pm Z)} = X_{h1}\left(\frac{p}{p \pm Z}\right)^2 \left[\frac{\xi_{1\,(p\pm Z)}}{\xi_{1p}}\right]^2 \tag{29}$$

$$\begin{aligned}I'_{2\,(p\pm Z)} &= \frac{m_2\,N_2\,\xi_{2\,(p\pm Z)}}{m_1\,N_1\,\xi_{1\,(p\pm Z)}}\,\underline{I}_{2\,(p\pm Z)} \\ \frac{R'_{2\,(p\pm Z)}}{R_{2\,(p\pm Z)}} &= \frac{X'_{\sigma 2\,(p\pm Z)}}{X_{\sigma 2\,(p\pm Z)}} = \frac{m_1}{m_2}\left[\frac{N_1\,\xi_{1\,(p\pm Z)}}{N_2\,\xi_{2\,(p\pm Z)}}\right]^2\end{aligned} \tag{30}$$

Die Spannungen $\underline{E}_{21}$, $\underline{E}_{22}$, $\underline{E}_{22\,(p-Z)}$ und $\underline{E}_{22\,(p+Z)}$ in den Gln. (25) bis (28) können ermittelt werden, indem man die parametrisch reduzierten Ströme und Widerstände nach (20) in den Gln. (13) bis (16) durch die normal reduzierten Werte nach (30) ersetzt.

Das aufgrund der Gln. (25) bis (28) abgeleitete Ersatzschaltbild der Asynchronmaschine unter Berücksichtigung der Nutharmonischen ist in Fig. 2 dargestellt.

Im Fall $k = 0$, also wenn die Leitwertschwankungen vernachlässigt werden, verschwinden die Spannungen $\underline{E}_{21}$, $\underline{E}_{22}$, $\underline{E}_{22\,(p-Z)}$ und $\underline{E}_{22\,(p+Z)}$ und das Ersatzschaltbild (Fig. 2) geht in das normale Ersatzschaltbild des Drehstromasynchronmotors mit Berücksichtigung der Ständerwicklungsoberfelder über.

6. Leistungsbilanz und Sankeydiagramm

Multipliziert man die Spannungsgleichungen (13) bis (16) skalar mit $m_1\,\underline{I}_1$, $m_1\,\underline{I}'_2$, $m_1\,\underline{I}''_{2\,(p-Z)}$ bzw. $m_1\,\underline{I}''_{2\,(p+Z)}$ und addiert alle so entstandenen Gleichungen, so folgt:

$$\begin{aligned}P_1 = m_1\,\underline{U}_1 \cdot \underline{I}_1 = {} & m_1\,R_1\,I_1^2 + m_1\,\frac{R_2'}{s}\,(I_2')^2 + \\ & + m_1\,\frac{R''_{2\,(p-Z)}}{s_{(p-Z)}}\,\underline{I}''^2_{2\,(p-Z)} + m_1\,\frac{R'_{2\,(p+Z)}}{s_{(p+Z)}}\,\underline{I}''^2_{2\,(p+Z)} + \\ & + m_1\left[\underline{E}_{11} \cdot \underline{I}_1 + \underline{E}_{12} \cdot \underline{I}'_2 + \underline{E}_{12\,(p-Z)} \cdot \underline{I}''_{2\,(p-Z)} + \right. \\ & \left. + \underline{E}_{12\,(p+Z)} \cdot \underline{I}''_{2\,(p+Z)}\right] = P_{v1} + \frac{P_{v2}}{s} + \frac{P_{v2\,(p-Z)}}{s_{(p-Z)}} + \\ & + \frac{P_{v2\,(p+Z)}}{s_{(p+Z)}} + m_1\left[\underline{E}_{11} \cdot \underline{I}_1 + \underline{E}_{12} \cdot \underline{I}'_2 + \right. \\ & \left. + \underline{E}_{12\,(p-Z)} \cdot \underline{I}''_{2\,(p-Z)} + \underline{E}_{12\,(p+Z)} \cdot \underline{I}''_{2\,(p+Z)}\right]\end{aligned} \tag{31}$$

Im üblichen Fall einer Ganzlochwicklung kann der Phasenwinkel φ_Z nur die Werte 0, $\pm\,\pi$, $\pm\,2\,\pi$ usw. annehmen, je nachdem die Achse der Durchflutung in die Mitte eines Zahnes oder in die Mitte einer Nut gelegt wird. Dann verschwindet der Klammerausdruck in Gl. (31). Man erhält dann eine normale Leistungsbilanz mit dem Schlupf als Aufspaltungsschlüssel für den Energiestrom in der Maschine. Die an der Maschinenwelle abgegebene mechanische Leistung ist dann:

$$\begin{aligned}P_{mech} = P_1 - \left[P_{v1} + P_{v2} + P_{v2\,(p-Z)} + P_{v2\,(p+Z)}\right] = \\ = P_{v2}\left(\frac{1}{s} - 1\right) + P_{v2\,(p-Z)}\left[\frac{1}{s_{(p-Z)}} - 1\right] + \\ + P_{v2\,(p+Z)}\left[\frac{1}{s_{(p+Z)}} - 1\right] = \\ = P_{mech\,2} + P_{mech\,2\,(p-Z)} + P_{mech\,2\,(p+Z)}\end{aligned} \tag{32}$$

Fig. 3 zeigt das zugehörige Sankeydiagramm im Nennbetriebsbereich.

7. Zusammenfassung

Ersatzbilder für Drehstromasynchronmotoren unter Berücksichtigung der Wicklungsoberfelder sind seit langem bekannt. Aufgrund der Theorie der reinen Parametrie ist man in

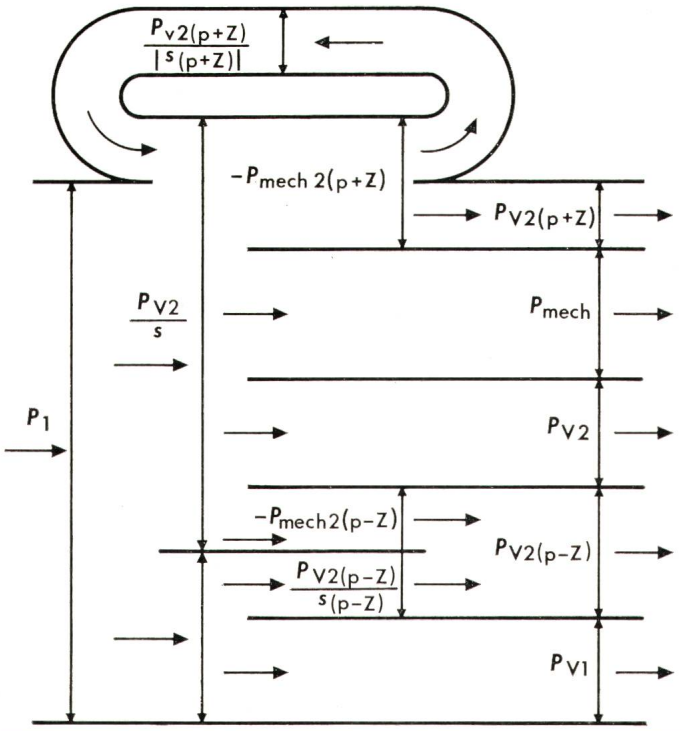


Fig. 3 Sankey-Diagramm der Leistungsflüsse im Nennbetriebbereich bei Drehstromsynchronmaschinen unter Berücksichtigung der Ständernutharmonischen

der Lage, auch die von der Nutung erzeugten Oberfelder im Ersatzbild zu berücksichtigen. Betrachtet man diese beiden Einflüsse getrennt voneinander, so entsteht als Ergebnis ein passives Netzwerk. Bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Wicklungs- und Nutungsoberfelder erhält man galvanische Ersatzbilder mit aktiven Elementen. Es zeigt sich, dass auch in diesem Fall die Aufspaltung der Energieflüsse die gleiche ist wie bei alleiniger Betrachtung der Wicklungsoberfelder.

Literatur

[1] *H. W. Boller* und *H. Jordan:* Über die phasenrichtige Addition der nutharmonischen Wicklungsoberfelder und der Nutungsoberfelder bei phasenreinen Mehrphasenwicklungen. ETZ-A 84(1963)7, S. 235...238.

[2] *H. Jordan* u.a.: Über parametrisch erzeugte Oberfelder. ETZ-A 92(1971)8, S. 451...455.

[3] *H. Jordan* und *W. Raube:* Zum Problem der Zusatzverluste in Drehstrom-Asynchronmotoren. ETZ-A 93(1972)10, S. 541...545.

[4] *S. Štefanko:* Beitrag zur Klärung der parametrischen Vorgänge in Drehstromasynchronmaschinen und ihre Anwendung auf die Nutungsoberfelder. Dissertation der Technischen Universität Hannover, 1974.

[5] *H. Jordan* und *S. Štefanko:* Theorie der parametrischen Vorgänge in elektromagnetischen Systemen. Arch. Elektrotechn. 56(1947)5, S. 247...251.

[6] *H. Jordan* und *S. Štefanko:* Einfluss der Läufernutung auf die Ständerzusatzverluste leerlaufender Drehstromasynchronmaschinen. ETZ-A 96(1975)3, S. 139...143.

[7] *K. Oberretl:* Die Oberfeldtheorie des Käfigmotors unter Berücksichtigung der durch die Ankerrückwirkung verursachten Statoroberströme und der parallelen Wicklungszweige. Arch. Elektrotechn. 49(1965)6, S. 343...364.

[8] *H. Haase, H. Jordan* und *K. P. Kovacs:* Rüttelkräfte infolge von Wellenflüssen bei zweipoligen Induktionsmaschinen. ETZ-A 93(1972)9, S. 485...486.

Adressen der Autoren

Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. *Heinz Jordan*, Direktor des Institutes für elektrische Maschinen der TU Hannover, Welfengarten 1, D-3 Hannover; und Dr.-Ing. *Stjepan Štefanko*, wissenschaftlicher Assistent im Elektrotechnischen Institut der Firma Rade Končar, Zagreb.

Oliver Heaviside 1850–1925

Lang- und Mittelwellensender haben nur eine geringe Reichweite. Demgegenüber kann man Kurzwellensender fast um den ganzen Erdball empfangen, da die leitende, in etwa 100 km Höhe in der Ionosphäre liegende «Heaviside-Schicht» kurze Wellen wie ein Spiegel zur Erde reflektiert. Heaviside und Kenelly haben sie unabhängig voneinander um 1900 fast gleichzeitig entdeckt. Heaviside hatte mit Echoloten experimentiert.

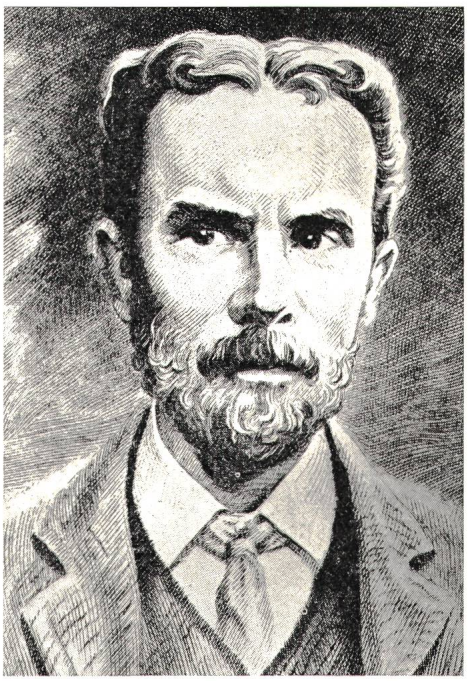
Oliver Heaviside, der weder eine Schule noch eine Universität besucht hat, erwarb sich durch Selbststudium hervorragende mathematische Kenntnisse. Als Sohn eines Holzschnitzers wurde er am 18. Mai 1850 in London geboren. 1870–1874 arbeitete er in Newcastle upon Tyne als Telegraphist, musste diese Tätigkeit aber wegen zunehmender Schwerhörigkeit aufgeben. Obwohl er von Natur aus witzig und geistreich war, bewirkte seine Hörbehinderung, dass er sich in die Abgeschiedenheit zurückzog; er blieb auch ledig.

Schon 1868 hatte er mit elektrischen Versuchen begonnen. Eine erste Publikation befasste sich mit der Duplex-Telegraphie. Eine Reihe von Aufsätzen, die zwischen 1885 und 1887 in der Zeitschrift «The Electrician» erschienen, brachten ihn zu Ansehen. Er stellte eine Theorie des Skin-Effektes auf, die später von Hertz als richtig anerkannt wurde. In einem andern Bericht sagte er die Vorteile voraus, die sich mit dem Einbau von Induktivitäten in lange Telegraphenleitungen ergeben, was später von Pupin verwirklicht wurde. Er sprach auch die Vermutung aus, dass es wahrscheinlich ein elektrisches Analogon zum Magneten gebe. 1925 entdeckte dann der Japaner Eguchi die Elektrete.

Heaviside war nie auf Rosen gebettet, aber auch nie mittellos. Sein Bruder Charles hatte eine Zeitlang im Musikinstrumentengeschäft von Charles Wheatstone, einem Onkel der Heaviside, gearbeitet. Aber Wheatstone interessierte sich nicht um die Studien des Oliver Heaviside. Zum Glück gingen Heaviside aber verschiedene Wissenschafter um mathematische Hilfe an, die er auch immer gewähren konnte. Den Lebensabend verbrachte er in einem Altersheim in Torquay, wo er am 3. Februar 1925 starb.

Die Royal Society ernannte Heaviside zum Fellow und verlieh ihm die Faraday-Medaille; von der Universität Göttingen erhielt er den Ehrendoktor. Ferner wählte ihn die Amerikanische Akademie für Kunst und Wissenschaft zu ihrem Ehrenmitglied.

H. Wüger



Union Internationale des Télécommunications, Genève