

Zusatzverluste in Drehstrom-Asynchronmotoren mit Käfigläufern

Autor(en): **Jordan, H. / Raube, W.**

Objektyp: **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): **65 (1974)**

Heft 8

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-915388>

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.

Zusatzverluste in Drehstrom-Asynchronmotoren mit Käfigläufern

Von H. Jordan und W. Raube

621.313.333.2.017

Verwendete Buchstabensymbole

B_D	Induktionsamplitude des Grundfeldes
B_V'	Induktionsamplitude des unabgedämpften ν -ten Ständeroberfeldes
$B_{\lambda\nu}'' = \pm \mu$	Läuferrestfeld
b_{sev}''	Effektive Läufernutzschlitzbreite
d_B	Blechdicke
f	Netzfrequenz
g'	Laufvariable für die Drehstromordnungszahl ν
$g^{*''}$	Laufvariable für die Drehstromordnungszahl μ
g''	Laufvariable für die Läuferrestfelder
I_m'	Magnetisierungsstrom
I'	Ständerstrom (netzfrequent)
$I_{\lambda\nu}'$	Ständerstrom (fremdfrequent)
I_{Rv}''	Läuferstrom aus dem ν -ten Feld des Ständergrundstroms
I_{Rvp}''	Läuferstrom aus dem Grundfeld eines fremdfrequenten Ständerstroms
k_v''	Nutungsfaktor nach Taegen
l	Blechpaketlänge
L_{hp}	Drehstromhauptinduktivität des Ständers
l''	Luftspaltinduktivität der Läufermasche
$L_{\sigma GRp}, L_{\sigma GRv}''$	Geometrische Läuferstreuung der Läufermasche (auf den Ring bezogen)
$M_{12, p}, M_{12, \lambda\nu}, M_{21, p}, M_{21, \lambda\nu}$	Drehstromgegeninduktivitäten
p	Polpaarzahl des Ständers
q'	Ständernutzanzahl pro Pol und Strang
R	Bohrungsradius
R'	Widerstand des Ständerstranges
R_{Rv}''	Widerstand der Läufermasche (auf den Ring bezogen)
s	Schlupf vom Grundfeld
s_v	Schlupf vom ν -ten Oberfeld
s_{Feid}	Schlupf eines beliebigen Feldes
t_n''	Läufernutzteilung
U_1	Ständerklemmenspannung pro Strang
V_Z'	Zusatzverluste im Ständer infolge fremdfrequenter Ständerströme
V_Z''	Zusatzverluste im Läuferkäfig infolge Ständergrundstromfelder
$V_Z^{*''}$	Zusatzverluste im Läuferkäfig infolge Ständeroberstromfelder
V_p''	Stromwärmeverluste des Maschinengrundfeldes
V_{Zv}''	Zusatzverluste im Läuferkäfig vom Feld B_V'
w'	Windungszahl je Strang
Z'	Ständernutzanzahl
Z''	Läufernutzteilung
α	reduzierte Blechdicke
$\delta_p'', \delta_v'', \delta_{\lambda\nu}''$	wirksame Luftspalte
\varkappa	spezifische Leitfähigkeit
λ_v	Ordnungszahlen des Läuferfeldes vom Läuferstrom I_{Rv}''
μ	Drehstromordnungszahl

μ_0	Induktionskonstante	
μ_{rev}	reversible Permeabilität	
μ_{diff}	differentielle Permeabilität	
μ_r	relative Permeabilität	
$\mu_{r rev}$	relative reversible Permeabilität	
ν	Drehstromordnungszahl	
$\xi_p', \xi_v', \xi_{\lambda\nu}''$	Ständerwicklungsfaktoren	
$\xi_{Schr p}, \xi_{Schr v}, \xi_{Schr \lambda\nu}$	} Schrägungsfaktoren	
ξ_p'', ξ_v''		$\xi_v'' = \left(\sin \frac{\nu\pi}{Z''} \right) / \left(\frac{\nu\pi}{Z''} \right)$
$\xi_v^{*''}$		Taegen-Faktor $\xi_v^{*''} = \left(\sin \frac{k_v'' \nu\pi}{Z''} \right) / \left(\frac{k_v'' \nu\pi}{Z''} \right)$
ξ_{Feid}	Flussverdrängungsfaktor in Blechen	
σ	Gesamtstreuoeffizient der Maschine	
σ'	Gesamtstreuoeffizient des Ständers	
$\sigma_{dv}'', \sigma_{dv}^{*''}$	Doppeltverkettete Läuferstreuung (ohne Berücksichtigung der Ankerrückwirkung 2. Art)	
$\sigma_{dv}^{*''}$	Doppeltverkettete Läuferstreuung (mit Berücksichtigung der Ankerrückwirkung 2. Art)	
φ_v'	Phasenwinkel	
ω	Netzkreisfrequenz	
$\omega_{\lambda\nu}'$	Kreisfrequenz der Ständeroberströme	
$\omega_{\lambda\nu}''$	Kreisfrequenz der Läuferoberströme (aus dem Grundfeld der Ständeroberströme)	

1. Einleitung

Das Problem der Zusatzverluste hat drei Merkmale: Es ist

- technisch von grosser Bedeutung,
- schon sehr alt (im Sinne der Elektrotechnik) und
- sehr kompliziert.

Es handelt sich dabei um etwas, das bisher weder der Vorberechnung noch der Messung in befriedigender Weise zugänglich zu sein scheint.

Die Zusatzverluste nach den VDE-Vorschriften werden juristisch mit 1/2 % der Nennleistung erfasst. Es gibt darüber eine ausgedehnte und weit zurückreichende Literatur [1]¹⁾.

Angesichts der verwirrenden Anzahl von inzwischen bekannt gewordenen, sich z. T. widersprechenden Einzelbeobachtungen erscheint es angebracht, dieses Problem zunächst einmal nicht naturwissenschaftlich zu betrachten, sondern vielmehr etwa so, wie das ein Geisteswissenschaftler tun würde. Auf diese Weise bekommt man die Sache um vieles besser in den Griff als mit direkten mathematischen Ansätzen.

2. Allgemeine Vorüberlegungen

Zusatzverluste treten in den Blechpaketen und in den Wicklungen von Ständer und Läufer bei Leerlauf und bei Last auf und u. U. sogar im Gehäuse. Sie rühren im wesentlichen von Oberfeldern her, die durch die diskrete Verteilung der Wicklung und die Nutung selbst bedingt sind. Es empfiehlt sich,

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

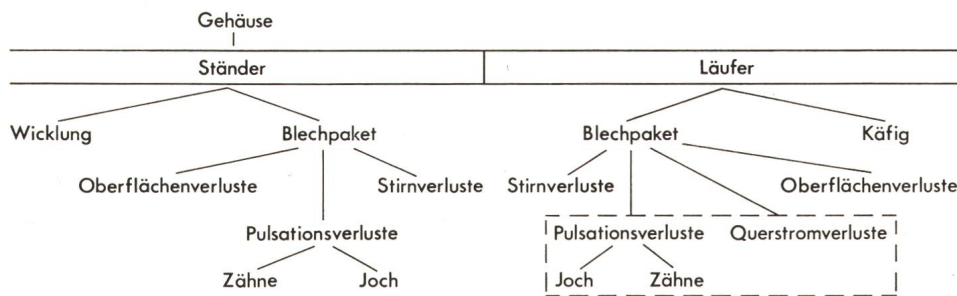


Fig. 1
Komponenten der Zusatzverluste von Drehstromasynchronmotoren mit Käfigläufern

die Einflüsse der Sättigung vorsichtshalber zunächst einmal zu ignorieren, weil sie z. Z. noch nicht ganz geklärt sind. So muss man z. B. die Läuferverluste des Sättigungsfeldes 3facher Polzahl und 3facher Netzfrequenz nicht unbedingt zu den Zusatzverlusten rechnen, weil sie ja drehmomentbildend sind.

Drei verschiedene Einflüsse sind entscheidend:

- Herstellungseinflüsse (z. B. Blechkurzschlüsse, Exzentrizitäten);
- Werkstoffeinflüsse (räumliche Verteilung der Permeabilität und des spezifischen Widerstandes, das Altern);
- Geometrie der Anordnung, die sich auf die Blechschnitte (u. a. die Nutenzahlen), die Wicklungsverteilung (Lochzahl, Sehnung, Schrägung) und die Schaltung (Y oder Δ , parallele Stromzweige) bezieht. Hierzu gehört auch der Einfluss der Sättigung, der ja durch die Windungszahl/Strang festgelegt ist, und schliesslich der konstruktive Einfluss des Gehäuses.

Dazu ist nun folgendes zu sagen:

Zu a): Man wird zunächst einmal voraussetzen dürfen, dass die Hersteller von elektrischen Maschinen bemüht sind, so gut wie eben möglich zu fertigen (gute Schnittwerkzeuge, guter Einbau, d. h. Vermeidung von Exzentrizitäten). Überdies ist der Einfluss von Blechkurzschlüssen an der Mantelfläche des Läufers nicht so gravierend, wie man das normalerweise annimmt. Kurz gesagt, sie werden sicher eine sorgfältige Herstellung anstreben.

Zu b): Die räumliche Verteilung der Werkstoffeigenschaften ist nicht bekannt. Selbst wenn man sie kennen würde, würde das wenig nützen, denn im Betrieb der Maschine ändert sich zumindest die Permeabilität örtlich und zeitlich. Man weiss auch wenig über die Stanzeinflüsse bei Blechen verschiedener Qualität. Man weiss aber auch, dass der Einfluss der Blechsorte zumindest bei kleinen Maschinen gar nicht so gravierend ist.

Es entsteht dadurch der Eindruck, dass man hinsichtlich der Zusatzverluste vor einem unlösbaren Problem steht. Das ist aber ein Trugschluss; denn wenn diese beiden ersten Einflüsse wirklich so gravierend wären, dann wäre es ganz gleichgültig, welche Nutenzahlen (Z' , Z'') man vorsehen würde, wie man schrägt und mit welcher Sättigung man die Maschine betreiben würde.

Zu c): Man weiss seit langem, dass gerade diese letzteren Punkte durchaus nicht gleichgültig sind! Offensichtlich spielt also gerade die Geometrie der Anordnung die entscheidende Rolle, und eben dieser Einfluss ist einer physikalischen Klärung und mathematischen Erfassung zugänglich. An dieser Stelle müssen die Bemühungen einsetzen! Man muss sich nur darüber klar sein, dass man das Problem der Zusatzverluste allein aus wirtschaftlichen Gründen nicht von vornherein experimentell lösen kann. Das wäre nämlich viel zu kostspielig, denn man hätte die Versuche ja an vielen verschiedenen Pol- und Nutenzahlen ausführen müssen und der Sicherheit halber auch gleich

an mehreren Maschinen gleichen Typs. Voraussetzung wäre dabei aber, dass man die Zusatzverluste auch entsprechend genau messen kann.

Die Messung der Zusatzverluste ist aber nicht nur sehr schwierig, sondern darüber hinaus auch etwas fraglich, weil man noch nicht einmal von den Messergebnissen an einer Maschine auf andere Maschinen gleichen Typs schliessen kann. Trotzdem empfiehlt es sich natürlich, theoretische Überlegungen nachträglich experimentell zu überprüfen. Nur muss man dabei entsprechend vorsichtig vorgehen. Man darf solche vergleichenden Untersuchungen z. B. nicht an geschrägten Maschinen vornehmen, über deren Isolationszustand im Läufer man nicht hinreichend orientiert ist. Es sei denn, man will gerade den Einfluss der Schrägung untersuchen. Da bleibt also nichts anderes übrig, als sich von Zeit zu Zeit erst einmal einen theoretischen Überblick zu verschaffen. Eine sehr gute Zusammenfassung befindet sich in einem Aufsatz von Taegen [1], in dem auch das z. Z. vorliegende Schrifttum eingehend einer kritischen Überprüfung unterzogen wird. Auf fünf wichtige Tatsachen wird dort allerdings nicht näher eingegangen:

- Auf den Einfluss der Stromverdrängung im Läuferkäfig;
- Auf die Verminderung der doppelverketteten Streuung durch fremdfrequente Ströme in der Ständerwicklung. Gerade diese Tatsache wirkt sich in den Zusatzverlusten ganz besonders stark aus! Dadurch erhöhen sich nämlich nicht nur die Oberströme in den Wicklungen, sondern auch die Eisenverluste im Ständer;
- Auf die von diesen Strömen hervorgerufenen Zusatzverluste;
- Auf die gruppenweise Zusammenfassung der Zusatzverluste in der Ständerwicklung und im Ständerblechpaket (nach g'' -Klassen);
- Auf den Einfluss der Verluste in den Stirnflächen der Blechpakete.

Dagegen wird bei Taegen deutlich auf die Tatsache hingewiesen, dass auch bei einer einseitigen Verschmierung der Mantelflächen der Blechpakete keine nennenswerten Massivläuferwirkungen auftreten.

3. Vorausberechnung der Zusatzverluste

Das in Fig. 1 dargestellte Schema gibt Aufschluss über die Komponenten der Zusatzverluste. Ist die Maschine ungeschrägt, so entfallen im Läufer auftretende Querstromverluste. Desgleichen werden die Zahn pulsationsverluste im Läufer zumindest stark vermindert.

Der Einfluss der Nutung des Läufers wird durch den Taegen-Faktor [2] bzw. durch eine entsprechende Verkleinerung der Mantelfläche bei den Oberflächenverlusten erfasst und der des Ständers durch Bildung der resultierenden Ständerfelder nach Boller, Jordan [3] und Nowack [4] sowie durch eine Berücksichtigung der Integrationsgrenzen bzw. wieder durch eine Verkleinerung der Mantelfläche bei den Oberflächenverlusten.

Der Einfluss der Sättigung macht sich einerseits in den effektiven Zahnbreiten bemerkbar und andererseits in einer

Verkleinerung der Oberfeldamplituden, die man durch einen Zuschlag zum geometrischen Luftspalt (δ_v'') berücksichtigt. In diesen beiden Punkten liegt eine gewisse Unsicherheit. Sicher ist nur, dass mit wachsender Sättigung die Amplituden der Oberfelder und mit ihnen die Zusatzverluste beträchtlich abnehmen.

Bei der Vorausberechnung empfiehlt es sich, geeignete Mittelwerte für die reversible Permeabilität $\mu_{r\text{rev}}$ zugrunde zu legen (Fig. 2). Tut man das, so hängen die Oberfeldamplituden und damit die zu erwartenden Zusatzverluste nur noch vom Nutzungsfaktor nach Taegen [2]

$$k_{v''} = \frac{t_n'' - b_{\text{sev}}''}{t_n''} = \frac{\text{effektive Läuferzahnbreite}}{\text{Läuferzahnteilung}} \quad (1)$$

ab. Die eigentliche Aufgabe besteht dann nur noch darin, Berechnungsformeln für die zusätzlichen Stromwärmeverluste in den Wicklungen, die Pulsationsverluste, die Oberflächenverluste, die Querstromverluste (bei Schrägung) und die Stirnflächenverluste zu erstellen, aus denen der Einfluss der durch die Geometrie bedingten Parameter hervorgeht.

Die in die Berechnungsformeln eingehenden Größen müssen dabei jeweils noch besonders definiert werden. Die Formeln für die einzelnen Verlustarten sind dabei schon seit langem als bekannt und auch formal als richtig anzusehen [1; 8]. Nur sind darin eben auch die «richtigen» Induktionsamplituden einzusetzen; und gerade darin liegt der Haken!

4. Einflussgrößen

Die Bedeutung der in die Zusatzverluste eingehenden Einflussgrößen erkennt man am einfachsten anhand eines stufenweisen Vorgehens.

Der konventionellen Berechnung liegen die folgenden Voraussetzungen zugrunde:

- a) Man vernachlässigt den Einfluss der Ständernutzung.

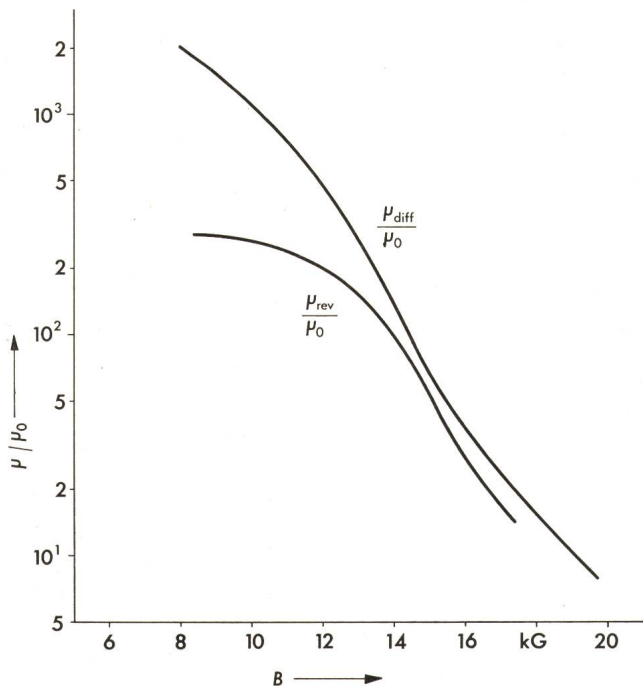


Fig. 2 Abhängigkeit der reversiblen Permeabilität von der Induktion B

- μ Permeabilität
- μ_0 Induktionskonstante
- μ_{rev} reversible Permeabilität
- μ_{diff} differentielle Permeabilität

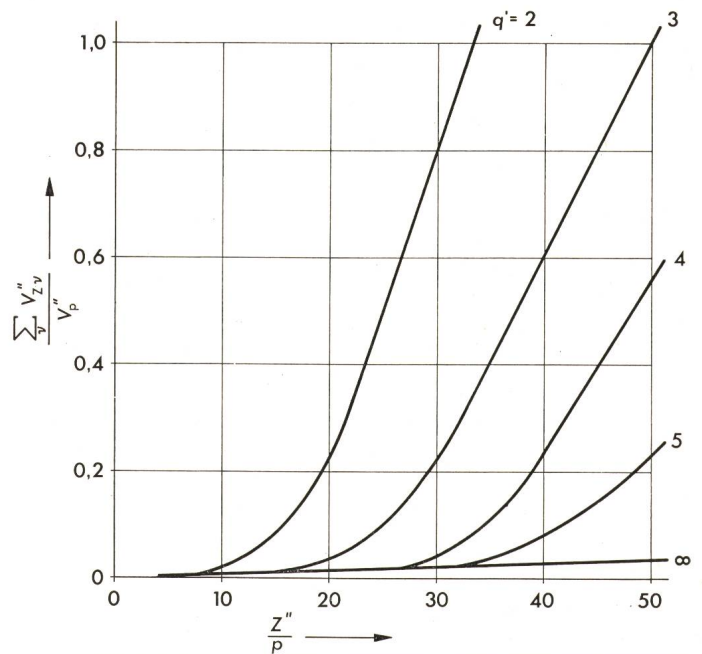


Fig. 3 Auf die Läuferverluste des Grundfeldes bezogene Zusatzverluste im Läuferkäfig in Abhängigkeit von der Läufernutzenzahl pro Polpaar

- V_{zv}'' Zusatzverluste im Läuferkäfig vom Feld $B_{v'}$
- V_p'' Stromwärmeverluste des Maschinengrundfeldes
- Z'' Läufernutzenzahl
- p Polpaarzahl des Ständers
- q Ständernutzenzahl pro Pol und Strang

- b) Die Läufernutzenslitze werden als unendlich schmal angesehen.
- c) Die Stromverdrängung im Läuferkäfig wird nicht berücksichtigt.
- d) Von der Abdämpfung der Läuferrestfelder durch die Ständerwicklung wird abgesehen.
- e) Der Einfluss der Sättigung wird vernachlässigt.

Dann entstehen Zusatzverluste nur im Läuferkäfig. Es wird

$$V_{Z''\text{käfig}}'' = \sum_v Z'' R_{Rv}'' I_{Rv}''^2 \quad (2)$$

wenn man alles auf den Ring bezieht. Unter v sind dabei die sog. Drehstromordnungszahlen zu verstehen:

$$v = p(6g' + 1), \quad g' = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

Die durch ein Ständeroberfeld mit der Amplitude $B_{v'}$ induzierten Läuferoberströme

$$I_{Rv}'' \approx \frac{l''}{l'' + L_{\sigma\text{GRV}}''} \cdot \frac{\xi_{\text{Schr } v} \xi_{v''} B_{v'} \delta_{v''}}{\mu_0 \sqrt{2}} \quad (4)$$

hängen im Betriebsbereich zwischen Leerlauf und Nennlast, wo man die Ohmschen Widerstände unbedenklich vernachlässigen darf, im wesentlichen vom Faktor

$$\xi_{v''} = \frac{\sin\left(v \frac{\pi}{Z''}\right)}{v \frac{\pi}{Z''}} \quad (5)$$

ab, der nach Dreyfus bekanntlich ein Mass für die sog. doppeltverketete Streuung des Läufers bildet:

$$\sigma_{dvv}'' = \frac{1}{\xi_{v''}^2} - 1 \quad (6)$$

Berechnet man auf diese Weise die im Läuferkäfig zu erwartenden Zusatzverluste, so gelangt man zu dem enttäuschenden Ergebnis, dass diese nur dann eine Rolle spielen, wenn man die Läufernutzenzahl Z'' um 25 bis 30 % grösser als die Ständer-

nutzung Z' macht, was man allein schon wegen der dann grossen asynchronen Sättel heute längst nicht mehr wagt. Eine Schrägung um eine Ständernutteilung würde überdies diese Zusatzverluste theoretisch nahezu völlig unterdrücken (Fig. 3). Das ändert sich allerdings, wenn man die Querströme infolge der unvollkommenen Isolation des Läuferkäfigs gegenüber den Blechen berücksichtigt [5].

Der Einfluss der Ständernutteilung [3] und der Läufernut-schlitz [2] lässt sich heute schon ganz gut abschätzen. Berücksichtigt man darüber hinaus auch noch den Einfluss der Stromverdrängung in den Läuferstäben und die durch diese bedingte Verminderung der geometrischen Läuferstreuung $L''_{\sigma_{gRv}}$, so erhält man schon etwas höhere Zusatzverluste. Aber alle diese Korrekturen erklären bei weitem nicht einmal den Unterschied zwischen den auf Grund der Epstein-Messungen berechneten Eisenverlusten im Leerlauf und den direkt gemessenen Eisenverlusten [6]. Es müssen offensichtlich viel gröbere Einflüsse am Werk sein.

5. Verluste in den Stirnflächen der Blechpakete

Zweifellos passiert etwas in den Stirnflächen der Blechpakete. Dort müssen sich ja Wirbelströme ausbilden, die ein Eindringen der durch die Stirnverbindungen bedingten Felder ins Läuferisen zu verhindern suchen. Gegen diese Wirbelströme ist das Läuferisen ja nicht richtig «geblecht» (Fig. 4). Würde man die Stirnflächen mit Kupferschirmen versehen, wie man das heute schon z. T. bei grossen Synchronmaschinen tut, so müssten diese Verluste praktisch verschwinden. Diese Verluste sind ja den Strömen proportional, also gilt für die Verluste I^2R , d. h. man muss in diesem Fall bestrebt sein, die Abdämpfung durch ein Material mit möglichst geringem spezifischem Widerstand vorzunehmen. Leider handelt man sich dadurch eine unerwünschte Wirbelstrombremse (Fig. 5) ein, und zwar in der Nähe des Luftspalts. Diese Felder sind ja dem Fluss Φ bzw. der Klemmenspannung U_1 proportional, und es gilt für die Verluste U_1^2R . Ein Schirmblech mit geringem Ohmschen Widerstand führt dann zu einer erheblichen Vergrösserung der Stirnverluste. Das lässt sich durch Temperaturmessungen leicht nachweisen. Man darf die Schirmbleche also offensichtlich nicht zu weit an den Luftspalt heranführen! An dieser Stelle ist aber ganz offensichtlich konstruktiv etwas bezüglich der Zusatzverluste im Blechpaket zu machen.

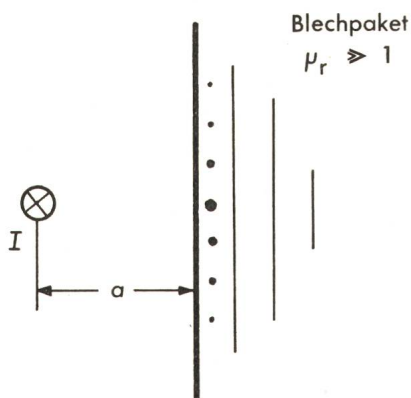


Fig. 4 Durchflutung der Wickelköpfe und Wirbelströme in den Stirnblechen
 I Strom im Wickelkopf
 a Abstand des Wickelkopfes vom Blechpaket
 μ_r relative Permeabilität des Blechpaketeisens

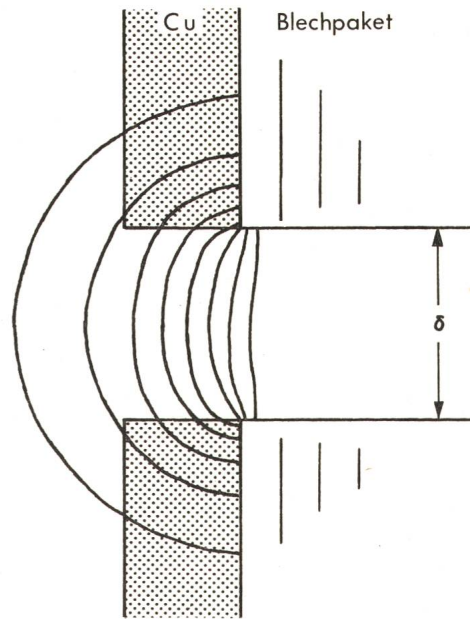


Fig. 5 Axiale Ausbreitung des Grundfeldes
 δ Luftspaltgrösse

6. Verminderung der doppelverketteten Streuung des Läufers durch Ständeroberströme

Von erheblich grösserer Bedeutung ist aber ein ganz anderer Einfluss, nämlich die sog. Ankerrückwirkung 2. Art [7]. Sie wurde bereits gegen Ende der dreissiger Jahre bei der AEG entdeckt, jedoch nicht veröffentlicht und geriet in Vergessenheit, weil zu dieser Zeit einfach noch keine Rechenmaschinen zur Verfügung standen und während des Weltkrieges ganz andere Aufgaben vorrangig waren. Heute liegen die Dinge aber ganz anders. Es lohnt sich, etwas näher darauf einzugehen.

Es sei dazu das Schicksal eines Läuferrestfeldes betrachtet, dessen absolut genommene Ordnungszahl $|\lambda_v|$ einer Drehstromordnungszahl μ entspricht

$$|\lambda_v| = |\mu|$$

$$\mu = p(6g^{*'} + 1) \quad (7)$$

$$g^{*'} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

welches vom Ständeroberfeld der Ordnungszahl ν herrührt. Dabei sei, um unnötige Komplikationen zu vermeiden, im Ständer eine sterngeschaltete Wicklung ohne parallele Zweige vorausgesetzt. Dieses Läuferrestfeld induziert in der Ständerwicklung Spannungen mit der Kreisfrequenz:

$$\omega'_{\lambda v} = \lambda_v \left[\frac{\omega}{|p|} (1-s) + \frac{s\nu\omega}{\lambda_v} \right] =$$

$$= \omega \left[1 + \frac{\lambda_v - \nu}{|p|} (1-s) \right] \quad (\lambda_v \neq \nu) \quad (8)$$

Das damit verbundene Ständerstromsystem $I'_{\lambda v}$ erzeugt unter anderem zunächst ein starkes Grundfeld der Ordnungszahl p und natürlich auch ein Rückwirkungsfeld von der Ordnungszahl λ_v . Das letztere wirkt auf den Läufer mit der Kreisfrequenz $s\nu\omega$ des erzeugenden Läuferoberstroms I''_{Rv} zurück. Das Grundfeld p hingegen erzeugt im Läufer die Kreisfrequenz

$$\omega_{\lambda v, p}'' = p \left[\frac{\omega_{\lambda v}'}{p} - \frac{\omega}{|p|} (1-s) \right] = \omega \left[1 + \frac{\lambda v - v - p}{|p|} (1-s) \right] \quad (9)$$

wobei wieder $\lambda v \neq v$, aber $|\lambda v| = |\mu|$ ist. Es ist dabei möglich, dass $p < 0$ ist. Daher bezeichnet man die Polpaarzahl der Maschine zweckmässig mit $|p|$. Dann entsteht im Läufer ein Strom I_{Rvp}'' , der bestrebt ist, das induzierende Feld der Polpaarzahl p bis auf einen der Gesamtstreuung des Läufers entsprechenden Wert auszublasen. Dieser Mechanismus wird durch die Spannungsgleichungen für die drei verschiedenen Kreisfrequenzen $s_v \omega$, $\omega_{\lambda v}'$ und $\omega_{\lambda v, p}''$ wiedergegeben. Sie lauten bei Vernachlässigung der Ohmschen Widerstände, wenn man bedenkt, dass sich für ein v u. U. auch mehrere Werte mit $|\lambda v| = |\mu|$ ergeben:

$$\sum_{|\lambda v|=|\mu|} M_{21, \lambda v} I_{\lambda v}' + [l'' \xi_v''^2 (1 + \sigma_{d'v}) + L_{\sigma g R v}''] I_{Rv}'' = - l'' \xi_v''^2 \xi_{Schr v} \frac{B_v' \delta_v''}{\mu_0 \sqrt{2} \xi_v''} e^{j\phi v'} \quad (10)$$

(Läufer, $s_v \omega$)

mit

$$B_v' = \frac{p}{v} \cdot \frac{\xi_v'}{\xi_p'} B_p \frac{I'}{I_m'} \quad (11)$$

wenn man der Einfachheit halber von den Nutungseinflüssen der Ständernutung absieht. Sonst hätte man eben $B_{r'v}$ anstelle von B_v' schreiben müssen.

$$M_{12, p} I_{Rvp}'' + L_{hp}' (1 + \sigma') I_{\lambda v}' + M_{12, \lambda v} I_{Rv}'' = 0 \quad (12)$$

(Ständer, $\omega_{\lambda v}'$)

wobei σ' die Gesamtstreuung des Ständers einschliesslich der doppeltverkettenen Streuung berücksichtigt und

$$[l'' \xi_p''^2 (1 + \sigma_{d'vp}) + L_{\sigma g R p}''] I_{Rvp}'' + M_{21, p} I_{\lambda v}' = 0 \quad (13)$$

(Läufer, $\omega_{\lambda v, p}''$)

wenn man sich der Einfachheit halber bei den Restfeldern der

$$I_{Rv}'' = - \frac{l'' \xi_v''^2 \xi_{Schr v}}{l'' \xi_v''^2 \left\{ 1 + \left[\sigma_{d'v}'' - \frac{1}{\sigma(1+\sigma')} \sum_{|\lambda v|=|\mu|} \left(\frac{p}{\lambda v} \right)^2 \left(\frac{v}{\lambda v} \right)^2 \left(\frac{\xi_{\lambda v}' \xi_{Schr \lambda v}}{\xi_p'} \right)^2 \right] \right\} + L_{\sigma g R v}''} \cdot \frac{B_v' \delta_v''}{\mu_0 \sqrt{2} \xi_v''} e^{j\phi v'} \quad (23)$$

Ständerwicklung auf das Grundfeld mit der Ordnungszahl p beschränkt.

Aus Gl. (13) folgt dann:

$$I_{Rvp}'' = - \frac{M_{21, p}}{l'' \xi_p''^2 (1 + \sigma_{d'vp}) + L_{\sigma g R p}''} I_{\lambda v}' \quad (14)$$

Aus Gl. (12) ergibt sich unter Berücksichtigung von Gl. (14)

$$I_{\lambda v}' = - \frac{M_{12, \lambda v}}{L_{hp}' (1 + \sigma') - \frac{M_{12, p} M_{21, p}}{l'' \xi_p''^2 (1 + \sigma_{d'vp}) + L_{\sigma g R p}''}} I_{Rv}'' = - \frac{M_{12, \lambda v}}{L_{hp}' (1 + \sigma') \sigma} I_{Rv}'' \quad (15)$$

wobei σ den Gesamtstreckkoeffizienten der Maschine für das Grundfeld $|p|$ bedeutet. Damit wird

$$I_{Rv}'' = - \frac{l'' \xi_v''^2 \xi_{Schr v}}{l'' \xi_v''^2 \left[1 + \sigma_{d'v}'' - \sum_{|\lambda v|=|\mu|} \frac{M_{12, \lambda v} M_{21, \lambda v}}{L_{hp}' (1 + \sigma') \sigma l'' \xi_v''^2} \right] + L_{\sigma g R v}''} \cdot \frac{B_v' \delta_v''}{\mu_0 \sqrt{2} \xi_v''} e^{j\phi v'} \quad (16)$$

und:

$$I_{Rvp}'' = \frac{M_{21, p} M_{12, \lambda v}}{(1 + \sigma') \sigma L_{hp}' [l'' \xi_p''^2 (1 + \sigma_{d'vp}) + L_{\sigma g R p}'']} I_{Rv}'' \quad (17)$$

Die darin vorkommenden Drehfeld-Gegeninduktions-Koeffizienten sind:

$$M_{12, p} = Z'' \frac{2\mu_0}{\pi} \cdot \frac{R l}{p^2 \delta_p''} \sin\left(v \frac{\pi}{Z''}\right) w' \xi_p' \xi_{Schr p} (-1)^{g''} \cdot \sin\left(\frac{p}{|p|} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \quad (18)$$

$$M_{21, p} = 3 \frac{2\mu_0}{\pi} \cdot \frac{R l}{p^2 \delta_p''} \sin\left(p \frac{\pi}{Z''}\right) w' \xi_p' \xi_{Schr p} \cdot \sin\left(\frac{p}{|p|} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \quad (19)$$

$$M_{12, \lambda v} = Z'' \frac{2\mu_0}{\pi} \cdot \frac{R l}{\lambda v^2 \delta_v''} \sin\left(v \frac{\pi}{Z''}\right) w' \xi_{\lambda v}' \xi_{Schr \lambda v} (-1)^{g''} \cdot \sin\left(\frac{\lambda v}{|p|} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \quad (20)$$

$$M_{21, \lambda v} = 3 \frac{2\mu_0}{\pi} \cdot \frac{R l}{\lambda v^2 \delta_v''} \sin\left(\lambda v \frac{\pi}{Z''}\right) w' \xi_{\lambda v}' \xi_{Schr \lambda v} \cdot \sin\left(\frac{\lambda v}{|p|} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \quad (21)$$

Der Drehfeld-Hauptinduktions-Koeffizient ist:

$$L_{hp}' = 3 \frac{2\mu_0}{\pi} \cdot \frac{R l}{p^2 \delta_p''} w'^2 \xi_p'^2 \quad (22)$$

Bei der Ermittlung der gegenseitigen Induktionskoeffizienten ist hinsichtlich der Vorzeichen einige Vorsicht am Platz!

Setzt man diese Werte in die Gln. (15), (16) und (17) ein, so ergeben sich die gesuchten Ströme zu

wobei $|\lambda v| = |\mu|$ eine Drehstromordnungszahl ist und als doppeltverkettenete Läuferstreuung für das v -te Oberfeld nunmehr

$$\sigma_{d'v}'' = \sigma_{d'v}'' - \frac{1}{\sigma(1+\sigma')} \sum_{|\lambda v|=|\mu|} \left(\frac{p}{\lambda v} \right)^2 \left(\frac{v}{\lambda v} \right)^2 \left(\frac{\xi_{\lambda v}' \xi_{Schr \lambda v}}{\xi_p'} \right)^2 > 0 \quad (24)$$

zu definieren ist. Die Ausrechnung zeigt, dass sich $\sigma_{d'v}''$ dadurch ganz erheblich vermindert, und zwar besonders stark im Fall $|\lambda v| = |p|$.

Die Effektivwerte der Ströme ergeben sich zu:

$$I_{\lambda v}' = \frac{1}{\sigma(1+\sigma')} \cdot \frac{Z''}{3} \left(\frac{p}{\lambda v} \right)^2 \frac{\sin\left(v \frac{\pi}{Z''}\right) \xi_{\lambda v}' \xi_{Schr \lambda v}}{w' \xi_p'^2} I_{Rv}'' \quad (25)$$

im Ständer aus Gl. (15) und

$$I''_{RvD} = \frac{\nu \cdot p \cdot \xi'_{\lambda v} \cdot \xi''_{\nu}}{\lambda_v \cdot \lambda_v \cdot \xi''_{\lambda v} \cdot \xi''_{\nu}} \cdot \xi_{Schr \lambda v} \xi_{Schr p} \cdot I''_{Rv} \quad (26)$$

im Läufer aus Gl. (14).

Damit kennt man dann auch die diesen Strömen ($|\lambda_v| = |\mu|$) entsprechenden Zusatzverluste

$$V_{Z'} = 3 \sum_{|\lambda_v|=|\mu|} R' I_{\lambda v}^2 \quad (27)$$

$$V_{Z''} = Z'' \sum_{\nu} R''_{Rv} I''_{Rv}^2 \quad (28)$$

und

$$V_{Z^{**}} = Z'' \sum_{|\lambda_v|=|\mu|} R''_{Rp} I''_{RvD}^2 \quad (29)$$

Die gesamten Zusatzverluste in den Wicklungen sind daher

$$V_{Zw} = V_{Z'} + V_{Z''} + V_{Z^{**}} \quad (30)$$

Die Nutzungseinflüsse werden im Läufer dadurch berücksichtigt, dass man anstelle von ξ''_{ν} den Taegen-Faktor ξ''_{ν^*} einsetzt [2] und im Ständer dadurch, dass man anstelle von B'_v den Wert B'_{rv} nach Nowack [4] einsetzt.

Die Läuferoberströme werden durch diese Ankerrückwirkung 2. Art beträchtlich grösser. Sie werden ja dann praktisch nur noch durch die ganz kleine geometrische Läuferstreuung begrenzt. Die Folge davon ist ein erhebliches Ansteigen der Zusatzverluste im Läuferkäfig, aber gleichzeitig auch in der Ständerwicklung.

Man erkennt das besonders deutlich, wenn man die Abhängigkeit der doppelverketteten Streuung nach Dreyfus von Z''/ν untersucht (Fig. 6). Für die im Zusammenhang mit den Zusatzverlusten interessierenden Oberfelder ist σ''_{dv} nach Dreyfus i. allg. sehr gross und nicht etwa nur in der Grössenordnung einiger Prozente wie beispielsweise beim Grundfeld.

Es lässt sich nun zeigen, dass der Fall $|\lambda_v| = |\mu|$ praktisch immer auftritt, $|\lambda_v| = |p|$ dagegen nur bei besonders kriti-

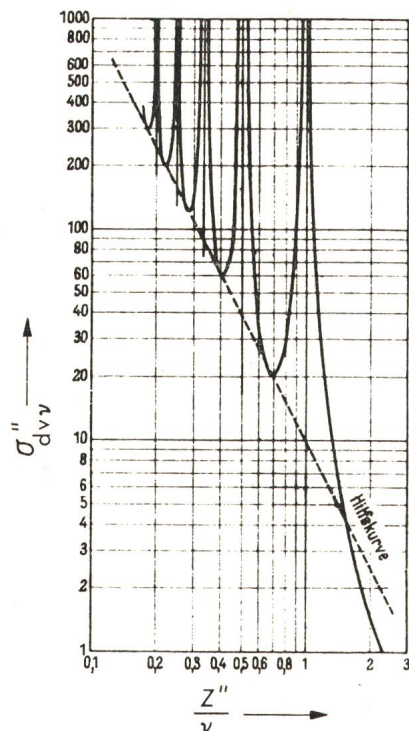


Fig. 6
Abhängigkeit der doppelverketteten Läuferstreuung (Käfigläufer) nach Dreyfus von der Stabzahl je Polpaar (Z''/ν)

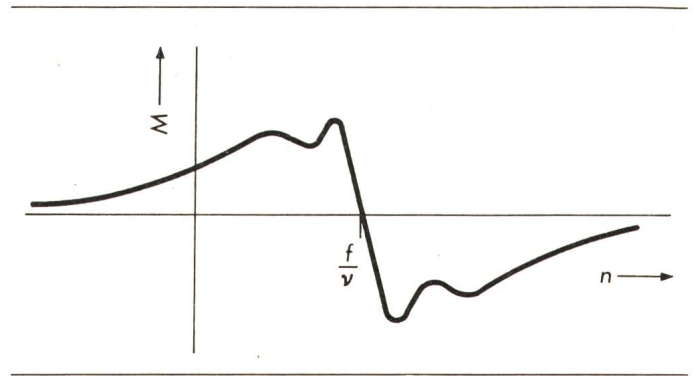


Fig. 7 Einfluss der Stromverdrängung im Läuferkäfig auf die asynchrone Drehmomentsättel

M	Drehmoment
f	Netzfrequenz
ν	Polpaarzahl (Drehstromordnungszahl)
n	mechanische Drehzahl

sehen Nutenzahlen, die man heute wegen der asynchronen Sättel stets vermeidet.

Die Ankerrückwirkung 2. Art ist so gravierend, dass selbst Induktionswellen mit sehr grossen Ordnungszahlen ν ganz beträchtlich vergrössert werden. Das führt nun zu den Zusatzverlusten in den Blechpaketen.

7. Zusatzverluste in den Blechpaketen

Darüber lässt sich von vornherein folgendes sagen:

a) Die Oberfelder des Ständers und des Läufers erzeugen wegen der hohen Frequenzen im wesentlichen nur Wirbelstromverluste, und diese Wirbelströme haben

b) keine nennenswerte magnetische Rückwirkung auf die sie erzeugenden Felder, doch muss man die Flussverdrängung in den Blechen beachten. Das geschieht durch einen Faktor

$$\xi_{\text{Feld}} = \frac{3}{\alpha} \cdot \frac{\text{sh } \alpha - \sin \alpha}{\text{ch } \alpha - \cos \alpha} \quad (31)$$

wobei

$$\alpha = d_B \sqrt{\pi \mu_0 \mu_{r \text{rev}} \omega |s_{\text{Feld}}| f} \quad (32)$$

die reduzierte Blechstärke bedeutet. Für die Oberfelder ist dabei mit der reversiblen Permeabilität $\mu_{r \text{rev}}$ zu rechnen.

c) Es ist üblich, zwischen den Pulsationsverlusten [8] und den Oberflächenverlusten [1] zu unterscheiden. In beiden Fällen muss man den Einfluss der Nutung berücksichtigen. Wichtig ist dabei dann wieder die Kenntnis der zu erwartenden Induktionsamplituden. Bei der Ermittlung der Pulsations- und Oberflächenverluste der Läuferrestfelder im Ständerblechpaket ist dabei die durch die Ankerrückwirkung 2. Art beeinflusste Amplitude der Läuferrestfelder

$$|B''_{\lambda v} = \pm \mu| = \frac{\mu_0}{\delta''_{\lambda v}} \cdot \frac{\nu}{\lambda_v} \cdot \left| \xi''_{\nu^*} \right| I''_{Rv} \cdot \sqrt{2} \quad (33)$$

zu beachten.

8. Zusammenfassung

Bezüglich der theoretischen Vorausbestimmung der Zusatzverluste muss man sich in erster Linie Gedanken bezüglich der Geometrie der Anordnung machen. Die heute bekannt gewordenen Berechnungsformeln müssten zutreffendere Werte liefern, wenn man die Ankerrückwirkung 2. Art und die Stirnverluste beachtet. Das Ganze läuft dann eigentlich nur noch auf eine etwas umständliche Programmierung der Verlustsummen hinaus. Liegt diese vor, dann wird es sich möglicherweise herausstellen, dass es bezüglich der Zusatzverluste gute und schlechte Nutenzahlen für eine bestimmte Polpaarzahl $|p|$

und Ständernutzanzahl pro Pol und Strang q' gibt. Es wird sich dabei dann gleichzeitig auch herausstellen, wie gross ihre Anteile in den Wicklungen und in den Blechpaketen sind. Wichtig scheint es ferner, den Einfluss der Sättigung auf die Zusatzverluste genauer zu erfassen, als es nur einer Vergrösserung des wirksamen Luftspaltes entspricht.

Bezüglich der Messung der Zusatzverluste ist zu sagen, dass es sehr wohl möglich ist, die Zusatzverluste messtechnisch zu erfassen. Leider ist dieses «kalorimetrische» Verfahren sehr aufwendig.

Auf einen Umstand ist noch hinzuweisen. Es ist nahezu mühelos möglich, die bekannte Tatsache theoretisch nachzuweisen, dass die Zusatzverluste mit der 1,5ten Potenz der Netzfrequenz ansteigen. Experimentell wurde das schon vor längerer Zeit von *Rogowski* und *Vieweg* nachgewiesen [9]. Die Ursache hierfür ist in der Stromverdrängung zu suchen. Dadurch erklärt sich gleichzeitig die merkwürdige Form der beobachteten asynchronen Drehmomentsättel (Fig. 7).

Literatur

- [1] *F. Taegen*: Zusatzverluste von Asynchronmaschinen. Acta Technica CSAV 13(1968)1, S. 1...31.
- [2] *F. Taegen*: Die Bedeutung der Läufernutzschlitze für die Theorie der Asynchronmaschine mit Käfigläufer. Arch. Elektrotechn. 48(1964)6, S. 373...386.
- [3] *H. W. Boller* und *H. Jordan*: Über die phasenrichtige Addition der nutharmonischen Wicklungsoberfelder und der Nutzungsoberfelder bei phasenreinen Mehrphasenwicklungen. ETZ-A 84(1963)7, S. 235...238.
- [4] *S. Nowack*: Beitrag zur Theorie des Asynchronmotors mit Schleifringläufer im Hinblick auf die Berechnung des magnetischen Lärms. Dissertation der Technischen Universität Hannover, 1968.
- [5] *A. Odock*: Zusatzverluste und Zusatzmomente in Kurzschlussankermotoren mit unisolierten Stäben. Dissertation Nr. 2437 der ETH Zürich, 1955.
- [6] *W. Nürnberg*: Die Asynchronmaschine. Ihre Theorie und Berechnung unter besonderer Berücksichtigung der Keilstab- und Doppelkäfigläufer. 2. Auflage. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1963.
- [7] *K. Oberrettl*: 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. Jordan* und *F. Taegen*: Zur Berechnung der Zahn pulsationsverluste von Asynchronmaschinen. ETZ-A 86(1965)25, S. 805...809.
- [9] *W. Rogowski* und *V. Vieweg*: Zusätzliche Verluste in kleinen Drehstrommotoren. Arch. Elektrotechn. 14(1925)6, S. 574...594.

Adresse der Autoren:

Prof. Dr.-Ing. *H. Jordan* und Dipl.-Ing. *W. Raube*, Institut für Elektrische Maschinen der TU Hannover, Welfengarten 1, D-3 Hannover.