Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

Band: 74 (1983)

Heft: 3

Artikel: Beitrag zur Berechnung der Zusatzverluste in Hochstabläufern von umrichtergespeisten Asynchronmotoren

Autor: Keve, T.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-904761

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: 12.12.2025

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

Beitrag zur Berechnung der Zusatzverluste in Hochstabläufern von umrichtergespeisten Asynchronmotoren

Th. Keve

Im Läuferkäfig von umrichtergespeisten Asynchronmotoren treten zusätzliche Verluste infolge von Oberschwingungsströmen auf. Für die Bestimmung dieser Verluste bei Umrichtern mit Gleichstromzwischenkreis werden für Asynchronmotoren mit Hochstab und mit Tropfennut, wie sie insbesondere bei Normmotoren zur Anwendung kommen, Berechnungsformeln angegeben. Ihre Gültigkeit wird auf Grund von Messergebnissen diskutiert.

Dans la cage du rotor d'un moteur asynchrone alimenté par convertisseur, des pertes supplémentaires se produisent, dues aux courants harmoniques. Pour la détermination de ces pertes dans le cas d'un convertisseur avec circuit intermédiaire à courant continu, des formules de calcul sont indiquées, valables pour des moteurs asynchrones à barre haute et à encoche en forme de goutte, comme cela est notamment le cas pour des moteurs normaux. La validité de ces formules est comparée à des résultats de mesures.

1. Einleitung

Ein Umrichter mit Gleichstromzwischenkreis erzeugt in einer Dreiphasenmaschine Stromblöcke mit 120° Länge im Abstand von jeweils 60° (Fig. 1) [1]. Der Strom enthält neben der Grundschwingung Oberschwingungen der Ordnungszahlen ν:

$$\nu = 6g + 1, \text{ mit } g = \pm 1, \pm 2, \ldots \quad (1)$$

Die Amplituden betragen für die Grundschwingung

$$\hat{J}_1 = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \cdot J_z = 1{,}1\, J_z \quad (2a)$$

und für die Oberschwingungen $\nu > 1$

$$\hat{J}_\nu = \frac{1}{\nu} \hat{J}_1 \quad (2b)$$

mit J_z = Gleichstrom im Zwischenkreis.

Gleichung 2b gilt bei Vernachlässigung der Kommutierungszeit. Durch die endliche Kommutierung werden die Stromflanken abgeflacht (Trapezform, Fig. 2), so dass die Oberschwingungen kleiner werden. Dies gilt besonders für die höheren Stromharmonischen über $\nu = -23; +25$.

Die Ständeroberfelder nach Gleichung 1 erzeugen Läuferoberschwingungen der Ordnungszahl μ. Ihre Amplitude ist proportional dem Ständeroberschwingungsstrom $\hat{J}_\nu$, ihre Frequenz $f_{2\mu}$ ergibt sich - da man den Nennschlupf der Maschine mit guter Näherung zu null annehmen kann - zu:

$$f_{2\mu} = (\nu - 1) f_1 = \mu f_1;$$
$$\text{mit } \mu = \nu - 1 = 6g \quad (3)$$

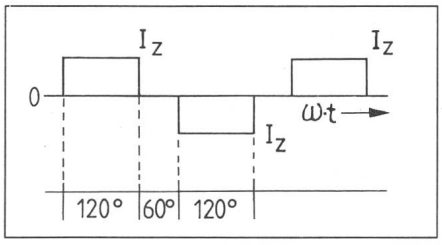

Fig. 1 Ideale Stromform

Läuferoberschwingungsströme gleicher Frequenz kommen entsprechend g paarweise vor.

Die Läuferoberschwingungsströme erzeugen Zusatzverluste. Diese Zusatzverluste sind seit langem Gegenstand von Untersuchungen [2]. Ihre Ermittlung kann mit bekannten Formeln erfolgen, wenn man eine Analyse über die Stromform hat, oder wenn man mit entsprechend umfangreichen Rechenverfahren den Stromverlauf während der Kommutierung berechnet [3].

Hier soll ein Rechenverfahren, das auf bekannten Rechenmethoden aufbaut, zur Berechnung der Zusatzverluste in Hochstabläufern dargelegt werden, das auch aufzeigt, in welchem Bereich diese Verluste, je nach Abflachung der Stromflanken, durch die Kommutierung etwa schwanken können.

2. Berechnung der Zusatzverluste

Abgesehen von grossen Asynchronmotoren mit entsprechend grossen Kurzschlussringen kann man ausserhalb des Läufereisens, insbesondere im Kurzschlussring, die Wirkung der Stromverdrängung auf die Zusatzverluste vernachlässigen. Für den stromverdrängungsfreien Teil gilt die Formel

$$P^{R}_{Cu2\nu} = 3\, R_{2R} \sum J^2_\mu \quad (4)$$

$$P^{R}_{Cu2\nu} = 3\, R'_{2R} \cdot J_1^2 \cdot \left(\frac{1 - g_i^2}{g_i^2}\right).$$

R_{2R} ist der sekundäre Phasenwiderstand des Ringes. Für eine rechteckförmige Stromkurve mit dem Grund-

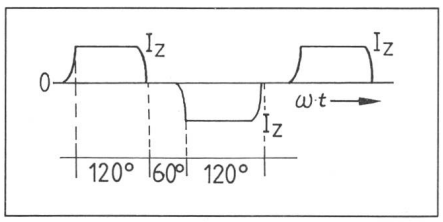

Fig. 2 Stromform bei endlicher Kommutierungszeit

Adresse des Autors

Prof. Dr.-Ing. *Thomas Keve*, Fachhochschule Köln - Institut für Elektrische Maschinen, 5000 Köln 21.

schwingungsgehalt $g_i = 3/\pi$ gilt nach [4]

Um für die von der Rechteckform abweichenden Stromformen formal ähnliche Gleichungen zu erhalten, wird ein Faktor σ eingeführt:

$$P^{R}_{Cu2\nu} = 3\, R'_{2R} \cdot J_1^2 \cdot \sigma \qquad (5)$$

Im Falle der Rechteckform ist

$$\sigma_z = \frac{1-g_i^2}{g_i^2} = 0{,}0966 \qquad (6)$$

Bei den von der Rechteckform abweichenden Stromformen ist σ_z kleiner.

Im *Hochstab* werden diese Verluste durch Stromverdrängung noch erhöht:

$$P^{s}_{Cu2\nu} = 3\, R_{2s} \cdot \sum J_\mu^2 K_{r\mu} \qquad (7)$$

R_{2s} ist der sekundäre Phasenwiderstand des Stabes. $K_{r\mu}$ enthält die Widerstandserhöhung durch Stromverdrängung. Für sie gilt mit guter Näherung ($K_{r\mu} \geqq 1{,}5$; Fig. 3):

$$K_{r\mu} = h_{N2} \cdot \sqrt{\frac{\mu \cdot f_1}{50} \cdot \frac{1}{50 \cdot \varrho_2}}$$

$$= h_{N2} \sqrt{\frac{6 \cdot f_1}{50^2 \cdot \varrho_2}} \cdot \sqrt{g} = K_{r6} \cdot \sqrt{g} \qquad (8a)$$

$$K_{r6} = h_{N2} \sqrt{\frac{6 \cdot f_1}{50^2 \cdot \varrho_2}} \qquad (8b)$$

h_{N2} = Nuthöhe in cm
ϱ_2 = spezifischer Widerstand des Läuferstabes in $\Omega\,mm^2/m$
f_1 in Hz.

Mit einer vorläufigen Annahme des auf den Ständer umgerechneten Läuferstromes zu

$$J'_\mu = \frac{1}{\mu} \cdot J_1 = \frac{1}{6g} \cdot J_1 \qquad (9)$$

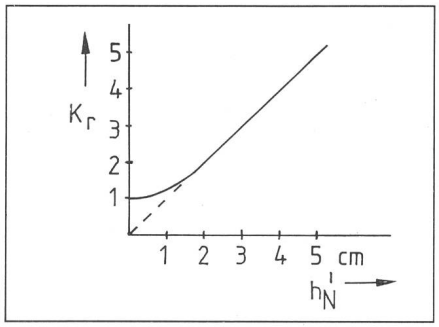

Fig. 3 Widerstandserhöhung durch Stromverdrängung beim Hochstab
Korrekturfaktor $K_{r\mu}$ in Abhängigkeit der Nutzhöhe h'_N

wird aus Gl. 7 mit Gl. 8

$$P^{s}_{Cu2\nu} = 3\, R'_{2s}\, J_1^2\, K_{r6}\, \sigma_y \qquad (10)$$

mit

$$\sigma_y = \frac{1}{18} \sum_{g=1}^{\infty} 1/g^{1,5} \qquad (11)$$

Nach Gl. 10 kann man die Zusatzverluste im Hochstab mit dem Stromverdrängungsfaktor für die 6. Harmonische K_{r6} bestimmen, indem man mit einem Faktor σ_y multipliziert. Dieser Faktor σ_y kann formal mit dem Faktor σ_z des stromverdrängungsfreien Stabes bzw. Ringes nach Gl. 6 verglichen werden. Bedingt durch den Stromverdrängungseffekt wird er grösser als jener. Man könnte vermuten, dass die theoretisch möglichen unendlich vielen Harmonischen einer Rechteckkurve durch den Stromverdrängungseffekt die Summe in Gl. 11 gegen unendlich ansteigen lassen, was bedeuten würde, dass die Wicklung verbrennt. Da dies offensichtlich nicht der Fall ist, muss diese Summe einen endlichen Wert haben. Um dies in einer mathematisch geschlossenen Form aufzuzeigen, wurde die vorläufige Annahme der Gl. 9 getroffen.

Eine Reihe

$$\sum_{x=1}^{\infty} 1/x^\alpha$$

hat einen Grenzwert, da sie konvergiert, wenn $\alpha > 1$ ist. In Figur 4 ist TF die Fläche unter der Treppenkurve (schraffiert). Sie ist kleiner als die Fläche IF unter der Kurve $1/x^\alpha$ einschliesslich der Fläche 1, also $TF < (IF + 1)$. Es gilt

$$IF = \int_1^{\infty} \frac{dx}{x^\alpha} = \frac{1}{\alpha-1} < \infty \text{ bei } \alpha > 1.$$

Für $\alpha = 1{,}5$ wird $IF = 2$. Es konvergiert also auch $(IF + 1)$. Für $\alpha = 1{,}5$ ist $IF + 1 = 3$ und $TF < 3$.

Der Grenzwert zu

$$TF_K = \sum_{x=1}^{k} 1/x^{1,5}$$

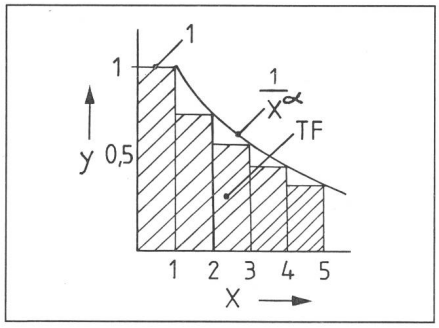

Fig. 4 Zur Berechnung von σ_y

wird numerisch bestimmt. Für verschiedene Endwerte k = 100, 3000, 23 000 ergeben sich folgende Summen: TF_K = 2,41287, 2,57586 und 2,6079. Man kann etwa annehmen, dass

$$\lim_{k\to\infty} TF_K = TF = 2{,}61 < 3$$

wird, und damit errechnet sich σ_y nach Gl. 11 zu

$$\sigma_y = 2{,}61/18 = 0{,}145 \qquad (12)$$

Die Annahme unter Gl. 9 trifft jedoch nur näherungsweise zu, da die Amplituden der beiden Stromoberschwingungen gleicher Frequenz μ unterschiedlich gross sind. Deshalb soll Gl. 10 wie folgt umgeschrieben werden:

$$P^{s}_{Cu2\nu} = 3\, R'_{2s} \cdot J_1^2 \cdot K_{r6} \cdot \sigma_x \qquad (13)$$

mit

$$\sigma_x = \sum_{g=1}^{\infty} \left[\frac{1}{(\mu-1)^2} + \frac{1}{(\mu+1)^2}\right] \cdot \sqrt{g},$$

also

$$\sigma_x = \left\{\left(\frac{1}{5^2} + \frac{1}{7^2}\right)\sqrt{1} + \left(\frac{1}{11^2} + \frac{1}{13^2}\right)\sqrt{2} + \left(\frac{1}{17^2} + \frac{1}{19^2}\right)\sqrt{3} + \ldots\right\} \qquad (14)$$

Eine Addition bis zu $g = 15$ entsprechend $\nu = -89; 91$ ergibt

$$\sigma_x = 0{,}12 \qquad (15)$$

Es ist kleiner als $\sigma_y = 0{,}145$ nach Gl. 12. Bildet man die Summe nur bis zu $g = 3$, $\nu = -17; 19$, so errechnet

$$\sigma_x = 0{,}091 \qquad (16)$$

Bildet man die in Gl. 14 aufgezeichnete Summation für den stromverdrängungsfreien Teil, so ergeben sich σ_z Werte, die kleiner sind als nach Gl. 6 angegeben, nämlich

$$\sigma_z = 0{,}093 \text{ (bei Summation bis } g = 15)$$
$$\sigma_z = 0{,}081 \text{ (bei Summation bis } g = 3) \qquad (17)$$

Man kann erkennen, dass die Bestimmung der Zusatzverluste durch Oberschwingungsströme mit gewissen Unsicherheiten verbunden ist, da die Summation um so weiter getrieben werden muss, je mehr sich die Stromkurve dem Rechteck nähert. Bei kleinen Speisefrequenzen f_1 um etwa 10 Hz, hat die Stromkurve fast den idealen Verlauf eines 120°-Blockes, so dass hier die Näherung nach Gl. 15 berechtigt erscheint. Da bei kleinen Frequenzen die Kühlung im Fall von Eigenbe-

lüftung schlechter ist als bei grossen, wird die Überprüfung der Erwärmung hier besonders wichtig.

Es sei vermerkt, dass die Formel nach Gl. 13 nur ihre Gültigkeit hat, wenn $K_{r6} \geqq 1{,}5$ ist. Bei einem normalen Hochstab aus Aluminium-Druckguss in betriebswarmem Zustand ($\Delta\vartheta_2$ = etwa 120 K, $\varrho_2 = 0{,}05$) und bei 10-Hz-Betrieb müsste dann die Stabhöhe nach Gl. 8b mindestens 2,2 cm betragen.

3. Die Verhältnisse bei Normmotoren

Im *Normmotorenbereich* werden die Läufer aus Aluminium-Druckguss gefertigt. Die Hochstabläufer haben dann jedoch eine Nutform gemäss Figur 5a, nämlich eine zum Luftspalt hin erweiterte Tropfennut, die an den beiden Enden mehr oder weniger stark abgerundet ist. Diese Form soll für die weiteren Betrachtungen vereinfachend durch die Trapezform nach Figur 5b ersetzt werden. Die bei starker Rundung in dem oberen Teil der Nut auftretenden grösseren Zusatzverluste durch die Stromverdrängung werden hier grösstenteils durch Einsetzen der wirklichen Nuthöhe erfasst. Da die Stabbreite über der Nuthöhe nicht konstant ist, tritt bei Stromverdrängung ein zusätzlicher Effekt auf. Nach [5] kann man einen neuen Faktor $K^*_{r\mu}$ für die Widerstandserhöhung wie folgt definieren:

$$K^*_{r\mu} = K_{r\mu} \cdot \frac{b_m}{b_{0,5}}$$

$b_m = (b_1 + b_0)/2$ = mittlere Nutzbreite

$b_{0,5}$ = Nutbreite in der halben Höhe der reduzierten Leiterhöhe h_r, gerechnet vom Luftspalt.

Bezeichnet man die Nutverbreiterung zum Luftspalt hin mit

$$\Delta = b_1/b_0 \qquad (18)$$

so erhält man nach einigen Umformungen:

$$\frac{b_m}{b_{0,5}} = \frac{1/2 \cdot (1 + 1/\Delta)}{1-(1-1/\Delta) \cdot 1/2 K_{r\mu}} \qquad (19)$$

Man erkennt, dass dieser Korrekturfaktor von $K_{r\mu}$ abhängig ist. Mit zu-

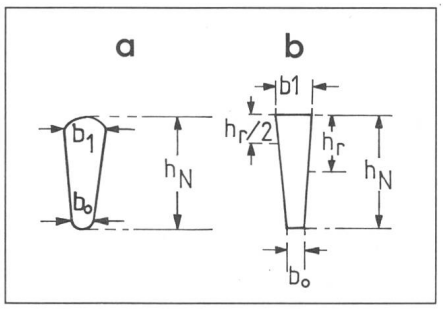

Fig. 5 Nutformen bei Aluminium-Hochstab
a Ausführung
b Ersatz-Trapeznut

nehmendem g wird $K_{r\mu}$ grösser. Für $g = \infty$ wird $K_{r\mu} = \infty$ und

$$b_m/b_{0,5} = 1/2\,(1 + 1/\Delta) \qquad (20)$$

Bei der angenommenen Nutform ergibt sich mit diesem Wert der kleinste mögliche Stromverdrängungsfaktor $K^*_{r\mu}$.

Tabelle I enthält eine Zusammenstellung der Korrekturwerte $b_m/b_{0,5}$ in Abhängigkeit von g bei verschiedenen angenommenen Nutverbreiterungen Δ und Stromverdrängungsfaktoren K_{r6}. Es wurden die Werte zu $g = 1{,}3$ und ∞ berechnet. Für eine genaue Rechnung müsste man zu jedem g einen besonderen Wert $b_m/b_{0,5}$ errechnen und nach Gl. 14 entsprechende Summen bilden. Mit Rücksicht auf die dargelegten Unsicherheiten und mit Rücksicht auf die verhältnismässig geringe Variation dieses Korrekturfaktors erscheint eine solche Rechnung wenig sinnvoll zu sein. Mit Korrekturwerten zu $g = 3$ dürfte eine genügend genaue Näherung erreicht werden. Zu diesem Wert lautet Gl. 19:

$$\left(\frac{b_m}{b_{0,5}}\right)_{g=3} = \frac{1/2\,(1+1/\Delta)}{1-(1-1/\Delta)\dfrac{1}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot K_{r6}}} \qquad (21)$$

und damit ein neuer Wert von

$$\sigma^*_x = \sigma_x \left(\frac{b_m}{b_{0,5}}\right)_{g=3} \qquad (22)$$

mit σ_x nach Gl. 15 oder Gl. 16.

4. Messergebnisse

An einem Asynchron-Normmotor mit Schleifringläufer (18,5 kW; 380 VΔ, 40,5 A; cos $\varphi = 0{,}8$, 950 min^{-1}; $2p = 6$; Läufer: 250 V⅄, 47 A) wurden einige der theoretischen Annahmen experimentell nachgeprüft. Ein Schleifringläufer wurde gewählt, um die Läuferströme messen zu können. Tabelle II enthält die Messwerte bei 50, 25 und 10 Hz und die daraus abgeleiteten Werte. Die obere Hälfte der Tabelle enthält die Frequenzanalyse des Ständerstromes J_1 und die untere Hälfte die des Läuferstromes J_2 bei verschiedenen Drehmomenten. Man erkennt, dass die Stromkurve bei 10 Hz weitgehend rechteckförmig sein muss, da Ständerstromharmonische bis $\nu = 37$ und Läuferharmonische bis $\mu = 54$ gemessen werden konnten. Bei 25 Hz war die Grenze der Messbarkeit bei $\nu = 29$, $\mu = 36$ und bei 50 Hz bei $\nu = 25$ und $\mu = 30$ erreicht. Entsprechend liegt hier eine zunehmende Verformung durch Kommutierung in Richtung der Trapezkurve vor. Die Amplituden der einzelnen Harmonischen des Ständerstromes $\hat{J}_\nu/\hat{J}_1$ weichen ab von den theoretischen Werten $1/\nu$.

Für die Läuferstromverluste muss der Ausdruck für σ_x nach Gl. 14 modifiziert werden (weglassen von $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$ usw.), da keine (nennenswerte) Stromverdrängung vorhanden ist. Setzt man anstelle der rechnerischen Summe die gemessene Summe $\Sigma\,(J_\nu/J_1)^2$ des Ständerstromes, so erhält man unterschiedliche Werte je nach Frequenz, bei 50 Hz z.B. den Wert 0,0748 und bei 10 Hz 0,0945, statt dem theoretischen Wert 0,0966 nach Gl. 6.

Multipliziert man die Glieder der gemessenen Summe mit den Faktoren $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ usw. gemäss Gl. 14, so ergeben sich σ^+_x-Werte, die mit den theoretisch errechneten Werten gut übereinstimmen. Zu 10 Hz wird $\sigma^+_x = 0{,}12$ gemessen, wie nach Gl. 15 errechnet, und bei 50 Hz 0,081, während nach Gl. 16 0,091 errechnet war. Die Abflachung der Flanken des Ständerstromes durch die Kommutierung ist damit nachgewiesen.

Aus der Analyse des Läuferstromes geht hervor, dass er stark oberschwingungshaltig ist. Dies ist verständlich, da die Oberschwingungen des Ständerstromes, unabhängig von seiner Wirkstromkomponente, durch den

Tabelle I

K_{r6}	$\Delta = 1{,}5$			$\Delta = 2$			$\Delta = 3$		
	$g = 1$	$g = 3$	$g = \infty$	$g = 1$	$g = 3$	$g = \infty$	$g = 1$	$g = 3$	$g = \infty$
1,5	0,939	0,891	0,833	0,90	0,829	0,75	0,857	0,765	0,667
2,0	0,91	0,876	0,833	0,857	0,808	0,75	0,80	0,738	0,667
3,0	0,88	0,861	0,833	0,818	0,788	0,75	0,75	0,713	0,667

Tabelle II

	ν	$\frac{1}{\nu}$	50 Hz J_ν A	50 Hz $\frac{J_\nu}{J_1}$	25 Hz J_ν A	25 Hz $\frac{J_\nu}{J_1}$	10 Hz J_ν A	10 Hz $\frac{J_\nu}{J_1}$
M Nm			147,5		148,2		114,5	
J_1	1	1	36,4	1	34,7	1	29,15	1
	5	0,2	7	0,19	6,7	0,193	5,2	0,178
	7	0,14	6	0,16	5,4	0,158	4,7	0,161
	11	0,091	3,4	0,093	3,1	0,089	2,7	0,093
	13	0,073	2	0,053	3,1	0,089	2,6	0,089
	17	0,059	1	0,027	2,2	0,063	1,8	0,062
	19	0,053	0,95	0,026	2,0	0,058	1,8	0,062
	23	0,043	0,43	0,012	1,6	0,046	1,5	0,051
	25	0,04	0,37	0,01	1,4	0,04	1,5	0,051
	29	0,034	-	-	1,0	0,029	1,4	0,048
	31	0,032			-	-	1,35	0,046
	35	0,029					1,15	0,039
	37	0,027					1,15	0,039
	eff.		37,8		36,2		30,5	
$\Sigma (J_\nu/J_1)^2$				0,0748		0,0893		0,0945
σ_x				0,0808		0,107		0,122
ΣJ_ν^2			102,8		107,6		80,6	
	μ	$\sum_{xy} \frac{1}{\nu} = \frac{1}{\mu-1} + \frac{1}{\mu+1}$						
J_2	1	1	37,95	1	39,66	1	31,16	1
	6	0,343	11,5	0,303	11,5	0,29	8,25	0,265
	12	0,168	4,25	0,118	6	0,15	4,75	0,152
	18	0,111	3	0,083	3,75	0,095	3,125	0,1
	24	0,083	0,6	0,017	2,4	0,06	2,5	0,08
	30	0,067	0,425	0,012	1,5	0,037	2,15	0,069
	36	0,055	-	-	0,9	0,023	1,65	0,053
	42	0,048			-	-	1,4	0,045
	48	0,042					1,15	0,037
	54	0,037					1	0,032
	eff.		40		42		33	
$\Sigma (J_\mu/J_1)^2$				0,113		0,12		0,122
ΣJ_μ^2			159,8		191,1		118,3	
$(\Sigma J_\nu^2)''$			189		198		148,6	

Läufer abgedämpft werden. Für die Verluste durch die Läufer-Oberschwingungsströme ist der Ausdruck

$$\sum_{\mu>1} J_\mu^2$$

massgebend. Um einen Vergleich mit dem aus den Oberschwingungen des Ständerstromes errechneten Wert zu erhalten, wird

$$\sum_{\nu>1} J_\nu^2$$

auf den Läufer umgerechnet

$$\left(\sum_{\nu>1} J_\nu^2\right)''.$$

Ein Vergleich von $\sum_{\mu>1} J_\mu^2$

mit diesen Werten zeigt, dass hier im Läufer weniger Verluste entstehen, als nach den Ständeroberschwingungsströmen angenommen wird. Bei 25 Hz z.B. wurde 191,1 A^2 im Läufer gemessen, während 198 A^2 der umgerechnete Wert des im Ständer gemessenen Wertes ist.

Diese Erscheinung ist bei Schleifringläufern bekannt. Bei Käfigläufern werden die Oberschwingungsströme des Ständers vom Läufer fast gänzlich abgedämpft, da der Käfig für jede Ständerharmonische nahezu eine optimale Masche bildet. Man kann somit bei Hochstabläufern in guter Näherung mit den theoretisch errechneten Werten für σ_x nach Gl. 15 und Gl. 16 rechnen. Im stromverdrängungsfreien Teil ergeben sich die Werte analog für σ_z nach Gl. 17a und 17b.

Literatur

[1] *T. Keve:* Die Spannungsbeanspruchung von Asynchron-Normmotoren an Frequenzumrichtern mit eingeprägtem Zwischenkreisstrom. Bull. SEV/VSE 73(1982)1, S. 14...22.

[2] *S. von Zweybergk* und *E. Sokolov:* Verlustermittlung im stromrichtergespeisten Asynchronmotor. ETZ-A 90(1969)23, S. 612...616.

[3] *H. Kleinrath:* Stromrichtergespeiste Drehfeldmaschinen. Wien/New York, Springer-Verlag, 1980.

[4] *W. Lienau:* Untersuchung eines stromeinprägenden Wechselrichters, der zur Speisung einer frequenzgesteuerten Asynchronmaschine in einem Bahnbetrieb geeignet ist. Dissertation der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1979.

[5] *W. Nürnberg:* Die Asynchronmaschine. Ihre Theorie und Berechnung unter besonderer Berücksichtigung der Keilstab- und Doppelkäfigläufer. 2. Auflage. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1963.