

## Über die Geräuschbildung bei elektrischen Maschinen.

Von

Hubert Fritze, Breslau.

### A. Einleitung.

Es ist eine allgemein bekannte Erscheinung, daß Wechsel- und Drehfeldmaschinen mitunter brummen, und daß Asynchronmotoren mit Käfigläufern bei gewissen Zähnezahlnverhältnissen heulen oder brüllen. Auch bei Gleichstrommaschinen sind manchmal ähnliche auffällig starke Geräuschbildungen beobachtet worden. Vielfach sind mit solchen akustischen Erscheinungen Erzitterungen der Maschine verbunden. Man hat dann entsprechend den Erfahrungen der Praxis diese für den Betrieb höchst nachteiligen Nebenerscheinungen in Fällen der ersten Art richtigerweise durch Vermeidung von unsymmetrischen Wicklungen zu verhüten gewußt, bei den Asynchronmotoren die geräuschbildenden Zähnezahlnverhältnisse vermieden und bei Gleichstrommaschinen durch praktisch erprobte Formgebung der Pole eine Besserung zu erzielen versucht. In vorliegendem Aufsätze werden die Ursachen insbesondere für die bisher unaufgeklärten auffällig starken Geräuschbildungen angegeben, und es wird gezeigt, wie man ihnen beim Entwurfe der Maschine begegnen kann. Dieser Aufsatz stellt eine Erweiterung der Arbeit des Verf. „Über die Verzerrung der Feld-, Spannungs- und Stromkurve des Dreiphasen-Induktionsmotors“<sup>1)</sup> dar.

### B. Theoretische Grundlagen.

**I. Asynchronmaschinen**<sup>1)</sup>. Bei einer symmetrischen Wicklung verläuft die MMK- und Feldkurve stets unter allen Polkurven in demselben Sinne periodisch, und sie erzeugt bekanntlich neben dem Grundfelde noch Oberfelder ungerader Ordnung

$$\nu = (\pm)(2m \times \pm 1) \quad (1)$$

( $m$  = Phasenzahl,  $x$  = ganze positive Zahl, vordere Vorzeichen  $\equiv$  Drehsinn; die Drehrichtung der Grundwelle sei positiv und im Drehsinne des Uhrzeigers). Bei einer unsymmetrischen Wicklung verläuft stets die MMK- und Feldkurve nicht unter allen Grundpolen in demselben Sinne periodisch, und es entstehen, wenn sich die Aperiodizität auf  $a \cdot 2p$  ( $a$  = bel. ganze Zahl,  $p$  = Grundpolpaare) erstreckt, bezogen auf diese die Oberfelder

$$\nu' = (\pm)(2m'x \pm 1) \quad (2)$$

und

$$\nu' = (\pm)(2m'x \mp 2) \quad (3)$$

( $m'$  = Phasenzahl einer zusätzlichen Wicklung, durch deren Fortnehmen oder Hinzufügen die unsymmetrische Wicklung symmetrisch wird, jedoch bezogen auf  $a \cdot 2p$ ). Für  $a = p$  erhalten wir bezogen auf  $2\tau_1$  ( $\tau_1$  = Grundpolteilung) die Ordnungen  $\nu = \nu'/p$ . Da hier  $\nu'$  jede ganze Zahl sein kann, so werden neben Oberfeldern ungerader Ordnung noch solche gerader und unter Umständen gebrochener Ordnung erzeugt. Bei einem Käfigläufer mit  $Z_2$  Nuten oder Stäben ist die Phasenzahl

<sup>1)</sup> Dissertation eingereicht bei der T. H. Berlin im Jahre 1918 mit Versuchen aus dem Jahre 1910.

gleich der Stabzahl auf eine Halbwelle des betrachteten Feldes, und die Felder des Ständergrundfeldes haben die Ordnungen

$$\nu_2 = (\pm) \left( \frac{Z_2}{p} x \pm 1 \right) \quad (4)$$

und die eines Ständeroberfeldes  $\nu_1$  die Ordnungen (bezogen auf  $\nu_1$ )

$$\nu_2 = (\pm) \left( \frac{Z_2}{\nu_1 \cdot p} x \pm 1 \right). \quad (5)$$

Die Drehrichtung dieser Felder ist derart, daß das Grundfeld ( $x = 0$ ) im Sinne des erzeugenden  $\nu_1$  umläuft und zu diesem stillsteht.

Wir stellen das Zahnfeld eines genuteten Eisenkörpers (des Ständers oder Läufers) mit  $Z$  gleich weit voneinander entfernten Zähnen als Wechselfeld dar, dessen Amplitude der jeweiligen örtlichen Sättigung des betrachteten wirksamen (sinusförmigen) Feldes proportional ist, zerlegen es in das räumlich sinusförmige Zahngrundfeld und überlagerte sinusförmige Zahnoberfelder, und nehmen dabei an, daß die Amplituden aller Harmonischen mit der örtlichen Sättigung proportional anwachsen. Für das Grundfeld (von der Grundpolteilung  $\tau_1$ ) ist die Ordnung des Zahn(haupt)grundfeldes  $\nu_{z_1} = Z/p$  und für die der Zahnoberfelder gleich

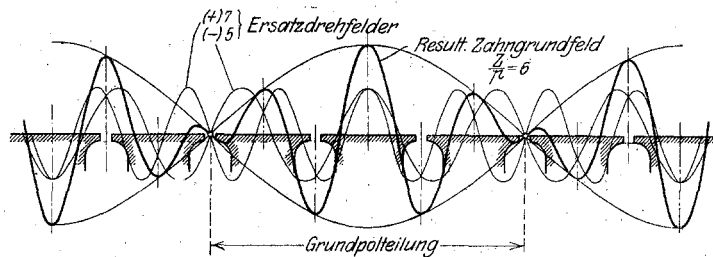


Bild 1.

$\nu = \frac{Z}{p} \cdot z_\nu$ , wo  $z_\nu$  hauptsächlich die Werte 2 und 3 hat. Die resultierenden Zahnfelder jeder Ordnung haben die Gestalt von Interferenzwellen. Das Zahn(haupt)grundfeld des Grundfeldes läßt sich in 2 gegenläufige, kreisförmige, sinusförmige Drehfelder

$$\nu_{z_1} = (-) \left( \frac{Z}{p} - 1 \right) \quad (6)$$

und

$$\nu_{z_1} = (+) \left( \frac{Z}{p} + 1 \right) \quad (7)$$

zerlegen, deren Amplituden einander gleich und gleich der Hälfte von der des Zahnwechselfeldes sind; vgl. Bild 1 für  $\frac{Z}{p} = 6$  (z. B. 3-Phasen-1-Lochwicklung).

Für das Zahnoberfeld,  $\nu_{z_\nu}$ , des Grundfeldes gilt

$$\nu_{z_\nu} = (-) \left( \frac{Z}{p} z_\nu - 1 \right), \quad (8)$$

$$\nu_{z_\nu} = (+) \left( \frac{Z}{p} z_\nu + 1 \right) \quad (9)$$

und für die Zahnfelder, z. B. des Läufers eines Oberfeldes  $\nu_1$  des Ständers

$$\nu_{z_\nu} = (-) \left( \frac{Z_2}{p} z_\nu + \nu_1 \right) \quad (10)$$

und

$$v_{z_v} = (+) \left( \frac{Z_2}{p} z_v + v_1 \right). \quad (II)$$

Die oberen Vorzeichen gelten dabei für rechtsläufige, die unteren für linksläufige  $v_1$ .

Sämtliche Zahnfelder eines Teiles der Maschine haben die relative Frequenz des Stromes, von welchem sie erzeugt werden; ihre Ersatzdrehfelder sind daher von der Art der Wicklungsoberfelder eines Grundstromes. Wir können jetzt beim Zahnfeld genau so wie bei den Wicklungsoberfeldern desselben Teiles der Maschine rechnen.

Der Wicklungsfaktor eines Wicklungsoberfeldes des Grundstromes von der Ordnung der Zahngrund- und Oberdrehfelder ist stets gleich dem des Grundfeldes der betr. Wicklung. Diese Wicklungsoberfelder sind daher stärker als alle anderen. Ähnliches gilt für einen beliebigen Oberstrom.

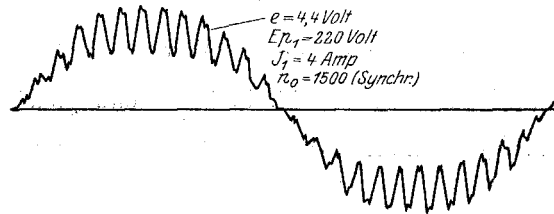


Bild 2.

Die MMK-Kurve eines Käfigs für ein beliebiges Ständerfeld ist derart zusammengesetzt, daß die Amplitude einer ihrer Harmonischen  $v_2$  gleich dem  $v_2$ ten Teile von der betr. Grundwelle ist.

Beispiel für die Auswertung eines Oszillogrammes zur Ermittlung der Zahn- und Wicklungsoberfelder des Käfigs<sup>1)</sup>. Es wurde untersucht: Dreiphasenmotor der SSW, 7 PS, 220 Volt, Sternschaltung, 4 Pole, 50 Per., 48 Ständerzähne mit 3,5 mm Schlitz, 53 Läuferzähne mit 2,5 mm Schlitz, im Ständer symmetrische 4-Lochwicklung, Käfig mit geraden Nuten und isolierten Stäben und Ringen, mittlerer  $\varnothing$  im Luftspalt 244,6 mm, Luftspalt 0,4 mm, Eisenlänge einschl. Isolation 80 mm.

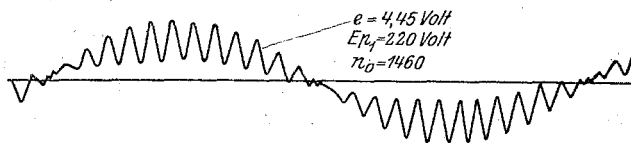


Bild 3.

In der Kurve der EMK, Bild 2, welche bei Synchronismus und 220 Volt ( $B_1 = 5050$ ,  $B_L = 4760$ ) in einer 4-Loch-Prüf Schleife von  $\tau_1$  Breite (in welcher die 2. und 3. Zahnharmonische fast verschwinden) auf dem Ständer lagert sich über die Grundwelle eine Interferenzwelle  $\frac{51}{2} c_1 + \frac{55}{2} c_1$  ( $c_1 =$  Grundfrequenz). Diese werden

hauptsächlich von den Läuferzahndrehfeldern  $v_2 = (-) \frac{51}{2}$  und  $(+) \frac{55}{2}$  (durch  $v_1 = 1$ ), daneben noch von einigen Wicklungsoberfeldern herrührend von den Ständeroberfeldern induziert, die wir aber wie beim Phasenanker voneinander nicht trennen können und zur Annäherung mit 25% Anteil in Rechnung stellen wollen. Nach der a. a. O. angegebenen Auswertungsmethode erhalten wir für den Effektivwert der Oberspannung

<sup>1)</sup> siehe a. a. O.

$$e_{z_{\frac{5.1}{2}}} + e_{z_{\frac{5.5}{2}}} = 1,13 \text{ Volt}$$

und daher

$$e_{z_{\frac{5.1}{2}}} + e_{z_{\frac{5.5}{2}}} \cong 0,75 \cdot 1,13 \cong 0,85 \text{ Volt}$$

und ferner mit Hilfe der Formel

$$e_v = 4,44 \cdot f_{w_v} \cdot c_v \cdot w \cdot \Phi_v \cdot 10^{-8} \text{ Volt,}$$

$$0,85 \cdot 10^8 = 4,44 \cdot 0,641 \cdot \frac{51}{2} \cdot 50 \cdot 4 \cdot \Phi_{z_{\frac{5.1}{2}}} + 4,44 \cdot 0,386 \cdot \frac{55}{2} \cdot 50 \cdot 5 \cdot \Phi_{z_{\frac{5.5}{2}}}$$

Da sich nun die Kraftflüsse der Zahnfelder umgekehrt wie ihre Ordnungen verhalten, bekommen wir

$$\Phi_{z_{\frac{5.1}{2}}} = 3700, \Phi_{z_{\frac{5.5}{2}}} = 3400, B_{z_{\frac{5.1}{2}}} = B_{z_{\frac{5.5}{2}}} = 900.$$

Bei Vollast des Motors unter sonst gleichen Verhältnissen ergab sich Oszillogramm. Bild 3. Hierin ist

$$e_{\frac{5.1}{2}} + e_{\frac{5.5}{2}} = 1,95 \text{ Volt,}$$

und es beträgt die von den Zahngrunddrehfeldern und gleichpoligen Wicklungsoberfeldern  $(-)\frac{51}{2}$  und  $(+)\frac{55}{2}$  induzierte EMK etwa  $1,95 - 0,25 \cdot 1,13 = 1,67 \text{ V}$ .

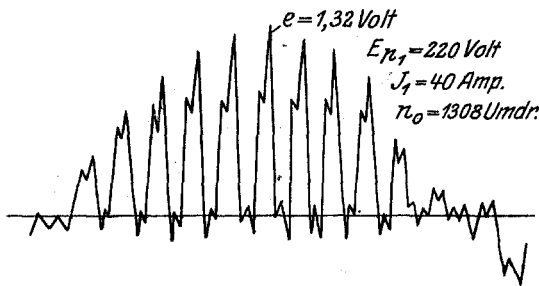


Bild 4.

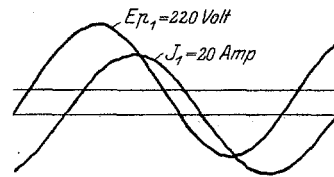


Bild 5.

Da die MMK des Läufergrundstromes in der Nähe von Synchronismus nahezu um  $\pi/2$  hinter dem Grundfelde nacheilt, und die beiden Zahngrunddrehfelder nahezu in Phase mit dem Grundfelde sind (wobei wir die Phasengleichheit zweier Felder mit verschiedenen Polzahlen dahin festsetzen wollen, daß die gleichgerichteten Höchstwerte in einem Augenblick zusammenfallen, was natürlich nur Sinn hat, wenn wir mehr als 2 Felder betrachten), können wir mit einer Phasenverschiebung der beiden Felderarten von  $\pi/2$  rechnen und wollen sie bei der Summe der Amplituden und Kraftflüsse durch den Faktor 0,75 berücksichtigen. Es ist daher

$$1,67 \cdot 10^8 = 4,44 \cdot 0,641 \cdot 24,77 \cdot 50 \cdot 4 (\Phi_{w_{\frac{5.1}{2}}} + 3700) 0,75 + \\ + 4,44 \cdot 0,386 \cdot 26,77 \cdot 50 \cdot 4 (\Phi_{w_{\frac{5.5}{2}}} + 3400) \cdot 0,75.$$

Die Kraftflüsse der Wicklungsoberfelder verhalten sich umgekehrt wie die Quadrate der Ordnungen, so daß wir endlich erhalten

$$\Phi_{w_{\frac{5.1}{2}}} = 6350, \Phi_{w_{\frac{5.5}{2}}} = 5450, B_{w_{\frac{5.1}{2}}} = 1500, B_{w_{\frac{5.5}{2}}} = 1400.$$

Bei Vollast ist daher

$$B_{\frac{5.1}{2}} \cong (B_{w_{\frac{5.1}{2}}} + B_{z_{\frac{5.1}{2}}}) 0,75 \cong (1500 + 900) 0,75 \cong 1800,$$

$$B_{\frac{5.5}{2}} \cong (B_{w_{\frac{5.5}{2}}} + B_{z_{\frac{5.5}{2}}}) 0,75 \cong (1400 + 900) 0,75 \cong 1400.$$

Bild 4. (EMK in einer 1-Loch-Prüfeschleife) bei doppelter Last zeigt das gewaltige Anwachsen dieser Oberfelder mit zunehmendem Läufergrundstrom.

Um diese Wicklungsoberfelder annähernd zu berechnen, ermitteln wir die MMK des Läufergrundstromes bei Normallast ( $w_1 =$  Windungszahl je Ständerphase,  $f_1 =$  Wicklungsfaktor)<sup>1)</sup>

$$F_{I_1}^{II} \cong 0,9 \cdot F_I = 0,9 \frac{0,45 \cdot m_1 \cdot w_1 \cdot f_1 \cdot J_1}{p} = 0,9 \frac{0,45 \cdot 3 \cdot 112 \cdot 0,96 \cdot 20}{2} = 1300.$$

Dann wird

$$\frac{F_{I_1}^{II}}{\frac{51}{2}} = \frac{F_{II}}{\frac{1}{\frac{51}{2}}} = 51.$$

Wir wollen den Eisenweg und den um Schlitz und Nutenraum vermehrten Luftweg für die Kraftröhren dieser Oberfelder durch eine Erhöhung des Luftspaltes  $\delta$  um 10% berücksichtigen und bekommen

$$B_{w_{\frac{51}{2}}} = \frac{\frac{F_{II}}{\frac{51}{2}}}{0,8 \cdot 1,1 \cdot \delta} = \frac{51}{0,8 \cdot 1,1 \cdot 0,04} = 1450,$$

$$B_{w_{\frac{55}{2}}} = \frac{51}{55} 1450 = 1350.$$

Der eingesetzte Faktor 1,1 ist also für solche Oberfelder brauchbar. Weil die Ordnungen dieser Oberfelder gebrochen sind, bleiben die Kurven der verk. Spannung und des Stromes im symmetr. Ständer bei Vollast, Bild 5, glatt wie die Kurven des Generators bei induktionsloser Belastung.

Da sich die Phase des Ständergrundstromes zum Grundfelde vom Anlauf bis zum Synchronismus ändert, so verschieben sich die sich zusammensetzenden Wicklungs- und Zahnfelder gleicher Polzahlen während der Anlaufperiode gegeneinander, und ihre result. Amplitude verändert sich stark, zumal, da der Strom beim Anlauf nicht konstant bleibt. Wir ersehen daraus, daß Größe und Wirkung dieser Oberfelder ganz wesentlich vom Betriebszustande der Maschine abhängen.

**II. Synchronmaschinen.** Für den genuteten Ständer gelten die Gleichungen (1) bis (3) und (6) bis (11). Der Läufer mit ausgeprägten Polen erzeugt Oberfelder ungerader Ordnung nur bei völlig symmetrischer Ausführung und symmetrischem Aufbau der Feldpole, anderenfalls bilden sich noch Oberfelder gerader und unter Umständen noch gebrochener Ordnung aus. Dasselbe tritt bei einer Dämpferwicklung ein, deren Stäbe Teile einer unsymmetrischen (Käfig-) Wicklung sind.

**III. Gleichstrommaschinen.** Für das Erregerfeld gilt das bei den Synchronmaschinen für das Feldsystem Gesagte, nur tritt an Stelle der Dämpferwicklung die Kompensationswicklung. Bei Anwendung von Hilfspolen ist völlige Symmetrie nur dann vorhanden, wenn immer zwischen je 2 Hauptpolen ein Hilfspol angeordnet ist.

Das Zahnfeld des Ankers ist wie das des Ständers einer Synchronmaschine zusammengesetzt.

Das Ankerfeld von Treppenform schließt das Eigenfeld der von den Bürsten kurzgeschlossenen Spulen in sich. Wenn wir letzteres zunächst ausschalten, so kann die Treppenkurve in eine dreieckförmige Kurve mit überlagertem sägezahnförmigem Diagramm mit gleichen Höchstwerten und wechselndem Schnitt zerlegt werden. Erstere steht im Raume still, ihr Höchstwert befindet sich an der Stelle der Bürsten und schwankt um einen kleinen Betrag. Diese Dreieckkurve ist nur dann symmetrisch, wenn der Bürstenabstand überall gleich, d. h. gleich  $\tau_1$  ist; sie wird unsymmetrisch und enthält Oberfelder gerader und unter Umständen gebrochener Ordnung, wenn ihr Abstand an einer Stelle größer als  $\tau_1$  ist.

<sup>1)</sup> Arnold, W. T. V. 1.

Das Sägezahndiagramm zwischen zwei Bürsten, also von gleichem Schnitt, besteht aus den reinen Harmonischen  $\nu_s = \frac{Z}{p} a_s$ , wo  $a_s$  jede ganze Zahl ist, wobei der Höchstwert einer Harmonischen  $\nu_s$  den  $\nu_s$  ten Teil von dem der Grundwelle  $\frac{Z}{p}$  beträgt. Wir betrachten eine solche beliebige Harmonische mit dem Höchstwerte  $F_{\nu_s}$ . Da sich eine periodische Rechteckkurve mit dem Höchstwerte  $F_{\nu_s}$  in der Form schreiben läßt

$$f_n = \frac{4 \cdot F_{\nu_s}}{n \cdot \pi} \sin \frac{n \pi}{2} = \frac{4 \cdot F}{\pi} \left( 1 - \frac{1}{3} + \frac{1}{5} - \frac{1}{7} + \dots \right),$$

so können wir diese Harmonische in bezug auf eine Achse durch die Bürste folgendermaßen darstellen:

$$f'_{\nu_s x} = \frac{4}{\pi} F_{\nu_s} \cdot \cos \left( a_s \frac{Z}{p} \cdot \frac{x}{r_1} \pi \right) \cdot \left( \cos \frac{x}{r_1} \pi - \cos \frac{3x}{r_1} \pi + \cos \frac{5x}{r_1} \pi \dots \right).$$

Dies sind sämtlich Interferenzwellen, von denen die Grundwelle am stärksten ist. Die Welle  $\cos \frac{x}{r_1} \pi$  wandert zum Anker mit der relativen Winkelgeschwindigkeit  $\omega_1$  des Ständergrundfeldes in bezug auf den Anker, daher können wir schreiben

$$f_{\nu_s x} = \frac{4}{\pi} F_{\nu_s} \cdot \sin \left( \omega_1 t - \frac{x}{r_1} \pi \right) \cdot \cos \left( a_s \frac{Z}{p} \cdot \frac{x}{r_1} \pi \right)$$

oder

$$f_{\nu_s x} = \frac{2}{\pi} F_{\nu_s} \cdot \sin \left[ \omega_1 t + \left( \frac{Z}{p} a_s - 1 \right) \right] + \frac{2}{\pi} F_{\nu_s} \cdot \sin \left[ \omega_1 t - \left( \frac{Z}{p} a_s + 1 \right) \right].$$

Einen ähnlichen Ausdruck erhalten wir für die Wellen 3-, 5-, 7-...facher Polteilungen. Die beiden Summanden des letzten Ausdruckes stellen 2 gegenläufige, kreisförmige sinusförmige Dreh-MMKen von den Ordnungen  $(\pm) \left( \frac{Z}{p} a_s \pm 1 \right)$  dar, deren Wicklungsfaktoren gleich dem der Grundwelle, und von denen die beiden Wellen  $(\pm) \left( \frac{Z}{p} \pm 1 \right)$  am stärksten sind.

Das Eigenfeld wird erzeugt durch eine Wechsel-MMK, welche mit der Frequenz der sekundlich vorbeieilenden Lamellenzahl schwankt. Die gleichzeitig in und aus dem Kurzschluß tretenden Spulen unterstützen sich im allgemeinen in ihrer Wirkung. Die MMK-Kurve kann unsymmetrisch werden, wenn bei ungerader Lamellenzahl je Polpaar (wo also der Kurzschluß beider Spulen nacheinander erfolgt), die beiden Leiter der kurzgeschlossenen Spule nicht um  $r_1$  entfernt sind. Diese Unsymmetrie nimmt mit wachsender Verkürzung des Wicklungsschrittes zu. Aber auch bei gleichzeitigem Kurzschluß an den Bürsten entstehen Unsymmetrien, wenn die kurzgeschlossenen Leiter, für sich betrachtet, keine symmetrische Wicklung bilden. Dasselbe gilt in verringertem Maße, wenn von einer Bürste gleichzeitig mehrere Spulen kurzgeschlossen werden, weil die Schwankungen des Eigenfeldes durch die Übereinanderlagerung verkleinert werden.

Das Ankerfeld kann sich jedoch nur dort stark ausbilden, wo dem Anker Eisen der Haupt- und Hilfspole gegenübersteht; daher hat das Feld der dreieckförmigen MMK-Kurve starke Einsattlungen zwischen den Polen und ist nur dann in demselben Sinne periodisch und aus Harmonischen ungerader Ordnung zusammengesetzt, wenn die Bürsten in bezug auf die Pole, in demselben Sinne betrachtet, immer dieselbe Lage haben und wenn alle  $2p$  Hilfspole vorhanden sind, anderenfalls entstehen noch Oberfelder gerader und unter Umständen gebrochener Ordnung. Die Harmonischen der ruhenden Ankerfeldkurve setzen sich mit den gleichpoligen des Erregerfeldes, und ferner die Ankeroberfelder der Sägezahnkurve mit den gleich-

poligen Zahnfeldern zusammen, wobei sie sich zum Teil aufheben oder verstärken können<sup>1)</sup>.

**IV. Wechselstrom-Kommutator-Maschinen.** Für die Wicklungs- und Zahnoberfelder des Ständers und Läufers (ohne Eigenfeld) gelten wiederum die Ansätze Gleichung (1) bis (3) und (6) bis (11), bzw. die sinngemäß übertragenen, bei der Gleichstrommaschine angestellten Überlegungen. Die Zahnfelder und gleichpoligen Wicklungsoberfelder sind hier wie bei der Asynchronmaschine stark. Die Eigenfelder der kurzgeschlossenen Ankerspulen bilden bei einer Dreiphasenmaschine, da die Bürstenströme um je  $2\pi/3$  zeitlich verschoben sind, zusammen ein Dreiphasensystem und erzeugen ein Drehfeld, welches unsymmetrisch ist und geradzahlige und unter Umständen gebrochene Oberfelder enthält, wenn die kurzgeschlossenen Spulen, für sich betrachtet, keine symmetrische Wicklung bilden. Bei den einphasigen Maschinen ist das Eigenfeld ein Wechselfeld. Da der Ständer lamelliert ist, ist die Dämpfung des Eigenfeldes nicht groß, und es kann sich im Gegensatz zur Gleichstrommaschine stark ausbilden, zumal da auch die Luftspaltlängen im Vergleich zur Gleichstrommaschine sehr klein sind.

### C. Die mechanischen (magnetischen) Wirkungen der Oberfelder.

Während zwei räumlich sinusförmige Felder jeweilig nur ungerader, gerader oder gebrochener Ordnung beim Zusammenwirken an entgegengesetzten Stellen des Luftspaltes stets gleich große resultierende Sättigungen hervorrufen, ändern sich die Verhältnisse, sobald die Felder gemischte Ordnungen haben. Es kann nun der Fall eintreten, daß infolge der an entgegengesetzten Stellen des Luftspaltes verschieden großen Feldstärken auf den Läufer einseitige magnetische Zugkräfte ausgeübt werden, deren Größe für 2 beliebige Felder  $\nu'$  und  $\nu''$  mit den Polpaarzahlen  $p'$  und  $p''$  berechnet werden soll.

Wir nehmen zuerst an, daß die beiden Felder zueinander stillstehen und an einer Stelle mit ihren Höchstwerten  $B'$  und  $B''$  zusammenfallen. Wir legen an dieser senkrecht oben gedachten Stelle eine Achse durch die Läufermitte. Der Läufer habe einen Durchmesser von  $D$  cm und eine ideelle Länge von  $l$  cm. Dann beträgt die magnetische Zugkraft  $dk$ , welche in Richtung dieser Achse auf einen Flächenstreifen  $\frac{D}{2} \cdot dx \cdot l$  cm<sup>2</sup> des Läufers im Winkelabstande  $x$  von der Achse ausgeübt wird, wenn dort die Sättigung  $B_x$  herrscht,

$$dk = \frac{B_x^2 \cdot \frac{D}{2} \cdot dx \cdot l \cdot \cos x}{8\pi} \text{ Dynen,}$$

und die Kraft, welche auf eine Hälfte des Läufers ausgeübt wird,

$$K_v = 2 \int_{x=0}^{x=\pi/2} dk = \frac{D \cdot l}{8\pi} \int_0^{\pi/2} B_x^2 \cdot \cos x \cdot dx \text{ Dynen.}$$

Nun ist für die obere Läuferhälfte

$$B_{x_{\text{oben}}} = B' \cdot \cos p' x + B'' \cdot \cos p'' x,$$

und für die untere Läuferhälfte

$$B_{x_{\text{unten}}} = B' \cdot \cos p' x - B'' \cdot \cos p'' x,$$

so daß wir für die einseitig wirkende Kraft erhalten

<sup>1)</sup> R. Rüdberg nimmt in E. u. M. 1907, Seite 622 ein sinusförmiges Ankerfeld  $Z/p$  an, dessen  $f_w$  gleich 1 und größer als der des Grundfeldes,  $2/\pi$ , ist. Hiernach müßte also eine Wicklung mit geradzahligem  $Z/p$ , d. i. eine symmetrische Wicklung, geradzahlige Oberfelder erzeugen, was natürlich unmöglich ist. Die von Rüdberg hieran geknüpften Erwägungen sind daher unzutreffend.

$$K = K_{\text{voben}} - K_{\text{vunten}} = \frac{D \cdot l \cdot B' \cdot B''}{2 \pi} \int_0^{\pi/2} \cos p' x \cdot \cos p'' x \cdot \cos x \cdot dx = C \cdot J.$$

Zur Lösung dieses Integrales J fassen wir zunächst die beiden ersten cos-Glieder zusammen und bekommen

$$J = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \cos(p' - p'') x \cdot \cos x \cdot dx + \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \cos(p' + p'') x \cdot \cos x \cdot dx,$$

und nach Wiederholung dieses Verfahrens

$$J = \frac{1}{4} \left\{ \int_0^{\pi/2} \cos(p' - p'' - 1) x \cdot dx + \int_0^{\pi/2} \cos(p' - p'' + 1) x \cdot dx + \int_0^{\pi/2} \cos(p' + p'' - 1) x \cdot dx + \int_0^{\pi/2} \cos(p' + p'' + 1) x \cdot dx \right\}.$$

Das Integral J gilt nur in den beschränkten Fällen, wo einseitige Züge überhaupt möglich sind, d. h. sobald die beiden Felder an entgegengesetzten Stellen ungleiche Sättigungen entstehen lassen. Nun stehen sich bei ungerader Polpaarzahl immer Pole entgegengesetzter Polaritäten und bei gerader immer solche gleicher Polaritäten gegenüber, d. h. es können an entgegengesetzten Stellen gleiche res. Sättigungen nur dann auftreten, wenn bei geradem p' das p'' ungerade, oder wenn bei ungeradem p' das p'' gerade ist. Die Klammerausdrücke in den letzten 4 Integralen sind daher beim Auftreten von einseitigen Zügen stets gerade ganze Zahlen, und wollten wir die Integrale auflösen, so erhielten wir dann immer Null, was jedoch keine eindeutige Lösung darstellt. Wir müssen vielmehr sagen: Eins oder mehrere Integrale verschwinden nicht, und wir bekommen eine einseitige Kraft, wenn das cos-Glied eines der 4 Integrale gleich 1 ist, d. h. wenn p' - p'' - 1 = 0, oder p' - p'' + 1 = 0, oder p' + p'' - 1 = 0, oder p' + p'' + 1 = 0 ist. Da die letzten beiden Fälle nicht möglich sind, ergibt sich als Bedingung für das Entstehen einseitiger magnetischer Zugkräfte

$$p' = p'' \pm 1 \text{ oder } \nu' \cdot p = \nu'' \cdot p \pm 1. \tag{12}$$

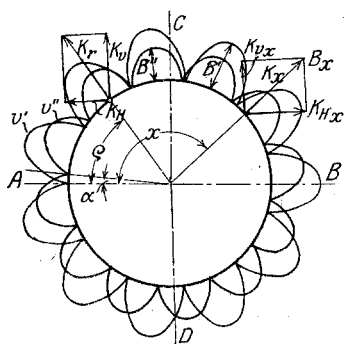


Bild 6.

Die Polpaarzahl der Felder muß also um 1 verschieden sein. Das Integral J ergibt für Bedingung (12) stets  $\pi/8$ , und es wird die einseitige Kraft

$$K = \frac{D \cdot l \cdot B' \cdot B''}{16 \pi} \text{ Dynen}$$

oder

$$K = \frac{D \cdot l \cdot B' \cdot B''}{16 \cdot 9,8 \cdot 1 \cdot 10^5} \text{ kg.} \tag{13}$$

Dieser Wert ist bemerkenswerterweise unabhängig von der Ordnung der magnetisch wirksamen Felder.

Wenn wir alle Felder in Drehfelder zerlegen und dieselben mit verschiedenen Geschwindigkeiten und in verschiedenen Richtungen umlaufen lassen, können wir folgendermaßen vorgehen: In Bild 6 sind die beiden Felder mit dem veränderlichen Winkelabstand  $\alpha$  am Umfange eines den Läufer darstellenden Kreises aufgetragen. Wir denken uns das rechtwinklige Achsenkreuz A—B/C—D in starrer Verbindung mit dem einen Oberfeld, beispielsweise mit  $\nu'$  mit der Amplitude B' und mit diesem



umlaufen. Im Winkelabstande  $x$  von der Achse  $A - B$  herrsche die Sättigung  $B_x$ . Zerlegen wir nun die stets radial wirkenden Zugkräftelelemente  $K_x$  in Vertikal- und Horizontalkomponenten  $K_{v_x}$  und  $K_{H_x}$  in bezug auf das Achsenkreuz, so können wir schreiben, da für die obere Läuferhälfte

$$B_{x \text{ oben}} = B' \cdot \sin p'x + B'' \cdot \sin(p''x - p''\alpha)$$

und für die untere

$$B_{x \text{ unten}} = B' \cdot \sin p'x - B'' \cdot \sin(p''x - p''\alpha)$$

ist,

$$K_v = K_{v \text{ oben}} - K_{v \text{ unten}} = \frac{D \cdot l \cdot B' \cdot B''}{4\pi} \int_0^\pi \sin(p'x) \cdot \sin(p''x - p''\alpha) \sin x \cdot dx.$$

Die Lösung des Integrales, welches wie das entsprechende bei Stillstand auch nur für  $p' = p'' \pm 1$  gilt, ergibt  $\frac{\pi}{4} \sin(p' \pm 1)\alpha = \frac{\pi}{4} \sin p''\alpha$ , und wir bekommen für die Vertikalkomponente

$$K_v = \frac{D \cdot l \cdot B' \cdot B''}{16\pi} \sin p''\alpha = K \cdot \sin(p' \pm 1)\alpha = K \cdot \sin p''\alpha.$$

Für die Horizontalkomponente ergibt sich auf ähnliche Weise

$$K_H = K_{H \text{ links}} - K_{H \text{ rechts}} = \frac{D \cdot l \cdot B' \cdot B''}{4\pi} \int_0^\pi \sin p'x \cdot \sin(p''x - p''\alpha) \cdot \cos x \cdot dx$$

oder

$$K_H = K \cdot \cos(p'\alpha \pm 1)\alpha = K \cdot \cos p''\alpha,$$

und es wird die einseitige Zugkraft

$$K_r = \sqrt{K_v^2 + K_H^2} = K = \text{konstant.}$$

Nennen wir  $\varrho$  den Winkelabstand der Richtung der Kraft  $K_r$  von der Nullachse, so gilt

$$\text{tg } \varrho = \frac{K_v}{K_H} = \text{tg}(p' + 1)\alpha = \text{tg } p''\alpha,$$

d. h., es ist

$$\varrho = (p' \pm 1)\alpha = p''\alpha.$$

Wir kommen zu folgendem Ergebnis:

Bei gegenseitiger Verschiebung von zwei räumlich sinusförmigen Feldern, deren Polpaarzahlen um 1 verschieden sind, entsteht eine einseitige, radial wirkende, magnetische Zugkraft, welche eine gleichbleibende Größe hat und mit gleichbleibender Winkelgeschwindigkeit im Drehsinne des Feldes mit höherer Polpaarzahl umläuft. Diese Winkelgeschwindigkeit ist gleich der relativen Winkelgeschwindigkeit dieser beiden Felder gegeneinander, multipliziert mit der Polpaarzahl des Feldes von höherer Ordnung.

Die gewonnenen Ergebnisse sollen nunmehr an mehreren Beispielen aus der Praxis geprüft werden, wobei wir es zunächst als Tatsache hinnehmen, daß die umlaufende, einseitig wirkende Zugkraft die Ursache für die starke Geräuschbildung ist.

## D. Praktische Beispiele.

### I. Käfigwicklungen für asynchrone Maschinen.

Stiel<sup>1)</sup> hat bei der Untersuchung der Drehmomentverhältnisse von Käfigen mit verschiedenen Stabzahlen lehrreiche Beobachtungen gemacht, welche zur Illu-

<sup>1)</sup> Forschungsarbeiten (V. d. J.) Heft 212, 1919.

stration der hier behandelten Vorgänge herangezogen und z. T. ausgewertet werden sollen. Untersucht wurde ein Dreiphasenmotor Type MD 21—1500 der SSW, von 1 PS, mit 4 Polen, 1500 Umdr. synchr., 120 Volt bei Dreieckschaltung, 24 Ständernuten mit 2 mm Schlitz. In den Ständer wurden Käfige mit den Stabzahlen 18, 19, 20, 22, 25, 27, 29, 38, 41 und 42 gesetzt.

Wir verfahren nun in der Weise, daß wir das Feld bzw. die MMK der Ständer- und Läuferwicklung zerlegen<sup>1)</sup> und nachprüfen, ob zusammen irgendwo zwei Harmonische auftreten, die der Bedingung für das Entstehen von einseitigen magnetischen Zügen entsprechen.

Die Käfige mit gerader Stabzahl, 18, 20, 22, 28, 38 und 42, müssen alle geräuschlos arbeiten, weil die nach Gleichung (4), (6), (7) ermittelten Polpaarzahlen ihrer Oberfelder stets gerade sind, und diese weder miteinander, noch mit Feldern des symmetrischen Ständers eine einseitige Kraft bilden können, was mit den Beobachtungen übereinstimmt. Wir befassen uns daher mit den Käfigen 19, 25, 27, 29 und 41, bei denen geräuschbildende Oberfelder auftreten.

1. Läufer 19. Die Ständerwicklung erzeugt folgende Oberfelder des Grundstromes

$$\nu_1 = (+) 1; (-) 5; (+) 7; (-) 11; (+) 13; (-) 17; (+) 19; (-) 23; (+) 25 \dots$$

mit  $p' = 2; \underline{10}; 14; \underline{22}; 26; \underline{34}; 38; \underline{46}; 50 \dots$

Die Läuferoberfelder des Ständergrundfeldes sind

$$\nu_{21} = (\pm) \left( \frac{19}{2} \times \pm 1 \right) = (+) 1; (-) \frac{17}{2}; (+) \frac{21}{2}; (-) 18; (+) 20; (-) \frac{55}{2}; (+) \frac{59}{2};$$

mit  $p'' = 2; \underbrace{17}_{\text{Zahngrundfeld}}; \underbrace{21}_{\text{Zahngrundfeld}}; \underbrace{36}_{\text{2. Zahnarm.}}; \underbrace{40}_{\text{2. Zahnarm.}}; \underbrace{55}_{\text{3. Zahnarm.}}; \underbrace{59}_{\text{3. Zahnarm.}};$

(-) 37; (+) 39 ...

4. Zahnarm.  
74; 78 ...

die des Ständeroberfeldes (-) 5:

$$\nu_{25} = (\mp) \left( \frac{19}{2} \times \pm 5 \right) = (-) 5; (+) \frac{9}{2}; (-) \frac{29}{2}; (+) 14; (-) 24; (+) \frac{47}{2}; (-) \frac{57}{2};$$

mit  $p'' = 10; \underline{9}; \underline{29}; \underline{28}; \underline{48}; \underline{47}; 57;$

(+ 33; (-) 43; (+)  $\frac{85}{2}$ ; (-)  $\frac{105}{2}$  ...

66; 86; 85; 105 ...

die des Ständeroberfeldes (+) 7:

$$\nu_{27} = (\pm) \left( \frac{19}{2} \times \pm 7 \right) = (+) 7; (-) \frac{5}{2}; (+) \frac{33}{2}; (-) 12; (+) 26 \dots$$

mit  $p'' = 14; 5; \underline{33}; 24; 52 \dots$

die des Ständeroberfeldes (-) 11:

$$\nu_{211} = (-) 11; (+) \frac{3}{2}; (-) \frac{41}{2}; (+) 8; (-) 30 \dots$$

mit  $p'' = 22; 3; \underline{41}; \underline{16}; 60 \dots$

und die des Ständeroberfeldes (+) 13:

$$\nu_{213} = (+) 13; (-) \frac{7}{2}; (+) \frac{45}{2}; (-) 6; (+) 32 \dots$$

mit  $p'' = 26; 7; \underline{45}; 12; 64 \dots$  usw.

<sup>1)</sup> Die von Stiel vorgenommene Zerlegung ist falsch. Auf andere Unrichtigkeiten in dieser Arbeit, die insbesondere die theoretischen Betrachtungen über das Zahnfeld betreffen, kann hier nicht eingegangen werden. Sie ergeben sich ohne weiteres aus der vorliegenden und obengenannten Arbeit des Verfassers.

Wir sehen, daß zunächst eine große Anzahl von im Läufer erzeugten Oberfeldern zusammen, und dann noch mehrere Ständer- und Läuferoberfelder zusammen um 1 verschiedene Polpaarzahlen aufweisen und Geräusche verursachen müssen. Erstere sind durch einen Punkt, letztere durch einen Strich unter der Polpaarzahl kenntlich gemacht.

In die (stark ausgezogene) Kurve D = funkt ( $n_0$ ), Bild 7, hat Stiel die punktierte Spitze a als Gegenstück zur negativen Spitze eingetragen, in der Annahme, daß die Einsattlung durch ein generatorisch wirkendes Drehmoment eines Oberfeldes hervorgerufen wird. Die Überlegung, daß es ein Oberfeld mit einem synchronen Punkte bei 520 Umdrehungen nicht gibt, und im übrigen die Spitze (a) auf der linken Seite des Sattels liegen müßte, sagt uns, daß diese Erscheinung mit der starken Geräuschbildung zusammenhängen muß. Von den magnetisch wirksamen Drehfeldern sind am stärksten die Oberfelder  $(-)\text{II}$  des Ständers und  $(+)\frac{21}{2}$  des

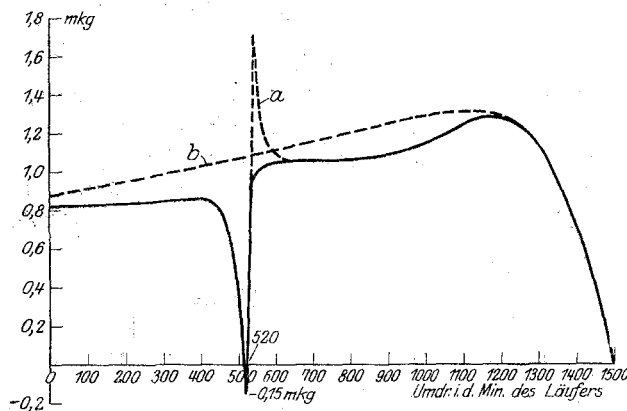


Bild 7.

Läufers, die wir angenähert berechnen wollen. Die MMK von  $v_1 = (-)\text{II}$  ist bei 256 Windungen je Phase und 6 Amp. Ständerstrom

$$F_{\text{II}}^{\text{I}} = \frac{F_1^{\text{I}}}{\text{II}} = \frac{0,45 \cdot 3 \cdot 256 \cdot 0,96 \cdot 6}{2 \cdot \text{II}} = \frac{1000}{\text{II}} \cong 90,$$

und bei einem um 30% erhöhten Luftspaltwege für dieses Oberfeld das Wicklungs- oberfeld

$$B_{w\text{II}} \cong \frac{F_{\text{II}}^{\text{I}}}{0,8 \cdot 1,3 \cdot \delta} \cong \frac{90}{0,8 \cdot 1,3 \cdot 0,03} \cong 2900.$$

Es ist  $B_1 \cong 5400$  und  $B_{z\text{max}} \cong 10000$ , wofür wir entsprechend den früheren Erfahrungen für die Zahngrunddrehfelder des Ständers annehmen:  $B_{z\text{II}} = B_{z\text{II}} \cong 700$ . Bei  $\cos \varphi_1 = 0,85$  im Ständer sind die beiden Felder  $B_{w\text{II}}$  und  $B_{z\text{II}}$  um etwa  $124^\circ$  el. phasenverschoben, und das result. Feld wird  $B_{\text{II}} \cong 3300$ .

Die MMK des Läuferoberfeldes  $(+)\frac{21}{2}$  beträgt

$$F_{\frac{21}{2}}^{\text{II}} = \frac{F_{\frac{21}{2}}^{\text{II}}}{\frac{21}{2}} \cong \frac{0,95 \cdot F_1^{\text{I}}}{\frac{21}{2}} \cong \frac{950}{\frac{21}{2}} \cong 90,$$

und bei einem halben Kraftlinienweg von  $1,25 \delta$  das Feld

$$B_{w\frac{21}{2}} \cong \frac{90}{0,8 \cdot 1,25 \cdot 0,03} \cong 3000.$$

Für die Läuferzähne nehmen wir an  $B_{z\frac{21}{2}} = B_{z\frac{21}{2}} \cong 900$ , und bekommen

$$B_{\frac{21}{2}} \cong (B_{w\frac{21}{2}} + B_{z\frac{21}{2}}) \cdot 0,8 \cong (3000 + 900) \cdot 0,8 \cong 3100.$$

Jetzt wird

$$K = \frac{12 \cdot 5,45 \cdot 3300 \cdot 3100}{16 \cdot 9,81 \cdot 10^5} \approx 43 \text{ kg (!)}$$

Die Kraft  $K$ , welche hier mehr als das 7-fache Läufergewicht (5,8 kg) ausmacht, und das Läufergewicht setzen sich zu einer umlaufenden result. Kraft (vgl. Seite 89) zusammen, die etwa zwischen den Werten 37 und 49 kg schwankt.

Das Feld  $\nu_1 = (-) \text{ II}$  dreht sich in bezug auf den Ständer mit  $\frac{-n_1}{\nu_1} = \frac{-1500}{\text{II}} = -136,364$  Umdr. i. d. Min., und das Feld  $\nu_2 = (+)^{21/2}$  in bezug auf  $\nu_1 = (-) \text{ II}$  bei der in den Versuchen als kritisch bezeichneten Läuferdrehzahl von 520 Umdr. i. d. Min. mit

$$+ \frac{n_1}{\nu_1} + \frac{n_1 - n_0}{n_0} + n_0 = \frac{1500}{\text{II}} + \frac{1500 - 520}{520} + 520 = 749,697 \text{ Umdr. i. d. Min.}$$

Daher dreht sich  $K$  bezogen auf  $\nu_2 = (+)^{21/2}$  mit  $-22 \cdot 749,697 = -16493,333$  Umdrehungen und bezogen auf den Ständer mit  $-16493,333 + 613,333 = -15880$  Umdr. i. d. Min.  $= -264,67$  Umdr. i. d. Sek. Dies ist zugleich die Anzahl der Pulsationen der Kraft, die auf den ruhend gedachten Läufer wirkt. Es liegt nun die Vermutung nahe, daß hier Resonanz zwischen der pulsierenden einseitigen Kraft und der Eigenschwingungszahl der durch das Läufergewicht belasteten Welle vorhanden ist. Fassen wir die Welle als einen in den Lagermitten lose aufliegenden Stab auf, der in der Mitte durch das Läufergewicht und das halbe Wellengewicht belastet ist, so haben wir

$$P = \frac{48 \cdot E \cdot J \cdot x}{l^3} = c \cdot x \text{ und } T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{c}},$$

worin bedeuten:  $P_{\text{kg}}$  = Belastung,  $E = 2200000 \text{ kg/cm}^2$  = Elastizitätsmodul für Stahl,  $J = \frac{1,95^4}{64} = 0,71 \text{ cm}^4$  = Trägheitsmoment in Richtung der Schwingung,  $l = 16,7 \text{ cm}^1$  = Entfernung der Auflagepunkte,  $x \text{ mm}$  = Durchbiegung in der Mitte,  $c$  = Federkonstante,  $T_{\text{sek}}$  = Eigenschwingungszeit und  $m_{\text{kg}}$  = Masse. Hier wird

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\frac{5,8}{9,81}}{\frac{48 \cdot 2200000 \cdot 0,71}{16,7^3} 100}} = 0,00381 \text{ Sek.},$$

und die Eigenschwingungszahl

$$\omega = \frac{1}{T} = \frac{1}{0,00381} = 262,5 \text{ i. d. Sek.}$$

Diese Zahl stimmt mit der oben errechneten Umlaufzahl der einseitigen magnetischen Zugkraft überein; wir haben hier also tatsächlich mechanische Resonanz, und es wird jetzt auch leicht das Verhalten dieses Käfigs verständlich.

Die in Bild 7 sichtbare starke Einsattlung ist daher kein negatives Drehmoment eines Oberfeldes, sondern eine Art negativer Resonanzkurve, und die Spitze a muß fortgelassen werden. Die Kurve des Drehmomentes würde demnach, wenn die momentverzehrende Wirkung der Läufererschwingung nicht vorhanden wäre, etwa den gestrichelten Verlauf b haben. Die jetzt sichtbare zweite, weniger tiefe, breite Einsattlung bei etwa 850 Umdrehungen ist ein zweiter Resonanzpunkt und wird in den folgenden Beispielen deutlicher zum Ausdruck kommen. Bei 525 Umdrehungen ist ein stabiler Leerlauf beobachtet worden, weil der abfallende Teil der Momentenkurve stabil ist.

<sup>1)</sup> Der Motorzeichnung entnommene Werte.

Da  $B_{w_{21}}$  beim Synchronismus mit der Grundwelle verschwindet, wird es bei normalem Leerlauf klein, ebenso nimmt  $B_{w_{11}}$  mit abnehmendem Strome ab. Wir sind außerdem von der Resonanzstelle weit entfernt, und der Motor wird, wie auch beobachtet wurde, ruhiger arbeiten. Bei Stillstand beträgt die Umlaufzahl der Kraft 100 in der Minute, d. h. dieser Motor muß schon bei Stillstand sehr laut brummen.

Gegenüber den beiden soeben behandelten Oberfeldern treten die anderen noch wirksamen zurück, weil ihre MMKen und Felder klein sind.

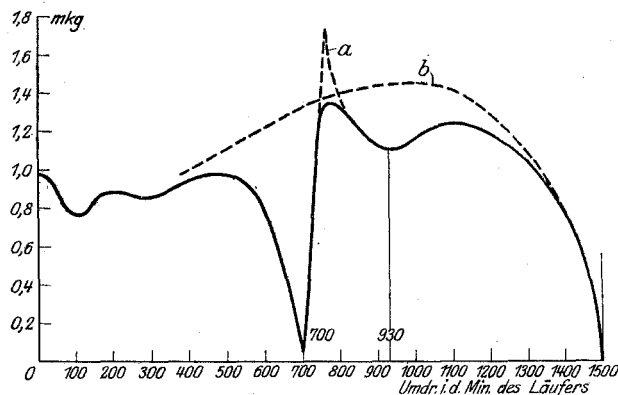


Bild 8.

2. Läufer 25. Wir sehen die Drehmomentenkurve dieses Käfigs in Bild 8. Die Einsattlungen bei niedrigen Drehzahlen rühren von synchronen Punkten gewisser Oberfelder her. Bei den Einsattlungen bei 700 und 930 Umdrehungen ist wieder Hauptresonanz bzw. Resonanz mit der Oberschwingung  $\frac{4}{3}$  vorhanden. Hier

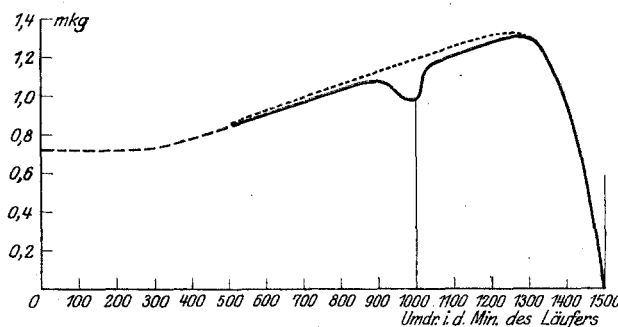


Bild 9.

werden alle 4 Zahngrundfelder des Ständers und Läufers magnetisch wirksam, ferner u. a. auch das Grundfeld mit den Käfigoberfeldern  $\frac{3}{2}$  und  $\frac{1}{2}$  der Ständeroberfelder 11 und 13. Hier ist wieder die Einzeichnung einer Spitze a fehlerhaft. Bezüglich Kurve b siehe Beispiel 1.

3. Läufer 27. Hier wurde die Drehmomentenkurve Bild 9 erhalten. Der Hauptresonanzpunkt liegt bei 750 Umdrehungen, ist jedoch wegen der schwierig gewordenen Messung nicht gezeichnet, die kleinere Einsattlung bei rund 1000 Umdrehungen entspricht wieder einer Oberschwingung  $\frac{4}{3}$ . Da wieder 2 Zahngrundfelder wirksam sind, müssen die Geräusche sehr laut sein.

4. Läufer 29. Auch hier werden 2 Zahngrundfelder magnetisch wirksam, für welche sich ein Resonanzpunkt bei 760 Umdrehungen ergibt. Hierbei muß die Lautstärke am größten sein, was mit den Beobachtungen in Einklang steht.

5. Läufer 41. Da hier die geräuschbildenden Oberfelder klein sind, können

deren Züge nicht groß werden und keine nennenswerten Geräusche verursachen, was auch der Fall war.

6. Dreiphasenmotor wie beschrieben Seite 75 mit 4 Polen, 1500 Umdrehungen synchron, 48 Ständerzähnen, 53 Läuferzähnen. Hier werden die beiden Oberfelder  $\nu_1 = 25$  und  $\nu_2 = 5\frac{1}{2}$  wirksam, welche zugleich Zahngrundfelder sind. Wir setzen  $B_{225} \cong 1000$ ,

$$B_{w25} \cong \frac{B_1 J_1}{25 J_0} = \frac{5050}{25} \cdot \frac{20}{4} \cong 1000 \quad (J_0 = \text{Ständerstrom bei Synchronismus}),$$

und kommen dann bei  $\cos \varphi_1 = 0,867$  auf eine Phasenverschiebung der beiden Felderarten von etwa  $246^\circ$ . Damit ergibt sich  $B_{25} \cong 550$  und mit dem früher ermittelten  $B^{5\frac{1}{2}} = 1800$  die Kraft  $K \cong 12$  kg. Dies ist nicht ganz die Hälfte des Läufergewichtes von 26 kg. Die Geräusche dieses Motors waren mäßig, einmal, weil  $K$  kleiner als das Läufergewicht ist, und wahrscheinlich auch, weil die stark ausgeführte Welle und das kräftige Statorgehäuse die Schwingungen abdämpfen. Dieser Motor ist daher bei nicht zu hohen Anforderungen hinsichtlich der Geräuschbildung für die Praxis brauchbar.

7. Polumschaltbarer Dreiphasen-Asynchronmotor mit Käfigläufer mit schrägen Nuten (Oerlikon)<sup>1)</sup> 500 Volt; 12, 8, 6, 4 Pole; 50 Perioden; 9, 12, 18, 25 PS; 72 Ständerzähne, 100 Läuferzähne. Obwohl im Ständer (mit 2 Gleichstromwicklungen) nur die Oberfelder 2, 4, 5, 7, 8, 10 usw. entstehen können und  $Z_2$  gerade ist, machte sich beim Anlauf in der ersten Stufe und beim Übergang von einer Stufe zur anderen ein unangenehmes, lautes Geräusch bemerkbar. Dies liegt daran, daß die Kurzschlußringe unisoliert auf 6 Rippen der Preßplatten sitzen. Dies stellt schematisch einem zusätzlichen parallel geschalteten Käfig mit fünf Stäben dar, welcher durch die Ständerfelder und die Felder des Hauptkäfigs eine große Anzahl von magnetisch wirksamen Oberfeldern erzeugt. Dieser Käfiganker kann daher trotz der geraden Zähnezähl und der Abschrägung der Läuferzähne nicht geräuschlos arbeiten; der Motor ist also durch ein scheinbar nebensächliches, falsch ausgeführtes Konstruktionsglied zu einer unvollkommenen Maschine geworden.

8. 3-Stab-Käfigläufer im 4-poligen Ständer<sup>1)</sup>. Ein durch Abänderung des Phasenläufers eines 4-poligen Dreiphasenmotors erhaltener 3-Stab-Käfig lief von selbst unter starkem Brummen im Drehsinne des Grundfeldes an. Dabei zeigten sich heftige Erzitterungen der ganzen Maschine, die ihren Höhepunkt bei 1000 Umdrehungen erreichten. Die Käfigfelder durch das Grundfeld haben die Polpaarzahlen 1, 2, 4, 5, 7, 8 usw., d. h. hier werden alle Felder des Läufers mit anderen des Läufers und Ständers magnetisch wirksam und müssen sehr laute Geräusche verursachen (siehe ferner Seite 89).

Das um 1000 Umdrehungen herum sich zeigende starke Pendeln des Läufers ist auf das Verhältnis der Umlaufzahl der Kraft zu der des Grundfeldes zurückzuführen, und nicht etwa auf ein negatives Moment des Läuferoberfeldes  $\frac{1}{2}$ , welches zufällig bei dieser Drehzahl gegenüber dem Ständer stillsteht; denn dieses Oberfeld kann im symmetrischen Ständer nichts induzieren. Die kritische Drehzahl für diesen Läufer liegt höher als der Umlaufzahl der Kraft bei 1000 Umdrehungen des Läufers entsprechen würde; daher kann das Pendeln auch nicht von Resonanzerscheinungen herrühren.

## II. Spulenwicklungen für ein- und mehrphasigen Wechselstrom.

9. Dreiphasenwicklung mit Fehlstäben<sup>1)</sup>. Von der dreiphasigen Läuferwicklung großer Asynchronmotoren waren, um die Verbindungen der Phasen auf die beiden Stirnflächen verteilen zu können, die in Bild 10 angedeuteten 6 Stäbe fortgelassen worden und diese Nuten unbewickelt geblieben (Sonderfall der Wick-

<sup>1)</sup> Siehe a. a. O.

lung Beispiel 8). Die Größenverhältnisse eines Motors waren: 875 kW, 4 Pole, 1500 Umdrehungen, im Ständer 6-Lochwicklung, im Läufer 5-Lochwicklung mit 6 Fehlstäben, 800 mm Ständerbohrung, Eisenlänge einschließlich Isolation und sechs Luftschlitzen von je 10 mm Breite gleich 560 mm, 72 Nuten im Ständer, 60 Nuten im Läufer.

Dieser Läufer mit Fehlstäben erzeugt neben den Oberfeldern ungerader Ordnung noch solche gebrochener Ordnung (aber keine gerader Ordnung), von denen das Oberfeld  $\frac{1}{2}$  mit 2 Polen für die Geräuschbildung am wichtigsten ist. Aus den Abmessungen der Maschine errechnen wir  $B_1 \cong 5300$ . Wenn wir zur Vereinfachung annehmen, daß sich die AW des Grundfeldes und des Oberfeldes  $\frac{1}{2}$  einfach zusammensetzen, so bekommen wir etwa  $B_{\frac{1}{2}} \cong 1900$ . Mit diesen Werten ergibt sich  $K \cong 2700 \text{ kg}$  (!). Das Läufergewicht beträgt etwa 2100 kg. Selbst bei geringerer Größe würde die Kraft ausreichen, um die Maschine in Kürze in Trümmer zu legen, und es wird verständlich, daß bei einem Motor noch nicht bei Vollast ein Lager brach, bei einem anderen das Fundament zerstört wurde. Nach Einsetzen der Fehlstäbe liefen die Motoren einwandfrei. (Vgl. ferner Seite 89.)

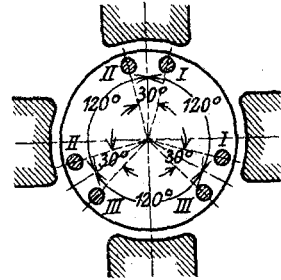


Bild 10.

### E. Die akustischen Wirkungen der Oberfelder.

a) Die Wirkung eines Oberfeldes allein<sup>1)</sup>. Durch die mit den relativen Periodenzahlen aller Oberfelder erfolgenden Ummagnetisierungen des lamellierten Eisenkörpers, insbesondere am Luftspalt, wo die Oberfelder am größten sind, und wo die dünnen und wenig festen Zahnecken und -Köpfe der magnetischen Anziehungskraft ausgesetzt sind, werden letztere in Schwingungen versetzt und dadurch Töne erzeugt. Zugleich unterliegen die in den Nuten liegenden stromführenden Leiter der elektrodynamischen Einwirkung der einzelnen Oberfelder und geraten ebenfalls in Schwingungen, welche den Ton verstärken.

Da, wie wir sahen, insbesondere beim Käfiganker beim Anlauf einzelne Oberfelder stark sind, kann bei ihnen die Lautstärke ziemlich bedeutend sein. Bei den Synchron- und Gleichstrommaschinen werden die Oberfelder durch den großen Luftspalt und durch den massiven Pol wirksam abgedämpft; denn das Eigenfeld schwingt bei letzteren etwa in der Richtung der Polachsen. Immerhin kann die Tonwirkung bei ganz offenen Nuten und lamellierten Polschuhen beträchtlich sein.

Oberfeld des Ständers	Tonhöhe im Läufer	Oberfeld des Läufers	Tonhöhe im Ständer
(-) 5	300	(-) $17\frac{1}{2}$	425
(+) 7	300	(+) $21\frac{1}{2}$	525
(-) 11	600	(-) 18	900
(+) 13	600	(+) 20	1 000
(-) 17	900	(+) $9\frac{1}{2}$	525
(+) 19	900	(-) $5\frac{1}{2}$	425
(-) 23	1 200	(+) $3\frac{1}{2}$	675
(+) 25	1 200	(-) $7\frac{1}{2}$	575

Durch Übereinanderlagerung der Töne aller Oberfelder, welche mit wachsender Maschinendrehzahl an Höhe zunehmen, entstehen außerdem noch Differenz- und Summationstöne, welche ein Singen erzeugen, wie wir es häufig bei Käfigläufern und Kommutatormaschinen vernehmen können. In der obigen Tabelle sind für

<sup>1)</sup> Siehe a. a. O.





Kraft ist, die zwischen den Werten  $K - G$  und  $K + G$  schwankt, vgl. Bild 12. Ist aber  $K < G$ , so ergibt sich, wie aus Bild 13 hervorgeht, eine zwischen den Punkten  $a - b$ , d. h. in dem durch Bogen  $ab$  abgegrenzten Teile des Luftspaltes hin- und herpendelnde Kraft  $R$ , welche in dem Bild in 2 Stellungen gezeichnet ist. Nach einem Umlauf von  $K$  ist  $R$  zweimal zwischen  $a - b$  hin- und herpendelt. Dieser Bogen wird um so größer, je größer  $K$  im Vergleich zu  $R$  wird und ist für  $K = G$  gleich dem vollen Umfange. Mit wachsendem Bogen nimmt auch die Lautstärke zu. Sie muß im übrigen mit wachsendem Ausschlage des Läufers zunehmen, und ist daher am stärksten bei der kritischen Läuferdrehzahl, wo die Schwingungszahl der Kraft gleich der Eigenschwingungszahl des ruhenden Läufers ist. Daneben können, wie wir sahen, Resonanzerscheinungen mit höheren Eigenschwingungszahlen auftreten. Für den Ständer gibt es ebenfalls eine Eigenschwingungszahl, und die Lautstärke der Geräusche würde beim Zusammenfallen der Schwingungszahl der Kraft mit derselben anschwellen. Wir sahen an den Drehmomentkurven Bilder 7,

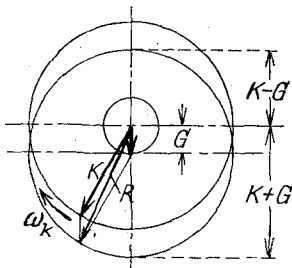


Bild 12.

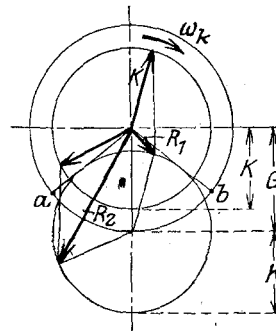


Bild 13.

8 und 9, daß in der Nähe der Resonanzstelle das Motordrehmoment durch ein negatives Drehmoment ganz oder z. T. aufgezehrt wird, was von der Motordrehzahl abhängt.

Wenn die Umlaufzahl der Kraft hoch ist, wie wir es bei den Käfigläufern gesehen haben, so bekommen wir, wie die Erfahrung lehrt, ein Heulen oder Brüllen zu hören, dessen Tonhöhe für gewisse Oberfelderpaare bei Stillstand der Maschine gleich Null und für andere niedrig (bei 50 Netzperioden gleich 100 i. d. Sek.) ist und bis zum Synchronismus ansteigt. Dabei verändert sich die Lautstärke während der Anlaufperiode, weil die Amplitude der Oberfelder vom Betriebszustande der Maschine abhängt.

Ist die Ordnung der zusammenwirkenden Felder sehr niedrig und die Drehzahl von  $K$  klein, so ist der erzeugte Ton tief, und wir hören ein starkes Brummen. Wir wollen z. B. das häufig bei Wechselstrommaschinen mit unsymmetrischen 4-poligen Wicklungen auftretende Oberfeld  $\frac{1}{2}$  betrachten, wenn es vom Läufer erzeugt wird. Die Umlaufzahl von  $K$  bezogen auf den Ständer und den Raum ist ( $n_1 =$  synchrone Drehzahl)

$$n_K^I = 2 \left[ - \left( - \frac{n_1 - n_0}{\frac{1}{2}} + n_0 \right) + n_1 \right] + \left( - \frac{n_1 - n_0}{\frac{1}{2}} + n_0 \right) = 4n_1 - 3n_0 \text{ i. d. M.}$$

Dies ergibt

bei $n_0 =$	0	$n_K^I = 100$ Umdr. i. d. Sek.
	500	75 " " " "
	1000	50 " " " "
	1500	25 " " " "

Mit dieser Schwingungszahl  $n_K^I$  schwingen die Vertikalkomponente von  $R$ , der ruhend gedachte Läufer und der Ständer. Da die Drehzahl des Ständergrundfeldes

$1500/60 = 25$  Umdr. i. d. Sek. bezogen auf den Ständer und Raum beträgt, so schwingt bei den genannten Läuferdrehzahlen die Vertikalkomponente von R derart, daß sie immer eine ganze Schwingung vollführt hat, wenn eine oder mehrere ganze Halbwellen des Grundfeldes vorbeigeht sind. Bei diesen Läuferdrehzahlen treten daher Höchstwerte der Ausschläge und Schwingungen von Ständer und Läufer ein, und die Geräusche, die in einem Brummen von der Tonhöhe  $n_k^1$  bestehen, müssen am stärksten sein. In bezug auf den sich drehenden Läufer ist die Drehzahl von K

$$\frac{n_k^1 - n_0}{60} = \frac{4n_1 - 4n_0}{60} = \frac{4 \cdot n_s}{60} \text{ i. d. Sek.}$$

Dies ist beim 4-poligen Induktionsmotor aber gleich der doppelten Schlupffrequenz des Grundfeldes. Diese Schwingungen lagern sich über die zuerst genannten. Beide Arten sind sehr deutlich bei den Beispielen 8 und 9 beobachtet worden. Gerade die langsamen Schwingungen können, wie das Beispiel 9 zeigt, verhängnisvoll werden.

Ist aber im Gegensatz zur bisherigen Annahme trotz sorgfältigster Lagerung und Auswuchtung des Läufers von vornherein eine Exzentrizität vorhanden, so bekommen wir zusätzliche Schwingungen der Kraft, weil das Grundfeld und insbesondere die Oberfelder ganz niedriger Ordnung in ihren einzelnen Halbwellen beim Vorbeieilen an der Stelle des geringsten Luftspaltes verstärkt (zugespitzt) und an der Stelle des größten abgeschwächt (abgeflacht) werden können.

Da die Amplituden des resultierenden Feldes aus zwei geräuschbildenden Feldern über den ganzen Umfang der Maschine groß sind, so sind mit lauten Geräuschen stets auch hohe zusätzliche Eisenverluste verbunden. Die Erfahrung bestätigt dies.

## F. Schlußfolgerungen für die Praxis.

Wir müssen bestrebt sein, diejenigen Felder, welche zur Erzeugung von Tönen Anlaß geben können, nach Möglichkeit zu verkleinern oder ihr Entstehen überhaupt zu verhüten. Wir sahen im Abschnitt Ea, daß alle Oberfelder Töne erzeugen. Diese Art von Tönen läßt sich, da bei jeder Wicklung Oberfelder entstehen, nicht beseitigen, sondern nur in ihrer Stärke mildern. Es ist also unsere Aufgabe, dafür zu sorgen, daß die stärksten Oberfelder, das sind in der Regel die Zahngrundfelder und gleichpoligen Wicklungsoberfelder des Grundstromes, in ihrer Größe relativ zum anderen Teile der Maschine möglichst klein werden. Die Verkleinerung ist jedoch im allgemeinen nur bei den Zahnfeldern möglich, und es stehen uns dafür folgende Mittel zur Verfügung<sup>1)</sup>:

1. starke Verringerung oder starke Erhöhung der maximalen Zahnsättigung,
2. Verkleinerung der Schlitzbreite, durch Wahl von geschlossenen Nuten oder von Eisenkeilen,
3. möglichst starke Zahnecken bei geschlossenen oder halbgeschlossenen Nuten,
4. flacher Übergang des Zahnkopfes in den Steg bei geschlossenen oder halbgeschlossenen Nuten unter Berücksichtigung des Punktes 1,
5. Wahl eines günstigen Verhältnisses zwischen mittlerer Zahnbreite und mittlerer Nutbreite,
6. Wahl eines günstigen Verhältnisses zwischen mittlerer Nutbreite und Nuthöhe,
7. Vergrößerung des Luftspaltes,
8. Abschrägung der Ständerzähne oder Läuferzähne bzw. der Polschuhe.

Der lamellierte Eisenkörper muß einen möglichst starren Zusammenhang haben (starke Endbleche und Preßplatten, hoher Preßdruck), und die Leiter müssen in den Nuten möglichst starr gelagert sein.

<sup>1)</sup> Siehe a. a. O.

Die im Abschnitt Eb behandelten Geräusche lassen sich immer beseitigen. Wir wollen dies bei den einzelnen Maschinen- bzw. Wicklungsarten untersuchen.

### I. Käfigwicklungen.

Wir stellen uns die Frage: Bei welchem Zähnezahlverhältnis im Ständer und Läufer müssen Geräusche entstehen? Setzen wir, was ja meistens der Fall ist, eine symmetrische Ständerwicklung voraus, so ist die Polpaarzahl eines beliebigen Ständerfeldes  $\nu_1'$  gleich  $p' = p \cdot \nu_1'$ , und die durch ein beliebiges Ständerfeld  $\nu_1''$  im Läufer erzeugten Felder  $\nu_2$  gleich  $p'' = p \cdot \nu_2 = Z_2 \cdot x \pm \nu_1'' \cdot p$ . Es entsteht also eine einseitige Kraft, wenn  $p \cdot \nu_1' = Z_2 \cdot x \pm \nu_1'' \cdot p \pm 1$  ist. Hieraus bekommen wir die vier allgemeinen Bedingungen für das Entstehen von Geräuschen:

$$1) \quad Z_2 = \frac{p(\nu_1' - \nu_1'') - 1}{x}, \quad (13)$$

$$2) \quad Z_2 = \frac{p(\nu_1' + \nu_1'') - 1}{x}, \quad (14)$$

$$3) \quad Z_2 = \frac{p(\nu_1' - \nu_1'') + 1}{x}, \quad (15)$$

$$4) \quad Z_2 = \frac{p(\nu_1' + \nu_1'') + 1}{x}. \quad (16)$$

Nun sind  $\nu_1'$  und  $\nu_1''$  bei symmetrischen Wicklungen stets ungerade ganze Zahlen, daher ist  $\nu_1' - \nu_1''$  und  $\nu_1' + \nu_1''$  stets eine ganze gerade Zahl und der Zähler der vier Ausdrücke stets ungerade, und weil bei  $x = 1, 2, 3$  usw.  $Z_2$  eine ganze Zahl sein muß, gelangen wir zu folgendem Ergebnisse:

1. Damit einseitige Züge auftreten, muß bei symmetrischer Ständerwicklung  $Z_2$  ungerade sein. Jeder Käfig mit ungerader Stabzahl verursacht bei symmetrischer Ständerwicklung mehr oder minder starke Geräusche.

2. Die geraden Harmonischen eines beliebigen Läufergrundfeldes — das sind zugleich die geraden Harmonischen eines Zahngrundfeldes des Läufers — können bei symmetrischem Ständer niemals einseitige Züge entstehen lassen und zur Geräuschbildung beitragen.

3. Eine beliebige Harmonische eines beliebigen Läufergrundfeldes kann bei symmetrischem Ständer stets dann einseitige Züge erzeugen und zur Geräuschbildung beitragen, wenn  $Z_2$  in den Ausdrücken (13) bis (16) eine ganze Zahl ergibt.

Hiernach muß jeder Käfig mit gerader Stabzahl (abgesehen von den Tönen relativer Periodenzahl  $Ea$ ) geräuschfrei arbeiten, wie dies auch die Beispiele bei Stiel und zahlreiche andere in der Literatur veröffentlichte Angaben<sup>1)</sup> beweisen. Bei der Wahl der Stabzahl des Käfigs ist jedoch noch ihr Einfluß auf das Anlaufdrehmoment maßgebend, und man wird nicht immer in der Lage sein, die Stabzahl gerade zu machen. In diesen Fällen müssen wir aber immer danach trachten, die Stabzahl derart ungerade zu wählen, daß wenigstens die stärksten Oberfelder bei der Geräuschbildung ausgeschaltet werden. Wie dies geschehen kann, soll jetzt gezeigt werden. Wir betrachten zunächst

a) die Wirkung eines Ständeroberfeldes des Grundstromes und eines Läuferoberfeldes des Ständergrundfeldes. Von diesen sind in der Regel die Ersatzdrehfelder der Zahngrundfelder und ihre gleichpoligen Wicklungsoberfelder am stärksten. Setzen wir für diese in die Gleichung (13) bis (16):  $\nu_1' = Z_1/p \pm 1$ ,  $\nu_1'' = 1$ ,  $x = 1$ , so bekommen wir folgende Bedingungen für das Entstehen von Geräuschen durch die Zahngrundfelder und gleichpoligen Wicklungsoberfelder:

$$1) \quad Z_2 = Z_1 - 1, \quad (17)$$

$$2) \quad Z_2 = Z_1 - 2p + 1, \quad (18)$$

<sup>1)</sup> Siehe auch Stiel und Ottenstein, ETZ 1919, S. 46.

$$3) \quad Z_2 = Z_1 - 2p - 1, \quad (19)$$

$$4) \quad Z_2 = Z_1 + 1, \quad (20)$$

$$5) \quad Z_2 = Z_1 + 2p - 1, \quad (21)$$

$$6) \quad Z_2 = Z_1 + 2p + 1. \quad (22)$$

In nebenstehender Tabelle sind für die Polpaarzahlen 1 bis 4 die sich aus den letzten sechs Gleichungen ergebenden (positiven bzw. negativen) Überschüsse  $Z_1 - Z_2$  der Zähnezahlen im Ständer und Läufer zusammengestellt. Es sind dies die mysteriösen und gefürchteten Zähnezahlsüberschüsse, vor denen auf Grund schlechter praktischer Erfahrungen immer gewarnt worden ist<sup>1)</sup>. Mit Rücksicht auf die Unsicherheit in der Berechnung der resultierenden Oberfelder sind die Zähnezahlsüberschüsse dieser Tabelle unter allen Umständen zu vermeiden<sup>2)</sup>.

p	$Z_1 - Z_2$					
1	+1	+1	+3	-1	-1	-3
2	+1	+3	+5	-1	-3	-5
3	+1	+5	+7	-1	-5	-7
4	+1	+7	+9	-1	-7	-9
5	+1	+9	+11	-1	-9	-11

Bei genauerer Betrachtung zeigt es sich, daß bei Lauf in der Nähe von Synchronismus im allgemeinen das Feld  $\frac{Z}{p} - 1$  vergrößert und das Feld  $\frac{Z}{p} + 1$  verkleinert wird.

Wenn daher ersteres wirksam wird, (Bedingungen (17) bis (20)), sind die Geräusche lauter, was auch mit den Versuchsbeispielen übereinstimmt: Läufer 19 des Beispiels 1 mit  $p=2$  und dem Überschuß  $+5$  und Läufer 25 des Beispiels 2 mit  $p=2$  und dem Überschuß  $-1$  ergaben die lautesten Geräusche, bei den Läufern 27 und 29 der Beispiele 3 und 4 mit den Überschüssen  $-3$  bzw.  $-5$  waren sie weniger laut, immerhin aber noch stark, weil der besondere Fall der Resonanz vorlag. Es ist ferner zu beachten, daß noch die unter b) genannte Wirkung hinzukommt.

Auf ähnliche Weise ergeben sich folgende Bedingungen für das Entstehen von Geräuschen durch ein Ständeroberfeld niedrigster Ordnung ( $\nu'_1 = 2m_1 \pm 1$ ) zusammen mit einem Zahngrunddrehfelde des Läufers:

$$1) \quad Z_2 = 2m_1 p - 1. \quad (23)$$

$$2) \quad Z_2 = 2m_1 p - 2p + 1, \quad (24)$$

$$3) \quad Z_2 = 2m_1 p - 2p - 1, \quad (25)$$

$$4) \quad Z_2 = 2m_1 p + 1, \quad (26)$$

$$5) \quad Z_2 = 2m_1 p + 2p - 1, \quad (27)$$

$$6) \quad Z_2 = 2m_1 p + 2p + 1. \quad (28)$$

Die hieraus sich ergebenden Stabzahlen, welche z. T. auch in den Gleichungen (17) bis (22) enthalten sind, sind stets zu vermeiden.

Ebenso kann man die Zähnezahlen finden, bei denen ein anderes beliebiges Ständerfeld mit den Läuferoberfeldern des Grundfeldes wirksam wird. — Wir kommen jetzt zur

b) Wirkung eines beliebigen Ständeroberfeldes und eines Läuferoberfeldes eines Ständeroberfeldes.

Betrachten wir zwei Ständeroberfelder, so ergibt deren Summe und Differenz stets eine gerade Zahl  $\pm 2a$ , und die Gleichungen (17) bis (22) ergeben dann die Bedingungen für das Entstehen von Geräuschen durch ein Ständeroberfeld und ein Läuferoberfeld eines Ständeroberfeldes

$$1) \quad Z_2 = \frac{a \cdot 2p - 1}{x}, \quad (29)$$

$$2) \quad Z_2 = \frac{a \cdot 2p + 1}{x}. \quad (30)$$

<sup>1)</sup> Siehe Anm. auf S. 91.

<sup>2)</sup> Daß hier und da Motoren mit diesen Zähnezahlsüberschüssen leidlich gut arbeiten, kann an einem großen Luftspalte, geschlossenen Nuten usw. liegen. Es kommt bei der Bewertung der Maschine auch viel auf die an sie gestellten, naturgemäß verschiedenen Ansprüche an.

Dies ist für  $x = 1$  bei einer zwei- und vierpoligen Maschine jede ungerade Zahl. Mit zunehmender Polpaarzahl der Maschine bleiben einige ungerade Stabzahlen frei von einer Geräuschbildung durch solche Oberfelder.

Als Sonderfall hiervon erhalten wir für  $\nu'_1 = \nu''_1 = \frac{Z_1 \pm 1}{p}$  die Bedingungen, bei denen die Zahngrundfelder des Ständers mit ihren aus Gleichung (5) folgenden Läuferoberfeldern Geräusche ergeben:

$$1) \quad Z_2 = \frac{2Z_1 - 2p - 1}{x}, \quad (31)$$

$$2) \quad Z_2 = \frac{2Z_1 - 2p + 1}{x}, \quad (32)$$

$$3) \quad Z_2 = \frac{2Z_1 - 1}{x}, \quad (33)$$

$$4) \quad Z_2 = \frac{2Z_1 + 1}{x}, \quad (34)$$

$$5) \quad Z_2 = \frac{2Z_1 + 2p - 1}{x}, \quad (35)$$

$$6) \quad Z_2 = \frac{2Z_1 + 2p + 1}{x}. \quad (36)$$

Hier sind insbesondere diejenigen Werte von  $x$  einzusetzen, für welche die Ordnung nach Gleichung (5) niedrig wird, weil dies die stärksten Felder sind. Wegen der Teilbarkeit der Brüche ist wiederum nur eine beschränkte Anzahl von Fällen möglich. Die aus den Bedingungen (31) bis (36) sich für kleines  $\nu_2$  ergebenden Stabzahlen sind im allgemeinen stets zu vermeiden.

Sind die beiden wirksamen Ständeroberfelder die von niedrigster Ordnung, so haben wir in Gleichung (13) bis (16) zu setzen  $\nu'_1 = \nu''_1 = 2m_1 \pm 1$  und bekommen die Bedingungen, bei denen die Ständeroberfelder niedrigster Ordnung mit ihren aus Gleichung (5) folgenden Läuferoberfeldern Geräusche verursachen (außer den praktisch unmöglichen  $Z_2 = \frac{\pm 2p \pm 1}{x}$ )

$$1) \quad Z_2 = \frac{4m_1p - 2p - 1}{x}, \quad (37)$$

$$2) \quad Z_2 = \frac{4m_1p - 2p + 1}{x}, \quad (38)$$

$$3) \quad Z_2 = \frac{4m_1p + 2p + 1}{x}, \quad (39)$$

$$4) \quad Z_2 = \frac{4m_1p + 2p - 1}{x}. \quad (40)$$

Hier sind wieder hauptsächlich die Werte von  $x$  zu nehmen, für welche die Ordnung nach Gleichung (5) niedrig wird. Diese Stabzahlen sind im allgemeinen zu vermeiden.

Als Beispiel ziehen wir den Motor Seite <sup>82</sup> mit  $p = 2$ ,  $m_1 = 3$  heran und bekommen:

nach Gleichung (31) bis (36):  $Z_2 = 43, 45, 47, 49, 51, 53$ ;

nach Gleichung (37) bis (40):  $Z_2 = 19, 21, 27, 29$ ;

d. h. bei den oben untersuchten Läufern 19, 27 und 29 werden Geräusche durch die niedrigsten Ständeroberfelder (—) 5 und (+) 7 hervorgerufen. Ein Läufer mit 43 usw. Stäben würde im Gegensatz zu Läufer 41 (Beispiel 5) voraussichtlich wieder stärkere Geräusche verursacht haben.

Ist die Ständerwicklung unsymmetrisch, so muß in jedem einzelnen Falle untersucht werden, welche Ordnung die stärksten Oberfelder haben, und es kann dann wie oben verfahren werden.

Aus dem Beispiel 7 lernen wir, daß die Kurzschlußringe zur Verhütung ungewollter Unsymmetrien möglichst zu isolieren sind. Ist eine Abstützung erforderlich, so muß, wenn auf Isolation verzichtet werden soll, die Anzahl der Auflage- oder Stützpunkte eine gerade Zahl sein.

Unübersehbare Verhältnisse können auch bei einem nicht sorgfältig ausgeführten Käfig mit unisolierten Stäben durch Stromschluß innerhalb der Läufer-eisenbleche eintreten. Es ist wohl denkbar, daß hier auch bei gerader Stabzahl magnetisch wirksame Oberfelder und Geräusche entstehen können. In zweifelhaften Fällen wird es sich daher empfehlen, auch die Stäbe des Käfigs gegen den Eisenkörper zu isolieren.

## II. Die Spulenwicklungen für Asynchron- und Synchronmaschinen.

Symmetrische Wicklungen in beiden Teilen der Maschine können keine einseitige Zugkraft erzeugen und müssen immer bis auf die Töne relativer Frequenz der Oberfelder geräuschfreien Betrieb ergeben. Wenn auch die symmetrischen Wicklungen den unsymmetrischen in elektrischer Hinsicht überlegen sind, so wird es doch Fälle geben, wo sie sich nicht vermeiden lassen. Die Unsymmetrie muß dann, um geräuschbildende Oberfelder fernzuhalten, für  $p = 1$  nur auf 1 Pol und für  $p > 1$  z. B. nur auf 1 Polpaar oder auf  $p/2$  Polpaare ausgedehnt werden; dabei wird die Nutenzahl immer gerade. Besonderes Augenmerk ist auf die symmetrische Verteilung etwaiger leerer Nuten oder toter Stäbe zu legen. Damit bei einer Synchronmaschine im Feld keine geraden bzw. gebrochenen Oberfelder entstehen, muß das Feldsystem völlig symmetrisch ausgeführt werden. Wir haben mithin dafür zu sorgen:

1. daß die Feldpole in bezug auf eine Mittelachse völlig symmetrisch oder alle gleichmäßig unsymmetrisch ausgeführt werden (guter Guß, gleiche Bearbeitung, gleiche Wicklungen).

2. daß die Feldpole im Joch völlig symmetrisch zueinander gelagert werden, oder bei versetzten Polen die Versetzung überall gleich ist (bei zwei Polen darf überhaupt keine Versetzung vorhanden sein).

3. daß die etwa vorhandene Dämpferwicklung so ausgeführt ist, daß sie bei  $p = 1$  nur ungerade und bei  $p > 1$  keine gebrochenen Oberfelder erzeugt. Diese Forderung wird erfüllt, wenn man den Teilkreis der Löcher in eine gerade durch die Polzahl teilbare Anzahl von gleichen Teilen einteilt.

Diese Sorgfalt bei der Herstellung wird jedoch nur bei raschlaufenden Maschinen am Platze sein, da Ständer- und Läuferschwingungen bei schweren Langsamläufern nicht oder wenigstens nicht so leicht eintreten können.

## III. Gleichstrommaschinen.

Aus den Erwägungen in den Abschnitten B III und F II ergeben sich folgende Regeln zur Beseitigung bzw. Milderung der Geräuschbildung:

a) Feldsystem:

1. Symmetrische Ausführung und Lagerung der Haupt- und Hilfspole,

2. Anwendung von zwei Hilfspolen bei  $p = 1$ ; die Anwendung von  $p$ -Hilfspolen für  $p > 1$  ist gestattet;

3. symmetrische Kompensationswicklung.

b) Anker:

4. Anwendung einer solchen geraden Nutenzahl, daß

5. die Lamellenzahl je Polpaar gerade ist,

6. möglichst symmetrische Verteilung der kurzgeschlossenen Leiter einer Spule um eine Mittelachse, derart, daß diese Leiter mit den gleichzeitig von der gegen-

über liegenden Bürste kurzgeschlossenen Leitern zusammen eine möglichst symmetrische Wicklung ergeben,

7. wenn bei  $p = 1$  die Lamellenzahl je Pol keine ganze Zahl ist, möglichst geringe Verkürzung der Spulenbreite,

8. derartige Anordnung etwa verwendeter toter Stäbe oder leerer Nuten, daß der periodische Verlauf der MMK einer aus ihnen gebildeten Wicklung während eines Umganges mindestens zweimal wiederkehrt,

9. überall gleicher gegenseitiger Abstand der  $2p$  Bürsten.

In einer Arbeit „Über das Pfeifen von Maschinen“<sup>1)</sup> hat Fischer-Hinnen die Geräuschbildung insbesondere bei Gleichstrommaschinen untersucht und gefunden, daß bei einem bestimmten Verhältnis des Polbogens zur Nutteilung die Lautstärke am geringsten wird. Seine Faustformel nimmt jedoch keine Rücksicht darauf, ob die Nutenzahl gerade oder ungerade ist, daher bleibt bei ungeradem  $Z$  immer die Möglichkeit zur Geräuschbildung durch eine einseitige Kraft bestehen. Möglicherweise werden aber durch die vorgeschlagene Formgebung der Polschuhe magnetisch wirksame Oberfelder verkleinert, was uns ihre angeblich günstige Wirkung auch bei ungeradem  $Z$  erklären würde. Infolge des großen Luftspaltes und der üblichen starken Abrundung der Polschuhe ist aber eine genaue Festlegung der Polbreite ganz unmöglich; man wird daher niemals mit Sicherheit auf rechnerischem oder zeichnerischem Wege dem Polbogen die gewünschte Breite geben können. Wegen dieser Unsicherheit ist diese Maßnahme nicht zuverlässig, was der genannte Verfasser auch selbst zugibt.

Wir sind hier auf die praktischen Erfahrungen angewiesen; immerhin werden wir durch die nach der Theorie erforderlichen Maßnahmen — Verkleinerung des Zahnfeldes und Symmetrie im Feldsystem und Anker — viel erreichen.

#### IV. Wechselstrom-Kommutatormaschinen.

Die Gesichtspunkte zur Beseitigung der Geräusche laufen gemäß den Betrachtungen im Abschnitt B IV auch hier auf die Wahl völliger symmetrischer oder beschränkt symmetrischer Anordnungen und Wicklungen hinaus, derart, daß eine über den ganzen Umfang sich erstreckende Unsymmetrie vermieden werden muß. Wir haben darauf zu achten:

1. daß die Zähnezahlen im Ständer und Läufer gerade sind,
2. daß bei ausgeprägten Polen diese symmetrisch ausgeführt und angeordnet sind,
3. daß etwa vorhandene Hilfswicklungen völlig symmetrisch ausgeführt sind,
4. daß die von den Bürsten kurzgeschlossenen Leiter am Umfang möglichst symmetrisch und zwar so verteilt werden, daß sie zusammen eine zum Hauptsystem symmetrische Wicklung ergeben,
5. daß die Bürsten überall gleichen Abstand haben.

In allen Fällen, wo unvermeidlich Gelegenheit zur Entstehung von einseitigen Zugkräften durch magnetisch wirksame Oberfelder gegeben ist, müssen wir ferner eine Nachprüfung der Welle vornehmen, ob wir nicht im Bereiche der Motordrehzahlen der kritischen Drehzahl der Welle in bezug auf die Schwingungszahl der magnetischen Kraft begegnen. Die Welle muß also in solchen Fällen stärker als gewöhnlich bemessen werden. Ebenso wird es sich empfehlen, das Ständergehäuse mit Füßen kräftig auszuführen, damit seine Eigenschwingungszahl oberhalb der Drehzahl der Kraft gelegen ist.

Daß der Läufer stets gut ausgewuchtet und dynamisch zentrisch gelagert wird, ist eine allbekannte Grundbedingung für ruhigen Lauf und wird nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

<sup>1)</sup> E. u. M. 1904, S. 339.