Das asynchrone Anlaufmoment der Synchronmaschine.

Von

Dr.-Ing. Ludwig Dreyfus. Ludvika (Schweden).

Inhaltsübersicht.

Einleitung.

- I. Formulierung des Problems.
- II. Die Ankerrückwirkung und das normale Moment.
- A. Die leistungsfähigste Bauart der Synchronmaschine: Magnetischer Kreis vollkommen lamelliert.
 - I. Das Längsfeld.
 - II. Das Quersfeld.
- B. Die für hochbelasteten Anlauf ungeeignetste Bauart der Synchronmaschine: Joch und Pole massiv.
 - I. Längs- und Queramperewindungen.
 - II. Die Synchronmaschine ohne Dämpfervorrichtung.
 - a) Das Längsfeld.
 - b) Das Quersfeld.
 - c) Das Anlaufmoment.
 - III. Die Synchronmaschine mit Dämpfervorrichtung.
 - a) Die Längsfelddämpfung.
 - b) Die Quersfelddämpfung.
- C. Der voraussichtliche Kompromiß. — Anhang:
 - I. Dämpfergitter und Dämpferwicklung.
 - a) Die Längsfelddämpfung.
 - b) Die Quersfelddämpfung.
 - II. Der Einfluß des massiven Joches.
 - a) Die Induktionsströmung im massiven Joch.
 - b) Die Induktionsströmung im Polzwischenraum.
 - c) Zahlenbeispiele.

Einleitung.

Formulierung des Problems.

Legt man die Arbeitswicklungen einer mehrphasigen Synchronmaschine bei Stillstand an (reduzierte) Spannung, so wird in den massiven Teilen des magnetischen Kreises eine Wirbelströmung induziert, die mit den Ankeramperewindungen ein Drehmoment ausbildet. Teils in der Absicht, diese Wirkung zu unterstützen, teils zur Stabilisierung des synchronen Betriebes versieht man die Polschuhe häufig noch mit einer Dämpfervorrichtung, die aus einem Gitter massiver Kupferstäbe besteht. Bei richtiger Wahl der Verhältnisse kann das resultierende Moment zum Anlassen der Maschine ausgenützt werden: Die Synchronmaschine läuft als Synchronmotor an, beschleunigt sich und fällt schließlich ohne eine besondere Schaltvorrichtung von selbst in Synchronismus.

Diese Start-Methode bezeichnet man als das „asynchrone Anlassen synchroner Maschinen“. Sie besitzt bereits für die Gegenwart eine große Bedeutung, die in der Zukunft — soweit man die Verhältnisse beurteilen kann — eher steigen als fallen wird. Denn während man sich bisher auf dem Kontinent damit begnügte, nur unbelastete Synchronmaschinen, namentlich Einankerumformer, auf die angegebene Weise „in Tritt zu bringen“, geht man jetzt nach dem Vorbild der Amerikaner dazu über, auch den belasteten Anlauf auf demselben Wege zu versuchen. — Damit ist die Methode

in ein Stadium getreten, in welchem sie der Theorie nicht mehr zu entbehren vermag. Denn bei belastetem Anlauf gilt es, mit jedem Prozent des Anlaufstromes zu geizen, und doch die größtmögliche Wirkung mit den geringsten Mitteln, den einfachsten Konstruktionen zu erzielen.

Wenn ich soeben bemerkt habe, daß die wachsende Bedeutung des asynchronen Anlaufes gebieterisch auf eine theoretische Behandlung des Problems hinweise, so wollte ich damit nicht den Wert etwa schon vorhandener, an praktischen Ausführungen gewonnener Erfahrungen herabsetzen. Denn es muß von vornherein offen ausgesprochen werden: Das Problem ist zu kompliziert, als daß es sich in allen Teilen exakt behandeln ließe, und der Einfluß der zuweilen nicht unerheblichen Vernachlässigungen bedarf einer quantitativen Sicherstellung durch das Experiment. Wie stets in der Technik müssen sich auch hier Theorie und Praxis die Hände reichen.

Mannigfach sind die Schwierigkeiten, die sich der analytischen Behandlung entgegenstellen und es bedurfte nicht weniger als vier vorbereitender Untersuchungen, um diese Hindernisse schrittweise aus dem Wege zu räumen. Ich beziehe mich auf Veröffentlichungen in früheren Heften dieser Zeitschrift, betitelt:

I. „Die Feldverteilung und Wirbelstrombildung in den Ankern von Dynamomaschinen bei Ummagnetisierung durch hochperiodige Wechsel- und Drehfelder“ (IV. Band, 1915, 4. Heft, S. 99).

II. „Über die Erregung eines massiven magnetischen Kreises durch Wechselstrom“ (IV. Band, 1916, 10. Heft, S. 314).

III. „Über die Leitung eines Wechselstromes durch massive Joche und Polkerne von Dynamomaschinen“ (V. Band, 1916, 6. Heft, S. 175).

IV. „Das Feld im Luftraum beim asynchronen Anlauf synchroner Maschinen“ (VII. Band, 1918, 3. u. 4. Heft, S. 57).

Die Ergebnisse dieser theoretischen Arbeiten wollen wir jetzt benutzen, um das praktische Problem selbst zu lösen, das wir wie folgt präzisieren:

Wie berechnet man das asynchrone Anlaufmoment einer Synchronmaschine für die verschiedenen Bauformen des magnetischen Kreises, die sich in der Praxis eingeführt und behauptet haben, und auf welchem Wege erhält man die günstigsten Bedingungen für belasteten Anlauf?

Diese Fragestellung ist nicht so umfassend, als man es vielleicht wünschen möchte. Zunächst spreche ich nur von dem Anlaufmoment, nicht von der Veränderlichkeit des Momentes zwischen Stillstand und Synchronismus. Zwar setzen uns die zitierten Arbeiten in den Stand, auch diese Kurve vorauszuberechnen, und man würde so namentlich hinsichtlich des Verhaltens bei halbem Synchronismus interessante Aufschlüsse erhalten. Doch könnte man dabei die stark entwickelten Oberfelder schwerlich berücksichtigen, und so räume ich hier lieber von vorneherein der experimentellen Untersuchung das Feld.

Aber auch bei der Diskussion der günstigsten Anlaufverhältnisse habe ich mir einige Beschränkung auferlegt. Ein tüchtiger Berechner wird nämlich die Anlaufschaltung ziemlich verschieden dimensionieren, je nachdem die Synchronmaschine für stark oder schwach belasteten Anlauf bestimmt ist. Im ersten Falle ist mit Rücksicht auf die Ankererwärmung ein gewisser Maximalstrom vorgeschrieben, und es handelt sich darum, mit diesem Strom das höchste überhaupt erreichbare Drehmoment zu erzielen. — Dagegen sollte man bei schwach belastetem Anlauf mehr auf die Bedürfnisse der Zentrale Rücksicht nehmen und danach trachten, das verlangte kleine Moment mit einem geringen Aufwand von KVA zu erhalten. — Ähnlich liegen die Verhältnisse beim asynchronen Anlassen von Einankerumformern. Nur spricht hier — insbesondere bei Wendepolumformern — noch eine weitere Überlegung mit, das ist die Rücksicht auf die Funkenbildung an den Kollektorbürsten.

Diese Funkengefahr ist unter sonst gleichen Umständen um so geringer, je tiefer man die Anlaufspannung herabdrücken kann. Es gibt daher sicher Fälle, in denen diese Rücksicht für die Auslegung der Anlaufschaltung entscheidend wird. Denn das Beispiel Amerikas, die Bürsten beim Anlauf abzuheben, hat man meines Wissens in Europa noch nicht nachgeahmt.

Immerhin ist man bei schwach belastetem Anlauf nicht so unbedingt an die Einhaltung der günstigsten Bedingungen gebunden, wie das die Erzielung eines hohen Anlaufmomentes erforderlich macht; und da ich mit Rücksicht auf den Umfang dieser Arbeit nicht alle 3 Gesichtspunkte vertreten kann, so beschränke ich mich auf den schwierigsten Fall, den hoch belasteten Anlauf.

Die Ankerrückwirkung und das normale Moment.

Im Gegensatz zu vielen anderen Problemen der Technik bietet beim asynchronen Anlauf die qualitative Behandlung keine Schwierigkeiten. Wer sich mit Wirbelstromerscheinungen auch nur oberflächlich beschäftigt hat, der kann sich mit Hilfe von Analogieschlüssen leicht ein ungefähres Bild des ganzen Vorganges entwerfen. Die Anlaufschaltung ist ja auch einfach genug. Mittels eines Anlaßtransformers reduziert man die normale Netzspannung gewöhnlich auf $\frac{1}{3}$ oder irgend einen Wert dieser Größenordnung und drückt dieses reduzierte, symmetrische Spannungssystem den Klemmen der Arbeitswicklung auf. Sobald sich die Maschine unter der Wirkung des Anlaufmomentes ein wenig dreht, verteilt sich der Strom der Netzfrequenz symmetrisch auf alle Phasen. Es ist jedem Elektroingenieur geläufig, die magnetomotorische Kraft dieses Mehrphasensystemes durch Drehamperewindungen auszu-drücken, welche längs des Ankerumfangs sinusförmig verteilt sind und gegen die Arbeitswicklungen mit der synchronen, gegen die Pole mit der Schlüpfungsgeschwindigkeit ω (in elektr. Graden) rotieren. Ihre Amplitude $\hat{A}W$ ist leicht anzugeben. Es bezeichne bei:

Wechselstromwicklungen

J den Effektivwert des Phasenstromes

a die Zahl der parallelen Kreise

β_0 die Zahl der Nuten pro Polteilung

β die Zahl der Nuten pro Pol und Phase

m die Zahl der Leiter einer Nut

$f = \frac{\sin \frac{\pi}{2} \beta}{\beta \sin \frac{\pi}{2} \beta_0}$ denwicklungsfaktor einer Phase

t_p die Polteilung in cm

$\overline{AS} = J \frac{\beta_0 m}{a} \cdot \frac{1}{t_p}$ die effektive Ampereleiterzahl pro cm des Ankerumfangs.

Gleichstromwicklungen

J den Effektivwert des Phasenstromes

$2a$ die Zahl der parallelen Kreise

s die Zahl der Wicklungselemente

γ das Verhältnis $\frac{\text{Spulenbreite}}{\text{Polteilung}}$

b die Zahl der Leiter eines Wicklungselementes

$f = \frac{\sin \frac{\pi}{2} \gamma}{\frac{\pi}{2} \gamma}$ denwicklungsfaktor einer Phase

R den Ankerradius in cm

$\overline{AS} = J \cdot \frac{sb}{a} \cdot \frac{1}{2R\pi}$ die effektive Ampereleiterzahl pro cm des Ankerumfangs.

Dann besitzt die Grundwelle der spezifischen Ampereleiterzahl die Amplitude

$$\hat{AS} = \sqrt{2} f \cdot \overline{AS}$$

1)

und daraus folgt für den Scheitelwert der sinusförmig verteilten Drehamperewindungen

$$\hat{A}W = \hat{A}S \frac{tp}{\pi} \quad 2)$$

Um zu den Symmetrieverhältnissen der Induktionsströmung zu gelangen, zerlegen wir die „Drehamperewindungen“ in zwei einusförmige Wellenzüge von „Wechselstromamperewindungen“ (Bild 1). Diese sind nach den Achsen des Polkernes und Polzwischenraumes fest orientiert. Ihre Amplitude stimmt mit dem Scheitelwert der Drehamperewindungen überein, aber ihre Phase differiert um 90 Grade.

Bild 1. Auflösung der Ankererregung in Längs- und Queramperewindungen.

Die Längsamperewindungen

$$a w_L = \hat{A}W \cos \frac{\pi}{tp} x \cos \omega t$$

suchen einen Wechselfluß durch den magnetischen Kreis des Hauptfeldes zu lancieren, nehmen also auch Polkern und Joch für dessen Leitung in Anspruch. — Ihm fügen die Queramperewindungen

$$a w_Q = \hat{A}W \sin \frac{\pi}{tp} x \sin \omega t$$

ein Querfeld hinzu, welches sich in der Hauptsache schon durch den Polschuh und der benachbarten Teile des Polkernes schließt, den Luftspalt rechts und links von der Polmitte in entgegengesetzter Richtung überbrückend. Daß wir diese beiden Teilfelder getrennt untersuchen, ist die erste Vernachlässigung, die wir uns erlauben. Denn die nachträgliche Superposition bei den Feldformen wäre eigentlich nur für konstante Eisenpermeabilität zulässig. Da aber die erregenden Wechselstromamperewindungen zeitlich in Quadratur stehen, so ist der begangene Fehler nicht groß.

Um die Rechnung noch weiter zu erleichtern, vereinfachen wir die Formgebung des magnetischen Kreises: Wir nehmen den Luftspalt über dem Polbogen

$$B = \alpha tp \dots \alpha = \text{Polbedeckungsfaktor}$$

von konstanter Größe δ_0 an und lassen die Kraftlinien ihn senkrecht überbrücken. Den magnetischen Widerstand der Zähne und des Ankers berücksichtigen wir durch einen kleinen Zuschlag zum Luftspalt, was umsoher gestattet ist, als während der Anlaufperiode keine hohen Sättigungen auftreten. Den so definierten reduzierten Luftspalt des Längsfeldes unter dem Polbogen bezeichnen wir mit δ . Er ist wesentlich kleiner als der reduzierte Gesamtluftspalt $\bar{\delta}$, welcher der normalen Gleichstrom-Sättigung im synchronen Betrieb entspricht.

Im Polzwischenraum

$$C = (1 - \alpha) \tau p$$

darf man das Längsfeld vernachlässigen. Das Querfeld schätzen wir, indem wir die resultierende magnetomotorische Kraft durch einen reduzierten Luftspalt δ_e dividieren. — Die übrigen Vernachlässigungen hier anzuführen, ist überflüssig, da sie nur im Zusammenhang mit den zitierten Spezialarbeiten verstanden werden können.

Die Ausdrücke „Längs- und Queramperewindungen“ erinnern an die gleiche Zerlegung der Amperewindungen bei synchronem Betrieb. Der einzige Unterschied ist, daß hier die Drehamperewindungen gegenüber den Polen eine feste Lage einnehmen, die nur von der inneren Phasenverschiebung zwischen Strom und EMK. der Drehung im Erregerfeld abhängt. Bei gegebenem Strom erhält man das größte Moment, wenn die Längsamperewindungen vollkommen verschwinden, die ganzen Ankerleiter also in der Achse des Querfeldes magnetisieren. — Ich zweifle natürlich nicht, daß diese Verhältnisse dem Leser durchaus geläufig sind. Doch liegt mir daran, für das Vollastmoment eine bequeme Schreibweise zu finden, um sie später als Maß für das synchrone Anlaufmoment gebrauchen zu können.

In Bild 2 bedeutet

$$\bar{B}_e = \frac{0,4 \pi}{\delta} \bar{A} W_e$$

Bild 2. Zur Berechnung des normalen Momentes.

das durch die Erregerwicklung erzeugte Gleichfeld unter dem Polschuh; $\hat{A}S_q = \hat{A}S$ den Maximalwert der spezifischen Querampereleiter, der diesmal mit dem Maximalwert $\hat{A}S$ der gesamten spezifischen Ankerleiter übereinstimmt. Auf das Stromvolumen $as_q \cdot dx$ über dem Bogendifferential dx und der Länge L wirkt das Hauptfeld mit einer Kraft

$$dP = \bar{B}_e \cdot as_q dx \cdot L \cdot \frac{10^{-6}}{9,81} \text{ kg.}$$

Summiert man diese Beiträge unter allen $2p$ -Polen und multipliziert mit dem Ankerradius R , so erhält man das Vollastmoment:

$$\left. \begin{aligned} D_{\text{norm}}^{\text{mkg}} &= 2p \cdot R L B \cdot \bar{B}_e \cdot \hat{A}S \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \\ &= 4p \cdot R L \cdot \bar{B}_e \cdot \hat{A}W \sin \frac{\pi \alpha}{2} \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \end{aligned} \right\} 3)$$

oder mit Einführung des reduzierten Luftspaltes $\bar{\delta}$

$$D_{\text{norm}}^{\text{mkg}} = 1,6\pi \frac{10^{-8}}{9,81} \cdot p \frac{RL}{\bar{\delta}} \cdot \overline{AW}_e \cdot \hat{AW} \sin \frac{\pi \alpha}{2} \quad 4)$$

Das sind die Formeln, nach denen wir später das asynchrone Anlaufmoment bewerten müssen. Da hierin B_e bzw. $\bar{\delta}$ der Sättigungskurve zu entnehmen sind, so wird jedenfalls auch der Charakter dieser Funktion eine wichtige Rolle spielen.

A. Die leistungsfähige Bauart der Synchronmaschine: Magnetischer Kreis vollkommen lamelliert.

Ehe man spezielle Ausführungsformen der Synchronmaschine unter dem Gesichtspunkte des asynchronen Anlaufes kritisieren kann, muß man zuvor eines klar wissen, und das ist:

Welches größte Anlaufmoment könnte man einer Synchronmaschine mit ausgeprägten Polen entnehmen, wenn man in ihrer Konstruktion vollkommen freie Hand hätte?

Denn wissen wir dies, so besitzen wir einen Maßstab, an dem wir die Güte der gebräuchlichen Konstruktionen messen können.

Wie diese ideale Maschine auszulegen wäre, darüber können wir nicht lange im Zweifel sein. Unsere Startmethode ist dem Anlauf eines Mehrphaseninduktionsmotors nachgeahmt. Je näher wir daher diesem Vorbilde kommen, um so günstigere Verhältnisse dürfen wir erwarten. Müssen wir schon die ausgeprägten Pole beibehalten, so würden wir doch auf alle Fälle den ganzen magnetischen Kreis lamellieren und in den Polschuhen eine mehrphasige — am besten 2phasige — Wicklung unterbringen. Die erste Phase, die „Längsfelddämpfung“ kann aus einer einzigen Kurzschlußwindung bestehen, welche den Polbogen umschließt. Die Querfelddämpfung hingegen würde man besser als fein verteilte Wicklung in besonderen Polschuhnuten unterbringen. Bei dieser Bauart verzögert die Kurzschlußwindung die Phase des Längsfeldes, so daß es mit den Querampereleitern des Ankers ein Drehmoment auszubilden vermag. Desgleichen hält die Querfelddämpfung die Phase des Querfeldes zurück, das so mit den Längsamperereitern zu beiden Seiten des Polzwischenraumes kontrastieren muß. Beide Drehmomente wirken im selben Sinne und wir haben die Anordnung so zu treffen, daß der Gesamteffekt möglichst groß ausfällt.

Dafür gäbe es offenbar kein wirksameres Mittel, als den Luftspalt δ_0 so klein als möglich zu halten. Denn dann könnte der Anker mit geringer Stromaufnahme schon ein starkes Treibfeld erzeugen, und gleichzeitig würde die Streuung zwischen den Stator- und Rotorwicklungen so vermindert, daß auch auf eine günstige Ausnutzung dieses Treibfeldes zu rechnen wäre. Leider hat die Sache einen Haken in der entmagnetisierenden Wirkung der Gegenamperewindungen, welchen der wattlose Anteil des Ankerstromes im normalen Betrieb ausbildet. Denn wenn man verlangt, daß diese ein gewisses Maß nicht überschreiten dürfe, so wird dadurch der magnetische Widerstand des Hauptfeldes, vornehmlich also der Luftspalt vorge-schrieben.

Trotzdem läßt sich die Situation retten, wenn wir, ohne den Widerstand des Längsfeldes herabzusetzen, das Querfeld soweit verstärken, als es bei Generatoren die Rücksicht auf den Spannungsabfall, bei Motoren die Rücksicht auf das Kippmoment erlaubt. Dafür sehe ich zwei Möglichkeiten: Die eine ist die Anbringung eines Hilfspoles im Polzwischenraum, so wie ihn etwa Wendepolumformer besitzen. Nur werden wir jetzt den Luftspalt möglichst klein ausführen, während man ihn bei Konvertern eher groß zu halten trachtet. — Das zweite Verfahren beruht auf einer Unterteilung des für das Längsfeld als notwendig erkannten Luftspaltes. Mein Vorschlag ist, auf Kosten des Luftraumes zwischen

Polschuh und Anker einen 2. Spalt an der Berührungsfläche von Polkern und Joch einzufügen (Bild 3). Vertrat also bisher δ den gesamten Widerstand des magnetischen Kreises — d. h. des Eisenweges und des Luftraumes δ_0 — so würde jetzt δ' nur die verkleinerten Luftspalt (δ'_0) und den auf einen Luftweg umgerechneten

Charakter des Streufeldes im Polzwischenraum

Bild 3. Synchronmaschine mit unterteiltem Luftspalt. Zusammensetzung der Längsamperewindungen.

Bild 4. Kreisdiagramm der Längsamperewindungen.

Widerstand der Zähne und des Ankers umfassen. Hingegen verstehen wir unter δ'' den neu eingeführten Luftraum δ_0'' einschließlich der hierauf reduzierten Widerstände von Polkern und Joch.

Beliebig viele Kombinationen zwischen δ_0 , δ_0' und δ_0'' sind möglich, ohne daß deshalb die Rückwirkung der Gegenamperewindungen im Synchronismus anders ausfiele als bei einem einzigen Luftspalt δ_0 . Es braucht nur auf die Nebenbedingung

$$\delta_0 = \delta_0' + \delta_0'' \frac{BL}{B'L''} \quad 5)$$

geachtet werden. Je kleiner δ_0' , um so wirksamer wird das Querfeld verstärkt, da nur die Längsfeldlinien den Luftspalt δ_0'' zu passieren haben. Bemerkenswert ist, daß durch die Unterteilung des Luftspaltes auch die magnetische Streuung im Polzwischenraum vermindert wird und das selbst bei einer etwaigen Verkürzung der Streulinien infolge eines eingebauten Hilfspoles (Bild 3).

Zum Schlusse haben wir noch zu überlegen, in welchem Verhältnis die Unterteilung des Luftspaltes am besten vorzunehmen ist. Hier sind vor allem konstruktive Rücksichten maßgebend. Es wird nämlich praktisch nicht gut ausgehen, den normalen Luftspalt δ_0 auf weniger als die Hälfte bis ein Drittel zu reduzieren. In elektrischer Hinsicht sind das aber auch gerade recht glückliche Grenzen. Denn damit läßt sich erreichen, daß die Grundwellen des Längs- und Querfeldes genau oder nahezu gleich groß ausfallen und sich zu einem einzigen synchron gegen den Anker rotierenden Drehfeld vereinigen.

Das ist nicht unwichtig. Denn nur in diesem Falle führt die Arbeitswicklung ausschließlich eine symmetrische Stromverteilung der Netzfrequenz. In jedem anderen Falle hingegen liefert die Maschine einen parasitären Mehrphasenstrom ans Netz zurück, dessen Periodenzahl ν_p der des Netzes, vermindert um das Doppelte, der Schlüpfungsfrequenz ν_s gleichkommt. Also:

$$\nu_p = \nu - 2\nu_s.$$

Die Rückwirkung dieses parasitären Stromes äußert sich in einem starken Bremsmoment und bei zu großen Unsymmetrien kann es vorkommen, daß selbst der unbelastete Rotor in der Gegend des halben Synchronismus kleben bleibt. Bekanntlich liefert der Drehstrommotor mit einphasigem Rotor eine ganz ähnliche Erscheinung, die unter der Bezeichnung der „einachsigen Schaltung“ in der Literatur beschrieben worden ist¹⁾.

Hat man den Luftspalt nach den erörterten Gesichtspunkten unterteilt und die Dämpferstreuung durch geeignete Wicklungsanordnung auf ein Mindestmaß beschränkt, dann bleibt nur noch eines übrig, nämlich: die Widerstände der Dämpferwicklungen auf ein Maximum ihrer Wirksamkeit zu dimensionieren. Das ist eine Aufgabe, die wir bei jedem Mehrphaseninduktionsmotor mit Anlaßanker zu lösen haben, und die uns daher weder begriffliche noch rechnerische Schwierigkeiten verursachen kann.

Das Längsfeld²⁾.

Auf den magnetischen Kreis des Längsfeldes wirkt der Anker mit sinusförmig verteilten Amperewindungen, die unter dem Polbogen den Scheitelwert $\hat{A}W_1 = \hat{A}W$ und den Mittelwert

$$\hat{A}W_1 = \hat{A}W_1 \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} \quad 6)$$

¹⁾ Vergleiche: Dreyfus, „Die Theorie der einachsigen Schaltung des Drehstromasynchronmotors“. Berlin 1909. Verlag Ernst v. Sohn.

²⁾ Zeichenerklärung: Mit aw, B, i, e . . . bezeichne ich Augenblickswerte.

„ $\hat{A}W, \hat{B}, \hat{J}, \hat{E}$. . . zeitliche Maximalwerte von Sinusfunktionen

„ $\hat{A}W, \hat{B}$ örtliche Maximalwerte.

„ $\hat{\hat{A}}W, \hat{\hat{B}}$ Maxima der Zeit und des Ortes.

Soll eine Wechselstromgröße als Zeitvektor gedeutet werden, so wird über dem Zeichen ein Punkt beigelegt, also:

$$\dot{\hat{A}}W, \dot{\hat{A}}W \text{ usw.}$$

aufweisen (siehe Bild 3). Ihnen setzt die Längsfelddämpfung ihre einzige Windung mit einem Stromvolumen $\hat{J}_1'$ entgegen. Unter der Summenwirkung beider Stromkreise entwickelt sich ein Feld, dessen mittlere Induktion unter dem Polschuh, d. i.

$$\hat{B}_{lm} = \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}\hat{W}_{lm} = \frac{0,4\pi}{\delta} (\hat{A}\hat{W}_1 + \hat{J}_1') \quad 7)$$

so gut wie ausschließlich von der Größe des reduzierten Gesamluftspaltes δ abhängt. Nur in der Feldform macht sich die Unterteilung des Luftspaltes fühlbar, und daran wird man denken müssen, wenn man zu einem gegebenen Anlaufstrom die Anker-Klemmspannung berechnen soll. Man wird dann nur mit der ersten Harmonischen des Längsfeldes und später auch des Quersfeldes operieren, aus ihnen die resultierende Drehfeldspannung der Netzfrequenz ableiten und dazu die Spannungsabfälle der Streuung und des Ohmschen Widerstandes addieren. Diese Rechenoperationen will ich jedoch nicht weiter ausführen. Sie sind einfach, sobald man durch die Bestimmung der Dämpferströme die Untersuchung auf eine feste Grundlage gestellt hat, und damit will ich mich hier begnügen¹⁾.

Für die Induzierung der Dämpferwindung kommt nur die im ganzen umfaßte Kraftlinienzahl und daher der Feld-Mittelweg $\hat{B}_{lm}$ in Frage. Durch ihn wird eine EMK.

$$\hat{E}_{10}' = j\omega \hat{B}_{lm} \cdot BL \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad 8)$$

ins Leben gerufen, welche durch die Spannungsabfälle der Streuung

$$\hat{E}_{1\sigma}' = j \hat{J}_1' K_{1\sigma} \dots \dots K_{1\sigma} = \text{Streureaktanz}^2)$$

und des Ohmschen Widerstandes

$$\hat{E}_{1r}' = -\hat{J}_1' r_1$$

kompensiert werden muß. Es ist also einerseits

$$\hat{E}_{10}' = \hat{J}_1' (r_1 - j K_{1\sigma}),$$

andererseits aber auch nach Gleichung (7) und (8).

$$\hat{E}_{10}' = j (\hat{A}\hat{W}_1 + \hat{J}_1') \cdot K_{10},$$

wenn

¹⁾ Für den Scheitelwert der ersten Längsfeldharmonischen erhält man die Vektorgleichung

$$\hat{B}_{1r} = \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}\hat{W}_{1r} \quad 7a)$$

mit

$$\hat{A}\hat{W}_{1r} = \hat{A}\hat{W}_1 \alpha \left[\left(1 + \frac{\sin \pi \alpha}{\pi \alpha} \right) \frac{\delta}{\delta'} - 2 \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} \right)^2 \frac{\delta - \delta'}{\delta'} \right] + \hat{J}_1' \frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi \alpha}{2}. \quad 7b)$$

Daraus würde sich z. B. für den gebräuchlichsten Polbedeckungsfaktor $\alpha = \frac{2}{3}$ ableiten:

$$\hat{A}\hat{W}_{lm} = 0,827 \hat{A}\hat{W}_1 + \hat{J}_1'$$

aber

$$\hat{A}\hat{W}_{1r} = \frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi \alpha}{2} \left[\left(0,828 + 0,030 \frac{\delta}{\delta'} \right) \hat{A}\hat{W}_1 + \hat{J}_1' \right].$$

Die Grundwelle $\hat{B}_{1r}$ nimmt also mit der Verkleinerung des Luftspaltes δ_0' zwischen Anker und Polschuh ein wenig zu und eilt in ihrer Phase dem Mittelwerte $\hat{B}_{lm}$ ein wenig vor.

²⁾ In dieser „symbolischen“ Schreibweise bezeichnet $j\hat{J}$ einen Vektor gleicher Größe wie $\hat{J}$, der jedoch gegen die Richtung von $\hat{J}$ um 90° elektrische Grade nacheilt. Man kann dem Symbol j die Bedeutung $\sqrt{-1}$ beilegen und die Rechenregeln für imaginäre bzw. komplexe Größen anwenden.

$$K_{l0} = \frac{0,4\pi}{\delta} \omega BL \cdot 10^{-8} \text{ Ohm} \quad 9)$$

die Selbstreaktanz der Dämpferwindung abzüglich der Streureaktanz

$$K_{l\sigma} = K_{l0} \cdot \sigma_1 \dots \sigma_1 \text{ Streukoeffizient}$$

bezeichnet. Aus den beiden letzten Spannungs-Gleichungen folgt zunächst der Dämpferstrom

$$\dot{J}' = -\dot{A}W_1 \frac{1}{(1 + \sigma_1) + j \frac{r_1}{K_{l0}}} = -\dot{A}W_1 \frac{(1 + \sigma_1) - j \frac{r_1}{K_{l0}}}{(1 + \sigma_1)^2 + \left(\frac{r_1}{K_{l0}}\right)^2} \quad 10)$$

und durch Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (7)

$$\dot{A}W_{lm} = \dot{A}W_1 \left[1 - \frac{1 + \sigma_1}{(1 + \sigma_1)^2 + \left(\frac{r_1}{K_{l0}}\right)^2} + j \frac{\frac{r_1}{K_{l0}}}{(1 + \sigma_1)^2 + \left(\frac{r_1}{K_{l0}}\right)^2} \right] \quad 11)$$

In Bild 4 habe ich nach diesen Ansätzen das Diagramm der Amperewindungen konstruiert: Mit der Veränderlichkeit des Dämpfungswiderstandes r_1 wandert der Endpunkt des Vektors der resultierenden Amperewindungen $\dot{A}W_{lm}$ auf einem Halbkreis. Sein Mittelpunkt M liegt auf dem Vektor $\dot{A}W_1$, sein Radius beträgt

$$\overline{MA} = \dot{A}W_1 \frac{0,5}{1 + \sigma_1} \quad 12)$$

Gleichzeitig schneidet der Vektor des Dämpferstroms $\dot{J}'$ das charakteristische Verhältnis $\frac{r_1}{K_{l0}}$ auf einer Maßstabsgeraden ab, die im Abstände $1 + \sigma_1$ von seinem Ursprung A die Richtung von $\dot{A}W_1$ senkrecht kreuzt: So kann man sich jederzeit auf die einfachste Weise im Kreisdiagramm der Amperewindungen orientieren.

Worauf es ankommt ist, die wattlose Komponente $(B_{lm})_{w1}$ des mittleren Luftfeldes möglichst groß zu erhalten. Denn sie allein bildet mit den Queramperleitern ein Drehmoment aus. Also gilt es, auf der Kreisperipherie in der Nähe des Scheitelpunktes m zu arbeiten. Dorthin führt ein Widerstand

$$r_1 = K_{l0} (1 + \sigma_1) \quad 13)$$

und wenn man hiernach die Dämpferwindung dimensioniert, so erreicht man mit

$$(\dot{B}_{lm})_{w1} = j \frac{0,4\pi}{\delta} \dot{A}W_1 \frac{0,5}{1 + \sigma_1} \quad 14)$$

das Maximum der wattlosen Feldkomponente bei ungesättigter Maschine.

Jetzt ist es ein leichtes, auch das zugeordnete Drehmoment zahlenmäßig anzugeben. Die Grundwelle des wattlosen Feldanteiles

$$(\hat{B}_{l1})_{w1} = (\dot{B}_{lm})_{w1} \frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi \alpha}{2}$$

kontrastiert mit der ersten Harmonischen der Queramperleiter des Ampers, d. i.

$$\hat{A}S_q = \dot{A}W \cdot \frac{\pi}{t_p}$$

Demgemäß entfällt auf jede Polteilung eine Umfangskraft:

$$P_{kg} = \frac{1}{4} (B_{l1})_{w1} \cdot \hat{A}S_q \cdot t_p L \cdot \frac{10^{-6}}{9,81}$$

und das schafft ein gesamtes Längsfeldmoment von:

$$\begin{aligned}
 D_1^{mkg} &= p \cdot RL B \cdot (\hat{B}_{lm})_{wl} \hat{A} \hat{S} \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2} \cdot 10^{-8}}{\frac{\pi \alpha}{2} \cdot 9,81} \\
 &= 2 p \cdot RL \cdot (\hat{B}_{lm})_{wl} \hat{A} \hat{W} \sin \frac{\pi \alpha}{2} \cdot \frac{10^{-8}}{9,81}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} D_1^{mkg} &= p \cdot RL B \cdot (\hat{B}_{lm})_{wl} \hat{A} \hat{S} \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2} \cdot 10^{-8}}{\frac{\pi \alpha}{2} \cdot 9,81} \\ &= 2 p \cdot RL \cdot (\hat{B}_{lm})_{wl} \hat{A} \hat{W} \sin \frac{\pi \alpha}{2} \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \end{aligned}} \right\} 15)$$

oder wenn die Voraussetzungen zur Anwendung von Gleichung (14) gegeben sind:

$$D_1^{mkg} = 0,4 \pi \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \cdot p \frac{RL}{\delta} \cdot \hat{A} \hat{W}^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{\alpha}} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1} \quad 16)$$

Ob das viel oder wenig ist, wird der Vergleich mit dem Synchronen-Vollastmoment lehren. Um hierfür eine bequeme Zeichensprache zu erhalten, führe ich mit

$$A \bar{W}_g = (\hat{A} \hat{W})_{norm} \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} \quad 17)$$

die vollen Ankergegenamperewindungen ein, d. i. denjenigen Mittelwert der Ankerückwirkung unter dem Polschuh, den ein wattloser Vollaststrom im synchronen Betrieb erzeugen würde. Je nachdem wir dann die Formeln 3 und 15, oder 4 und 16 zusammennehmen, ergibt sich folgendes Verhältnis

$$\frac{D_1}{D_{norm}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{(\hat{B}_{lm})_{wl}}{\bar{B}_e} \cdot \frac{\hat{J}_{Anlauf}}{J_{norm}} \quad 18a)$$

oder

$$\frac{D_1}{D_{norm}} = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{\hat{J}_{Anlauf}}{J_{norm}} \right)^2 \cdot \frac{A \bar{W}_g}{A \bar{W}_e} \cdot \frac{\delta}{\delta} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1} \quad 18b)$$

Von diesen Formeln zeigt die letzte besonders klar, was beim Entwurf einer Maschine für hohes Anlaufmoment erstrebt werden muß. Am einfachsten und wirksamsten wäre es natürlich, mit recht großem Anlaufstrom zu arbeiten. Denn das prozentuale Moment steigt quadratisch mit $\left(\frac{\hat{J}_{Anlauf}}{J_{norm}} \right)$. Doch ist man hierin von dem guten Willen der Elektrizitätswerke abhängig, und mehr als den 3fachen Normalstrom wird man auch selbst mit Rücksicht auf die Ankererwärmung nicht gerne zulassen. — Der nächste Faktor $\frac{A \bar{W}_g}{A \bar{W}_e}$ charakterisiert die Größe der Ankerückwirkung. Wir werden somit aufgefordert, Maschinen mit großer Ankerrückwirkung zu bauen, d. h. eine hohe spezifische Amperebelastung AS einem starken Treibfeld $\bar{B}_e$ vorzuziehen. Wie weit man hiermit gehen kann hängt freilich auch von anderen Überlegungen ab, und so will ich auf dieses Glied nicht übermäßig viel Gewicht legen. Was man aber wohl stets in der Hand hat, ist der 3. Faktor $\frac{\delta}{\delta}$. Um ihn recht hoch zu schrauben, muß man die Synchronmaschine im normalen Betrieb stark sättigen, also einen großen Teil des magnetischen Widerstandes in das Eisen legen. Außerdem soll aber auch das Knie der magnetischen Charakteristik möglichst stark ausgeprägt sein, und man kann viel gewinnen, wenn man mit

Bild 5a. $\tilde{J}_{\text{Anl.}} = \tilde{J}_{\text{norm.}}$

Bild 5b. $\tilde{J}_{\text{Anl.}} = 2 \tilde{J}_{\text{norm.}}$

Bild 5c. $\tilde{J}_{\text{Anl.}} = 3 \tilde{J}_{\text{norm.}}$

Bild 5a-c. Zur Berechnung des Längsfeldmomentes bei asynchronem Anlauf ($A\tilde{W}_g = A\overline{W}_e$).

Rücksicht hierauf die Zähne und Polkerne dimensioniert¹⁾. Neben diesen Hauptgesichtspunkten spielt die Streuung eine minder wichtige Rolle; denn der letzte Faktor $\frac{1}{1 + \sigma_1}$ kann bei nur einigermaßen vernünftigen Konstruktionen nicht viel von der Einheit verschieden sein.

Wenn man sich nun alle diese Folgerungen zu nutze macht, welches Längsfeldmoment ist dann zu erreichen? Ein Zahlenbeispiel mag uns die Antwort geben. Die Diagrammserie 5 enthält die Sättigungskurven einer günstig dimensionierten Maschine für Gleich- und Wechselstromerregung²⁾. Die erste Kurve, welche die Grundwellen der Luftinduktion und der Erregeramperewindungen verknüpft, liegt im gekrümmten Teil bis zu 20% höher als die zweite. Die vollen Ankergegenamperewindungen $\bar{A}\bar{W}_g$ sind zu 50% der resultierenden Gleichstromerregung $\bar{A}\bar{W}_e$ angenommen. Die Dämpfertrennung beträgt $\sigma_1 = 0,05$. Mit diesen Annahmen wurden folgende Resultate erzielt.

Bild	$\frac{\tilde{J}_{Anl.}}{\tilde{J}_{norm}}$	$\frac{\bar{\delta}}{\delta}$	$\frac{\tilde{B}_{lm}}{\bar{B}_e}$	$\frac{D_1}{D_{norm}}$	$\frac{r_1}{K_{10}}$
5 a)	1	2,5	0,6	0,3	0,8
5 b)	2	2,0	0,8	0,8	0,6
5 c)	3	1,5	0,93	1,4	0,56.

Das sind gewiß befriedigende Werte, die einerseits durch Zugrundelegung einer übertrieben stark gekrümmten Sättigungskurve, andererseits durch richtige Auslegung des Dämpferkreises erreicht worden sind.

Was den letzten Punkt betrifft, so wird man bemerken, daß die ausgeführten Verhältnisse $\frac{r_1}{K_{10}}$ sämtlich unter der Einheit liegen. Daß dabei die erzielten Dreh-

momente trotzdem ein wenig höher liegen als man sie für $\frac{r_1}{K_{10}} = 1$ erhalten würde, ist der Krümmung der magnetischen Charakteristik zuzuschreiben. Aber viel wichtiger als diese Feinheiten ist die Größenordnung des Dämpferwiderstandes, die ungleich viel höher liegt, als man sie zur Beruhigung mechanischer Pendelungen im Parallelbetrieb wählen würde. Selbst wenn man die Dämpferwicklung in genuteten Polschuhen unterbringt und ihren Widerstand bei Anlauf mit Hilfe des Steineffektes künstlich erhöht, muß doch das Kupfergewicht der Längsfelddämpfung erheblich unter dem normaler Dämpfegitter bleiben.

Das Querfeld.

Im Gegensatz zu der einen Kurzschlußwindung in der Achse des Längsfeldes nahm ich die Querfeldwicklung über den ganzen Polbogen gleichmäßig verteilt an. Das Diagramm ihrer Amperewindungen besitzt also Trapezform (Bild 6), und wenn $\tilde{J}_Q'$ der Maximalwert des Dämpferstromes, w_q die Leiterzahl pro halbe Polteilung bedeckt, so wird die Trapezhöhe:

$$\tilde{A}\tilde{W}_Q' = \tilde{J}_Q' w_q.$$

Es wäre aber umständlich, diese neue Verteilung mit der Sinuswelle der Anker-

¹⁾ Mit der Krümmung der Sättigungskurve nimmt das Verhältnis $\frac{\tilde{B}_{lm}}{\bar{B}_e}$ zu. Um diesen Vorteil deutlich hervortreten zu lassen, habe ich in den Bild 5 (und 10) die Krümmung stark übertrieben.

²⁾ Über die Berechnung der magnetischen Wechselstromcharakteristik aus der Gleichstromcharakteristik siehe Dreyfus, „Über die Erregung eines massiven magnetischen Kreises durch Wechselstrom“.

queramperewindungen zusammenzusetzen. Darum reduzieren wir auch diese zuvor auf eine ähnliche Trapezform und richten es so ein, daß ihre erste Harmonische gerade mit der ursprünglichen Sinuswelle ($\hat{A}\hat{W}_q$) übereinstimmt. Mit anderen Worten: Wir machen die Höhe des Ersatztrapezes gleich:

$$\hat{A}\hat{W}_Q = \hat{A}\hat{W}_q \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{\sin \frac{\pi\alpha}{2}} \quad (19)$$

Bild 6. Zusammensetzung der Querampere-windungen.

Bild 7. Querampere-windungen und Quer-feldverteilung.

Charakt. ristik des Querfeldkreises bei Wechselstrom-erregung.

Unter diesen Voraussetzungen liefern schließlich auch die resultierenden Ampere-windungen eine Trapezwelle von der Amplitude:

$$\hat{A}\hat{W}_{QU} = \hat{A}\hat{W}_Q + \hat{J}_Q' w_q. \quad (20)$$

Ich schlug diesen Weg ein, weil er die Bestimmung des Querfeldes und seiner Induktionswirkungen wesentlich erleichtert. Jetzt entspricht nämlich dem geradlinigen Anstieg oa der Trapez-erregung ein ganz bestimmter Abschnitt ob in der magnetischen Wechselstromcharakteristik der Luftspalt-Zähne-Schicht, den wir von dort unmittelbar in das Felddiagramm übertragen können (Bild 7). Wir werden freilich nicht mit ihm rechnen; denn dazu müßte uns sein analytisches Gesetz bekannt sein. Aber wir können ihn nach Gefühl ziemlich sicher durch eine gleichwertige¹⁾ Gerade oa ersetzen, die von der Polmitte gegen die Polspitze ansteigt und dort die Höhe

¹⁾ Der wirklichen Feldkurve „gleichwertig“ ist diejenige Verteilung, welche der Dämpferwicklung dieselbe Spannung induziert. Es sollte also streng genommen sein:

$$\tilde{B}_{qu} = \frac{12}{B^2} \int_0^{\frac{B}{2}} \tilde{B}_q \cdot x \, dx.$$

$$\dot{\tilde{B}}_{QU} = \frac{0,4\pi}{\delta'} \dot{\tilde{A}} W_{QU} \quad (21)$$

erklimmt. Diesem Anstieg folgt im Polzwischenraum zunächst ein jäher Abfall. Dank dem Einbau des Hilfspoles erholt sich das Feld jedoch ziemlich rasch, so daß seine mittlere Höhe

$$\dot{\tilde{B}}_c = \frac{0,4\pi}{\delta_c} \dot{\tilde{A}} W_{QU} \quad (22)$$

immer noch erhebliche Werte besitzt. Wir müssen später die beiden Mittelwerte $\dot{\tilde{B}}_{QU}$ und $\dot{\tilde{B}}_c$ tatsächlich aufsuchen, denn ihre Kenntnis verschafft uns die beiden reduzierten Luftspalte δ' und δ_c , mit denen wir in der Folge beständig operieren¹⁾.

Vorerst jedoch kennen wir die erregenden Amperewindungen $\dot{\tilde{A}} W_{QU}$ noch gar nicht, da wir den Dämpferstrom noch nicht berechnet haben. Das müssen wir also vor allem nachholen.

Der Dämpferstrom $\dot{J}_Q'$ folgt aus dem Gleichgewicht der Spannungen im Dämpferkreis. Führt man durch die Gleichung

$$K_{qo} = \frac{0,4\pi}{\delta'} \cdot 10^{-8} \cdot \omega w_q^2 B L \left(\frac{1}{3} + \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{\delta'}{\delta_c} \right) \quad (23)$$

die Selbstreaktanz der Dämpferwicklung abzüglich ihrer Streureaktanz

$$K_{qo} = K_{qo} \cdot \sigma_q$$

ein, so beträgt die durch das Querfeld induzierte EMK.

$$\dot{E}_{qo} = j \left(\dot{J}_Q' + \frac{\dot{\tilde{A}} W_Q}{w_q} \right) K_{qo}.$$

Da außerdem die Bedingung

$$\dot{E}_{qo} = \dot{J}_Q' (r_q - j K_{qo})$$

zu Recht bestehen muß, so ergibt sich eine ganz ähnliche Gleichungsserie wie seinerzeit für das Längsfeld. Es ist nämlich:

$$\dot{J}_Q' w_q = - \dot{\tilde{A}} W_Q \cdot \frac{1}{(1 + \sigma_q) + j \frac{r_q}{K_{qo}}} = - \dot{\tilde{A}} W_Q \frac{(1 + \sigma_q) - j \frac{r_q}{K_{qo}}}{(1 + \sigma_q)^2 + \left(\frac{r_q}{K_{qo}} \right)^2} \quad (24)$$

und daraus:

$$\dot{\tilde{A}} W_{QU} = \dot{\tilde{A}} W_Q \left[1 - \frac{1 + \sigma_q}{(1 + \sigma_q)^2 + \left(\frac{r_q}{K_{qo}} \right)^2} + j \frac{\frac{r_q}{K_{qo}}}{(1 + \sigma_q)^2 + \left(\frac{r_q}{K_{qo}} \right)^2} \right]. \quad (25)$$

¹⁾ Für das Diagramm der Ankerspannungen kommt nur die Grundwelle $\dot{\tilde{B}}_{q1}$ der Querfeldverteilung in Betracht. Legt man auch hier die geradlinige Ersatz-Feldkurve zugrunde, so erhält man für den Scheitelwert der 1. Harmonischen:

$$\dot{\tilde{B}}_{q1} = \frac{0,4\pi}{\delta'} \dot{\tilde{A}} W_{q1} \quad (21a)$$

mit

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{A}} W_{q1} &= \left(\dot{\tilde{A}} W_q + \frac{4}{\pi} \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} \dot{J}_Q' w_q \right) \cdot \left(1 - \frac{\delta_c - \delta'}{\delta_c} \cdot \frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\lg \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \\ &\approx \dot{\tilde{A}} W_{QU} \frac{\pi \alpha}{2} \cdot \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \left(\frac{1}{3} + \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{\delta'}{\delta_c} \right). \end{aligned} \quad (21b)$$

Daraus würde für $\alpha = \frac{2}{3}$ folgen:

$$\dot{\tilde{A}} W_{q1} = \left(\dot{\tilde{A}} W_q + 1,053 \dot{J}_Q' w \right) \left(0,395 + 0,605 \frac{\delta'}{\delta_c} \right).$$

Aus der Analogie der Gleichungen (10, 11) und (24, 25) folgt aber, daß auch die Konstruktion des Kreisdiagrammes und einer Maßstabsgereaden direkt übernommen werden kann. Ich habe mich daher damit begnügt, in Bild 8 die Gleichungen der Bestimmungsstücke einzutragen. Der günstigste Dämpferwiderstand liegt bei ungesättigter Maschine in der Nähe von:

$$r_q = K_{q0} (1 + \sigma_q) \quad (26)$$

und hierfür erreicht die wattlose Feldkomponente ihr Maximum:

$$(\dot{B}_{QU})_{w1} = \dot{B}_{QU} \frac{0,5}{1 + \sigma_q}. \quad (27)$$

Bild 8. Kreisdiagramm der Querampere-windungen.

$$\vec{OA} = \hat{A}W_Q, \quad \vec{MA} = \hat{A}W_Q \frac{0,5}{1 + \sigma_q}, \quad \vec{OD} = \vec{PC}.$$

Bild 9. Zur Bestimmung der Luftspaltunterteilung.

Bleibt nur noch festzustellen, welches Drehmoment diese wattlose Quersfeldkomponente mit den Längsamperleitern entwickelt. Um die Formel nicht unnötig kompliziert zu machen, ersetze ich auch die Sinuswelle der spezifischen Ankerbelastung a_s durch ein Trapez von der oberen Breite B und der Höhe

$$\hat{A}S_L = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \cdot \hat{A}S. \quad (28)$$

Das liefert pro Pol eine Umfangskraft

$$P_q K_g = \frac{1}{2} (\dot{B}_{QU})_{w1} \cdot \hat{A}S_L \cdot t_p \cdot L \left(\frac{\alpha}{3} + (1 - \alpha) \frac{\delta'}{\delta_c} \right) \cdot \frac{10^{-6}}{9,81}$$

und damit gewinnt die Gleichung des Quersfeldmomentes die einfache Form:

$$D_q^{mKg} = p \cdot R \cdot LB \cdot (\tilde{B}_{QU})_{wl} \cdot \hat{A} S \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{4 \sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \left(\frac{1}{3} + \frac{1 - \alpha \delta'}{\alpha \delta_c} \right) \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \quad 29)$$

$$= 2 p \cdot RL \cdot (\tilde{B}_{QU})_{wl} \cdot \hat{A} W \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{4 \sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \cdot \frac{\pi \alpha}{2} \left(\frac{1}{3} + \frac{1 - \alpha \delta'}{\alpha \delta_c} \right) \frac{10^{-8}}{9,81}.$$

Arbeitet man auf dem Amperewindungskreise in der Nähe des Scheitelpunktes, so kann man die wattlose Feldkomponente auch noch auf die Ankeramperewindungen zurückführen und erhält dann nach Gleichung (27) und (21)

$$D_q^{mKg} = 0,4 \pi \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \cdot p \frac{RL}{\delta'} \hat{A} W^2 \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{4 \sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right)^2 \cdot \frac{\pi \alpha}{2} \left(\frac{1}{3} + \frac{1 - \alpha \delta'}{\alpha \delta_s} \right) \cdot \frac{1}{1 - \sigma_q} \quad 30)$$

Die gewonnenen Formeln würden uns in den Stand setzen, das Querfeldmoment aus den Maschinenkonstanten zu berechnen. Tatsächlich liegt der Fall jedoch gerade umgekehrt. Wir kennen bereits das Querfeldmoment, aber wir kennen noch nicht alle Maschinenkonstante, sondern haben über die Unterteilung des Luftspaltes noch zu verfügen.

Ich sagte, das Querfeldmoment sei uns im voraus bekannt. Wie ist das zu verstehen? Nun ganz einfach so: Wir haben uns schon früher darauf geeinigt, daß sich die Grundwellen des Längs- und Querfeldes zu einem einzigen synchronen Drehfeld konstanter Amplitude vereinigen sollten. Das ist aber genau genug der Fall, wenn wir in den Kreisdiagrammen der Längs- und Querfeldamperewindungen auf ähnlich gelegenen Kreispunkten arbeiten, und wenn dabei diese Feldkomponenten mit den Drehamperewindungen des Ankers gleiche Drehmomente entwickeln. Wollen wir also die hierfür nötige Luftspaltunterteilung berechnen, so haben wir einfach die Drehmomente D_l und D_q gleichzusetzen und die Konsequenzen zu ziehen.

Das kann jetzt leicht geschehen. Für ähnlich gelegene Kreispunkte darf man das Verhältnis der Momente nach den Gleichungen (16) und (30) berechnen. Dabei stellt sich heraus:

$$\frac{D_q}{D_l} = \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right)^4 \left(\frac{1}{3} \frac{\delta}{\delta'} + \frac{1 - \alpha \delta}{\alpha \delta_c} \right) \frac{1 + \sigma_l}{1 + \sigma_q}$$

oder, da die Drehmomente übereinstimmen sollen und σ_l und σ_q sicher nicht viel verschieden sind:

$$\frac{\delta}{\delta'} = \frac{48}{\pi^2} \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} \right)^4 - \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{3 \delta}{\delta_c} \quad 31)$$

Darin ist δ ein eindeutiger Wert, nämlich derjenige reduzierte Luftspalt, den wir aus dem Anlaufdiagramm für das Längsfeld entnehmen. Die obige Gleichung setzt also jetzt auch den reduzierten Luftspalt δ' des Querfeldes während der Anlaufperiode endgiltig fest.

Damit ist allerdings noch nicht gesagt, daß man dieses Teilverhältnis auch wirklich ausführen kann. Denn δ und δ' bezeichnen ideelle Luftspalte, und wir

haben hieraus erst das Verhältnis der geometrischen Luftspalte δ_0' und δ_0 abzuleiten. Das scheint vielleicht auf den ersten Blick etwas schwierig. Es läuft aber genau auf dasselbe hinaus als wenn ich sage: Wir kennen bereits die Ersatzgerade Oa der Feldverteilung in Bild 7 und müssen dazu die magnetische Wechselstromcharakteristik des Längsfeldes um einen solchen Luftspalt δ'' scheren, daß ihr die

Bild 10a. $\tilde{J}_{Anl.} = \tilde{J}_{norm.}$ Bild 10b. $\tilde{J}_{Anl.} = \tilde{J}_{norm.}$

vorgebene Gerade als gute Interpolation genügt. Diese Aufgabe lautet wesentlich einfacher und läßt sich am schnellsten auf folgendem Wege lösen:

Man konstruiert unter der magnetischen Wechselstromcharakteristik des Längsfeldes das Diagramm der Querampereewindungen und macht $\overline{OQ} = \hat{A}W_{QU}$ (Bild 9). Zu diesen Ampereewindungen berechnen wir mit Hilfe des eben gefundenen Luftspaltes δ' die Querfeldinduktion

$$\tilde{B}_{QU} = \frac{0,4\pi}{\delta'} A \tilde{W}_{QU}$$

und ziehen in diesem Abstände eine Parallele zur Abszissenachse. Dann haben wir auf dieser Geraden einen Punkt R so zu bestimmen, daß in dem stark aus-

Bild 10 c. $\tilde{J}_{Anl.} = \tilde{J}_{norm.}$

Bild 10 a—c. Bestimmung der Luftspaltunterteilung für die Zahlenbeispiele des Bildes 5.
($A\tilde{W}_g = \frac{1}{2} A\tilde{W}_e$).

gezogenen Koordinaten-System $\eta\xi$ (dessen η -Achse parallel zu $\overline{QR}$ zu legen ist) die Gerade $\overline{OR}$ die Sättigungskurve befriedigend interpoliert. Ist dieser Punkt gefunden, so ist die η -Achse die gesuchte Scherungsgerade und daher:

$$\frac{\delta''}{\delta_0} = \frac{a a_2}{a a_0}$$

bzw.

$$\frac{\delta_0'}{\delta_0} = \frac{a_2 a_0}{a a_0}$$

Die Diagrammserie 10 a bis c zeigt die Anwendung der Konstruktion auf jenes Zahlenbeispiel, mit dem wir seinerzeit so günstig Längsfeldmomente erzielen. Dabei fand ich:

$$\text{Für } \frac{\tilde{J}_{Anl.}}{\tilde{J}_{norm.}} = 1 \text{ und } \frac{\delta}{\delta_c} = 1,1 \text{ ein Teilungsverhältnis } \frac{\delta_0'}{\delta_0} = \frac{1}{2}$$

$$2 \quad 1,0$$

$$3 \quad 1,0$$

$$\frac{1}{3} \\ \frac{1}{3}$$

Bild 11. Anlaufmoment als Funktion des Funktion des Anlaufstromes
($A\tilde{W}_g = \frac{1}{2} A\tilde{W}_e$).

Das sind Werte, deren praktische Ausführung in der Regel möglich sein wird. Wir wären also tatsächlich imstande als gesamtes Anlaufmoment den doppelten Betrag des Längsfeldmomentes zu erzielen, d. h.

$$\text{Für } \frac{\tilde{J}_{\text{Anl.}}}{\tilde{J}_{\text{norm}}} = 1 \quad \frac{D_{\text{Anl.}}}{D_{\text{norm}}} = 0,6$$

2	1,6
3	2,8.

Bild 12. Längs- und Queramperebindungen bei unsymmetrischer Stromaufnahme.

Aus diesen Werten habe ich in Bild 11 die Kurve des Anlaufmomentes als Funktion des Anlaufstromes abgeleitet. Wie außerordentlich günstig sie liegt, brauche ich nicht auseinanderzusetzen¹⁾. Wer einmal im Prüffeld mit den gebräuchlichen Konstruktionen versucht hat, auch nur annähernd soweit zu kommen, der hat sich schon den richtigen Vergleichsmaßstab angeeignet. Wer ihn aber noch nicht besitzt, den wird der folgende Abschnitt aufklären.

B. Die für hochbelasteten Anlauf ungeeignetste Bauart der Synchronmaschine. Joch und Pole massiv¹⁾.

Wir wissen jetzt, was sich bestenfalls erreichen ließe und haben gehört, daß es mehr, weit mehr ist, als was erfahrungsgemäß mit den üblichen Konstruktionen

¹⁾ Vergleiche jedoch die Anmerkung zu S. 16.

¹⁾ Manches in diesem Abschnitt wird erst durch das Studium der Arbeiten III und IV voll verständlich. Deren Inhalt durch einen kurzen Auszug wiederzugeben, erwies sich als unmöglich, und einen längeren Auszug glaubte ich der vorliegenden Arbeit nicht einverleiben zu können.

erzielt wird. Aber mit dieser oberflächlichen Einsicht dürfen wir uns nicht begnügen. Erst, wenn wir nicht nur das Erreichbare, sondern auch das Erreichte genau präzisiert haben, erst dann haben wir festen Boden, auf dem sich Konstrukteure und Berechner in einem rationellen Kompromiß begegnen können. Welches also ist das asynchrone Moment, das man der heute dominierenden Bauart, dem massiven Polrad oder Polgehäuse, abgewinnen kann?

I. Längs- und Queramperewindungen.

Das Anlaufmoment läßt sich nur auf Grund der Feldverteilung ermitteln, und um hier nicht ganz im Dunkeln zu tappen, muß man einen Begriff haben, welchen Gesetzen die Stromaufnahme der Ankerphasen gehorcht. Dieser Punkt machte im vorigen Kapitel keine Schwierigkeiten. Denn dort besprachen wir eine Konstruktion, durch die wir schon im Stillstande eine symmetrische Stromaufnahme erzwingen konnten. Jetzt aber haben wir uns dieses Mittels begeben. Darum ist es mehr als unwahrscheinlich, daß trotzdem der Anker ein symmetrisches Drehstromsystem führen sollte. Vermutlich werden vielmehr auch die Längs- und Queramperewindungen weder in Quadratur stehen noch gleiche Größe besitzen. So wird hinfällig, was bislang der Rechnung als Unterlage diente und es gilt, etwas Neues an seine Stelle zu setzen.

Dieses neue Gesetz wird durch das Gleichgewicht der Spannungen in den Arbeitsphasen diktiert, ein Gleichgewicht, das sich mit der Drehung des Polrades ein wenig verschiebt. So werden z. B. in einem Augenblick die Achsen einer Phase gerade mit den Mittellinien der Kerne zur Deckung kommen, während $\frac{1}{6}$ Polteilung weiter die Wicklungsachsen einer anderen Phase die Lücken zwischen den Polen halbieren. Von diesen beiden Symmetrielagen werden wir jedoch nur die erste untersuchen. Und weil wir dabei nicht gut einen geraden Kurs steuern können, so wollen wir unser Endziel, das ist die Ermittlung der Längs- und Queramperewindungen, erst recht fest im Auge behalten.

Wer Abb. 12 mit ihrer etwas willkürlich angenommenen Amperewindungsverteilung betrachtet, dem wird sich wahrscheinlich von selbst die Frage aufdrängen: Welche Amperewindungen magnetisieren denn nun das Längsfeld und welche das Quersfeld? Das läßt sich sofort entscheiden, wenn man wie gewöhnlich nur mit der ersten Harmonischen der Amperewindungsverteilung operiert. Offenbar liegen dann die vollen Amperewindungen der Phase I in der Achse des Hauptfeldes, während die beiden anderen Phasen nur eine Komponente von der halben Größe ihrer jeweiligen Amplitude beisteuern. Insgesamt ist also:

$$\hat{A}W_1 = \hat{A}W_1 - \frac{1}{2} (\hat{A}W_2 + \hat{A}W_3).$$

Da aber wegen

$$\hat{J}_1 + \hat{J}_2 + \hat{J}_3 = 0$$

auch zwischen den Zeitvektoren der Amperewindungen die Beziehung

$$\hat{A}W_2 + \hat{A}W_3 = -\hat{A}W_1$$

zu Recht besteht, so ist schließlich genau wie bei symmetrischer Stromverteilung:

$$\hat{A}W_2 = 1,5 \hat{A}W_1. \quad 32)$$

Dagegen lassen sich die Quersfeldamperewindungen nicht auf den Strom einer Phase zurückführen. Sie werden vielmehr jederzeit durch das Zusammenwirken der Phasen II und III ausgebildet, wobei wieder nicht die vollen Amplituden, sondern nur das $\frac{1}{2}\sqrt{3}$ -fache dieser Werte zur Geltung kommt. Hier ist somit

$$\hat{A}W_q = \frac{\sqrt{3}}{2} (\hat{A}W_2 - \hat{A}W_3). \quad (33)$$

Im übrigen werden weder die Längs- noch die Queramperewindungen direkt zur Erzeugung des Luftspaltfeldes ausgenützt. Zuvor müssen ja die Gegenampere-windungen der Dämpfer und vor allem der Wirbelströmung in Pol und Joch aufgehoben werden. So kommt es, daß schließlich die Grundwellen $\hat{B}_l$ und $\hat{B}_q$ des Längs- und Querfeldes in den meisten Fällen ganz kläglich ausfallen, wenn sie auch durch ihre Phasenverspätung φ_l und φ_q gegen die Amperewindungen $\hat{A}W_l$ und $\hat{A}W_q$ wenigstens die Möglichkeit eines asynchronen Anlaufs gewähren. — Doch ich darf nicht vorgreifen. Der nächste Abschnitt wird sich mit diesen Verhältnissen noch eingehend beschäftigen müssen. Hier wollte ich seine Ergebnisse nur so weit vorwegnehmen, als es mir zum Verständnis der Schreibweise

$$\left. \begin{aligned} \hat{B}_l &= \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}W_l \cdot z_l \\ \hat{B}_q &= \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}W_q \cdot z_q \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

bzw.

notwendig erschien. Ich bezeichne also mit

$$\left. \begin{aligned} z_l &= x_l + j y_l \\ z_q &= x_q + j y_q \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

dimensionslose komplexe Zahlen, deren Tensoren $|z_l|$ und $|z_q|$ stets sehr viel kleiner als eins, ja in der Regel kleiner als $1/4$ sind. Sie charakterisieren den Prozentsatz der Amperewindungen, der für die Luftspalt-Zähne-Schicht mit einem reduzierten Luftspalt δ zur Verfügung steht. Wenn dieser Prozentsatz klein ist, sind auch die Zahnsättigungen gering. Zwischen δ und dem unter Berücksichtigung der Anker-nutung berechneten effektiven Luftspalt besteht daher meist kein nennenswerter Unterschied.

Sobald man die Glieder in den Feldgleichungen 34) kennt, kann man daran gehen, die Spannungsdiagramme der 3 Phasen aufzuzeichnen. Für Phase 1 ist das besonders einfach, denn ihre Leiter werden nur durch die Welle des Längsfeldes induziert. Dadurch entsteht die EMK:

$$\dot{E}_{11} = j \omega \cdot \left(\frac{2 R L}{p} \hat{B}_e z_e \right) \cdot \frac{\delta m}{a} \cdot p f 10^{-8}$$

oder wenn man mit Hilfe der Ankerreaktanz

$$k_o = 1,6 \pi m v \frac{R L}{\delta} \left(\frac{\delta m}{a} f \right) 10^{-8} \quad (36)^1)$$

die Spannung auf den Phasenstrom bezieht:

$$\dot{E}_{11} = j \int_1 \dot{B}_e k_o \cdot z_l.$$

Auch die beiden Nachbarphasen werden durch das Längsfeld induziert. Wie sie aber zuvor nun die Hälfte ihrer Amperewindungswelle zur Erzeugung des Längsfeldes beitrugen, so erleiden sie jetzt auch nur die Hälfte der vollen Induktions-spannung, nämlich:

$$\dot{E}_{21} = \dot{E}_{31} = - \frac{\dot{E}_{11}}{2}.$$

Dafür werden sie durch das Querfeld um so stärker induziert; denn sie liegen beide nur je 30° aus seiner Achse entfernt und empfangen so:

1) Bei Gleichstromwicklungen ist statt $\frac{\delta m}{a}$ der Ausdruck

$$\gamma \cdot \frac{s b}{4 a p}$$

einzuführen. Die Erklärung der Bezeichnungen findet sich im einleitenden Abschnitt.

$$\begin{aligned}\dot{\tilde{E}}_{2q} &= j\omega \left(\frac{2RL}{p} \dot{\tilde{B}}_q z_q \right) \frac{3}{\alpha} \text{ p f. } \frac{\sqrt{3}}{2} 10^{-8} \\ &= j(J_2 - \dot{J}_3) \frac{K_o}{2} z_q\end{aligned}$$

bzw.

$$\dot{\tilde{E}}_{3q} = -\dot{\tilde{E}}_{2q}.$$

Hat man diese Feldspannungen eingetragen, so braucht man nur noch die Abfälle der Streuung

$$\dot{\tilde{E}}_\sigma = j \dot{J} K_\sigma = j \dot{J} K_o \cdot \sigma$$

und des Ohmschen Widerstandes

Bild 13. Zeitdiagramm für Anker-Spannungen, -Ströme und -Felder bei unsymmetrischer Stromaufnahme.

$$\dot{\tilde{E}}_r = -\dot{J}r$$

hinzuzufügen. Dann erhält man als Schlußseiten der EMK-Polygone die Netzspannungen $\dot{\tilde{A}}_1$, $\dot{\tilde{A}}_2$ und $\dot{\tilde{A}}_3$ (Bild 13).

Aber man wird vielleicht einwenden, diese Vektoren seien nicht unabhängig voneinander. Denn ein modernes Netz liefere uns ein symmetrisches Spannungssystem, in dem die Vektoren gleiche Größe und eine Phasenverschiebung von je 120° besäßen. Könnten wir also auch nur $\dot{\tilde{A}}_1$, so wären uns damit doch schon $\dot{\tilde{A}}_2$ und $\dot{\tilde{A}}_3$ vorgeschrieben. Das ist alles ganz richtig. Aber wir warteten auch nur auf eine Nebenbedingung dieser Art. Denn aus ihr heraus können wir nun endlich jene

Unsymmetrie der Längs- und Queramperewindungen berechnen, um derentwillen dieser ganze Abschnitt der Theorie eingefügt werden mußte.

Der Weg führt über die Gleichungen der Spannungsdiagramme: Zuerst bilden wir für das Spannungsdiagramm der Phase I:

$$\dot{\hat{A}}_1 + \dot{\hat{E}}_{1l} + \dot{\hat{E}}_{1\sigma} + \dot{\hat{E}}_{1r} = 0$$

oder

$$\dot{\hat{A}}_1 = \dot{\hat{J}}_1 (r - j k_\sigma - j k_o z_l). \quad 37)$$

Analog liefern die beiden andern Phasen

$$\dot{\hat{A}}_2 + \dot{\hat{E}}_{2l} + \dot{\hat{E}}_{2\sigma} + \dot{\hat{E}}_{2r} + \dot{\hat{E}}_{2q} = 0$$

bzw.

$$\dot{\hat{A}}_3 + \dot{\hat{E}}_{3l} + \dot{\hat{E}}_{3\sigma} + \dot{\hat{E}}_{3r} - \dot{\hat{E}}_{2q} = 0.$$

Daraus ergibt sich zunächst

$$\dot{\hat{A}}_2 - \dot{\hat{A}}_3 = j \dot{\hat{A}}_1 \sqrt{3} = (\dot{\hat{E}}_{3\sigma} - \dot{\hat{E}}_{2\sigma}) + (\dot{\hat{E}}_{3r} - \dot{\hat{E}}_{2r}) - 2 \dot{\hat{E}}_{2q}$$

Bild 14a. 100 KW-Type.

Bild 14b. 1000 KW-Type.

Bild 14. Zur Bestimmung der Längs- und Queramperewindungen.

$$\text{oder} \quad j \dot{\hat{A}}_1 \sqrt{3} = (\dot{\hat{J}}_2 - \dot{\hat{J}}_3) (r - j k_\sigma - j k_o z_q). \quad 38)$$

Die letzte Formel legt einen Vergleich mit 37) nahe, und man erhält so:

$$\frac{\dot{\hat{J}}_2 - \dot{\hat{J}}_3}{j \dot{\hat{J}}_1 \sqrt{3}} = \frac{r - j k_\sigma - j k_o z_l}{r - j k_\sigma - j k_o z_q}$$

Damit haben wir aber gerade, was wir suchen. Denn jenes Verhältnis der Ströme stimmt mit dem der Quer- und Längsamperewindungen überein. Beachtet man dies und führt für z_l und z_q seine Komponenten ein, so folgt endgültig:

$$\frac{\hat{A}W_q}{\hat{A}W_l} = j \cdot \frac{(x_l + \sigma) + j \left(y_l + \frac{r}{k_o} \right)}{(x_q + \sigma) + j \left(y_q + \frac{r}{k_o} \right)}. \quad 39)$$

Das ist eine überaus einfache Beziehung und es erhöht ihren Wert, daß sie nicht nur für die erste, sondern auch für die zweite Symmetrielage von Wicklung und Polrad, und nicht nur für Drehstrom-, sondern auch für Zweiphasenmaschine Gültigkeit besitzt. Am besten deutet man ihren Inhalt graphisch, wie das in Bild 14 geschehen ist. Hier bezeichnet OL den Zähler, OQ den Nenner des Verhältnisses auf der rechten Seite von Gleichung 39). Es ist also

$$\hat{A}W_q : \hat{A}W_l = \overline{OL} : \overline{OQ},$$

d. h., $\overline{OL}$ und $\overline{OQ}$ können direkt mit der Amperewindung $\hat{AW}_q$ und $\hat{AW}_l$ identifiziert werden, wenn man sich nur den richtigen Maßstab dazu denkt.

Vielleicht ist bei der letzten Abb. dem Leser eines aufgefallen: Ich habe den Streukoeffizienten σ von gleicher Größenordnung oder sogar größer als die Komponenten x und y angenommen. Das geschah mit Absicht und entspricht, wie wir später erfahren werden, den wirklichen Verhältnissen. Denn im massiven magnetischen Kreise vermag sich das Längs- und Querfeld so wenig zu entfalten, daß der Hauptsitz der Gegenspannung gar nicht mehr in diesen Feldern, sondern im Streufeld zu suchen ist. — Für die Vorausberechnung der Koeffizienten z_l und z_q ist das ein kleiner Vorteil. Denn da man — wenigstens bei symmetrischen Wicklungen — für alle Phasen gleiche Streukoeffizienten voraussetzen darf, so müssen z_l und z_q schon sehr verschieden sein, damit auch zwischen Längs- und Queramperewindungen größere Unsymmetrien auftreten. Es wird daher erlaubt sein, zuerst für $\hat{AW}_l$ und $\hat{AW}_q$ gleiche Werte anzunehmen und mit ihnen z_l und z_q zu berechnen. Dann benutzt man das Resultat, um nachträglich den Unterschied zwischen Längs- und Queramperewindungen festzustellen und ihn auf beide Vektoren zu verteilen. Die dadurch bedingte Änderung in dem Sättigungszustand des massiven Kreises wird selten so groß sein, daß sich deshalb eine Neuberechnung der Werte z_l und z_q lohnte.

II. Synchronmaschine ohne Dämpfervorrichtung.

Die vorausgeschickten Überlegungen gelten allgemein für Maschinen beliebiger Konstruktion, die im ersten Kapitel behandelte Ausführungsform nicht ausgeschlossen. Jetzt müssen wir sie zum Studium spezieller Fälle nutzbar machen, und da beginne ich mit der einfachsten Bauart der Synchronmaschine, die ihr Anlaufmoment nur der Wirbelstrombildung in den massiven Polen und Jochstücken, nicht irgend einer künstlichen Dämpfervorrichtung verdankt. Den Weg, der uns zum Ziele führen wird, habe ich eben zuvor mit wenigen Strichen skizziert.

a) Das Längsfeld.

Von den Längsamperewindungen des Ankers greifen wir wie immer nur die Grundwelle heraus. Ihre Amplitude $\hat{AW}_l$ haben wir seinerzeit durch die Gleichungen 2) und 32) ausgedrückt. Nach Abzug der Amperewindungen für Joch und Pole

$$\hat{AW}_{s+j} = \hat{AW}_l \cdot t (\cos \tau + j \sin \tau) \quad (40)$$

bleibt ein Rest, der in der Luftspaltzähneschicht längs eines reduzierten Luftraumes δ verbraucht wird (Bild 15). Darunter unterscheiden wir zwei Komponenten: Die erste, das ist

$$\hat{AW}_c = \hat{AW}_l \cos \frac{\pi \alpha}{2} - \hat{AW}_{s+j} \quad (41)^1)$$

besitzt unter dem Polbogen konstante Größe und Phase. Hingegen gleicht der zweite Anteil einer $\cos$ -Linie von der halben Wellenlänge B und kann auch mit guter Annäherung durch eine solche ersetzt werden. Ihre Amplitude ist dann:

$$\hat{AW}_v = \hat{AW}_l \frac{\pi}{2} \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} - \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right) \quad (42)^1)$$

¹⁾ Wie man diese Komponenten tatsächlich ermittelt, habe ich am Ende der Längsfeldtheorie (Arbeit IV) in einem kurzen Kapitel zusammengestellt, das sich auch außer Zusammenhang mit den theoretischen Ableitungen verstehen und anwenden läßt.

Das Zusammenwirken dieser beiden so ungleichartigen Komponenten erzeugt das resultierende Längsfeld unter dem Polbogen. Doch seine Verteilung gleicht nicht der der erregenden Amperewindungen. Denn die Wirbelströme im Polschuh suchen das Feld zu unterdrücken. Wir mußten uns daher nach einer Hilfsgröße umsehen, durch die wir den Grad der Feldverzerrung schnell und einfach charakterisieren könnten. Diese fanden wir in einer dimensionslosen Größe, und weil sie in dem wirklichen Polbogen direkt proportional war, bezeichneten wir sie als die reduzierte Polschuhbreite $\beta_0 B$. In ihr vereinigten sich der Einfluß der magnetischen und elektrischen Leitfähigkeit des Polschuheisens, der Periodenzahl der Magnetisierung, der Größe des Luftspaltes und des Polbogens. Konstruktionen der verschiedensten Art ergaben ähnliche Anlaufverhältnisse, wenn sie nur vor diesem neuen Maßstabe gleich erschienen.

Bild 15. Zur Zerlegung der Längsamperewindungen.

Mit Hilfe der reduzierten Polbreite konnten wir dann auch die wichtigsten Daten der resultierenden Feldverteilung ausdrücken, das ist ihren Mittelwert unter dem Polschuh und ihre Grundwelle, bezogen auf den Polbogen als halbe Wellenlänge. — Für den Mittelwert fanden wir:

$$\dot{B}_{1m} = \frac{1}{B \cdot L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dz \int_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \dot{B} dx = \frac{0,4 \pi}{\delta} \dot{A}W_{1m} \quad (43)$$

mit

$$\dot{A}W_{1m} = \dot{A}W_1 \left[\left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} - \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right) \psi_1 + \cos \frac{\pi \alpha}{2} \phi_1 \right] - \dot{A}W_{s+j} \phi_1. \quad (43a)$$

Die Grundwelle liefert:

$$\dot{B}_{1r} = \dot{B}_{1r} \cos \frac{\pi}{B} x \quad (44)$$

mit

$$\hat{B}_{1r} = \frac{0,4\pi}{\delta} \left[\hat{A}W_1 \frac{\pi}{2} \left(\frac{\sin \frac{\pi\alpha}{2}}{\frac{\pi\alpha}{2}} - \left(1 - \frac{8}{\pi^2}\right) \cos \frac{\pi\alpha}{2} \right) - \hat{A}W_{s+j} \frac{4}{\pi} \right] \psi_1. \quad 44a)$$

Dabei sind

$$\Phi_1 = \Phi_{1r} + j \Phi_{1i} \quad 45)$$

und

$$\psi_1 = \psi_{1r} + j \psi_{1i} \quad 46)$$

gewisse komplexe Funktionen der reduzierten Polbreite $\beta_0 B$ und des Seitenverhältnisses $\frac{L}{B}$ der Polschuhe. Man braucht sie indessen für praktische Fälle nicht erst zu berechnen, da Arbeit IV sorgfältig gezeichnete Kurven zur Verfügung stellt, aus denen sie leicht interpoliert werden können.

Wenn man hiernach die Aufteilung der Ankeramperewindungen durch ein einziges Vektordiagramm darzustellen sucht, so kommt man in einige Verlegenheit. Denn die Verteilung der Wirbelströmung im Polschuh ist äußerst kompliziert. Man muß sich schon damit begnügen, nur die Mittelwerte der Amperewindungen in Beziehung zu setzen, also die mittlere Höhe der Ankeramperewindungen

$$\hat{A}W_1 = \hat{A}W_1 \frac{\sin \frac{\pi\alpha}{2}}{\frac{\pi\alpha}{2}} \quad 46a)$$

mit dem eben definierten Mittelwerte der Luftspaltamperewindungen $\hat{A}W_{1m}$ und dem Vektor $\hat{A}W_{s+j}$ für Schenkel und Joch. Dann bleibt am Schluß ein Vektor $\hat{A}W_{1p}$ übrig, der, wenn auch in sehr roher Form, die Rückwirkung der Wirbelströme des Polschuhs charakterisiert (Bild 16). In ihm haben wir daher das Gegenstück des früher künstlich erzeugten Dämpferstromes $\hat{j}_1$ zu erblicken.

Indes, so anschaulich diese Darstellung auch sein mag, so kann sie doch zur genauen Ermittlung des Längsfeldmomentes wenig nützen. Denn hierfür spielt auch die Verteilung des Feldes, die Bild 16 vernachlässigt, eine gewisse Rolle. Es kommt da weniger auf den Mittelwert als auf die erste Harmonische an, wenigstens solange wir auch Ampereleiterverteilung am Ankerumfang durch ihre Grundwelle ersetzen. Und das ist ja der allgemeine Gebrauch, dem wir uns anschließen.

Wenn ich jetzt von einer ersten Harmonischen spreche, so beziehe ich sie natürlich auf die ganze Polteilung als halbe Wellenlänge. Ich verstehe also unter der Grundwelle des Längsfeldes nicht mehr den Wert $\hat{B}_{11}$, sondern das Integral

$$\hat{B}_1 = \frac{2}{tp} \int_{-\frac{tp}{2}}^{\frac{tp}{2}} \hat{B}_1 \sin \frac{\pi}{tp} x dx \quad 47)$$

oder da wir das Feld im Polzwischenraum vernachlässigen:

$$\hat{B}_1 = \frac{2}{tp} \int_{-\frac{\alpha tp}{2}}^{\frac{\alpha tp}{2}} \hat{B}_1 \sin \frac{\pi}{tp} x dx.$$

Zwischen diesen neuen Grenzen können wir aber die Sinuslinie zerlegen, und zwar in eine konstante Komponente $\cos \frac{\pi\alpha}{2}$ und eine übergelagerte cos-Linie von der halben Wellenlänge B und der Amplitude

$$\frac{\pi}{2} \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} - \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right).$$

Es gilt also auch:

$$\tilde{B}_1 = \frac{2}{tp} \int_{-\frac{\alpha tp}{2}}^{\frac{\alpha tp}{2}} \tilde{B}_1 \left[\cos \frac{\pi \alpha}{2} + \frac{\pi}{2} \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} - \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right) \cos \frac{\pi}{B} x \right] dx.$$

Bild 16a. 100 KW-Type ($\sigma_1 = 0,005$).

Bild 16b. 1000 KW-Type ($\sigma_1 = 0,05$).

Bild 16. Diagramm der mittleren AW-Komponenten des Längsfeldes.

Dabei bezeichnet $\hat{B}_1$ bereits einen Mittelwert, den das Feld für eine bestimmte Abszisse x längs der ganzen Ankerbreite L besitzt.

Die angewandte Aufteilung der Sinuswelle ist deshalb so vorteilhaft, weil nun offenbar die konstante Komponente nur mit dem mittleren Längsfeld $\hat{B}_{1m}$, die cos-Welle auch nur mit der Grundwelle $\hat{B}_{1r}$ einen Integralwert liefert. Daraus folgt sogleich:

$$\hat{B}_1 = \hat{B}_{1m} \cdot 2\alpha \cos \frac{\pi\alpha}{2} + \hat{B}_{1r} \frac{\pi\alpha}{2} \left(\frac{\sin \frac{\pi\alpha}{2}}{\frac{\pi\alpha}{2}} - \cos \frac{\pi\alpha}{2} \right)$$

oder wenn man den Feldkomponenten die schon früher ermittelten Werte gibt:

$$\begin{aligned} \hat{B}_1 = \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}W_1 \cdot 2\alpha \left\{ \Psi_1 \left(\frac{\sin \frac{\pi\alpha}{2}}{\frac{\pi\alpha}{2}} - \cos \frac{\pi\alpha}{2} \right) \left(\frac{\pi^2 \sin \frac{\pi\alpha}{2}}{8 \frac{\pi\alpha}{2}} + \left(2 - \frac{\pi^2}{8} \right) \cos \frac{\pi\alpha}{2} \right) + \Phi_1 \cos^2 \frac{\pi\alpha}{2} \right\} \\ - \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}W_{s+j} \cdot 2\alpha \left\{ \Psi_1 \left(\frac{\sin \frac{\pi\alpha}{2}}{\frac{\pi\alpha}{2}} - \cos \frac{\pi\alpha}{2} \right) + \Phi_1 \cos \frac{\pi\alpha}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (48)$$

Man darf sich nicht daran stoßen, daß diese Gleichung etwas lang und unbequem aussieht. Das liegt nur daran, daß wir sie allgemein für beliebige Polbedeckungen aufgestellt haben. Beschränken wir sie jetzt auf den gebräuchlichen Mittelwert $\alpha = \frac{2}{3}$, so erhalten wir schon einen sehr viel einfacheren Ausdruck:

$$\hat{B}_1 = \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}W_1 \cdot \{0,611 \Psi_1 + 0,333 \Phi_1\} - \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}W_{s+j} \{0,423 \Psi_1 + 0,667 \Phi_1\}. \quad (49)$$

Zwei Zahlenbeispiele mögen zeigen, wie niedrig hiernach die Ausnutzung der Ankeramperewindung bei massiven Polrädern einzuschätzen ist. In den zitierten Arbeiten III und IV habe ich bereits die Induktionsströmungen des Längs- und Querfeldes für eine 100- und 1000-KW-Type bestimmt. Davon will ich jetzt Gebrauch machen. Beide Typen waren Langsamläufer von 375 Touren, die erste in allen Teilen gerade halb so groß als die zweite. Von ihren Abmessungen interessieren jetzt nur die Werte:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Polzahl 2p	16	16
Ankerradius R	50	100
Ankerbreite L	22,5	45
Polteilung tp	19,5	39
Polbedeckungsfaktor α	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
Polbogen B = αtp	13	26
Luftpalt mit Zuschlag für Nuten: . . . δ	0,4	0,8

Über die Ausnützung der Modelle im normalen Betrieb mögen folgende Werte einen Überblick geben:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Resultierende Felderregung $\overline{AW}_e$	3000	6000
Dazu: Luftinduktion unter dem Polschuh $\overline{B}_e$	6400	6400
Effektive Ampereleiterzahl pro cm . $\overline{AS}_{\text{norm}}$	153	191
Maximale Ampereleiterzahl pro cm . $\hat{AS}_{\text{norm}}$	206,5	258
Volle Ankergegenamperewindungen . $\overline{AW}_g$	1060	2650
Also im Verhältnis zu den Erreger-AW $\frac{\overline{AW}_g}{\overline{AW}_e}$	0,353	0,442
Normales Drehmoment $D_{\text{norm}}^{\text{mkg}}$	260	2600

Um diese beiden Maschinen mit einem mittleren Längsfelde von nur $\hat{B}_{1m} = 1300$ anzulassen, mußte man der 100 KW-Type nicht weniger als den 1,9fachen, der 1000 KW-Type sogar den 3 fachen Normalstrom zubilligen. Wir erhalten sonach:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Als Scheitelwert der Ankeramperewindungen $\hat{AW}_1 = \hat{AW}$	2420	9680
Und als Mittelwert unter dem Polbogen . $A\hat{W}_1$	2000	8000
Davon entfällt aber auf Joche und Pole allein schon der Vektor $A\hat{W}_{s+J}$	1420	5540
Also im Verhältnis zu den Gesamtampere- windungen $\frac{A\hat{W}_{s+J}}{A\hat{W}_1} = t$	0,590	0,573
Außerdem ist $A\hat{W}_{s+J}$ gegen $A\hat{W}_1$ verspätet um einen Winkel τ	-4°	$2^\circ 40'$

Man sieht nur eine verhältnismäßig kleine Komponente der Ankererregung wird für die Erregung des Treibfeldes nutzbar gemacht und selbst diese nur sehr unvollkommen. Denn sie vermag keine erhebliche wattlose Feldkomponente zu erzeugen. Das kommt daher, daß auch die charakteristischen Funktionen Φ_1 und Ψ_1 nur eine kleine Phasenverschiebung gegen die reelle Achse besitzen, und zwar ist:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Die für das mittlere Feld $\hat{B}_{1m}$ maßgebende Funktion . Φ_1	$0,710 + j 0,214$	$0,410 + j 0,195$
Während sich die Grundwelle $\hat{B}_{1r}$ ableitet aus Ψ_1	$0,650 + j 0,255$	$0,300 + j 0,210$

Unter dem Zusammenwirken so vieler ungünstiger Einflüsse ergibt sich schließlich ein Längsfeld von der Grundwelle . . . $\hat{B}_1 = \frac{0,4\pi}{\delta} A\hat{W}_1 z_1$		
entsprechend einem Koeffizienten . . . $z_1 = x_1 + j y_1$	$1360 + j 830$	$1440 + j 850$
der Absolutwert der Amplitude ist . . . $\hat{B}_1$	1600	1670
die Phasenverschiebung gegen $A\hat{W}_1$. . φ_1	$31^\circ 30'$	$30^\circ 30'$

b. Das Quersfeld.

Wenn auch der magnetische Schließungskreis des Quersfeldes mit dem des Längsfeldes dieselben prinzipiellen Mängel gemein hat, so treten diese doch nicht in so verhängnisvoller Stärke auf. Wohl absorbiert z. B. auch diesmal der massive Eisenweg einen nicht zu vernachlässigenden Anteil der Ankererregung; aber sein Widerstand ist doch nicht zu vergleichen mit dem der Polkerne und Jochstücke beim Längsfeld. Ebenso ist auch beim Quersfeld der Polschuh der Sitz erheblicher Wirbelstrombildungen; aber ihre Rückwirkung ist viel geringer, weil sie nicht mehr um einen Mittelpunkt — die Polmitte — sondern um 2 Zentren rechts und links von ihr kreisen und darum eine kleinere mittlere Windungsfläche besitzen. Diese quantitativen Unterschiede — ich möchte nicht sagen „Vorteile“, denn „geringere Nachteile“ wäre wohl richtiger —. Diese Unterschiede also kommen der Ausbildung

Bild 17. Zur Zerlegung der Queramperewindungen.

des Quersfeldes so zustatten, daß seine Kraftwirkung trotz der empfindlichen Störung durch den Polzwischenraum kaum hinter der des Längsfeldes zurückbleibt, ja sie häufig sogar übertrifft.

Die vollständige Theorie des Quersfeldes habe ich im 2. Teil der Arbeit IV. niedergelegt. Hier will ich nur das Notwendigste herausgreifen: Wir ersetzen die Queramperewindungen

$$A\hat{W}_q = A\hat{W}_q \sin \frac{\pi}{t_p} x$$

wie seinerzeit im Abschnitt A durch eine Trapezwelle von der oberen Breite $B = at_p$ und der Höhe

$$A\hat{W}_q = A\hat{W}_q \frac{\pi}{4} \frac{\frac{\pi a}{2}}{\sin \frac{\pi a}{2}}. \quad (19)$$

Davon wird ein nicht unbeträchtlicher Anteil $\hat{A} \hat{W}_S$ schon im Polkern verbraucht, wo er den Querflux teils der Bohrungsfläche entlang, teils auf dem Umweg über die Seitenflächen des Kernes auf die andere Seite der Polmittelebene hinüberleitet. Erst der Rest, das ist die Trapezwelle von der Höhe

$$\hat{A} \hat{W}_{QU} = \frac{\hat{A} \hat{W}_Q}{\ddot{u}} (\cos \chi + j \sin \chi) \quad (50)$$

kommt für die Durchflutung der Zähne und des Luftraumes, oder sagen wir kurz: für den reduzierten Luftspalt δ in Frage (Bild 17).

Die obenerwähnten Schenkelamperewindungen $\hat{A} \hat{W}_S$ sind allerdings kein reiner Verlust. Insofern sie dazu dienen die Phase τ der Luftspaltamperewindungen $\hat{A} \hat{W}_{QU}$ und damit auch des Querfeldes zu verzögern, könnte man sie eher als einen Gewinn buchen. Aber wenn wir eine gleich große Amperewindungskomponente durch eine Dämpferwicklung absorbieren ließen, so könnten wir eine sehr viel größere Phasenverspätung erzielen, ganz abgesehen davon, daß wir die Größe von $\hat{A} \hat{W}_S$ nicht in der Hand haben.

Bleibt schon die Randinduktion

$$\dot{\hat{B}}_{QU} = \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A} \hat{W}_{QU} \quad (51)$$

hinter der Phase der Ankeramperewindungen etwas zurück, so bewirken nun noch die Wirbelströme in den massiven Polschuhen, daß auch das mittlere Querfeld seinerseits wieder hinter der Randinduktion verspätet ist. Das ist abermals prinzipiell günstig: denn je größer die Phasenverzögerung, um so größer das zu erwartende Drehmoment. Aber es ist auch abermals nicht günstig genug; denn die Größe der Wirbelstrom-Gegenamperewindungen steht in keinem Verhältnis zu der dadurch erreichten geringfügigen Phasenverschiebung.

Im übrigen ist es mir hier nicht um Feinheiten der Feldverteilung zu tun, sondern ich will mich wie beim Längsfeld mit der Formulierung der Grundwelle begnügen. Den Mittelwert, den das Querfeld an irgend einer Stelle der Ankerperipherie über die ganze Länge L besitzt, bezeichne ich jetzt kurzerhand mit $\dot{\hat{B}}_q$. Dann versteht man unter der ersten Harmonischen des Querfeldes das Integral:

$$\dot{\hat{B}}_q = \frac{4}{t_p} \int_0^{\frac{t_p}{2}} \dot{\hat{B}}_q \sin \frac{\pi}{t_p} x \, dx. \quad (52)$$

Aber nach diesem Schema wäre die Rechnung noch sehr umständlich. Darum benutzen wir besser einen kleinen Kunstgriff und setzen auch diesmal die Sinus-Funktion genau wie zuvor die Welle der Queramperewindungen durch ein möglichst gleichwertiges Trapez. Es ist dann zwischen $x=0$ und $x=\frac{\alpha t_p}{2}$:

$$\sin \frac{\pi}{t_p} x \approx \frac{\pi}{4} \frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \cdot \frac{2x}{B}$$

und darüber hinaus im Polzwischenraum:

$$\sin \frac{\pi}{t_p} x \approx \frac{\pi}{4} \frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}$$

Damit wird nunmehr:

$$\hat{B}_q = \frac{\pi\alpha}{2} \cdot \frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{\sin \frac{\pi\alpha}{2}} \left\{ \int_0^{\frac{\alpha tp}{2}} \hat{B}_q \frac{2x}{B} \cdot d\left(\frac{2x}{B}\right) + \frac{2}{B} \int_{\frac{\alpha tp}{2}}^{\frac{tp}{2}} \hat{B}_q dx \right\}$$

Beide Integrale haben eine einfache Bedeutung: Das zweite bezeichnet den Fluß des Polzwischenraumes pro cm Ankerlänge, eine Größe, die wir mit Hilfe der mittleren Induktion

$$\dot{B}_c = \dot{B}_{QU} \cdot \frac{\delta}{\delta_c} \quad (53)$$

kürzer auszudrücken gewöhnt sind (siehe auch Formel 22). — Dagegen bedeutet das erste Integral einen größeren Mittelwert des Querfeldes unter dem Polschuh

$$\dot{B}_{Qm} = \dot{B}_{QU} \cdot \frac{1}{3} \psi_q \quad (54)$$

von dem wir in der Arbeit IV bereits ausgiebig Gebrauch gemacht haben. Wir formulierten damals die Hilfsgröße ψ_q als Funktion der reduzierten Polbreite $\beta_0 B$ und des Seitenverhältnisses $\frac{L}{B}$ des Polschuhes und illustrierten sie durch zahlreiche Kurven. So ist also auch die Grundwelle selbst sofort anzugeben, indem wir sie durch die Schreibweise

$$\begin{aligned} \hat{B}_q &= \frac{\hat{B}_{QU}}{3} \cdot \frac{\pi\alpha}{2} \cdot \frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{\sin \frac{\pi\alpha}{2}} \cdot \left[\psi_q + \frac{1-\alpha}{\alpha} \cdot \frac{3\delta}{\delta_c} \right] \quad (55) \\ &= \frac{0,4\pi}{\delta} A \hat{W}_q \cdot \frac{2\alpha}{3} \left(\frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{4 \sin \frac{\pi\alpha}{2}} \right)^2 \left[\psi_q + \frac{1-\alpha}{\alpha} \cdot \frac{3\delta}{\delta_c} \right] \cdot \frac{\cos \chi + j \sin \chi}{\ddot{u}} \quad (55a) \end{aligned}$$

auf die frühere Arbeit beziehen.

Freilich, wer diese Arbeit nicht studiert hat, dem wird die Formel an sich noch wenig sagen. Doch wird ihm hoffentlich die Fortsetzung der beiden Zahlenbeispiele wenigstens einen allgemeinen Überblick verschaffen. Da wir hierbei die genaue Stromaufnahme der Ankerphasen noch nicht kennen, so sind wir vorerst darauf angewiesen, Längs- und Queramperewindungen gleich groß anzunehmen. Das hat ja auch nach den Schlußfolgerungen des Abschnittes B I keinerlei Gefahr. Wir verwenden also:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Als Amplitude der sinusförmig verteilten Queramperewindungen $\hat{A}W_q$	2420	9680
Sodann entnehmen wir aus Arbeit IV das Verhältnis $\ddot{u} = \frac{\hat{A}W_Q}{\hat{A}W_{QU}}$	1,57	2,65
und die Phasenverzögerung der Luftspaltampere-windungen %	18° 40'	26° 50'
Die Wirbelströmung im Polschuh verzögert die Feld-Phase noch weiter gemäß der Funktion ψ_q	0,865 + j 0,115	0,675 + j 0,175

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Daraus bezeichnet sich für $\delta_c = 6\delta$		
ein Quersfeld von der Grundwelle . $\hat{B}_q = \frac{0,4\pi}{\delta} \hat{A}W_q z_q$	1980 + 905	1720 + j 1260
entsprechend einem Koeffizienten . $z_q = x_q + j y_q$	0,260 + j 0,119	0,113 + j 0,087
Der Absolutwert der Amplitude ist $\hat{B}_q$	2180	2170
und die Phasenverschiebung gegen $\hat{A}W_q$ φ_q	24° 30'	37° 30'

Das sind indes erst Näherungswerte, die wir zur Korrektur der angenommenen Längs- und Quersamperewindungen ausbeuten müssen. Mit

$$\sigma = 0,15 \text{ und } \frac{r}{K_c} = 0,03$$

ergibt sich nach Gleichung (39)

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
$\frac{\hat{A}W_q}{\hat{A}W_1}$	$j \frac{0,329 + j 0,140}{0,410 + j 0,149} = -0,043 + j 0,82$	$j \frac{0,245 + j 0,086}{0,263 + j 0,117} = 0,083 + j 0,895$
d. h. $\frac{\hat{A}W_q}{\hat{A}W_1}$	0,82	0,90
und $\angle (\hat{A}W_q, \hat{A}W_1) = \varphi_{q1}$	93°	85° 20'

Es ist daher am richtigsten, die Längsamperewindungen nachträglich um 10,5 % bzw. 5,3 % zu erhöhen, die Quersamperewindungen um ebensoviel zu erniedrigen. Dann können wir dem endgiltigen Vergleich folgende korrigierten Werte unterlegen:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Amplitude der Längsfeldamperewindungen $\hat{A}W_1$	2680	10 200
Grundwelle des Längsfeldes $\hat{B}_1$	1770	1760
Phasenverzögerung gegen die $\hat{A}W_1$ φ_1	31° 30'	30° 30'
Amplitude der Quersfeldamperewindungen $\hat{A}W_q$	2190	9180
Grundwelle des Quersfeldes $\hat{B}_q$	1970	2060
Phasenverzögerung gegen die $\hat{A}W_q$ φ_q	24° 30'	37° 30'

c) Das Anlaufmoment.

Was wir bisher auch berechnet haben, die Unsymmetrie in den Längs- und Quersamperewindungen, die Grundwellen der hierdurch erregten Felder, alles zielte letzten Endes nur darauf hin, der Berechnung des Anlaufmomentes als Basis zu dienen. Jetzt sind wir mit den Vorarbeiten fertig: Wir können das Vektordiagramm

der Amperewindungen und Felder aufzeichnen, wie es in Bild 18 und 19 für die behandelte 100- und 1000-KW-Type geschehen ist. Wir können daraus die Längsfeldkomponente

$$(\hat{B}_l)_q = \hat{B}_l \cos(\varphi_{q1} - \varphi_l) \quad 56)$$

abgreifen, welche in Phase mit den Querampereleitern pulsiert und demgemäß mit ihnen ein Drehmoment ausbildet. Wir können ebenso die treibende Quersfeldkomponente

$$(\hat{B}_q)_l = \hat{B}_q \cos(\varphi_{q1} + \varphi_q) \quad 56a)$$

bestimmen, die mit den gleichphasigen Längsamperereitern kontrastiert. Wir könnten beide Komponenten sogar nach den abgeleiteten Gesetzen analytisch formulieren. Aber da dies zu unhandlichen Ausdrücken führen würde, so lassen wir es lieber und schreiben die Momentengleichungen in der einfachen Form:

$$\left. \begin{aligned} \text{Längsfeldmoment: } D_l^{\text{mkg}} &= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \cdot p R L \cdot (\hat{B}_l)_q \hat{A} \hat{W}_q \\ \text{Quersfeldmoment: } D_q^{\text{mkg}} &= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{10^{-8}}{9,81} \cdot p R L \cdot (\hat{B}_q)_l \hat{A} \hat{W}_l \end{aligned} \right\} \quad 57)$$

Welches Urteil können wir jetzt an Hand der Theorie über die Zweckmäßigkeit massiver Polräder oder Polgehäuse abgeben? Bleiben wir bei unseren Zahlenbeispielen und rufen uns die Hauptdaten noch einmal ins Gedächtnis:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Die Ankerrückwirkung war nicht eben groß, sondern betrug $\frac{\hat{A} \hat{W}_g}{\hat{A} \hat{W}_{e \text{ norm}}}$	0,353	0,442
Als Mittelwert der Anlaufströme in den 3 Phasen hatten wir zugelassen $\hat{J}_{Anl}$	1,9	3,0
und erreichten damit eine Grundwelle der Längs- amperewindungen $\hat{A} \hat{W}_l$	2680	10 200
und eine Grundwelle der Queramperewindungen $\hat{A} \hat{W}_q$	2190	9180
Dazu entnehmen wir jetzt Bild 18/19 die treibenden Komponenten $(\hat{B}_l)_q$	845	1015
und $(\hat{B}_q)_l$	910	1115
Im synchronen Betrieb mit $\cos \varphi = 1$ leistet die Maschine bei Vollast D_{norm}	260	2600
Im asynchronen Anlauf erreicht sie nur ein Längs- feldmoment D_l	26,6	537
und ein Quersfeldmoment D_q	35,1	655
insgesamt also ein Anlaufmoment D_{Anl}	61,7	1192
Das entspricht einem Verhältnis der Momente $\frac{D_{Anl}}{D_{\text{norm}}}$	0,237	0,46

Neben diesen Resultaten erscheinen die entsprechenden Werte der lamellierten Ausführung (Bild 11) erst in ihrer vollen Bedeutung. Selbst wenn wir das dort

angenommene Verhältnis von $\frac{AW_q}{AW_e} = 0,5$ auf die etwas geringeren Werte der vorliegenden Zahlenbeispiele herabsetzen, erhalten wir noch immer:

$$\text{Für } J_{\text{Anl.}} = 1,9 \quad J_{\text{norm}} (100 \text{ KW-Type}) : D_{\text{Anl.}} = 1,3 D_{\text{norm}}$$

$$\text{„ } J_{\text{Anl.}} = 3 \quad J_{\text{norm}} (1000 \text{ KW-Type}) : D_{\text{Anl.}} = 2,7 D_{\text{norm}}$$

Ich glaube es bedarf keines weiteren Wortes, um die gänzliche Ungeeignetheit der behandelten Konstruktion für hochbelasteten Anlauf in das rechte Licht zu setzen. Eher fühle ich, als ob ich mich entschuldigen müßte, daß ich so viele Mühe auf eine verlorene Sache verwandt habe. — Aber, hat man denn diese Sache vorher als eine verlorene betrachtet? Mir ist immer nur der entgegengesetzte Standpunkt

Bild 18. 100 KW-Type.

Zeitvektordiagramme für die Grundwellen der Felder und Amperewindungen.

1000 KW-Type.

entgegengetreten. Und weiter: Wenn auch die massive Bauart für hochbelasteten Anlauf auf die schwarze Liste gesetzt werden sollte, für Leerlauf wird sie immer die herrschende bleiben und auch hier empfand man es bitter, daß man bisher den Anlaufverhältnissen durch Rechnung so gar nicht beikommen konnte.

III. Die Synchronmaschine mit Dämpfervorrichtung.

Wenn die massive Konstruktion noch zu retten wäre, so könnte es nur durch eine Dämpfervorrichtung geschehen. Indessen zeigt sich, daß auch durch dieses Mittel das Fiasko nicht zu beheben ist, ja oft nicht einmal zu mildern ist. Man kann sich davon auf verschiedene Weise überzeugen, am einfachsten vielleicht auf dem imfolgenden beschrittenen Wege.

a) Die Längsfelddämpfung.

Angenommen, wir behalten das mittlere Längsfeld bei, legen aber um den Polschuh eine Kurzschlußwindung mit einem kleinen Streukoeffizienten σ_2 und einem möglichst günstigen Widerstandsverhältnis $\frac{\sigma_1}{k_{10}}$. Denkbar günstig liegt dieses natürlich dann, wenn die Ausnützung der gesamten Anker-MMK. zur Erzeugung der treibenden Komponente des Längsfeldes ein Maximum wird. Streng genommen sollte also das Verhältnis der Längsamperewindungen zu derjenigen Komponente der 1. Längsfeldharmonischen, die in Phase mit den Querampereleitern pulsiert, ein Minimum werden. Aber diese Bedingung ist ein wenig kompliziert und hier, wo es sich nur um die Gewinnung eines überschläglichen Urteils handelt, kann man die Schärfe der Forderung getrost etwas mildern: Vor allem wird man nicht weit fehlgehen, wenn man den Mittelwert und die Grundwelle des Längsfeldes als proportionale Größen betrachtet und ihnen auch eine ungefähr gleiche Phasenver-

jetzt nur irgend einen Punkt L seiner Peripherie mit A zu verbinden, so repräsentiert dieser Vektor den Dämpferstrom J_1' und auch das Widerstandsverhältnis $\frac{r_1}{k_{l0}}$ kann auf der bekannten Maßstabsgeraden (siehe Abb.) des Kreises unmittelbar abgelesen werden.

Fehlt mir noch, daß auch die mittleren Ankeramperewindungen unter dem Polschuh, d. i.

$$\dot{A}\dot{W}_1 = \dot{A}\dot{W}_1 - \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}}$$

dem Kreisdiagramm entnommen werden könnten. Ganz streng trifft das freilich nicht zu. Zwar änderten wir durch die Dämpferwindung weder $\dot{A}\dot{W}_{lm}$ noch $\dot{A}\dot{W}_{s+j}$; denn wir wollten ja den Feldmittelwert $\dot{B}_{lm}$ beibehalten. Aber die Verteilung der Induktion hat sich ein wenig verschoben und damit vielleicht auch der Vektor $\dot{A}\dot{W}_p$, der die Rückwirkung der Wirbelströme im Polschuh kennzeichnet. Glücklicherweise zeigt jedoch die genauere Rechnung, daß hierauf keine Rücksicht zu nehmen ist. Mit anderen Worten: Wenn wir die Schlußseite $\vec{OL}$ des neuen Amperewindungspolygons ziehen, so dürfen wir diesen Vektor nach Größe und Phase unbedenklich den mittleren Längsamperewindungen gleichsetzen.

Uns interessiert nur diejenige Kombination, für welche $\frac{(\dot{A}\dot{W}_{lm})_{wt}}{\dot{A}\dot{W}_1}$ im Maximum erreicht. Hierfür liegt L ein klein wenig unter dem Berührungspunkt T der Tangente aus dem Koordinatenursprung. Es ist der Punkt, den ich in den maßstäblichen Diagrammen 16a) und b) für die beiden behandelten Typen eingetragen habe. Darnach entspricht

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Eine Erhöhung des prozentualen Anlaufstromes von $\frac{J_{Anl}}{J_{norm}} =$	1,9 auf 2,2	3,0 auf 3,4
Nur eine Erhöhung der Amperewindungsaus- nützung von $\frac{(\dot{A}\dot{W}_{lm})_{wt}}{\dot{A}\dot{W}_1} =$	0,116 auf 0,123	0,053 auf 0,058

Hätten wir umgekehrt den Anlaufstrom konstant gelassen, so würde das Drehmoment etwa in diesem Verhältnis gestiegen sein. Das bedeutet für beide Maschinen ein so deutliches Fiasko, daß jedes weitere Wort zu viel wäre. Das beste ist, wir verzichten für unsere Zahlenbeispiele überhaupt auf die Längsfelddämpfung.

b) Die Querfelddämpfung.

Für eine Querfelddämpfung sind die Aussichten nicht ganz so ungünstig, wie sie eine Kurzschlußwindung in der Achse des Querfeldes vorfand. Diese wurde durch die viel zu großen Gegenamperewindungen der Wirbelströmung in Joch, Schenkel und Polschuh von Anfang an zur Wirkungslosigkeit verurteilt. Was für

die Luftspaltzone übrig blieb, war ja so wenig und besaß bereits eine solche Nachteilung, daß eine weitere Verzögerung der Phase auf Kosten der Amplitude der Luftspalt-MMK. nicht mehr von Erfolg begleitet sein konnte. Beim Querfeld dagegen pflegt die Wirbelströmung im Polschuh und Kern nicht gleich den Löwenanteil der Anker-MMK. zu verschlingen, wenigstens nicht bei kleinen und mittleren Typen. So kann man es hier immerhin mit einer Dämpfungsvorrichtung versuchen.

Man könnte diese wie im Abschnitt A als verteilte Wechselstromwicklung ausführen, und die soeben für das Längsfeld entwickelte Methode auf das Querfeld übertragen. Die gebräuchliche Bauart verwendet jedoch ein Dämpfergitter aus Messing- oder Kupferstäben, das, wenn es besonders wirksam sein soll, den Polzwischenraum überbrücken muß (Bild 21). Im 2. Hauptteil der Arbeit IV. habe ich die Theorie dieser Ausführung entwickelt und namentlich auch dargetan, wie man das Gitter auf ein Maximum seiner Wirksamkeit dimensionieren kann. Trotz alledem versagt es für die 1000 KW-Type, weil hier eben die Wirbelströmung doch

Bild 21. Stabgitter der Querfelddämpfung.

noch zu stark ist. Nur für die 100 KW-Maschine ließ sich ein kleiner Vorteil erringen, dessen Einfluß auf das Anlaufmoment aus der nachfolgenden Tabelle ersichtlich ist:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Aus Bild 26/27 in Arbeit IV ₂ folgt für das charakteristische Verhältnis $z_q = x_q + j y_q$	0,215 + j 0,162	0,088 + j 0,088
mit $[z_q]$	0,27	0,125
und φ_q	37° 10'	45°
Für das Längsfeld hingegen verwenden wir wie früher $z_l = y_l + j y_l$	0,179 + j 0,110	0,095 + j 0,056
mit $[z_l]$	0,210	0,110
und φ_l	31° 30'	30° 30'
Daraus berechnet sich die Unsymmetrie zwischen Quer- und Längs-AW zu $\frac{\hat{A}W_q}{\hat{A}W_l}$	0,071 + j 0,867	0,116 + j 0,942
mit φ_{lq}	85° 20'	83°
Wir würden also aus den ursprünglich angenommenen Werten der Längs- und Quer- amperewindungen (d. i. 2420 bzw. 9680) ableiten $\hat{A}W_q$	$\frac{2420}{1,072} = 2260$	$\frac{9680}{1,025} = 9450$
bzw. $\hat{A}W_l$	2420 · 1,072 = 2600	9680 · 1,025 = 9850
Und finden weiterhin die Amplitude der Grundwelle des Querfeldes $\hat{B}_q$	1920	1850
des Längsfeldes $\hat{B}_l$	1720	1700
sowie die treibende Komponente des Querfeldes $(\hat{B}_q)_l$	1030	1140
und des Längsfeldes $(\hat{B}_l)_q$	1010	1040

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
Damit können wir nun auch das Drehmoment berechnen. Wir finden für		
das Quersfeldmoment	D_q^{mkg} 38,6	646
das Längsfeldmoment	D_l^{mkg} 32,9	564
Insgesamt also für das Anlaufmoment mit Quersfeld-		
dämpfung	D_{Anl}^{mkg} 71,5	1210
Gegenüber einem Werte ohne Quersfelddämpfung . . .	D_{Anl}^{mkg} 61,5	1190

Man sieht: bei der 1000 KW-Type hat sich praktisch überhaupt nichts geändert, bei der 100 KW-Type ist das Anlaufmoment um 16% gestiegen, bleibt aber im Verhältnis zum normalen Moment (260 mkg) immer noch so gering, daß von einem wirklichen Erfolg nicht gesprochen werden kann. Was hätten wir erst zu erwarten gehabt, hätten wir nicht gerade die günstigste Dimensionierung getroffen. Es ist eben eine viel zu wenig bekannte Wahrheit, daß Dämpfer bei massiven Polen und Jochen selbst im günstigsten Falle das Anlaufmoment nur wenig erhöhen, daß sie aber um so mehr verderben können, wenn man — wie leider so häufig — bei der Auslegung „daneben haut“.

c) Der voraussichtliche Kompromiß.

Das Ergebnis unserer bisherigen Untersuchungen läßt sich in den Sätzen zusammenfassen:

1. Die Synchronmaschine kann ein hohes Anlaufmoment entwickeln, wenn sie in allen Teilen zweckentsprechend dimensioniert wird.
2. Eine richtig ausgelegte Dämpferwicklung ist stets einem Kurzschlußkreis aus massivem Eisen überlegen.
3. Die normale Bauart der Synchronmaschine mit vollkommen massiven Polen und Jochen ist für die Erzielung eines hohen Anlaufmomentes nicht geeignet.

Ist die Möglichkeit mit Synchronmaschinen ein starkes Anzugsmoment zu erreichen, erst einmal in den Verbraucherkreisen bekannt, so wird zweifellos eine wachsende Nachfrage nach Synchronmaschinen mit asynchronem Anlauf einsetzen. Da diese hierfür günstigste Bauart, wie wir sie in Abschnitt A kennen lernten, erhebliche konstruktive Schwierigkeiten macht, andererseits aber die bisher gebräuchliche Bauart mit massiven Polen und Jochen nach unseren Untersuchungen in Abschnitt B nicht verwendet werden kann, so werden Konstrukteure und Berechner vor die Aufgabe gestellt sein, einen Kompromiß zwischen diesen beiden Bauarten zu schließen. — Wir wollen im folgenden versuchen, die Möglichkeiten abzuwägen, die sich einem derartigen Kompromiß eröffnen.

Zunächst könnte man Pole und Joche aus voneinander isolierten schmiedeeisernen Platten aufbauen und auf diese Weise sowohl den konstruktiven Schwierigkeiten der vollkommen lamellierten Bauart als auch den elektrischen Schwierigkeiten bei vollkommen massiver Bauart aus dem Wege gehen. In der Tat zeigen Theorie und Experiment, daß diese Konstruktion bei richtig gewählter Plattenstärke für schwach belasteten Anlauf, das heißt für Anzugsmoment bis zur Höhe des normalen Momentes, ausreicht. Auf die Berechnung der günstigsten Plattenstärke soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Sie liegt gewöhnlich zwischen 1 und 10 cm. Ein Vorzug gegenüber der vollkommen lamellierten Bauart ist der Fortfall eines besonderen Dämpferkreises in der Achse des Hauptfeldes. Es muß indessen betont werden, daß dieser Ersatz der Längsfelddämpfung durch die Wirbelströmung in den massiven Platten kein vollwertiger ist.

Eine zweite Möglichkeit ist die Lamellierung einzelner Teile des magnetischen Kreises, in erster Linie also der Pole. Behielte man hierbei das Joch in völlig massiver Ausführung bei, so könnte sich zwar das Quersfeld frei ausbilden, für das Längsfeld wäre jedoch wenig gewonnen. Schaltet man aber dem massiven Joch einen lamellierten Nebenschluß parallel, so läßt sich fast dasselbe erreichen wie mit der völlig lamellierten Bauart. Wegen der Wichtigkeit dieser Anordnung werden wir auf den magnetischen Jochnebenschlus später noch ausführlicher eingehen.

Ob man das Quersfeld durch Hinzufügen eines geblätternen Hilfspoles verstärken wird, erscheint mir zweifelhaft. Gegen die Unterteilung des Luftspaltes wird konstruktiv wohl weniger einzuwenden sein, und so dürfte sich diese Verbesserung mit der Zeit durchsetzen.

Am schwersten läßt sich voraussehen, welchen Lauf die konstruktive Ausbildung der Dämpfervorrichtung nehmen wird. Bisher verwandte man für Längs- und Quersfelddämpfung ein und dasselbe Stabgitter, eine Ausführungsform, die ich in Arbeit IV ausführlich behandelt habe. Man hatte damit freilich mehr die Beruhigung mechanischer Pendelungen im Parallelbetrieb als die Bedürfnisse der Anlaufschaltung im Auge, nur so ist der Widerstand der meisten Dämpfervorrichtungen viel zu gering. Im Gegensatz dazu dachten wir nur unsere Mustermaschine mit 2

Bild 22. Längsfeld- und Quersfelddämpfung kombiniert. Widerstand der Quersfelddämpfung regelbar.

getrennten Dämpferkreisen versehen: einer Kurzschlußwicklung, die den Polschuh umschloß und einer verteilten Wicklung in der Achse des Quersfeldes. Beide Kreise dimensionierte ich auf ein Maximum des Anlaufmomentes. Das führte zu riesigen Dämpferverlusten. War doch das Feld verschiedentlich so stark, daß es mehr als der normalen Netzspannung bedurft hätte, um den Anlaufstrom durch den Anker zu treiben. Bedenkt man, daß fast die ganze Anlaufleistung im Dämpferkreis vernichtet werden muß, so hat man einen Begriff, wie viel schwieriger die Verhältnisse gegenüber dem asynchronen Leeranlauf geworden sind. So wird man denn bis zur Erlangung eines abschließenden Urteiles noch viel zu denken und zu probieren haben, und ich kann wenig mehr tun, als einige der wichtigsten Gesichtspunkte namhaft machen.

Eines möchte ich gleich hier vorausschicken, obgleich der Beweis erst später folgt: Das Dämpfergitter kann etwa ebenso wirksam ausgenützt werden, wie die Dämpferwicklungen der oben beschriebenen Art. Daß ich solche im ersten Abschnitt zugrunde legte geschah nur um die Rechnung einfach zu halten. Sie sind jedoch etwas teurer als die übliche Bauart. — Aber ganz abgesehen von Zweckmäßigkeit und Preis wird man sich fragen: Wenn nun irgend eine Dämpfervorrichtung nur mit Rücksicht auf das Anlaufmoment dimensioniert würde (wobei man zur Erhöhung des Anlaufwiderstandes den Shineffekt massiver Nutleiter zu Hilfe nehmen kann),

wäre es dann möglich, die Dämpferverluste ohne schädliche Erwärmung abzuführen? Und schließlich, wenn man selbst damit weit genug käme, dürfte man denn überhaupt ein starkes Anzugsmoment ganz plötzlich, stoßweise auf die mit dem Motor gekuppelte Maschine schalten?

Erst wenn man auf alle diese Fragen die Antwort gefunden hat, kann man zwischen den Forderungen der Theorie und der Praxis den richtigen Mittelweg einschlagen. Einstweilen will es mir scheinen, als könnte man unterhalb des Vollastmomentes die Dämpferverluste durch ein Dämpfergitter abführen, wofern die Anlaufzeit kurz, d. h. die zu beschleunigenden Massen gering sind. Dagegen glaube ich nicht, daß man mit isolierten Wicklungen die durch die Verbandsnormalien festgelegten Temperaturgrenzen einhalten könnte.

Die plötzliche Einschaltung des Vollastmomentes wird in der Regel zulässig sein; mehr aber werden wenige Anlagen aushalten. Und da bei Überschreitung dieser Grenze die Wärmeabfuhr schwierig wird, so wird man alsdann mindestens einen der beiden Kreise über Schleifringe zu regulierbaren Anlaßwiderständen führen (siehe z. B. Bild 22). Dabei gebührt der Querselddämpfung der Vorzug. Denn als kurzgeschlossene Wicklung beruhigt sie im synchronen Betrieb etwaige Pendelungen ungleich wirksamer als eine Kurzschlußwicklung in der Achse der Hauptpole.

Wie man sich aber auch entscheiden mag, auf alle Fälle wird man die Maschine so auszulegen versuchen, daß sie für belasteten Anlauf mit voller Spannung anzulassen ist. In vielen Fällen wird das möglich sein, und bei den in Betracht kommenden Anlaufströmen und Leistungen ist die Ersparnis eines Anlaßtransformators ein Vorteil, den man sich nicht so leicht entgehen lassen kann.

Soviel über das Programm, das der praktische Ingenieur an Hand der entwickelten Theorie noch zu bewältigen hat. Während ich es in schneller Folge abrollen ließ, benützte ich 2 Argumente, deren Beweiskraft noch nicht erhärtet war: Ich sprach von der „Ungeeignetheit des massiven Joches für hoch belasteten Anlauf“ und von der „Gleichwertigkeit von Dämpferwicklungen und Dämpfergittern“. Mit Nachträgen über diese beiden Punkte kann ich daher meine Arbeit beschließen.

Bild 23. Vektordarstellung der Funktionen $\Phi'_1(\xi)$ und $\Psi'_1(\xi)$.

I. Dämpfergitter und Dämpferwicklung.

Bei richtiger Auslegung sind Dämpfergitter und Dämpferwicklung so gut wie ebenbürtig. Um das zu erkennen, muß man die beiden Bauarten für einen speziellen Fall miteinander vergleichen, und das mag hier an Hand der idealen Ausführung mit gebälterten Polen und Jochen in aller Kürze geschehen. Streufelder und Sättigungserscheinungen wollen wir vernachlässigen. Dagegen behalten wir die Luftspaltunterteilung bei. Außerdem möge für alle drei Phasen eine symmetrische Stromaufnahme vorausgesetzt werden. Dann liegen die Verhältnisse für die beiden Dämpferkreise wie folgt:

a) Längselddämpfung.

Die Wirkung des Dämpfergitters oder einer geschlitzten Dämpferplatte ist der eines massiven Polschuhes sehr ähnlich. Nur liefern die charakteristischen Funktionen Φ'_1 und Ψ'_1 (siehe Gleichung 45 und 46) für streuungslose Stromkreise die viel günstigeren Werte:

$$\Phi_1'(\xi') = \frac{\Re g(1-j) \frac{\xi'}{2}}{(1-j) \frac{\xi'}{2}} \quad (58)$$

und

$$\Psi_1'(\xi') = \frac{1}{1 + j \frac{2}{\pi^2} \xi'^2} \quad (59)$$

In Bild 23 habe ich diese Vektorfunktionen in Abhängigkeit von der reduzierten Breite des Dämpfergitters, das ist

$$\xi' \approx \alpha' B \quad (60)^1)$$

wiedergegeben, wobei

$$\alpha' = 2\pi \sqrt{v \cdot \frac{d}{\delta'} \cdot \frac{\lambda'}{1+k} \cdot 10^{-5}} \quad (61)$$

zu setzen ist. λ' ist die Leitfähigkeit des Dämpfermaterials, d die Stärke einer äquivalenten Dämpferplatte, welche die ganze Polschuhfläche bedeckt und dasselbe Gewicht wie die Dämpferstäbe besitzt $1+k$ ist etwas größer als 1 und berücksichtigt die Erhöhung des Dämpferwiderstandes durch die Verbindungslaschen längs des Polbogens und eventuell durch den Skineffekt massiver Dämpferstäbe.

Man kann mit diesen Funktionen Φ_1' und Ψ_1' unmittelbar in Gleichung (48) für die Grundwelle des Längsfeldes eintreten. Doch muß man berücksichtigen, daß jetzt die Schenkel- und Jochamperewindungen $\tilde{A}\tilde{W}_{s+j}$ lediglich aus den Amperewindungen $\tilde{A}\tilde{W}_1''$ zur Überwindung des reduzierten Teilluftspaltes δ'' bestehen. Hierfür ermittelt man zunächst

$$\tilde{A}\tilde{W}_1'' = \tilde{A}\tilde{W}_1 \frac{\frac{\delta - \delta'}{\delta'}}{1 + \frac{\delta - \delta'}{\delta'} \Phi_1'} \left[\Psi_1' \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} - \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right) + \Phi_1' \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right] \quad (62)$$

und berechnet sodann aus Gleichung (48) die erste Feldharmonische:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{11} &= \frac{0,4\pi}{\delta} \tilde{A}\tilde{W}_{11} = \\ &= \frac{0,4\pi}{\delta'} \tilde{A}\tilde{W}_1 \cdot 2\alpha \left\{ \left[\Psi_1' \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} - \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right) \left(\frac{\pi^2 \sin \frac{\pi \alpha}{2}}{8 \frac{\pi \alpha}{2}} + \left(2 - \frac{\pi^2}{8} \right) \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right) + \Phi_1' \cos^2 \frac{\pi \alpha}{2} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\frac{\delta - \delta'}{\delta'}}{1 + \frac{\delta - \delta'}{\delta'} \Phi_1'} \left[\Psi_1' \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} - \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right) + \Phi_1' \cos \frac{\pi \alpha}{2} \right]^2 \right\} \quad (62) \end{aligned}$$

oder für die gebräuchliche Polbildung $\alpha = \frac{2}{3}$ weit einfacher:

$$\tilde{A}\tilde{W}_{11} = \tilde{A}\tilde{W}_1 \left\{ \left[0,611 \Psi_1' + 0,333 \Phi_1' \right] \frac{\delta}{\delta'} - \frac{\frac{\delta - \delta'}{\delta'}}{\frac{\delta}{\delta'} + \frac{\delta - \delta'}{\delta'} \Phi_1'} \left[0,377 \Psi_1' + 0,577 \Phi_1' \right]^2 \right\} \quad (62a)$$

¹⁾ Genauer bei m -Dämpferstäben und einer Nutteilung t :

$$(1-j) \frac{\xi}{2} = m \Re \Im \sin \left[(1-j) \cdot \frac{\alpha' t}{2} \right].$$

Nach dieser Formel habe ich 2 Zahlenbeispiele durchgerechnet, eine Maschine ohne Luftspaltunterteilung $\delta' = \delta$, und eine zweite mit einem Teilverhältnis $\delta' = \frac{\delta}{2}$. Die Ergebnisse illustrieren die Bild 24 und 25. Hätte man statt eines Dämpferrahmens nur einen einzigen Rahmen um den Polschuh gelegt, so würde $\hat{A}\hat{W}_{11}$ den dünn eingezeichneten Halbkreis beschrieben haben. Er befolgt gemäß Gleichung (7 b) das Gesetz:

Bild 24. Diagramme für die Grundwellen der Längsamperewindungen.
(Kleine Luftspaltunterteilung: $\delta' = \delta$.)

$$\hat{A}\hat{W}_{11} = \hat{A}\hat{W}_1 \alpha \left[\left(1 + \frac{\sin \pi \alpha}{\pi \alpha} \right) \frac{\delta}{\delta'} - 2 \left(\frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} \right)^2 \left(\frac{\delta - \delta'}{\delta'} + \frac{1}{(1 + \sigma_1) + j \frac{r_1}{k_{Lo}}} \right) \right] \quad (63)$$

und kann nebst seiner Maßstabsgerechten aus den in Bild 24 b und 25 b eingetragenen Bezeichnungen leicht konstruiert werden.

Doch diese Details sind jetzt Nebensache. Mir kam es nur darauf an zu zeigen, daß mit oder ohne Luftspaltunterteilung Dämpferrahmen wie Dämpferrahmen fast genau das gleiche Maximum der wattlosen Amperewindungskomponente ergeben. Und das ist ja die Bedingung dafür, daß sie sich auch hinsichtlich des Anlaufmomentes gleich verhalten. — Vielleicht achtet der Leser darauf, wie niedrig

wieder die reduzierten Breiten der Dämpferplatte im günstigsten Arbeitsbereich ausfallen. Es wird wohl am besten sein, bei Dämpfergittern von vorneherein Widerstandsmaterial zu verwenden.

Bild 25. Diagramme für die Grundwellen der Längsamperewindungen

(Luftspaltunterteilung: $\delta' = \frac{\delta}{2}$).

b) Querfelddämpfung.

Die Querfelddämpfung benützt unter den Polen dasselbe Gitter wie die Längsfelddämpfung. Daher summieren sich hier die Längs- und Querströmungen. Außerdem wird aber noch ein beträchtliches Stromvolumen $\hat{J}_Q'$ durch die Querlaschen über den Polzwischenraum beiseite geleitet. Diese „Grundströmung“, wie wir sie früher zu nennen pflegten, bildet sogar den wichtigsten Anteil des ganzen Ausgleiches. Denn nicht nur besitzt sie die größte Windungsfläche, wir können auch über ihren Widerstand verfügen, während wir hinsichtlich des Dämpfergitters an den für die Längsfeldströmung günstigsten Wert gebunden sind.

Um die Gesetzmäßigkeiten bequem formulieren zu können, muß ich einige Substitutionen einführen: Den Widerstand zweier Gitterhälften, die für die Querfelddämpfung in Serie geschaltet erscheinen, bezeichne ich mit R' , die beiden Querlaschen mögen zusammen R_c Ohm besitzen. Dann beträgt der gesamte Ausgleichswiderstand

$$R = R' + R_c.$$

Wie bei allen Kurzschlußkreisen kommt es jedoch weniger auf den Widerstand allein als vielmehr auf das Verhältnis von Widerstand zu Selbstreaktanz an. Für Dämpfergitter ist diese Selbstreaktanz K_{q0} keine einfache Größe. Einer einzelnen Windung, welche die ganze Polteilung bei einem konstanten Luftspalt δ' überbrücken würde, käme die Reaktanz zu:

$$K = \frac{0,4\pi}{\delta'} \cdot \omega \cdot t_p L \cdot 10^{-8}. \quad (65)$$

Die Reaktanz K_{q0} ist wesentlich kleiner; einmal, weil das Dämpfergitter unter dem Polbogen gleichmäßig verteilt ist, und weiter, weil der Polzwischenraum die freie Ausbildung des Quersfeldes hemmt, was wir durch die Reduktion des effektiven Luftspaltes von δ' auf δ_c zum Ausdruck gebracht haben. In Arbeit IV, wo wir auf diese Gesetzmäßigkeiten näher eingingen, berechneten wir daher nur:

$$K_{q0} (\cos \lambda_0 + j \sin \lambda_0) = K \cdot \alpha \left(\frac{\psi_q'}{3} + \frac{1 - \alpha \delta'}{\alpha \delta_c} \right). \quad (66)$$

Die Einführung des Winkels λ_0 war notwendig, weil auf der rechten Seite der Gleichung eine komplexe Größe steht. Denn ψ_q' steht zur Abkürzung für eine Vektorfunktion

$$\psi_q'(\xi') = 3 \left(\frac{\text{ctg} \left(1 - j \right) \frac{\xi'}{2}}{\left(1 - j \right) \frac{\xi'}{2}} + j \frac{2}{\xi'^2} \right) \quad (67)$$

Bild 26. Vektordarstellung der Funktion $\psi_q'(\xi')$.

die ich in Bild 26 in Abhängigkeit von der reduzierten Gitterbreite ξ' aufgetragen habe.

Sowie wir K_{q0} und λ_0 besitzen, können wir fast alle für die verteilte Quersfeldwicklung gewonnenen Resultate auch auf das verteilte Dämpfergitter übertragen. Damals hatten wir die Spitze des Quersfeldes unter den Polkanten aus den daselbst auftretenden Amperewindungen

$$\hat{A}W_{QU} = \hat{A}W_Q \cdot \frac{I}{1 - j \frac{K_{q0}}{r_q}} \quad (25a)$$

berechnet. Jetzt bilden wir für das Dämpfergitter ganz analog:

$$\begin{aligned} \hat{A}W_{QU} &= \hat{A}W_Q \cdot \frac{I}{1 - j \frac{K_{q0}}{R} (\cos \lambda_0 + j \sin \lambda_0)} \\ &= \hat{A}W_Q \cdot \frac{I}{1 - j \frac{K}{R} \cdot \alpha \left(\frac{\psi_q'}{3} + \frac{1 - \alpha \delta'}{\alpha \delta_c} \right)}. \end{aligned} \quad (68)$$

Damals hatten wir die erste Harmonische des Quersfeldes

$$\hat{B}_{q1} = \frac{0,4\pi}{\delta'} \hat{A}W_{q1} \quad (21a)$$

aus der Amperewindungsamplitude

$$\hat{A}W_Q \frac{\pi}{2} \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \frac{K_{q0}}{K \cdot W_q^2} = \hat{A}W_{q1} = \hat{A}W_{QU} \frac{\pi \alpha}{2} \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \left(\frac{1}{3} + \frac{1 - \alpha \delta'}{\alpha \delta_c} \right) \quad (21b)$$

hergeleitet. So bilden wir nun auch für das Dämpfergitter ganz sinngemäß:

$$\left. \begin{aligned} \hat{A} \hat{W}_{q1} &= \hat{A} \hat{W}_{QU} \cdot \frac{\pi \alpha}{2} \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \cdot \frac{K_{q0}}{K} (\cos \lambda_0 + j \sin \lambda_0) \\ &= \hat{A} \hat{W}_{QU} \frac{\pi \alpha}{2} \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right) \cdot \left(\frac{\psi_q'}{3} + \frac{1 - \alpha \delta}{\alpha \delta_c} \right). \end{aligned} \right\} 69)$$

Kombinieren wir schließlich die Gleichungen (25 a) und (21 b) einerseits, (68) und (69) andererseits, so ergibt sich für die verteilte Dämpferwicklung

a) Verteilte Dämpferwicklung

b) Dämpfergitter mit Querlaschen

Bild 27. Diagramme für die Grundwellen der Queramperewindungen.

$$\begin{aligned} \hat{A} \hat{W}_{q1} &= \hat{A} \hat{W}_q \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right)^2 \frac{I}{\frac{K w_q^2}{k_{q0}} - j \frac{K w_q^2}{r_q}} = \\ &= \hat{A} \hat{W}_q \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\frac{\pi \alpha}{2}}{\sin \frac{\pi \alpha}{2}} \right)^2 \frac{I}{\frac{\alpha}{3} + (1 - \alpha) \frac{\delta'}{\delta_c} - j \frac{K w_q^2}{r_q}} \end{aligned} \quad 70)$$

und für das wirkliche Dämpfergitter mit Querlaschen:

$$\begin{aligned} \hat{A}W_{q1} &= \hat{A}W_q \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{\sin \frac{\pi\alpha}{2}} \right)^2 \frac{1}{\frac{K}{K_{q0}} (\cos \lambda_0 - j \sin \lambda) - j \frac{K}{R}} = \\ \hat{A}W_q \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{\sin \frac{\pi\alpha}{2}} \right)^2 &\cdot \frac{1}{\frac{\alpha}{3} \psi_q' + (1 - \alpha) \frac{\delta'}{\delta_c} - j \frac{K}{R}}. \end{aligned} \quad (71)$$

Damit haben wir genügend Vergleichsmaterial in Händen: Zunächst liefern beide Ansätze 70 und 71 bei veränderlichem Dämpferwiderstand Kreisdiagramme, und zwar Kreise, die den Koordinatenursprung o enthalten, und deren Mittelpunkte M auf der Abszissenachse, d. h. auf der Richtung des Vektors $\hat{A}W_q$ gelegen ist (Bild 27). Aber die Kreisdurchmesser sind nicht ganz gleich, sondern die verteilte Dämpferwicklung übertrifft hierin ihre Rivalin. Sie liefert nämlich:

$$O_1 \hat{A}_1 = \hat{A}W_q \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{\sin \frac{\pi\alpha}{2}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\alpha}{3} + (1 - \alpha) \frac{\delta'}{\delta_c} \right) \quad (72)$$

während das Dämpfergitter einen etwas kleineren Wert

$$O_2 \hat{A}_2 = \hat{A}W_q \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\frac{\pi\alpha}{2}}{\sin \frac{\pi\alpha}{2}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\alpha}{3} \psi_q' + (1 - \alpha) \frac{\delta'}{\delta_c} \right) \cdot \frac{1}{\cos \lambda_0} \quad (73)$$

liefert. Im selben Verhältnisse würden also auch die wattlosen Feldkomponenten und die Drehmomente der beiden Ausführungen stehen. Aber ganz abgesehen davon, daß man durch den Hilfspol diesen Unterschied ausgleichen könnte, ist er auch selbst gar nicht wesentlich. Denn solange man ξ' nicht größer wählt, als es mit einer günstigen Ausnützung der Längsfelddämpfung verträglich ist, solange weichen auch weder ψ_q' noch $\cos \lambda_0$ erheblich von der Einheit ab. Man kann daher wohl sagen, daß erst bei starken Dämpfervorrichtungen, wie sie namentlich zur Beruhigung mechanischer Pendelungen angewandt werden, das Dämpfergitter der verteilten Wicklung unterlegen ist.

II. Der Einfluß des massiven Joches.

Beim massiven Joch handelt es sich weniger um den Nachweis, daß es für hochbelasteten Anlauf ungeeignet ist; — in dieser Hinsicht teilt es nur die Eigenschaft aller Kurzschlußkreise aus massivem Eisen. — Worum es sich handelt ist vielmehr die Bestimmung des Grades, in dem die Entwicklung des Anzugsmomentes beeinträchtigt wird, und die Erörterung der Frage, was dagegen geschehen kann. Als ich in Arbeit III die Leitung eines Wechselflusses durch massive Joche und Polkerne untersuchte, ging ich auf Details der Jochströmung nicht ein. Es wäre auch damals überflüssig gewesen. Denn die Polkerne drosselten den Kraftfluß so energisch, daß auf das Joch nur eine verschwindend kleine magnetomotorische Kraft entfiel. Jetzt aber, wo uns die Lamellierung der Schenkel auf einmal die Möglichkeit gibt, schon im Stillstand mit starken Treibfeldern zu arbeiten, liegt die Sache offenbar ganz anders. Vielleicht verzehrt jetzt das Joch sogar eine größere Komponente der Ankererregung, als irgend ein anderer Teil des Kraftlinienpfades, die Gegenwirkung der Dämpferwicklung nicht ausgenommen. Damit rückt die Induktionsströmung im massiven Joch sogar in den Vordergrund des Interesses.

Ich will indes hier nur die allernotwendigsten Informationen geben, unter Verzicht auf alles analytische Beiwerk. Einige gut gezeichnete Kraftlinienbilder werden der Vorstellungsgabe zu Hilfe kommen; einige Kurven, deren Ableitung uns nicht beschäftigen soll, ein schnelles quantitatives Urteil ermöglichen. Schließlich werden unsere oft bewährten Zahlenbeispiele auch diesmal die oberflächliche Erkenntnis zu einem wohlbegründeten praktischen Urteil verdichten.

a) Die Induktionsströmung im massiven Joch.

Zunächst erfordert der mechanische Aufbau des Polrades eine kurze Erläuterung: In Bild 28 habe ich eine Polteilung herausgeschnitten. Die Polkerne sind

Bild 28. Massives Joch; Pol und Zwischenstück lamelliert.

Bild 29. Induktionsverteilung im Zwischenstück (Mitelebene).

lamelliert wie im ersten Abschnitt; aber der Teilluftspalt δ_0'' bildet nicht mehr die Trennfuge zwischen Joch und Schenkel, sondern ist ein gutes Stück davon entfernt in den Schenkel selbst verlegt. Das hat seinen guten Grund, den das Kraftlinienbild der Bild 29 leicht erraten läßt. Im massiven Joch haben sich nämlich die

Bild 30. Induktionsverteilung längs der Jochoberfläche.

Bild 31. Induktions- und Wirbelströmung längs der Jochoberfläche einer breiten Innenpolmaschine (100- und 1000 KW-Type).

Induktionslinien auf die Randpartien zusammengezogen und würden ohne das eingeschaltete Zwischenstück auch den Luftspalt δ_0'' mit erhöhter Randdichte überschreiten. Das aber können wir nicht zulassen. Denn der größeren Randdichte entspräche eine unnütze Zunahme der verbrauchten magnetomotorischen Kraft. Wir

Bild 32. Induktions- und Wirbelstromverteilung längs der Jochoberfläche einer schmalen Außenpolmaschine.

würden nur Anlaufstrom zusetzen, ohne doch ein starkes Treibfeld zu erhalten. — Warum wir die Höhe des Zwischenstückes nicht größer als irgend nötig machen, wird die Untersuchung des Luftfeldes im Polzwischenraum ergeben.

Bild 33. Zur Bestimmung des effektiven Jochumfanges.

abnehmender Induktion die magnetische Leitfähigkeit zunimmt. Doch überlasse ich es dem Experiment, hierfür, wenn nötig, eine empirische Korrektur zu finden.

Für uns ist die Kenntnis der Strömungsbilder darum so wichtig, weil von der Ausnützung des Jochumfanges die magnetische Wechselstromcharakteristik des Jochabschnittes abhängt, und das ist es ja, worauf wir letzten Endes zielen. — Aus Abb. 31 sehen wir, daß die Randinduktion in der Mitte zwischen den Polen auf eine beträchtliche Länge konstant ist, da dort die Linien praktisch parallel laufen. Wenn wir nun in Gedanken die ganze Strömung durch ein Kraftlinienband von dieser Dichte und der gleichen Gesamtzahl von Linien ersetzen wollten, welche Breite müßte dieses Band besitzen?

Nennen wir diese Ersatzbreite $L_s + \Delta L_s$, so ist es augenscheinlich, daß ΔL_s um so größer sein muß:

Zuvor aber nimmt die eigentümliche Induktionsverteilung im Joch unsere ganze Aufmerksamkeit in Anspruch, denn hier liegt der Schwerpunkt unseres Problems. Wie sich die auf die Randpartien versprengte Strömung des ganzen Jochumfanges zu bemächtigen sucht, zeigt Bild 30 in perspektivischer Ansicht. Noch ausdauerlicher wird das Bild, wenn man die Kraftlinien auf der abgewinkelten Jochoberfläche einzeichnet. Wäre dabei die Randpermeabilität konstant, so hätte man eine „Potentialströmung“ nach Art von Bild 31 oder 32 zu erwarten. In Wirklichkeit wird der Jochumfang noch ein klein wenig besser ausgenutzt, weil mit

1. Je größer die Polbrücke $B_s = \tau_0 - n_0$ d. h.: je größer das Verhältnis $\frac{\tau_0}{n_0}$.
2. Je größer der Jochumfang nach Abzug der Pollänge, d. h. je größer das Verhältnis $\frac{U_j - L_s}{n_0}$. Zugleich lehren die Kraftlinienbilder aber auch, daß oberhalb

Bild 34 a.

Bild 34 b.

Bild 34. Kurven zur Bestimmung des effektiven Jochumfanges.

eines gewissen Jochumfanges seine weitere Vergrößerung den Jochflux nicht merklich erhöht (Bild 31); daß andererseits unterhalb eines gewissen Jochumfanges eine Verbreiterung der Pole bei gleichem Polabstand n_0 ebenso wirkungslos bleibt (Bild 32). Mit Rücksicht darauf habe ich für die Berechnung des ideellen Längenzuwachses

$$\Delta L_s = n_0 \cdot y \quad (74)$$

zwei Kurven angegeben. Bild 34 a ist zu benützen, wenn in Wirklichkeit ein größerer Wert $\frac{U_j - L_s}{n_0}$ ausgeführt ist, als ihn Bild 33 dem Verhältnis $\frac{\tau_0}{n_0}$ zuordnet. Liegt er dagegen tiefer, so ist Bild 34 b maßgebend.

Sowie wir nunmehr den effektiven Jochumfang

$$U_e = L_s + \Delta L_s$$

besitzen, folgt alles weitere von selbst: Zu irgend einer Feldstärke

$$\dot{H}_j = \frac{0,4\pi}{n_0} \dot{A} \dot{W}_j$$

längs der Randschichten entnimmt man dem Diagramm 35 den Jochflux

$$\tilde{N}_j = \frac{\tilde{N}}{\text{cm}} \cdot U_e$$

und den Phasenwinkel α , um den er der erregenden MMK. nachhinkt. Dabei habe ich absichtlich nur die Kurven einer Graugußprobe vollständig mitgeteilt. Denn Stahlguß leitet den Wechselfluß soviel schlechter, daß es nicht ratsam wäre ihn anzuwenden.

Bild 35. Magnetische Wechselstromcharakteristiken für Grauguß (50 ~).

b) Die Induktionsströmung im Polzwischenraum¹⁾.

Die Verteilung der Induktionsströmung im Polzwischenraum ist von gleicher Art und kaum minder wichtig als die Strömung längs der Jochoberfläche. „Von gleicher Art“, weil sie sich in ganz ähnlicher Verteilung von Polflanke zu Polflanke hinüberspannt; „nicht minder wichtig“, weil ihre Kraftlinienzahl hinter der des Joches kaum zurücksteht, unter Umständen sie wohl gar übertrifft. Bild 36 zeigt auf der linken Seite 2 Schnitte durch die Kraftlinienströmung, auf der rechten Seite den Ersatz der wirklichen Verteilung durch der Rechnung gefügigere Bilder. Die Konturen $\overline{abc}$ und $\overline{def}$ dürfen dabei als Schnitte durch Äquipotentialflächen aufgefaßt werden. Verglichen mit dem Joch verzehren ja die Schenkel keine nennenswerte magnetomotorische Kraft.

Dieses Bild macht wohl auch klar, weshalb wir den Teilluftspalt δ_0'' tunlichst nahe an das Joch rücken mußten. Denn während das längs $\overline{ab}$ austretende Luftfeld nur durch die Joch-Amperewindungen $\dot{A} \dot{W}_j$ magnetisiert wird, steht längs der Kontur $\overline{de}$ eine ungleich höhere Erregung zur Verfügung, nämlich die geometrische Summe aus $\dot{A} \dot{W}_j$ und den für den Luftspalt δ_0'' benötigten Ampere-

¹⁾ Auf die Induktionsströmung im Polzwischenraum gehe ich hier zum ersten Male ein, obwohl sie bei Anwendung der Luftspaltunterteilung selbst für lamellierte Joch eine gewisse Rolle spielt. Doch ist sie dort leicht durch einen kleinen Abzug vom wirklichen Luftspalt δ_0'' zu berücksichtigen.

windungen $\dot{A}W_1''$. Nun bildet aber diesmal das Feld im Polzwischenraum kein schädliches Streufeld, sondern im Gegenteil einen freudig begrüßten Zuwachs zum treibenden Längsfeld. Daher kann es auch nur erwünscht sein, das höhere Potential über eine möglichst große Länge der Polflanke zu besitzen.

Über die Berechnung der Kraftlinienzahl des Luftfeldes ist wenig Neues zu sagen: Für die 3 Kraftlinienabschnitte von den Höhen h_1 , h_2 und h_3 bestimmt man die mittleren Kraftlinienlängen nach Gefühl oder nach der Formel-

$$n_m = \frac{n_{\max} - n_{\min}}{2,30 \log \frac{n_{\max}}{n_{\min}}}$$

Dazu findet man nach Bild 34 a den ideellen Längenzuwachs

$$\Delta L_s = n_m \cdot y \quad (74 a)$$

und den effektiven Polumfang

$$U_e = 2(L_s + \Delta L_s).$$

Längs des Umfanges U_{e1} tritt aus dem lamellierten Zwischenstück ein Kraftfluß

$$\dot{N}_{1\sigma} = \frac{0,4\pi}{n_{m1}} \cdot 2 \dot{A}W_j \cdot h_1 U_{e1} \quad (75)$$

in den Polzwischenraum über, der mit dem Flux zweier Jochstücke zu der Kraftlinienzahl $\dot{N}_1''$ im Teilluftspalt δ'' verschmilzt. Hier ist also

$$\dot{N}_1'' = \dot{N}_{1\sigma} + 2 \dot{N}_j = \frac{0,4\pi}{\delta_0''} \dot{A}W_1'' \cdot B_s \cdot L_s. \quad (76)$$

Hat man daraus $\dot{A}W_1''$ bestimmt, so folgt auch der Hauptteil des Flusses durch den Polzwischenraum, d. i.

$$\dot{N}_{2\sigma} = 0,8\pi (\dot{A}W_j + \dot{A}W_1'') \cdot \left(\frac{h_2 U_{e2}}{n_{m2}} + \frac{h_3 U_{e3}}{n_{m3}} \right). \quad (77)$$

Nachdem er sich mit $\dot{N}_1''$ zu dem gesamten Längsfluß

$$\dot{N}_1 = \dot{N}_{2\sigma} + \dot{N}_1'' \quad (78)$$

vereinigt hat, überbrückt er den Hauptluftspalt δ_0' mit einer mittleren Induktion

$$\dot{B}_{lm} = \frac{\dot{N}_1}{B \cdot L}.$$

Dazu wäre dann noch als Schlußglied die Amplitude der Ankererregung zu berechnen. Doch habe ich mich hierüber schon an anderer Stelle ausführlich verbreitet und eile daher, die Theorie des massiven Joches durch 2 praktische Zahlenbeispiele zum Abschluß zu bringen. Denn wir verstehen zwar jetzt, die Erscheinungen vorauszuberechnen, aber noch nicht sie schnell und sicher zu schätzen, und diese Fähigkeit ist für die Praxis nicht minder wichtig.

Schnitt längs C—D.

Schnitt längs A—B.

Bild 36. Induktionsverteilung im Polzwischenraum.

Links: Wirkliches Kraftlinienbild. Rechts: Äquivalentes Kraftlinienbild.

c) Zahlenbeispiele.

Denken wir uns also jetzt unsere stets benützte 100 und 1000 KW-Type mit massiven Jochen aber lamellierten Polen ausgerüstet. Das Teilverhältnis der Luftspalte sei $\delta' = \frac{\delta}{2}$. Der Ausbildung des Querfeldes wirke eine gleichmäßig verteilte Dämpferwicklung entgegen; als Dämpfung des Längsfeldes verwende ich der Einfachheit zuliebe wieder einen Dämpferrahmen, der den Polschuh wie eine einzige Kurzschlußwindung umschließt. Da beide Maschinen durchaus modellähnlich ausgeführt sind, so liefern sie auch an der Oberfläche des Joches ähnliche Strömungsbilder. Bei beiden ist hier:

$$\frac{\tau_0}{n_0} = 2,15$$

und

$$\frac{U_j - L_s}{n_0} = 6,38.$$

Somit ist Kurvenblatt 34 a. anzuwenden und dieses liefert:

Für die	100 KW-Type	1000 KW-Type
zunächst die Hilfsgröße $y = \frac{4L_s}{n_0}$	1,095	1,095
und sodann auch den ausgenützten Jochumfang $U_e = L_s + 4l_s$	$22,5 + 7,2 \approx 30$	$45 + 14,4 \approx 60$

Fügen wir dazu noch die Daten, welche für die Feldverteilung im Polzwischenraum von Interesse sind:

Die Breite des Polzzwischenraumes ist unächst dem Joch n_0	6,5	13
Dann kommt das lamellierte Zwischenstück mit einer Höhe h_1	25	5
einer mittleren Breite des Polzzwischenraumes n_{m1}	6,95	13,9
und eines effektiven, d. h. ausgenützten Umfang U_{e1}	60	120
Nach einem kleinen Teilluftspalt δ_0''	0,11	0,22
folgt der eigentliche Polschenkel mit einer Höhe h_2	10	20
einer mittleren Breite des Polzzwischenraumes n_{m2}	9,1	18,2
und einem ausgenützten Umfang U_{e2}	63	126
Endlich tritt zwischen den Polspitzen ein Kraftlinienstrom über, dem bei einer mittleren Stärke h_3	1,75	3,5
und einer mittleren Länge n_{m3}	7,5	15
ein effektiver Umfang U_{e3}	63,5	127
zur Verfügung steht. Die Summe aller Teilflüsse vereinigt sich unter der Polschufläche $F = B \cdot L$	$13 \cdot 22,5 = 292,5$	$26 \cdot 45 = 1170$
zu dem gesamten Längsfluß $\tilde{N}_l$, der nun noch den Hauptluftspalt δ_0'	0,2	0,4
zu überwinden hat.		

An Hand dieser Daten und der magnetischen Wechselstromcharakteristiken des Graugusses (Bild 35) kann man leicht die Richtigkeit folgender Tabellen nachprüfen:

I. Magnetische Charakteristik des Joches (50)¹⁾~

Für die	100 KW-Type					1000 KW-Type						
	130	259	453	648	907 ²⁾	1295	259	517	907	129	1810	2590 ³⁾
$\dot{A}W_j$												
$\dot{H}_j$	50	100	175	250	350	500	50	100	175	250	350	500
$\frac{\dot{N}_j}{\text{cm}}$	3800	6000	8550	10800	13300	16550	3800	6000	8550	10800	13300	16550
$\dot{N}_j \cdot 10^{-6}$	0,114	0,180	0,256	0,324	0,399	0,496	0,228	0,360	0,513	0,648	0,798	0,992
X°	47° 10'	49° 15'	50° 40'	51° 10'	51° 30'	51° 40'	47° 10'	49° 15'	50° 40'	51° 10'	51° 30'	51° 40'
$2 \dot{N}_j \cdot 10^{-6}$	0,155	0,235	0,325	0,406	0,497	0,615	0,311	0,470	0,650	0,812	0,994	1,230
	+j 0,197	+j 0,272	+j 0,396	+j 0,505	+j 0,626	+j 0,777	+j 0,334	+j 0,545	+j 0,793	+j 1,010	+j 1,250	+j 1,553

II. Magnetische Charakteristik des Polzwischenraums¹⁾.

$\dot{N}_{1\sigma} \cdot 10^{-6}$	0,007	0,014	0,0246	0,0351	0,0491	0,0702	0,028	0,056	0,0984	0,140	0,196	0,281
$\dot{N}_1' \cdot 10^{-6}$	0,162	0,249	0,349	0,441	0,546	0,685	0,339	0,526	0,748	0,952	1,190	1,511
$\dot{A}W_1$	+j 0,167	+j 0,272	+j 0,396	+j 0,505	+j 0,626	+j 0,777	+j 0,334	+j 0,545	+j 0,793	+j 1,010	+j 1,250	+j 1,555
$\dot{N}_{1\sigma} \cdot 10^{-6}$	88	135	190	240	297	373	92	143	204	259	324	411
$\dot{N}_1' \cdot 10^{-6}$	+j 91	+j 148	+j 215	+j 275	+j 340	+j 423	+j 91	+j 148	+j 216	+j 275	+j 340	+j 423
$\dot{A}W_1$	+j 0,0192	+j 0,0312	+j 0,0453	+j 0,058	+j 0,0717	+j 0,0893	+j 0,038	+j 0,0625	+j 0,091	+j 0,116	+j 0,1435	+j 0,1785
$\dot{N}_1 \cdot 10^{-6}$	0,208	0,332	0,485	0,629	0,800	1,037	0,487	0,805	1,217	1,608	2,090	2,776
$\dot{N}_1' \cdot 10^{-6}$	+j 0,186	+j 0,303	+j 0,441	+j 0,593	+j 0,698	+j 0,866	+j 0,372	+j 0,607	+j 0,884	+j 1,126	+j 1,393	+j 1,733
$\dot{A}W_1$	+j 0,279	+j 0,450	+j 0,657	+j 0,844	+j 1,060	+j 1,350	+j 0,612	+j 1,004	+j 1,505	+j 1,960	+j 2,510	+j 3,270
$\dot{B}_{1m}$	945	1540	2250	2890	3630	4620	523	860	1285	1675	2150	2800
$\dot{A}W_{1m}$	113	181	264	342	435	565	132	219	331	437	569	755
$\dot{A}W_{10}$	+j 101	+j 165	+j 240	+j 306	+j 380	+j 471	+j 101	+j 165	+j 240	+j 306	+j 379	+j 471
$\dot{A}W_{10}$	331	575	907	1230	1639	2233	483	879	1442	1991	2703	3755
$\dot{A}W_{10}$	+j 192	+j 313	+j 455	+j 581	+j 720	+j 894	+j 192	+j 313	+j 455	+j 581	+j 720	+j 894
$\dot{A}W_{10}$	383	655	1010	1360	1790 ²⁾	2410	520	934	1510	2075	2800	3860 ³⁾

¹⁾ Alle Vektoren beziehen sich auf die Richtung von $\dot{A}W_j$ als reelle Achse.²⁾ Siehe Bild 39a).³⁾ Siehe Bild 40a).

Die eben mit $\tilde{A}W_{10}$ bezeichnete Amperewindungszahl ist die resultierende Erregung für den ganzen magnetischen Kreis. Über ihr habe ich in Bild 37 a und b die mittlere Induktion im Hauptluftspalt $\tilde{B}_{lm}$ aufgetragen, außerdem die Komponente $\tilde{A}W_j$, welche die Erregung einer halben Jochlänge bestreift. Wenn diese schon bei der 100 KW-Type sehr groß ausfällt, so verschlingt sie vollends bei der

Bild 37 a. Magnetisierungskurven der 100 KW-Maschine.

a) ohne } lamelliertem Jochnebenschluß.
b) mit }

Bild 37 b. Magnetisierungskurven der 1000 KW-Type.

a) ohne } lamelliertem Jochnebenschluß.
b) mit }

1000 KW-Maschine den Hauptanteil der ganzen Amperewindungen. Das aber darf nicht sein, wenn wir ein starkes Anzugsmoment erzielen wollen.* Und wenn es

auch über das Ziel geschossen wäre, wollten wir deshalb das massive Joch kategorisch ablehnen, so müssen wir doch seinen zweifellos schädlichen Einfluß reduzieren. Dazu gibt es ein einfaches Mittel, und das ist ein magnetischer Nebenschluß aus geblättertem Eisen.

Eine der vielen Ausführungsmöglichkeiten habe ich in Bild 38 dargestellt: dort ist der Nebenschluß zum Joch mit dem Zwischenstück zu einem Blechschnitt verschmolzen. Seine Höhe h_0 ist nur gering und braucht es auch nur zu sein.

Bild 38. Synchronmaschine mit massivem Joch, lamelliertem Nebenschluß, Luftspaltunterteilung und Hilfspol.

normalen Flux erforderlichen Jochquerschnittes, er würde doch bei Wechselstromerregung auf den großen scheinbaren Jochwiderstand fast wie eine Kurzschlußüberbrückung wirken. Darum genügt z. B. bei der 100 KW-Maschine mit 12,5 cm langen Polen schon ein Nebenschluß von 1 cm Höhe, bei der 1000 KW-Maschine das doppelte. Das macht auf die ganze Maschine so wenig aus, daß man den vorgeschlagenen Kunstgriff aus konstruktiven Rücksichten nicht gut ablehnen kann. Und wie wirksam er ist, wird die folgende Zusammenstellung zeigen. Die magnetische Charakteristik des Joches hat sich natürlich nicht geändert. Dagegen erhalten wir ganz neue Werte für die

Besäße er selbst nur $\frac{1}{5}$ des für den

III. Magnetische Charakteristik des Polzwischenraumes mit lamelliertem Nebenschluß zum Joch (Index j_{II})¹⁾.

Für die	100 KW-Type. Lamelliertes Jochstück 1 × 22,5 qcm					1000 KW-Type. Lamelliertes Jochstück 2 × 45 qcm						
	130 ²⁾	259	453	648	907	1295	259	517	907 ⁴⁾	1295	1810	2590
$\dot{A}W_j$												
$\dot{B}_{jII}$	19 800	21 300	22 600	23 600	24 400	25 000	19 800	21 300	22 600	23 600	24 400	25 000
$\dot{N}_{jII} \cdot 10^{-6}$	0,890	0,960	1,015	1,060	1,100	1,125	3,56	3,84	4,07	4,25	4,40	4,50
$\dot{N}_{I\sigma} \cdot 10^{-6}$	0,004	0,008	0,015	0,021	0,029	0,042	0,017	0,034	0,059	0,084	0,117	0,169
$\dot{N}_I'' \cdot 10^{-6}$	1,049 +j 0,167	1,203 +j 0,272	1,355 +j 0,396	1,487 +j 0,505	1,626 +j 0,626	1,782 +j 0,777	3,888 +j 0,334	4,344 +j 0,545	4,779 +j 0,793	5,146 +j 1,010	5,511 +j 1,250	5,899 +j 1,555
$\dot{A}W_I$	570 +j 91	655 +j 148	738 +j 215	810 +j 275	885 +j 340	970 +j 423	1,055 +j 91	1,180 +j 148	1,300 +j 215	1,398 +j 275	1,500 +j 340	1,600 +j 423
$\dot{N}_{av} \cdot 10^{-6}$	0,148 +j 0,019	0,193 +j 0,031	0,251 +j 0,045	0,308 +j 0,058	0,378 +j 0,072	0,478 +j 0,089	0,555 +j 0,038	0,716 +j 0,062	0,933 +j 0,091	1,136 +j 0,116	1,400 +j 0,143	1,770 +j 0,178
$\dot{N}_I \cdot 10^{-6}$	1,197 +j 0,186	1,396 +j 0,303	1,606 +j 0,441	1,795 +j 0,593	2,004 +j 0,698	2,260 +j 0,866	4,443 +j 0,372	5,060 +j 0,607	5,712 +j 0,884	6,282 +j 1,126	6,911 +j 1,393	7,669 +j 1,733
$\dot{N}_I \cdot 10^{-6}$	1,21	1,43	1,67	1,88	2,12	2,42	4,45	5,09	5,77	6,38	7,05	7,86
$\dot{B}_{Im} \cdot 10^{-6}$	4140	4900	5710	6430	7250	8250	3800	4350	4930	5450	6020	6710
$(\dot{A}W_{Im})^{2)}$	652 +j 101	760 +j 165	875 +j 240	977 +j 366	1090 +j 380	1230 +j 471	1208 +j 101	1377 +j 165	1555 +j 240	1710 +j 306	1880 +j 379	2085 +j 471
$(\dot{A}W_{Io})$	1352 +j 192	1674 +j 313	2066 +j 455	2435 +j 581	2882 +j 720	3495 +j 894	2522 +j 192	3074 +j 313	3762 +j 455	4493 +j 581	5190 +j 720	6275 +j 894
$(\dot{A}W_{Io})$	1370	1700	2120	2500	2980	3600	2530	3090	3790	4450	5240	6340
Zuschlag für Ankerzähne	55	110	200	490	970		70	110	210	350	660	1160
$\dot{A}W_{Io}$	1425 ³⁾	1810	2320	2990	3950		2600	3200	4000 ⁴⁾	4800	5900	7500

¹⁾ Alle Vektoren beziehen sich auf die Richtung von $\dot{A}W$ als reelle Achse.²⁾ Die eingeklammerten Werte enthalten den Zuschlag für die Ankerzähne noch nicht. ³⁾ Siehe Bild 39b. ⁴⁾ Siehe Bild 40b.

Vergleicht man jetzt die neuen magnetischen Charakteristiken, das sind die Kurven b in Bild 37, mit den ursprünglichen Kurven (Index „a“), so sieht man, wie außerordentlich wirksam das Treibfeld gesteigert und der Einfluß des massiven Joches in den Hintergrund gedrängt wurde. Allein wir wollten nicht nur Ampere-

Bild 39a. 2,2facher Anlaufstrom. Joch ohne lamellierten Nebenschluß.

Bild 39b. 2,2facher Anlaufstrom. Joch mit lamelliertem Nebenschluß.

Bild 39. Anlaufdiagramme für die 100 KW-Type.

windungen, sondern Anzugsmomente vergleichen. Darum denken wir uns nunmehr den Polschuh durch einen Dämpferrahmen eingefasst, der, durch das Längsfeld induziert, gewisse Gegenamperewindungen $\tilde{J}_L'$ ausbildet. Dadurch wächst einerseits der Mittelwert der Ankeramperewindungen unter den Polen, d. i.

$$\dot{A}W_1 = \dot{A}W_1 \frac{\sin \frac{\pi \alpha}{2}}{\frac{\pi \alpha}{2}} = \dot{A}W_{f_0} - \dot{J}_1',$$

andererseits verschiebt sich aber auch die Phase des Längsfeldes gegen die Ankererregung, wie es zur Erzielung eines Anzugsmomentes notwendig ist. Wie schließlich

Bild 40a. 2,2facher Anlaufstrom. Joch ohne lamellierten Nebenschluß.

Bild 40b. 2,2facher Anlaufstrom. Joch mit lamelliertem Nebenschluß.

Bild 40. Anlaufdiagramme der 1000 KW-Type.

die Amperewindungsdiagramme günstigsten Falls liegen können, und zwar mit und ohne magnetischen Nebenschluß, habe ich durch Bild 39 und 40 zu zeigen versucht. Anstatt sie zu erläutern, möchte ich nur auf das schon zu Bild 16 und 19 Bemerkte hinweisen. Die Hauptsache ist, daß mit der Phasenverschiebung γ der Luftspaltamperewindungen und der mittleren Luftinduktion $\tilde{B}_{lm}$ auch deren wattlose

Komponente $(\tilde{B}_{1m})_{w1} = \tilde{B}_{1m} \sin \varphi$ bekannt ist. Dazu folgt dann sofort das Längsfeldmoment

$$D_l = \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{(\tilde{B}_{1m})_{w1}}{\tilde{B}_e} \cdot \frac{\tilde{J}_{Anl}}{\tilde{J}_{norm}} \right) \cdot D_{norm} \quad (18a)$$

und gelingt es auch dem Querfeld¹⁾, dasselbe Moment zu entnehmen, so erreicht man insgesamt:

$$\frac{D_{Anl}}{D_{norm}} = \frac{(\tilde{B}_{1m})_{w1}}{\tilde{B}_e} \cdot \frac{\tilde{A}W_l}{\tilde{A}W_q}$$

Dieses Verhältnis habe ich in Bild 41 in Abhängigkeit von dem prozentualen Anlaufstrom aufgetragen. Man sieht, die Erhöhung des Anlaufmomentes durch den lamellierten Nebenschluß ist namentlich bei starken Typen eine so große, daß sie die etwas höheren Fabrikationskosten reichlich ausgleicht. So entnimmt man z. B. für 2,2-fachen Anlaufstrom zu den bereits mitgeteilten Amperewindungsdiagrammen:

Für die		100 KW-Type	1000 KW-Type
Ohne Nebenschluß zum Joche . . .	$\frac{D_{Anl}}{D_{norm}}$	0,8	0,7
Mit Nebenschluß zum Joche . . .	„	1,1	1,2

Man wird vielleicht fragen, warum trotz alledem nicht die hohen Werte erreicht wurden, die unser Musterbeispiel des Abschnittes A besaß, und die ich durch die

Bild 41. Anlaufmoment als Funktion des Anlaufstromes.

- a) Massives Joch ohne lamellierten Nebenschluß,
- b) Massives Joch mit lamelliertem Nebenschluß,
- c) Lamelliertes Joch (vgl. Abschnitt A),
- d) Massives Joch und massive Kerne.

strichlierte Kurve in Bild 41 nochmal in Erinnerung gebracht habe? — Der Grund hierfür liegt nur noch zum kleinsten Teile in dem Vorhandensein eines massiven Joches. Viel wichtiger sind 2 andere Unterschiede: Einmal ist bei beiden Maschinen die normale Ankerrückwirkung $\tilde{A}W_q$ im Verhältnis zur Gleichstromerregung $\tilde{A}W_e$ erheblich kleiner, nämlich

$$\frac{\tilde{A}W_q}{\tilde{A}W_e} = 0,353 \text{ bzw. } 0,442 \text{ gegen } 0,50.$$

Außerdem ist aber auch die Form der magnetischen Charakteristik wesentlich ungünstiger, vor allem ist ihr Knie nicht genug ausgeprägt, wodurch unsere Maschinen besonders bei kleinen Anlaufströmen ins Hintertreffen kommen. Doch braucht man das Erreichte nur mit den gleichfalls markierten Punkten (d) für massive Pole und Joch zu ver-

gleichen, um die Größe des Fortschrittes voll würdigen zu können.

¹⁾ Auf das Querfeldmoment braucht in diesem Zusammenhang nicht eingegangen zu werden. Ohne Hilfspole treten ja so gut wie gar keine Querfeldlinien in das Joch über. Und versteht man sich wirklich zum Einbau eines Hilfspoles, dann wird man wohl auch den geblätterten Nebenschluß nicht scheuen, der den Einfluß des Joches abermals ausschaltet.