

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 64 (1973)
Heft: 17

Artikel: Turbogeneratoren mit superleitender Erregerentwicklung
Autor: Bratoljic, T.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915596>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 16.03.2025

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

Turbogeneratoren mit supraleitender Erregerwicklung

Von T. Bratoljic

621.313.322 - 81 : 537.312.62

Einer kurzen Beschreibung der in Frage kommenden Werkstoffe folgt die Erläuterung des Aufbaues der Generatoren mit supraleitender Erregerwicklung. Im Hauptteil des Aufsatzes wird eine vereinfachte Theorie der Maschine entwickelt, die zu übersichtlichen Ausdrücken zur Berechnung der wichtigsten bei der Auslegung der Maschine interessierenden Grössen, wie maximaler magnetischer Feldstärke im Rotor, magnetischer Energie, Reaktanzen, Zeitkonstanten, Verluste und insbesondere Kräfte sowohl im stationären Zustand als auch bei Störungen (Stosskurzschluss), führt. Ein Vergleich von zwei Ausführungsarten des Statorschirmes – der die Umgebung vor starkem Feld schützen muss – zeigt, dass der magnetische Schirm dem elektrischen überlegen ist, da beim letzteren mit grösserem Aussendurchmesser, grösseren Verlusten und kleinerer Leistung der Maschine gerechnet werden muss. Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse der auf Grund der dargelegten Theorie und unter Berücksichtigung der Materialbeanspruchungen durchgeführten Studien zur Bestimmung der aus heutiger Sicht möglicher Grenzleistungen von supraleitenden Generatoren mitgeteilt.

Brève description des matières premières qui entrent en considération et de la construction des alternateurs à enroulement d'excitation supraconducteur. Dans la partie principale de cet article est développée une théorie simplifiée de la machine, qui conduit à des expressions claires pour la discussion des grandeurs les plus importantes de la conception de la machine, telles que champ magnétique maximal dans le rotor, énergie magnétique, réactances, constantes de temps, pertes de notamment forces à l'état stationnaire et en régime perturbé (court-circuit de choc). Une comparaison de deux genres d'exécution de l'écran statorique – destiné à protéger l'ambiance contre le champ intense – montre qu'un écran magnétique est préférable à un écran électrique, ce dernier donnant lieu à un diamètre extérieur plus grand, à des pertes plus élevées et à une puissance moindre de la machine. Pour terminer, l'auteur communique les résultats des études, basées sur la théorie exposée et en tenant compte des sollicitations des matériaux, pour la détermination des puissances limites des alternateurs supraconducteurs qui seraient prochainement possibles.

1. Einleitung

Im letzten Dezennium ist ein starker Anstieg des Interesses und der Aussichten für verschiedene technische Anwendungen der Supraleitung zu verzeichnen. Das Phänomen der Supraleitung wurde schon 1911 von *Kamerlingh Onnes* am Quecksilber entdeckt und ist heute bei etwa der Hälfte aller reinen Metalle und bei einigen tausend Metallegierungen und Verbindungen bekannt. Der weitaus grösste Teil von den seit der Entdeckung der Supraleitung vergangenen sechs Jahrzehnten war der Erforschung ihrer physikalischen Grundlagen gewidmet, die ihre Krönung 1957 in der Aufstellung der mikroskopischen Theorie der Supraleitung durch *Bardeen, Cooper und Schrieffer* fand. Auch die technischen Realisationen begannen zuerst auf den Gebieten, die mit der physikalischen Forschung zusammenhängen und greifen nun allmählich auf einige andere Bereiche der Elektrotechnik über. Heute besteht eine umfangreiche Literatur sowohl über die physikalischen Grundlagen wie auch über die Materialeigenschaften und technischen Möglichkeiten der Supraleiter. *Hadlow et al.* haben vor einem Jahr in einem umfangreichen Übersichtsartikel über die Anwendungen der Supraleitung in der Energietechnik etwa 130 wichtigste Veröffentlichungen zusammengestellt [1]¹⁾. Auch in dieser und anderen schweizerischen Zeitschriften wurde schon mehrmals über die Grundlagen der Supraleiter und über die Tieftemperaturtechnik berichtet [2...8]. Daher können sich weitere Ausführungen darauf beschränken, dem Leser bloss einige für die Anwendung in elektrischen Maschinen wichtige Materialeigenschaften in Erinnerung zu rufen, um dann gleich auf die Problematik des supraleitenden Turbogenerators einzugehen, wobei ausschliesslich heute schon erhältliche Werkstoffe in Betracht gezogen werden.

Die Supraleitung ist die bei vielen Metallen gefundene Erscheinung eines Verschwindens des elektrischen Widerstandes.

Diese Erscheinung tritt plötzlich auf, sobald das Material auf eine gewisse kritische Temperatur T_c abgekühlt wird. Ob der Widerstand dabei tatsächlich gleich Null wird, oder lediglich einen nicht messbaren sehr kleinen Wert (kleiner als $10^{-24} \Omega m$) annimmt, lässt sich messtechnisch nicht überprüfen. Für die technischen Anwendungen ist es sehr wichtig zu wissen, dass der supraleitende Zustand eng mit dem Magnetfeld zusammenhängt und auch vom Leiterstrom abhängig ist. Bei sog. Supraleitern erster Art dringt das Magnetfeld, solange es unterhalb einer kritischen Feldstärke H_c bleibt, nur unwesentlich in das Innere des Supraleiters ein, er verhält sich diamagnetisch. Die Eindringtiefe, innerhalb welcher auch der Strom fliesst, liegt in der Grössenordnung von $0,1 \mu m$. Wird die Feldstärke über H_c gesteigert, verschwindet der diamagnetische Effekt, die Supraleitung wird zerstört. Da der Leiterstrom auch ein Magnetfeld erzeugt, ist es verständlich, dass beim Überschreiten einer gewissen Stromstärke, die um so kleiner ist je grösser das Aussenfeld, die Supraleitung zusammenbricht. Da das kritische Feld H_c bei Supraleitern erster Art sehr niedrige Werte, kleiner als $1600 A/cm$ bei $T = 0 K$ (mit der Temperatur parabolisch bis Null bei $T = T_c$ abnehmend) aufweist, sind diese reinen Supraleiter für Anwendungen in der Energietechnik kaum geeignet. Ein Durchbruch in dieser Richtung wurde erst durch die Entwicklung von Hochfeldsupraleitern ermöglicht, die erstmals 1961 *Kunzler* und seinen Mitarbeitern gelang. Bei diesen sog. Supraleitern zweiter Art durchsetzt das Magnetfeld oberhalb einer niedrigen ersten kritischen Feldstärke H_{c1} zwar den Leiter, der Fluss bleibt aber in Form von Flussquanten ($2 \cdot 10^{-15} Vs$) auf Punkte eines feinen Gitters (Raster ca. $0,1 \mu m$) beschränkt, so dass in den Zwischenräumen supraleitende Regionen verbleiben. Wird das Flusslinien-Gitter durch geeignete chemische oder physikalische Störzentren stabilisiert, können diese Supraleiter bis zu einer hohen zweiten kritischen Feldstärke H_{c2} Ströme beachtlicher Stärke verlustfrei führen.

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Heute ist eine grosse Zahl von Supraleitern zweiter Art bekannt und es werden ständig neue Materialien gefunden und untersucht. Es handelt sich dabei um verschiedene Legierungen oder Verbindungen, deren supraleitende Eigenschaften auch stark vom Herstellungsverfahren, thermischer und mechanischer Bearbeitung abhängen. Die bekanntesten Supraleitermaterialien sind Nb_3Sn , $NbZr$, V_3Ga , $NbTi$. Die höchste kritische Temperatur $T_c = 20,7\text{ K}$ und das höchste kritische Feld von 41 T hat eine ternäre Verbindung $Nb-Al-Ge$. Man erwartet bei Metallen auf Grund der Supraleitungstheorie eine höchstmögliche kritische Temperatur in der Gegend von etwa 30 K und höchste kritische Felder von 50 T . Ob mit anderen Materialien Supraleitung bei höherer Temperatur – bis zur Raumtemperatur hinauf – je erreicht werden wird, wie von einigen Forschern vorausgesagt, ist z. Z. umstritten.

Aus Gründen der Herstellbarkeit und Verarbeitung wird in der letzten Zeit oft die Legierung $NbTi$ bevorzugt, obwohl sie mit $T_c = 9,3\text{ K}$ sowohl hinsichtlich des kritischen Feldes (etwa 12 T bei $4,2\text{ K}$) als auch der Strombelastbarkeit (Fig. 1) nicht die Spitzenwerte heute kommerziell erhältlicher Supraleiter erreicht. Nb_3Sn beispielsweise erreicht zweimal höhere Werte und weist auch zweimal höhere kritische Temperatur auf. Der grosse Vorteil des $NbTi$ liegt aber darin, dass es sich leicht zu sehr dünnen Drähten ziehen lässt (z. B. $13\,000$ Fäden à $5\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser in einem Leiter von 1 mm \varnothing). Dies ist insofern von grosser Bedeutung, als erkannt wurde, dass durch einen genügend kleinen Draht-Durchmesser (etwa $50\text{ }\mu\text{m}$) eine wichtige Ursache des unerwartet auftretenden Zusammenbruches der Supraleitung – nämlich die Erwärmung des Leiters infolge plötzlicher Bewegung des Flussliniengitters, sog. Flußsprünge – erfolgreich bekämpft werden kann. Dadurch wird die Notwendigkeit vermieden, einen relativ grossen Anteil am gesamten Leiterquerschnitt (etwa 90%) an das stabilisierende normalleitende Metall hoher elektrischer und thermischer Leitfähigkeit zu «verschwenden».

Auf die Einbettung von dünnen Supraleiterfäden (Filamenten) in eine gut leitende Matrix (üblicherweise aus Kupfer oder Aluminium) kann jedoch aus Sicherheitsgründen nicht ganz

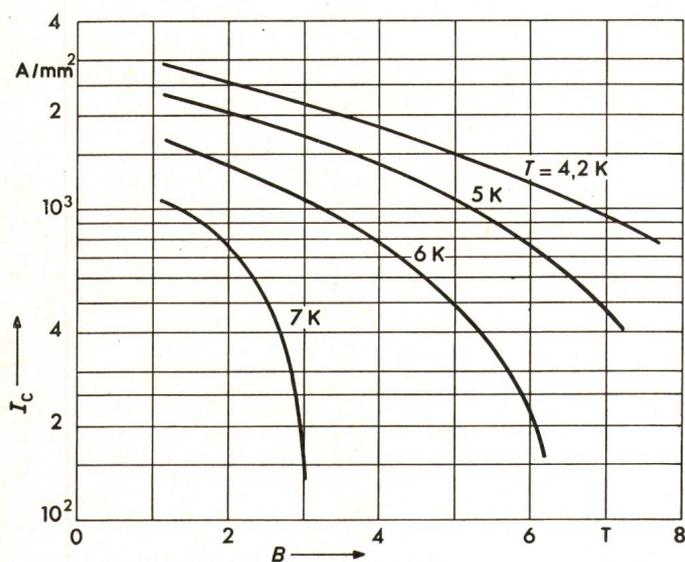


Fig. 1
Kennlinien des Supraleiters $NbTi$
Kritische Stromdichte I_c in Funktion der Feldstärke B
für konstante Temperaturen

verzichtet werden. Wird nämlich an einer Stelle der ganze Querschnitt des Supraleiters aus irgendwelchem Grunde, wie z. B. elektrische oder mechanische Verluste, Störung in der Kühlung, doch normalleitend, so entstehen lokal sehr hohe Verluste im Supraleiter, da sein spezifischer Widerstand dabei etwa $1\text{ }\mu\Omega\text{m}$ beträgt, was dem doppelten Widerstand des Konstantans entspricht. Zusammen mit niedriger spezifischer Wärme und vernachlässigbarer Wärmeleitfähigkeit würde daraus eine sehr schnelle Erwärmung und Durchbrennung des Supraleiters resultieren. Eine Kupfermatrix ausreichenden Querschnittes verhindert dies, weil dadurch die lokalen Verluste um einen Faktor von etwa 10^{-4} reduziert werden. Je grösser das Kupfer/Supraleiter-Querschnittsverhältnis gewählt wird, um so kleiner ist natürlich die «nützliche», auf den ganzen Leiter bezogene Stromdichte.

Alle bisher gemachten Angaben beziehen sich auf eine Belastung des Supraleiters mit Gleichstrom und Gleichfeld. Bei Wechselstrombelastung dagegen kann man nicht mehr von eigentlicher verlustfreier Supraleitung sprechen, da schon das Eindringen des Feldes in die kleine Eindringtiefe an der Oberfläche mit Verlusten verbunden ist. Bei Supraleitern erster Art sowie in schwachen Feldern unterhalb H_{c1} , bei Supraleitern zweiter Art sind diese Verluste ausserordentlich klein, so dass aus diesen Supraleitern beispielsweise Hochfrequenzresonatoren höchster Güte gebaut wurden. Bei starken, in elektrischen Maschinen vorhandenen Feldern würden jedoch untragbare Verluste entstehen. Diese Verluste sind zwar etwa 100 mal kleiner als im Kupfer, unter gleichen Bedingungen und bei gleicher (tiefer) Temperatur, ihr absoluter Betrag ist jedoch bei grosser Belastung heute noch zu hoch, so dass sehr grosse technische und wirtschaftliche Probleme mit der Aufrechterhaltung der notwendigen tiefen Temperatur verbunden wären. Trotzdem ist es wichtig, an diesem Problem weiterzuarbeiten und die gesamten «Wechselstromverluste» im Supraleiter und in der Matrix auch bei einem «Gleichstromleiter» auf ein Minimum zu bringen, da bei allen Regelungsvorgängen und verschiedenen Betriebsstörungen doch gewisse Feldänderungen und mit ihnen verknüpfte Verluste auftreten.

Ausser guten Supraleitern werden beim Bau des die tiefgekühlte Wicklung tragenden Maschinenbauteiles noch andere Werkstoffe benötigt, sei es zur Übernahme mechanischer Kräfte oder zur Gewährleistung elektrischer oder thermischer Isolierung der Wicklung. Auch diese Werkstoffe wurden schon im Hinblick auf den Einsatz in stationären supraleitenden Magneten bei sehr tiefen Temperaturen untersucht und weiterentwickelt. Es bestehen auch mehrjährige Betriebserfahrungen mit diesen Materialien, so dass der Konstrukteur der Maschine darauf aufbauen kann. Den wichtigsten Konstruktionswerkstoff bilden nichtmagnetische austenitische $Cr-Ni$ -Stähle. Diese Stähle haben einige hervorragende Eigenschaften, die sie zum Einsatz in der Tieftemperaturtechnik prädestinieren. Ausser dem erwünschten beachtlichen Anstieg der Festigkeit und der Streckgrenze (bis 100 kp/mm^2), den sie übrigens mit vielen anderen Materialien teilen, zeigen diese Stähle bei tiefer Temperatur immer noch eine Bruchdehnung von 30 bis 40% , was mehr als die Hälfte ihrer Bruchdehnung bei Raumtemperatur ausmacht. Wenn man bedenkt, dass viele andere Materialien schon bei mässiger Kälte unbrauchbar spröde werden, sieht man den grossen Vorzug dieser Stähle ein. Auch ihre Kerbschlagzähigkeit scheint sich gegenüber der Raumtemperatur wenig zu ändern.

Ein weiterer Vorteil liegt in der bei tiefen Temperaturen um etwa 35 % grösseren Wechselfestigkeit, die bei Ermüdungsbrüchen massgebend ist. Ausserordentlich wichtig ist auch der glückliche Umstand, dass die gesamte thermische Kontraktion durch Abkühlung von 300 K auf 5 K bei den nichtmagnetischen Stählen mit 2,9 bis 3,2 ‰ sehr nahe an den Wert von 3,3 ‰ beim Leiter herankommt. Dadurch werden innere thermische Spannungen zwischen der Wicklung und ihrem Träger weitgehend eliminiert. Schliesslich ist noch hervorzuheben, dass die Wärmeleitfähigkeit der erwähnten Stähle von 15 W/m · Grad bei Raumtemperatur auf bloss 0,3 W/m · Grad bei 5 K zurückgeht, womit sie nur noch 3- bis 20mal grösser als die Wärmeleitfähigkeit der Isoliermaterialien, dagegen 1000 bis 10000mal kleiner als diejenige des Kupfers wird. Selbstverständlich gibt es auch bei diesen Stählen noch manche offene Frage. Abgesehen von der Ergänzung verschiedener Messdaten, die oft nur bis 20 oder gar 30 K vorliegen, mit den Daten für den Temperaturbereich bis 5 K herunter, ist beispielsweise eine Vertiefung der Kenntnisse über die Eigenschaften geschweisster Verbindungen bei tiefer Temperatur für die Maschinenkonstruktion sehr wichtig. Ebenfalls wichtig ist die Frage des unerwünschten Überganges der austenitischen γ -Struktur in ferritische α -Struktur, der bei einigen dieser Stähle unter gewissen noch nicht genügend erforschten Bedingungen auftritt.

Was für Vorteile kann man nun von einer Anwendung der Supraleitung bei elektrischen Maschinen, insbesondere bei grossen Generatoren, überhaupt erwarten? Die Vorteile basieren offenbar auf der Möglichkeit, die Induktionen und die Stromdichten zu erhöhen und dabei erst noch die Wicklungsverluste zu ersparen. Höhere spezifische Belastung des aktiven Materials führt zu grösserer Leistungsdichte, d. h. zu grösserem Ausnutzungskoeffizienten. Oder anders formuliert: aus dem gegebenen Volumen und Gewicht der Maschine kann man eine grössere Leistung herausholen. Da die Grenzleistung konventioneller Turbogeneratoren bald einmal erreicht werden dürfte, bietet die supraleitende Ausführung vermutlich die einzige Möglichkeit, den Trend zu grösseren Einheitsleistungen fortzusetzen. Aber auch umgekehrt: bei gegebener Leistung ist die supraleitende Maschine kleiner, leichter und benötigt weniger Material, was sich in nicht so ferner Zukunft besonders beim Kupfer als ein grosser Vorteil erweisen könnte. Sie hat aber auch kleinere Verluste, was den Anforderungen des Umweltschutzes entgegenkommt. Alle diese Vorteile müssten selbstverständlich so gross sein, dass sie die möglichen Nachteile überwiegen und sich letzten Endes in einer verbesserten Wirtschaftlichkeit niederschlagen. Wie gross diese ausfallen und auf welchem Leistungsniveau sie auftreten wird, kann man heute, im Anfangsstadium der Entwicklung, nicht sicher voraussagen. Die folgenden Ausführungen beschränken sich daher auf rein technische Aspekte der ganzen Problematik.

2. Aufbau des Generators

Bald nach der Entdeckung der Hochfeldsupraleiter erschienen in der technischen Literatur verschiedene Vorschläge zur Anwendung der Supraleiter in elektrischen Maschinen. Unter diesen ist eine Veröffentlichung von *Stekly* und *Woodson* [9] aus 1964 besonders erwähnenswert, weil sie erstmals einige mögliche Konfigurationen der Maschine systematisch untersucht. Das Basis-Konzept besteht in jedem Fall darin, dass die supraleitende Erregerwicklung zusammen mit ihrem Tragkörper

aus nichtmagnetischem Stahl auf tiefer Temperatur gehalten wird und dass dieser Tragkörper, der ja auch das Drehmoment übertragen muss, in Form eines dünnen Zylinders mit möglichst grossem thermischem Widerstand ausgebildet wird. Zwei Jahre später berichten die gleichen Autoren [10] über die Versuchsergebnisse an einem kleinen 4poligen Generator von 8 kVA mit stationärer in flüssiges Helium eingetauchten Erregerwicklung und rotierendem Aussenanker (an Raumtemperatur). Inzwischen hat man auch erkannt, dass mit den heute zur Verfügung stehenden Materialien keine supraleitende Ankerwicklung erwähnenswerter Leistung gebaut werden kann.

Es ist verständlich, dass sich viele Vorschläge und erste Realisationen von Synchronmaschinen mit supraleitender Erregerwicklung – in der Bestrebung, die thermischen und mechanischen Probleme zu erleichtern – auf eine Ausführung mit stationärer tiefgekühlter Erregerwicklung beschränkten. Dies bedeutete aber gleichzeitig, dass die Ankerwicklung dann rotieren müsste, was zum heute unüberwindlichen Problem der Übertragung hoher Wechselstromleistung über Schleifringe führt. Mit anderen Worten, die mögliche Anwendung solcher Konzepte ist auf Experimentiermaschinen sehr bescheidener Grösse beschränkt. Fügt man zu diesen Überlegungen noch die Forderung bei, dass bei grösseren Maschinen aus mechanischen Gründen der innere Maschinenteil rotieren muss, so ist das Grundkonzept des supraleitenden Generators schon festgelegt:

Obwohl es an verschiedenartigen Vorschlägen nicht mangelt, verbleibt heute als die einzige grosse Leistungen versprechende Anordnung diejenige des konventionellen Turbogenerators mit stillstehendem Aussenanker und rotierender Erregerwicklung. Die Erregerwicklung muss jedoch auf sehr tiefer Temperatur gehalten werden, was die Forderung nach sehr guter thermischer Isolation des Rotors, die nur mit Hilfe des Vakuums erreichbar ist, bedeutet. Im Prinzip bestehen nun zwei grundsätzliche Ausführungsvarianten des Rotors, die in

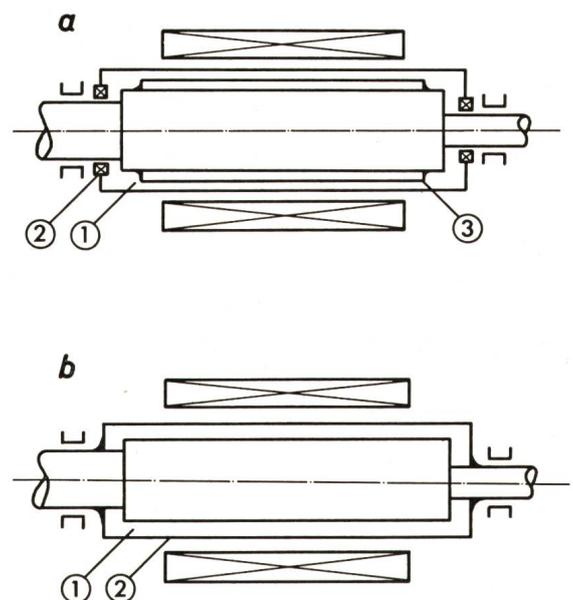


Fig. 2
Prinzipieller Aufbau eines Turbogenerators mit supraleitender Erregerwicklung

- | | |
|-----------------------------|-------------------------|
| a stillstehender Kryostat | b rotierender Kryostat |
| 1 Vakuum | 1 Vakuum |
| 2 Vakuumdichtung | 2 Aussenwand des Rotors |
| 3 elektrothermischer Schild | |

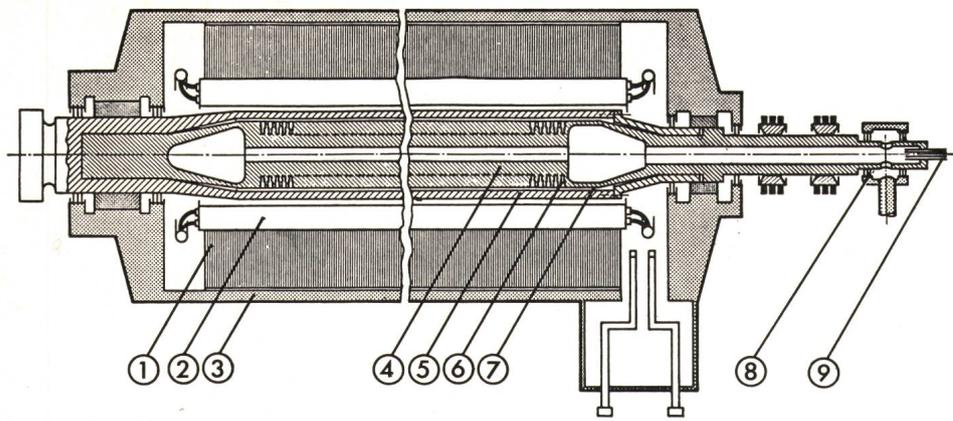


Fig. 3
Längsschnitt eines Turbogenerators
mit supraleitender Erregerwicklung

- 1 Statorblechpaket
- 2 Statorwicklung
- 3 Gehäuse
- 4 Innenrotor
- 5 Aussenzylinder
- 6 supraleitende Erregerwicklung
- 7 Vakuum
- 8 Vakuumdichtungen
- 9 Heliumübertrager

Fig. 2 schematisch dargestellt sind: Entweder lässt man den ganzen kalten Rotor im Vakuum laufen («stillstehender Kryostat», Fig. 2a), oder man baut die Vakuumstrecke in den Rotor ein («rotierender Kryostat», Fig. 2b), wobei nun die Aussenwand des Rotors an der Raumtemperatur liegt. Bei der Variante mit dem stillstehenden Kryostaten muss man unbedingt noch einen Schild im Rotor einbauen, um die supraleitende Erregerwicklung vor magnetischen Wechselfeldern zu schützen, aber auch um die eingestrahelte Wärme herabzusetzen. Wegen der hohen elektrischen Leitfähigkeit reiner Metalle bei tiefer Temperatur ist die aus elektrischen Gründen notwendige Dicke dieses elektrothermischen Schildes klein, ebenso wie die Dicke des stationären Vakuumzylinders, der sogar mit dem Stator vereinigt werden könnte. Auf den ersten Blick würde man demnach die Variante Fig. 2a bevorzugen, weil sie einen kleineren Abstand und daher bessere magnetische Kopplung zwischen der Erreger- und der Ankerwicklung ermöglicht. Diese Variante hat aber auch zwei entscheidende Nachteile. Das eine Problem liegt in der Ungewissheit, ob rotierende Hochvakuumdichtungen für grosse Durchmesser entwickelt werden könnten, und das andere in der Beherrschung sehr grosser mechanischer und thermischer Beanspruchungen des elektrothermischen Schildes bei Störungen im Netz, insbesondere beim Kurzschluss an den Generatorklemmen.

Es waren wieder *Woodson* und seine Mitarbeiter am M.I.T. (Massachusetts Institute of Technology), die 1969 den ersten Versuchsgenerator (87 kVA) mit rotierender supraleitender Erregerwicklung bauten [11]. Es war eine Maschine mit dem rotierenden Kryostaten (Fig. 2b), jedoch mit vertikaler Welle und anfänglich ohne ständige Helium-Zufuhr. Für die ersten Versuche hat man einfach den Rotor mit flüssigem Helium gefüllt, das dann im Laufe der Versuche langsam verdampfte. Nach den erfolgreichen Versuchen an dieser Maschine unternahm das M.I.T. den Bau eines weiteren Generators, diesmal mit stillstehendem Kryostaten (Fig. 2a), mit horizontaler Welle und Helium-Übertrager. Der Generator ist für eine Leistung von 3 MVA ausgelegt und wurde Anfang 1973 den ersten Versuchen unterworfen. Inzwischen baute aber die Westinghouse Electric Corporation einen Turbogenerator-Prototyp von 5 MVA mit rotierendem Kryostaten (Fig. 2b). Der Bau des Prototyps wurde im Juli 1972 beendet und danach die geplanten Versuche erfolgreich durchgeführt.

Nach dem heutigen Stand der Technik muss dem Typ mit rotierendem Kryostaten eindeutig der Vorzug gegeben werden. Fig. 3 gibt den Längsschnitt eines solchen Generators wieder, der im folgenden Kapitel einer Analyse unterzogen wird. Zunächst soll anhand dieser Skizze der Aufbau des Generators

etwas näher erläutert werden. Die Erregerwicklung 6 wird durch das flüssige Helium gekühlt, da das Helium das einzige Element ist, das bei den von den heutigen Supraleitern verlangten tiefen Temperaturen noch flüssig bleibt. Der die Wicklung 6 tragende kalte Rotorkörper 4 ist innerhalb eines äusseren (warmen) Zylinders 5 angeordnet und im Zwischenraum 7 wird ein hohes Vakuum (10^{-4} bis 10^{-5} Torr) erzeugt. Die Befestigung des inneren Rotorkörpers und die Übertragung des Drehmomentes an die Wellenenden (an Raumtemperatur) erfolgt über dünne Übergangsstücke, die zusätzlich mit He-Gas gekühlt werden. Im Vakuum-Zwischenraum befindet sich noch ein dünner Zylinder, der als zusätzlicher elektrothermischer Schild die vom Aussenzylinder ausgestrahlte Wärme aufnimmt und den Rest der magnetischen Felder, die durch den äusseren Dämpferzylinder hindurchdringen, auf ein für den Supraleiter erträglichen Betrag abdämpft. Es handelt sich dabei hauptsächlich um die Felder von der Grundwellenpolteilung, die bei vorübergehenden Störungen (Laständerungen, Kurzschluss, asymmetrische Belastung) im Rotor Ströme von 50 und 100 Hz induzieren. Die z.T. sehr grossen Drehmomente und Kräfte, die während dieser transienten Vorgänge auf den Rotor ausgeübt werden, wirken überwiegend auf den äusseren Dämpferzylinder, dessen Dimensionierung sich danach richtet.

Auf der Nichtantriebs-Seite (NS) der Welle befinden sich der Heliumübertrager 9, die rotierenden Vakuumdichtungen 8, Schleifringe und dann, innerhalb der Welle, mit Heliumgas gekühlte Erregerstromzuleitungen. Auf der Antriebsseite ist das Wellenende des Aussenrotors mit dem Innenrotor fest verbunden und gemeinsam gelagert. Auf der NS-Seite sind die beiden Rotoren in einem breiten Doppellager gelagert, das ihnen eine grosse axiale Relativbewegung bei Abkühlung des Innenrotors gestattet.

Der Stator unterscheidet sich von einem konventionellen Stator vornehmlich dadurch, dass die Wicklung 2 als eine Luftspaltwicklung ausgeführt ist. Das Statorblechpaket 1 bildet demzufolge einen einfachen nutenlosen Ring. Die Wicklung ist in einem Träger aus elektrisch nichtleitendem Material eingebettet. Wegen des hohen magnetischen Feldes, in welchem sich die Wicklung jetzt befindet, müssen die Teilleiter der Wicklungsstäbe weiter in feinere Drähte unterteilt und diese verdrillt werden.

Es wurde schon öfters vorgeschlagen, zwecks Verkleinerung des Maschinengewichtes das schwere Statorblechpaket wegzulassen und die Aufgabe des Schutzes der Umgebung vor starken Magnetfeldern einem elektrisch gut leitenden Schirm zu übertragen. Obwohl in der Fig. 3 nicht enthalten, wurde diese Variante im folgenden Kapitel ebenfalls berücksichtigt.

3. Vereinfachte Theorie der Maschine

3.1 Elektromagnetisches Feld

Ein Generator mit supraleitender Erregerwicklung unterscheidet sich von einem konventionellen Turbogenerator vornehmlich dadurch, dass sich die beiden Wicklungen (Rotor und Stator) in einer unmagnetischen Umgebung befinden. Aus diesem Grunde ist es nicht möglich, die Auslegung der supraleitenden Maschine nach den herkömmlichen Formeln vorzunehmen, die nur bei kleinem Luftspalt und Verlegung der Wicklung in die Nuten genügend genau sind. Während bei den konventionellen Maschinen das Luftspaltfeld, wenigstens solange dessen Grundwelle betrachtet wird, als praktisch eindimensional (nur radialgerichtet) angesehen werden kann, muss beim supraleitenden Generator – ohne die Stirnräume in Betracht zu ziehen – die zweidimensionale Feldverteilung berücksichtigt werden. Der Umstand, dass sich die Wicklungen nicht in den Nuten eines magnetischen Körpers befinden, verlangt die Herleitung neuer Formeln für die Berechnung der Maschinenreaktanzen wie auch der Kräfte, die auf die Wicklungen wirken. Die letzteren sind bei supraleitenden Maschinen bedeutend höher, da die Wicklungen direkt dem vollen Feld ausgesetzt sind, im Gegensatz zu konventionellen Maschinen, wo die Kräfte hauptsächlich am Eisen angreifen, da die Wicklungen in den Nuten vom Feld geschützt sind.

In diesem Kapitel werden zunächst die notwendigen Grundlagen für die Berechnung des elektromagnetischen Feldes in einer allgemeinen und sehr übersichtlichen Form zusammengestellt, die sich als Basis zur Aufstellung der vereinfachten Formeln für die Handrechnungen eignet. Das Grundprinzip beruht auf der Überlagerung der von einzelnen Strömen hervorgerufenen Felder. Diese Überlagerung ist nahezu exakt, da das Eisenjoch, welches eventuell im Stator die Maschine umschliesst, weit genug von den Wicklungen liegt und so bemessen wird, dass keine übermässige Sättigung entsteht. Die Überlagerung bezieht sich nun nicht nur auf verschiedene Wicklungen, sondern auch auf die Durchflutung einer einzelnen Wicklung. Als besonders geeignet erscheint dabei das Zerlegen des bewickelten Raumes in dünne zylindrische Schalen von der infinitesimalen Dicke dr_1 . Die räumliche und zeitliche Verteilung des Strombelages dA einer solchen Schale wird durch die Fourier-Summe einzelner harmonischer Wellen A_v beschrieben:

$$d\bar{A} = \sum_{v=1}^{\infty} \bar{A}_v \quad (1)$$

Die Amplitude A_v einer Strombelagswelle lässt sich mit Hilfe des zugehörigen Wicklungsfaktors k_{wv} in einfacher Weise aus dem Effektivwert $(dA)_{\text{eff}}$ des elementaren Strombelages berechnen, z. B. bei mehrphasigen Wicklungen:

$$A_v = \sqrt{2} k_{wv} (dA)_{\text{eff}} \quad (2)$$

Das ganze Problem der Feldberechnung ist somit zurückgeführt auf die Bestimmung des Feldes, das durch eine am Umfang sinusförmig verteilte Strombelagswelle erregt wird. Gegenüber einem stillstehenden Koordinatensystem dreht sich diese Welle mit einer Geschwindigkeit, die der Kreisfrequenz ω des Wicklungsstromes proportional ist. Bei Benützung zylindrischer Koordinaten (r, ϑ, z) und symbolischer komplexer Schreibweise gilt dann:

$$\bar{A}_v = A_v e^{j(\omega t - v\vartheta)} \quad (3)$$

Mit p wurde hier die Polpaarzahl der betrachteten Wicklung bezeichnet. Zwecks Vereinfachung setzen wir im weiteren $v = 1$ (Grundwelle). Dadurch wird die Allgemeingültigkeit der Ergebnisse in keiner Weise geschmälert: Man muss nur p durch vp ersetzen, wenn man sich um die Statoroberwellen interessiert, und zusätzlich noch die Frequenz ω mit v multiplizieren, wenn man die Rotoroberwellen betrachten will.

Um der Feldberechnung einen allgemeinen Fall zugrunde zu legen, sei angenommen, dass sich der Strombelag A_1 auf einer Schale mit dem Radius r_1 befindet, die im Zwischenraum zwischen einem äusseren Schild (Innenradius r_0) und einem inneren Schild oder Dämpfer (Aussenradius r_D) angeordnet ist (Fig. 4). Über die Eigenschaften der Schilder werden dabei vorläufig keine Voraussetzungen oder Einschränkungen gemacht. Die Schilder werden vollständig durch ihre Wellenimpedanzen Z_0 und Z_D beschrieben.

Aus den Maxwell'schen Gleichungen folgt für den Vektor der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} die partielle Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

Bei genügend grosser Maschinenlänge kann man in erster Näherung den Einfluss der Stirnräume ausser acht lassen, so dass sich dann das Magnetfeld in der Ebene (r, ϑ) schliesst und der Vektor \mathbf{E} nur eine Komponente in der z -Richtung aufweist. Für diese Komponente kann man einen Lösungsansatz in der Form

$$\bar{E} = E(r) \cdot e^{j(\omega t - p\vartheta)} \quad (5)$$

annehmen, wodurch sich die Gl. (4) in die gewöhnliche Differentialgleichung

$$\frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dE}{dr} - \frac{p^2}{r^2} E = 0 \quad (6)$$

verwandelt, deren allgemeine Lösung

$$E = C'r^p + C''r^{-p}$$

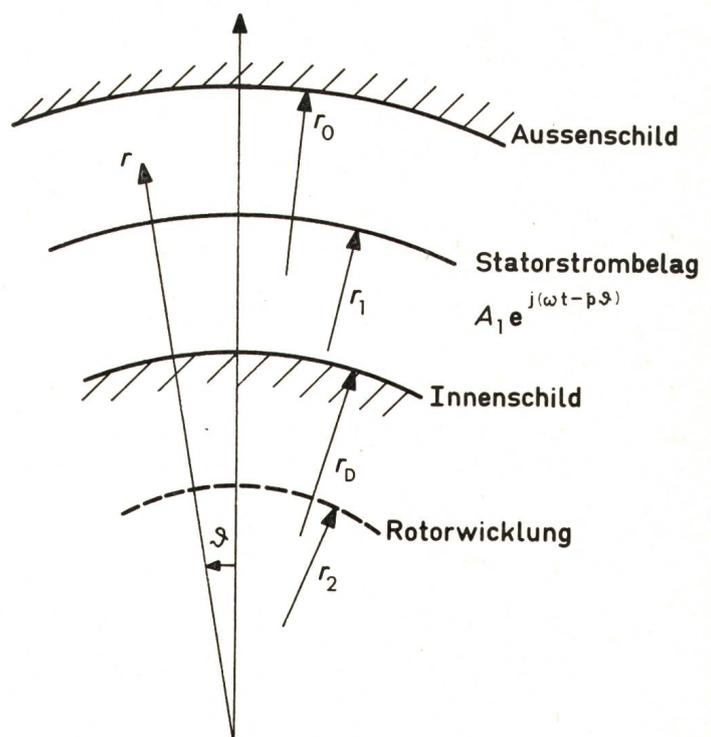


Fig. 4
Ausschnitt aus dem mathematischen Modell des Generators
Bezeichnungen siehe im Text

lautet. Aus $\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H}$ folgen auch die Ausdrücke für die beiden Komponenten des magnetischen Feldes:

$$H_r = \frac{p}{\omega\mu_0 r} (C' r^p + C'' r^{-p}) \quad (7)$$

$$H_\vartheta = \frac{p}{j\omega\mu_0 r} (C' r^p - C'' r^{-p}) \quad (8)$$

Man braucht für die Bereiche I und II ausserhalb bzw. innerhalb des erregenden Strombelages A_1 (Fig. 1) je einen Satz der Lösungen, die sich lediglich durch andere Integrationskonstanten unterscheiden.

Die Integrationskonstanten C_1 und C_2 für den Bereich I, sowie C_3 und C_4 für den Bereich II werden aus folgenden Randbedingungen bestimmt:

a) Am Radius $r = r_0$ muss das Verhältnis der elektrischen Feldstärke zur ϑ -Komponente des magnetischen Feldes der negativen Wellenimpedanz des Aussenschildes gleich sein:

$$\frac{E_I}{H_{\vartheta I}} = -Z_0$$

b) Am Radius $r = r_1$ ändert sich die ϑ -Komponente des magnetischen Feldes um den Betrag des Strombelages A_1 :

$$H_{\vartheta I} - H_{\vartheta II} = A_1$$

c) Das elektrische Feld ist stetig:

$$E_I = E_{II}$$

d) Am Radius $r = r_D$ gilt:

$$\frac{E_{II}}{H_{\vartheta II}} = Z_D$$

Durch Einführung der bezogenen Wellenadmittanzen gemäss:

$$G_0 = \frac{j\omega\mu_0 r_0}{pZ_0} \quad (9)$$

$$G_D = \frac{j\omega\mu_0 r_D}{pZ_D}$$

lassen sich die Randbedingungen a) bis d) übersichtlich schreiben:

$$C_1 r_0^p (1 + G_0) - C_2 r_0^{-p} (1 - G_0) = 0$$

$$C_1 r_1^p - C_2 r_1^{-p} - C_3 r_1^p + C_4 r_1^{-p} = \frac{j\omega\mu_0 r_1}{p} A_1 \quad (10)$$

$$C_1 r_1^p + C_2 r_1^{-p} - C_3 r_1^p - C_4 r_1^{-p} = 0$$

$$C_3 r_D^p (1 - G_D) - C_4 r_D^{-p} (1 + G_D) = 0$$

Aus diesem einfachen algebraischen Gleichungssystem lassen sich die Integrationskonstanten C_4 bis C_1 mühelos bestimmen. Da diese Gleichungen ganz allgemein abgeleitet wurden, gelten die Ergebnisse bei beliebigen Ausführungsarten der beiden Schirme: man soll nur deren Wellenimpedanzen Z_0 und Z_D kennen. Obwohl diese exakte Berücksichtigung der Eigenschaften der Schirme ohne weiteres möglich ist, führt sie doch zu komplizierten, weniger übersichtlichen Ausdrücken, die hier vermieden werden sollen. Daher werden im folgenden zwei Spezialfälle in Betracht gezogen, wo die bezogenen Wellenadmittanzen der Schirme sehr einfache reelle Werte annehmen.

Es handelt sich um die Extremfälle der verlustfreien, entweder hochpermeablen ($\mu = \infty$) magnetischen oder sehr gut leitenden ($\varkappa = \infty$) elektrischen unmagnetischen Schirme. Im ersten Fall gilt $Z = \infty$, $G = 0$ (idealer magnetischer Schirm), im zweiten Fall $Z = 0$, $G = \infty$ (idealer elektrischer Schirm).

Wenn auch diese Extremfälle nie vollständig realisiert werden können, stellen sie doch gute Näherungen für die Eigenschaften wirklicher Anordnungen dar. In der Mitte zwischen diesen Extremfällen liegt der Fall mit $G = 1$, was zutrifft, wenn kein Schirm vorhanden ist, oder auch wenn in einem elektrischen Schirm keine Ströme induziert werden (z.B. synchron mitrotierender Schirm). Bei supraleitenden Turbogeneratoren interessieren für den inneren (Rotor-) Schirm die Fälle $G_D = 1$ (Synchronbetrieb) und $G_D = \infty$ (transiente Vorgänge), für den äusseren (Stator-) Schild die Fälle $G_0 = 0$ und $G_0 = \infty$. In der folgenden Zusammenstellung [Gl. (11) bis (14)] werden nun die unter den genannten Annahmen gültigen Ausdrücke für die Integrationskonstanten C_1 bis C_4 angegeben, wobei jeweils das obere Vorzeichen bei einem Stator mit magnetischem Rückschluss und das untere bei einem Stator mit elektrischem Schirm Gültigkeit hat.

a) Synchronbetrieb ($G_D = 1$)

$$C_1 = \pm \frac{j\omega\mu_0 r_1}{2p} A_1 \frac{r_1^p}{r_0^{2p}} \quad (11)$$

$$C_2 = - \frac{j\omega\mu_0 r_1}{2p} A_1 r_1^p$$

$$C_3 = - \frac{j\omega\mu_0 r_1}{2p} A_1 (r_1^{-p} \pm r_1^p r_0^{-2p}) \quad C_4 = 0 \quad (12)$$

b) Transiente Vorgänge ($G_D = \infty$)

$$C_1 = \pm \frac{j\omega\mu_0 r_1}{2p} A_1 \frac{r_1^p - r_1^{-p} r_D^{2p}}{r_0^{2p} \pm r_D^{2p}} \quad (13)$$

$$C_2 = - \frac{j\omega\mu_0 r_1}{2p} A_1 r_0^{2p} \frac{r_1^p - r_1^{-p} r_D^{2p}}{r_0^{2p} \pm r_D^{2p}}$$

$$C_3 = - \frac{j\omega\mu_0 r_1}{2p} A_1 \frac{r_0^{2p} r_1^{-p} \pm r_1^p}{r_0^{2p} \pm r_D^{2p}} \quad (14)$$

$$C_4 = \frac{j\omega\mu_0 r_1}{2p} A_1 r_D^{2p} \frac{r_0^{2p} r_1^{-p} \pm r_1^p}{r_0^{2p} \pm r_D^{2p}}$$

Damit ist die Aufgabe der Feldberechnung für alle interessierenden Anordnungen im Prinzip gelöst. Es verbleibt dann, wie am Anfang dieses Kapitels ausgeführt wurde, nur noch die Summation aller Harmonischen einer Wicklung, die Integration über die Wicklungshöhe, sowie die Addition der Felder verschiedener Wicklungen durchzuführen. Diese vollständigen Rechnungen sind numerisch sehr umfangreich, so dass es einzig rationell ist, dafür einen Computer einzusetzen. Hier soll jedoch nicht dieser Weg weiterverfolgt werden, sondern das Ziel, unter Beschränkung auf das Wesentliche die wichtigsten Beziehungen aufzustellen, die bei der Auslegung der Maschine massgebend sind. Um zu geschlossenen überblickbaren Ausdrücken zu kommen, werden Oberwellen vernachlässigt und es wird angenommen, dass der Strombelag jeder Wicklung nicht über die Wicklungshöhe verteilt, sondern auf deren mittlerem Radius konzentriert sei. Das mathematische Modell der Maschine besteht somit im wesentlichen aus einem idealen magnetischen oder elektrischen Schirm auf dem Radius r_0 , der Statorwicklung auf dem Radius r_1 , der Rotorwicklung auf dem Radius r_2 (gestrichelt in Fig. 4 eingetragen) und dazwischen einem mitrotierenden elektrischen Schild (Dämpfer) auf dem Radius r_D . Die aktive Maschinenlänge sei l .

3.2 Leerlaufeld und magnetische Energie

Wird die Erregerwicklung vom Strom I_2 durchflossen, so ist der komplexe Momentanwert der Grundwelle ihres Strombelages (im Stator-Koordinatensystem):

$$\underline{A}_2 = A_2 e^{j(\omega t - p\vartheta)} = \frac{2 N_2 k_{w2} I_2}{r_2 \pi} e^{j(\omega t - p\vartheta)} \quad (15)$$

N_2 bedeutet hier die Windungszahl der Erregerwicklung und k_{w2} deren Wicklungsfaktor (für die Grundwelle). Das Leerlauffeld lässt sich nach den Gl. (7) und (8) mit den Integrationskonstanten nach Gl. (11) und (12) sofort angeben, wenn darin A_1 durch A_2 und r_1 durch r_2 ersetzt werden:

Innerhalb der Rotorwicklung:

$$\begin{aligned} E &= -\frac{j\omega\mu_0 r_2}{2p} A_2 \left(\frac{r}{r_2}\right)^p \left[1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}\right] \\ B_r &= -\frac{j\mu_0}{2} A_2 \left(\frac{r}{r_2}\right)^{p-1} \left[1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}\right] \\ B_\vartheta &= -\frac{\mu_0}{2} A_2 \left(\frac{r}{r_2}\right)^{p-1} \left[1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}\right] \end{aligned} \quad (16)$$

Ausserhalb der Rotorwicklung:

$$\begin{aligned} E &= -\frac{j\omega\mu_0 r_2}{2p} A_2 \left(\frac{r_2}{r}\right)^p \left[1 \pm \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2p}\right] \\ B_r &= -\frac{j\mu_0}{2} A_2 \left(\frac{r_2}{r}\right)^{p+1} \left[1 \pm \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2p}\right] \\ B_\vartheta &= \frac{\mu_0}{2} A_2 \left(\frac{r_2}{r}\right)^{p+1} \left[1 \pm \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2p}\right] \end{aligned} \quad (17)$$

Das besonders interessierende Feld im Bereich der Statorwicklung wird durch das Einsetzen des Statorradiuses $r = r_1$ in Gl. (17) ermittelt.

Eine wichtige Grösse ist auch die Induktion B_{r2} , da von ihr die zulässige Stromdichte im Supraleiter abhängt:

$$B_{r2} = -\frac{j\mu_0}{2} A_2 \left[1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}\right] \quad (18)$$

Da $\left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}$ im allgemeinen klein gegenüber 1 ist, ist die Rotorinduktion von der Art des Statorschirmes fast unabhängig und nur noch durch den Strombelag A_2 gegeben. Um bei gewählten Hauptabmessungen einen möglichst grossen Fluss zu erreichen, müssen die Induktion B_{r2} und damit auch der Erregungsstrombelag A_2 gross sein. Da der Stromdichte durch die Charakteristik des Supraleiters (Fig. 1) Grenzen gesetzt sind, muss die Nuthöhe im Rotor ausreichend gross sein. Einer Vergrösserung der Rotornuten stellen sich jedoch, wie auch bei konventionellen Maschinen, mechanische Beanspruchungen entgegen. Zusätzlich kommt aber noch ein wichtiger wirtschaftlicher Gesichtspunkt hinzu: wegen des hohen Preises des Supraleiters darf man seine mögliche Ausnützung nicht allzu stark reduzieren, was bei grossen Nuten einerseits durch kleine Stromdichte und andererseits durch Verkleinerung des nützlichen Statorflusses infolge des verkleinerten mittleren Radiuses der Rotorwicklung herbeigeführt wird. Das Verhältnis von Stator- zu Rotorfluss

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{B_{r1} r_1}{B_{r2} r_2} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^p \frac{1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2p}}{1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}} \quad (19)$$

wird nämlich um so besser, je grösser das Verhältnis $r_2 : r_1$ ist. Effektivwert der Phasenspannung im Stator:

$$U_1 = \frac{2 N_1 k_{w1} l}{\sqrt{2}} |E_1| = \sqrt{2} N_1 k_{w1} l \frac{\omega r_1}{p} |B_{r1}| \quad (20)$$

N_1 ist die Windungszahl pro Phase und k_{w1} der Wicklungsfaktor für die Grundwelle. Mit Hilfe der Gl. (17) und (15) bekommt man die Gleichung der Leerlauf-Kennlinie:

$$U_1 = -j \frac{\omega l}{3\sqrt{2}} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^p \left[1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2p}\right] I_2 \quad (21)$$

wobei

$$\omega l_{12} = 12 \mu_0 N_1 k_{w1} N_2 k_{w2} f l / p \quad \text{ist.}$$

Die magnetische Energie ist gegeben durch:

$$W = \frac{l}{2\mu_0} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} [(\text{Re } \bar{B}_r)^2 + (\text{Re } \bar{B}_\vartheta)^2] r d\vartheta dr \quad (22)$$

Da die Feldverteilung innerhalb und ausserhalb der Erregerwicklung eine andere Gesetzmässigkeit aufweist, muss man auch die Integration über dem Radius in zwei Integrale aufspalten. Wird das Feld mittels der maximalen Induktion [Gl. (18)] ausgedrückt, bekommt man:

Innerhalb der Erregerwicklung:

$$W_i = \frac{r_2^2 \pi l}{2p\mu_0} |B_{r2}|^2 \quad (23)$$

Ausserhalb der Erregerwicklung:

$$W_a = \frac{r_2^2 \pi l}{2p\mu_0} |B_{r2}|^2 \frac{r_0^{2p} \pm r_2^{2p}}{r_0^{2p} \pm r_2^{2p}} \quad (24)$$

und die gesamte Energie:

$$W = \frac{r_2^2 \pi l}{p \mu_0} |B_{r2}|^2 \frac{1}{1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}} \quad (25)$$

Wird B_{r2} durch A_2 ausgedrückt, bekommt man auch folgende Formen:

$$W = \frac{r_2^2 \pi l}{4p} \mu_0 A_2^2 \left[1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}\right] = \frac{r_2^2 \pi l}{2p} A_2 |B_{r2}| \quad (26)$$

Aus der Energie wird die Induktivität der Erregerwicklung bestimmt:

$$L_2 = \frac{2W}{I_2^2} = \frac{2\mu_0 l}{\pi p} (N_2 k_{w2})^2 \left[1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^{2p}\right] \quad (27)$$

Dazu kommt noch der in der zweidimensionalen Theorie nicht enthaltene Stirnraumanteil $L_{2\sigma}$.

Zur Berechnung der transienten Vorgänge muss man noch die Zeitkonstanten der dämpfenden Kreise kennen. Den weitest grossen Anteil daran hat, dank seiner hohen elektrischen Leitfähigkeit, der elektrothermische Schild des Rotors. Am einfachsten findet man die Zeitkonstante T_D eines zylindrischen Dämpfers aus dem Quotienten der magnetischen Energie [analog zu Gl. (26)] und der elektrischen Verluste

$$P_D = \frac{l}{\kappa h} \int_0^{2\pi} (\text{Re } \bar{A}_D)^2 r_D d\vartheta = \frac{l r_D \pi}{\kappa h} A_D^2$$

die von einem im Dämpfer angenommenen beliebigen Strombelag A_D erzeugt werden.

Mit κ ist hier die elektrische Leitfähigkeit und mit h die radiale Dicke des Dämpfers bezeichnet.

$$T_D = \frac{2W_D}{P_D} = \frac{r_D \mu_0 \kappa h}{2p} \left[1 \pm \left(\frac{r_D}{r_0}\right)^{2p}\right] \quad (28)$$

Man muss allerdings beachten, dass die Vorgänge im Dämpfer durch eine einzige Zeitkonstante nur während der Zeit repräsentiert werden können, wenn der Strom einigermaßen gleichmässig über die Dicke des Dämpfers verteilt ist.

3.3 Reaktanzen

Die Synchronreaktanz X_d berechnet man aus der Spannung U_i , die vom Statorstrombelag $A_1 = 3/\sqrt{2} \frac{N_1 k_{w1}}{r_1 \pi} I_1$ in der Ankerwicklung induziert wird [Gl. (20) und (17)]:

$$U_i = -j(X_d - X_\sigma) I_1 = -\sqrt{2} N_1 k_{w1} l \frac{\omega r_1}{p} \cdot \frac{j\mu_0 A_1}{2} \left[1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{2p} \right]$$

$$X_d = \frac{w_{11}}{2} \left[1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{2p} \right] + X_\sigma \quad (29)$$

X_σ ist dabei die Streureaktanz der Wickelköpfe und der Zuleitungen zu den Klemmen, an welchen die Reaktanz X_d definiert wird. Die Wicklungskonstante w_{11} hat die Dimension $[\Omega]$ und bedeutet:

$$w_{11} = 12 \mu_0 (N_1 k_{w1})^2 \frac{f l}{p} \quad [\Omega] \quad (30)$$

Für p.u.-Werte der Reaktanzen gilt:

$$X_d = \frac{\mu_0 A_1}{2 B_{r1}} \left[1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{2p} \right] + X_\sigma \quad (31)$$

$$w_{11} = \frac{\mu_0 A_1}{B_{r1}} \quad [\text{p.u.}] \quad (32)$$

Man sieht daraus, dass die Form der Gl. (29) sowohl für Werte der Reaktanzen in «Ohm» als auch in «per unit» universell gültig ist. Man muss lediglich w_{11} in Ω oder in p.u. einsetzen. Aus Gl. (31) ist weiterhin ersichtlich, dass per-unit-Werte von X_d bei elektrischem und magnetischem Schild praktisch gleich sind, wenn der Strombelag A_1 gleich bleibt, da B_{r1} gemäss Gl. (17) den gleichen Faktor in der eckigen Klammer enthält, der in X_d vorkommt.

Um die subtransiente Reaktanz $X_d'' = j \frac{U_1''}{U_1} + X_\sigma$ zu berechnen, muss man das Feld kennen, das vom Statorstrom im Zwischenraum zwischen dem magnetischen Rückschluss und dem Dämpfer [Integrationskonstanten nach Gl. (13) und (14)] hervorgerufen wird:

$$B_{r1}'' = -j \frac{\mu_0 A_1}{2} \left[1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{2p} \right] \frac{1 - \left(\frac{r_D}{r_1} \right)^{2p}}{1 \pm \left(\frac{r_D}{r_0} \right)^{2p}} \quad (33)$$

$$X_d'' = \frac{\mu_0 A_1}{2 B_{r1}} \left[1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{2p} \right] \frac{1 - \left(\frac{r_D}{r_1} \right)^{2p}}{1 \pm \left(\frac{r_D}{r_0} \right)^{2p}} + X_\sigma \quad (34)$$

Die transiente Reaktanz X_d' ist durch das Feld definiert, das bis zur Erregerwicklung durchdringt. Zu ihrer Berechnung muss man also in Gl. (34) r_D durch r_2 ersetzen:

$$X_d' = \frac{\mu_0 A_1}{2 B_{r1}} \left[1 \pm \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{2p} \right] \frac{1 - \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{2p}}{1 \pm \left(\frac{r_2}{r_0} \right)^{2p}} + X_\sigma \quad (35)$$

Die p.u.-Werte der transienten und der subtransienten Reaktanz sind auch bei gleichem A_1 bei elektrischem Schirm

im Stator grösser als bei magnetischem Rückschluss, da der Nenner des ersten Gliedes etwas kleiner wird und – insbesondere – die Streureaktanz X_σ nun einen grösseren Anteil darstellt.

Mit den ermittelten Reaktanzen und Zeitkonstanten lässt sich das Betriebsverhalten der supraleitenden Maschinen am Netz genau so behandeln wie bei konventionellen Maschinen. Der Unterschied zwischen den beiden Maschinenarten besteht nur in ihrem «Innenleben», d.h. in der Verteilung der Ströme, der Felder und der Kräfte.

3.4 Statorschirm

Bevor nun die etwas komplizierteren Ausdrücke zur Berechnung der Kräfte angegeben werden, soll ein Vergleich zwischen den beiden Varianten des Statorschirmes gezogen werden. Wie schon erwähnt wurde, hängt die Induktion im Rotor [Gl. (18)] nur wenig von der Schirmart ab: Bei elektrischem Schirm wird sie – bei gleicher Rotordurchflutung – um etwa 10% kleiner. Wegen der im Bereich über 5 T ziemlich steilen Supraleiterkennlinie (Fig. 1) kann man dann mit einer Erhöhung des zulässigen Rotornennstromes um ebenfalls fast 10% rechnen. Bei elektrischem Schirm wird man versuchen, den im Stator gewonnenen Raum zur Vergrösserung des Statorstrombelages heranzuziehen, um damit der durch die Flussverkleinerung verursachten Leistungsreduktion entgegenzuwirken. Dadurch steigt aber die Synchronreaktanz X_d an, was zur Folge hat, dass die Leerläuferregung bei elektrischem Schirm höchstens um 5% grösser sein kann als bei magnetischem Schirm.

Betrachtet man Gl. (21) für die Statorspannung U_1 , sieht man, dass – wie auch eine einfache Überlegung zeigt – bei magnetischem Schirm r_0 möglichst klein, bei elektrischem dagegen möglichst gross sein soll. Ein anderer Grund, der für die Wahl eines grossen Radius des elektrischen Schirmes spricht, liegt in der Herabsetzung der in ihm induzierten Verluste. Aus dem Poyntingschen Satz und Gl. (8) und (10) folgt für die Verluste pro Flächeneinheit des elektrischen Schirmes:

$$P_{0e} = \frac{1}{2} \text{Re} \{ E H_0^* \} = \frac{\omega \mu_0 A_2^2}{2 p} r_0 \left(\frac{r_2}{r_0} \right)^{2p+2} \frac{\text{Im } G}{|1 + G|^2}$$

Wegen der im Verhältnis zur Polteilung sehr kleinen Eindringtiefe im Schirm kann man seine Wellenadmittanz am einfachsten von einer ebenen dicken Platte übernehmen:

$$G = \frac{r_0}{p} \sqrt{j \omega \mu_0 \kappa}$$

$$P_{0e} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\kappa}} A_2^2 \left(\frac{r_2}{r_0} \right)^{2p+2} \quad (36)$$

κ ist hier die elektrische Leitfähigkeit des Schirmes. Im magnetischen Schirm betragen die spezifischen Verluste pro kg:

$$P_{Fe} = v_{10} \left(B_0 \frac{r_0}{h} \right)^2$$

wobei v_{10} die spezifischen Eisenverluste bei einer Induktion von 1 T, B_0 die Induktion (in T) an der Bohrung des Schirmes und h die radiale Schirmhöhe bedeuten. Bezieht man diese Verluste auf die Bohrungsfläche, bekommt man

$$P_{0m} = v_{10} (\mu_0 A_2 r_2)^2 \left(\frac{r_2}{r_0} \right)^{2p} \frac{\rho}{h} \quad (37)$$

mit ρ = Dichte des Blechpaketes.

Man kann nun den Radius r_{0e} des elektrischen Schirmes beispielsweise so wählen, dass dessen totale Verluste in einem gewissen Verhältnis zu denjenigen im Statorblechpaket stehen. Geht man bei einer zweipoligen Maschine z. B. von einer Bohrung des magnetischen Schirmes von $2 r_0 = 2,4$ m aus, nimmt nach Gl. (36) und (37) der erforderliche Durchmesser eines Schirmes aus legiertem Aluminium bei doppelten Verlusten den Wert $2 r_{0e} = 6,5$ m an. Bei einem Schirm aus Kupfer wäre der Durchmesser bloss 15 % kleiner, da die Verluste im elektrischen Schirm nur etwa mit der Wurzel aus der Leitfähigkeit, mit dem Durchmesser jedoch in der 3ten Potenz abnehmen.

In Fig. 5 ist der Verlauf des Flusses über dem Radius für die beiden Schirmausführungen eingetragen. Zum Vergleich ist noch der Flussverlauf in einer konventionellen Maschine grosser Leistung grob angedeutet. Der Flussabbau im Statorjoch wurde nicht dargestellt. Aus diesem Bild geht hervor, dass bei gleichem supraleitenden Rotor der magnetische Rückschluss im Stator 50 bis 60 % mehr Nutzfluss bietet als ein elektrischer Schirm doppelter Verluste und bedeutend grösseren Durchmessers. Darüber hinaus zeigt die Figur, dass man bei elektrischem Schirm keine Erhöhung des Statornutzflusses, verglichen mit dem konventionellen Generator, erreicht, so dass eine Steigerung der Leistung nur durch den grösseren Strombelag im Stator erreichbar ist. Um zu einer wesentlichen Steigerung des Stator-Nutzflusses in einer Maschine mit elektrischem Schirm zu gelangen, wäre es – unter anderem – erforderlich, die im Hinblick auf den Supraleiter zulässige Rotorinduktion, wie auch die gesamte Rotordurchflutung beträchtlich zu erhöhen.

Auf Grund dieser Schlussfolgerung werden weitere Darlegungen auf die Ausführung mit einem magnetischen Rückschluss im Stator beschränkt.

3.5 Kräfte

Aus dem bekannten resultierenden Feld B lassen sich die Kräfte in der Maschine leicht berechnen. Die spezifische Kraft pro Flächeneinheit einer dünnen, vom Strombelag A durchflossenen Wicklung ist durch das Vektorprodukt $E = [A \times B]$ gegeben. Die radiale und die tangential Komponente der Kraft betragen demnach:

$$\begin{aligned} F_r &= -\operatorname{Re} \bar{A} \cdot \operatorname{Re} \bar{B}_\theta \\ F_\theta &= \operatorname{Re} \bar{A} \cdot \operatorname{Re} \bar{B}_r \end{aligned} \quad (38)$$

Für B_θ muss man dabei den Mittelwert der Beträge innerhalb und ausserhalb der Wicklung einsetzen.

Bei stationärer Belastung ist die Berechnung der Kräfte insofern einfach, als man das resultierende Feld durch die Überlagerung von nur zwei Feldern – vom Rotor- und Statorstrom erregten – bestimmen kann. Bei transienten Vorgängen komplizieren sich die Verhältnisse durch das Auftreten der Ströme im Dämpfer. Im folgenden soll eine solche Berechnung am Beispiel des Stosskurzschlusses, bei dem ja die grössten Kräfte auftreten, erläutert werden.

Wird der Generator vom Leerlauf aus plötzlich dreipolig kurzgeschlossen, so kann sein Verhalten während des subtransienten Zeitintervalls (bevor die Ausgleichsvorgänge abzuklingen beginnen) durch die Überlagerung folgender 3 Felder beschrieben werden:

α) Rotorfeld, d. h. das durch den Rotorstrombelag $\bar{A}_2 = A_2 e^{j(\omega t - p\theta)}$ erregte Leerlaufeld;

β) Subtransiente Komponente des Stator Drehfeldes, das vom Strombelag $\bar{A}_{1k} = -\frac{A_1}{x_d''} e^{j(\omega t - p\theta)} = -A_0 e^{j(\omega t - p\theta)}$ im Raum ausserhalb des Dämpfers erzeugt wird;

γ) Gleichstromkomponente des Statorfeldes, vom Strombelag $A_0 = A_0 e^{-j p \theta}$ hervorgerufen. Ebenfalls kein Eindringen in den Rotor.

Es interessieren insbesondere die Kräfte, die auf die Statorwicklung und auf den Dämpfer wirken. Mittelwert der Induktionen auf der inneren und äusseren Oberfläche der Statorwicklung, ermittelt nach Gl. (8) mit den Integrationskonstanten nach Gl. (13) und (14):

$$\begin{aligned} \bar{B}_\theta &= \frac{\mu_0 A_2}{2} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{p+1} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2p}\right] e^{j(\omega t - p\theta)} + \\ &+ \frac{\mu_0 A_0}{2} b (e^{j(\omega t - p\theta)} - e^{-j p \theta}) \end{aligned} \quad (39)$$

Dabei stellt b die Abkürzung dar:

$$b = \frac{r_1^{4p} + (r_0 r_D)^{2p}}{r_1^{2p} (r_0^{2p} + r_D^{2p})} \quad (40)$$

$$\bar{B}_r = -j \frac{X_d'' - X_\sigma}{X_d''} |B_{r1}| e^{-j p \theta} - j \frac{X_\sigma}{X_d''} |B_{r1}| e^{j(\omega t - p\theta)} \quad (41)$$

B_{r1} ist die radiale Komponente der Induktion in der Statorwicklung beim Leerlauf. Damit ergeben sich die Kräfte auf die Statorwicklung im dreiphasigen Stosskurzschluss:

$$\begin{aligned} F_r &= \frac{\mu_0 A_0^2}{2} \left\{ b \cos^2 p\theta - \left[b + 1 + \frac{X_\sigma}{X_d - X_\sigma} \cdot \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \left(1 - \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2p}\right) \right] \cos p\theta \cdot \cos(\omega t - p\theta) + \right. \\ &\quad \left. + \left[1 + \frac{X_\sigma}{X_d - X_\sigma} \left(1 - \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2p}\right) \right] \cos^2(\omega t - p\theta) \right\} \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} F_\theta &= -A_0 |B_{r1}| \left\{ \left(1 - \frac{X_\sigma}{X_d''}\right) \left[\frac{\sin 2 p\theta}{2} - \sin p\theta \cdot \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \cos(\omega t - p\theta) \right] + \frac{X_\sigma}{X_d''} \left[\frac{\sin 2(\omega t - p\theta)}{2} - \cos p\theta \cdot \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \sin(\omega t - p\theta) \right] \right\} \end{aligned} \quad (43)$$

Um die Kräfte auf den Dämpfer ermitteln zu können, muss man zunächst den Strombelag der darin induzierten Ströme kennen. Dieser ist gleich der tangentialen Komponente des Stator-Magnetfeldes an der Oberfläche des Dämpfers, [Gl. (8) und (14)]:

$$\bar{A} = (H_{\theta r})_{r=r_D} = -A_0 \left(\frac{r_D}{r_1}\right)^{p-1} \frac{r_0^{2p} + r_1^{2p}}{r_0^{2p} + r_D^{2p}} [e^{-j p \theta} - e^{j(\omega t - p\theta)}] \quad (44)$$

Da das Wechselfeld und das Drehfeld innerhalb des Dämpfers verschwinden müssen, stellt $\frac{\mu_0 \bar{A}}{2}$ eine Komponente des mittleren für die Berechnung der Kraft massgebenden Feldes \bar{B}_θ dar. Die andere Komponente liefert das Feld der Erregerwicklung [Gl. (17)]:

$$\bar{B}_\theta = -\frac{\mu_0 A_0}{2} \cdot \frac{r_0^{2p} + r_1^{2p}}{r_0^{2p} + r_D^{2p}} \left(\frac{r_D}{r_1}\right)^{p-1} \left\{ e^{-j p \theta} - d \cdot e^{j(\omega t - p\theta)} \right\} \quad (45)$$

Darin ist

$$d = 1 + \frac{X_d''}{X_d - X_\sigma} \left(\frac{r_1}{r_D}\right)^{2p} \left[1 - \left(\frac{r_D}{r_0}\right)^{2p} \right] \frac{r_0^{2p} + r_D^{2p}}{r_0^{2p} + r_1^{2p}} \quad (46)$$

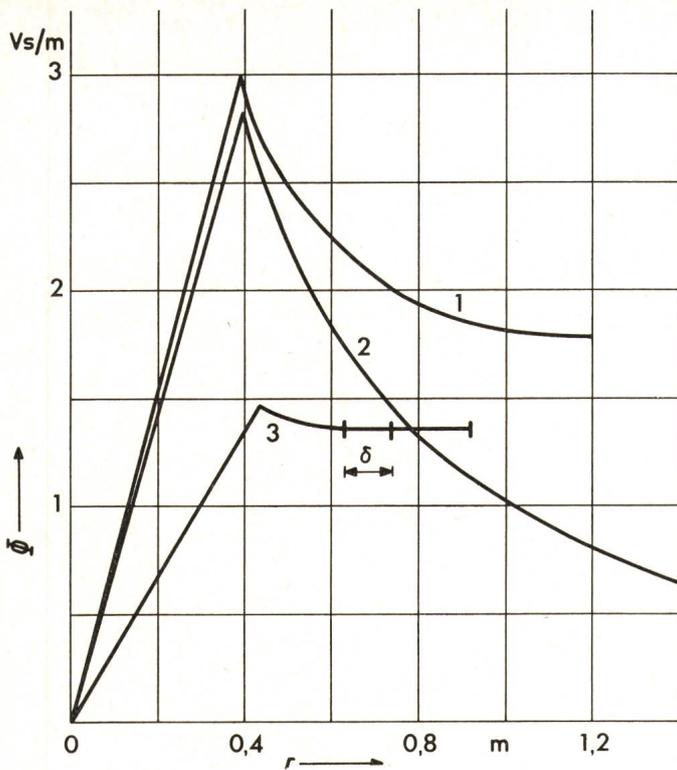


Fig. 5

Verlauf des magnetischen Flusses über den Radius

- 1 supraleitender Generator mit magnetischem Rückschluss, Bohrung 2,4 m
- 2 supraleitender Generator mit elektrischem Schirm vom Durchmesser 6,5 m
- 3 konventioneller Turbogenerator:
 Φ Fluss; r Radius

$$\bar{B}_r = -j |B_{r1}| \left(\frac{r_1}{r_D}\right)^{p+1} \frac{r_0^{2p} + r_D^{2p}}{r_0^{2p} + r_1^{2p}} e^{j(\omega t - p\vartheta)} \quad (47)$$

$$F_r = -\frac{\mu_0 A_0^2}{2} \left(\frac{r_1}{r_D}\right)^{2p-2} \cdot \left[\frac{r_0^{2p} + r_1^{2p}}{r_0^{2p} + r_D^{2p}}\right]^2 \cdot [\cos^2 p\vartheta - (1+d) \cos p\vartheta \cdot \cos(\omega t - p\vartheta) + d \cdot \cos^2(\omega t - p\vartheta)] \quad (48)$$

$$F_\vartheta = -A_0 |B_{r1}| \left(\frac{r_1}{r_D}\right)^2 [\cos p\vartheta \cdot \sin(\omega t - p\vartheta) - \frac{1}{2} \sin 2(\omega t - p\vartheta)] \quad (49)$$

Wie aus Gl. (42) und (48) ersichtlich ist, treten im Zeitpunkt $\omega t = \pi$, d.h. eine halbe Periode nach dem Stosskurzschluss die grössten radialen Kräfte auf, weil dann alle drei Kraftwellen am Umfang zusammenfallen und sich addieren:

$$F_{r \max} = -\mu_0 A_0^2 \left(\frac{r_1}{r_D}\right)^{2p-2} \left[\frac{r_0^{2p} + r_1^{2p}}{r_0^{2p} + r_D^{2p}}\right]^2 (1+d) \cos^2 p\vartheta \quad (50)$$

Die Veränderlichkeit der Kraft am Umfang verursacht eine starke Biegung des Dämpfers, zu welcher auch die tangentielle Komponente beiträgt. Die Verteilung der tangentialen Kraft ist in diesem Zeitpunkt:

$$F_\vartheta = -A_0 |B_{r1}| \left(\frac{r_1}{r_D}\right)^2 \sin 2p\vartheta \quad (51)$$

Das Drehmoment ist gegeben durch den Ausdruck:

$$M = l \int_0^{2\pi} F_\vartheta r_D^2 d\vartheta = -A_0 |B_{r1}| r_1^{2p} l \cdot \sin \omega t \quad (52)$$

Das grösste Drehmoment tritt, gleich wie bei den konventionellen Maschinen, im Zeitpunkt $\omega t = \pi/2$ auf. Das gleiche Drehmoment, nur mit dem anderen Vorzeichen, wirkt auch auf die Statorwicklung, wie dies eine Integration der Gl. (43) bestätigt.

Im Falle eines zweiphasigen Stosskurzschlusses hängen die Vorgänge bekanntlich auch vom Augenblick des Kurzschlusses ab. Die grössten Beanspruchungen kommen vor, wenn der Kurzschluss im Zeitpunkt der grössten Flussverkettung der beiden Phasen (Spannungsnulldurchgang) geschieht. Das resultierende Feld setzt sich wieder aus drei Feldern zusammen, gleich wie im 3phasigen Kurzschluss. Der einzige Unterschied besteht darin, dass das unter β) genannte Feld nun nicht mehr ein Drehfeld, sondern ein vom Wechselstrombelag $\bar{A}_{lk} = -A_0 \cos \omega t \cdot e^{-j p \vartheta}$ erregtes Wechselfeld ist. Die Amplituden A_0 der beiden Komponenten des Statorstrombelages sind gleich denjenigen im 3phasigen Kurzschluss, obwohl der Phasenstrom $\sqrt{3}/2$ mal kleiner ist, da der resultierende Strombelag gegenüber dem Strombelag einer Phase nun $\sqrt{3}$ mal anstatt 1,5 mal (beim 3phasigen Kurzschluss) grösser ist. Die Ergebnisse einer analogen Rechnung sagen aus, dass der zeitliche Verlauf der Kräfte ein anderer ist als beim dreiphasigen Kurzschluss, dass jedoch für $\omega t = \pi$ alle Kräfte gleich sind. In diesem Augenblick treten wieder die grössten radialen Kräfte auf. Im Drehmomentverlauf gemäss Gl. (52) kommt jetzt noch der Faktor $(1 - \cos \omega t)$ hinzu, so dass der Höchstwert des Drehmomentes, für $\omega t = 2\pi/3$, um 30 % grösser ist.

4. Ergebnisse

Um die Möglichkeiten, die eine Anwendung von Supraleitern bei grossen Turbogeneratoren eröffnet, quantitativ abzuschätzen, wurde nun zunächst versucht, anhand der dargelegten Theorie und anschliessender verfeinerter Rechnungen die Grenzleistungen zu finden, die mit supraleitenden Generatoren in 2- und 4poliger Ausführung aus heutiger Sicht erwartet werden können. In diesem Kapitel sollen nun die für den Benutzer interessantesten Ergebnisse dieser Studien mitgeteilt werden, zusammen mit einem Vergleich einiger charakteristischen Daten neuer und konventioneller Generatoren auf einem Leistungsniveau von 1000 MVA, das heute von konventionellen Turbogeneratoren schon erreicht wird.

Mit heute erhältlichen Materialien sollte es möglich sein, bei 3000 U./min eine Grenzleistung von ungefähr 3500 MVA zu erreichen. Dies stellt etwa den 1,7fachen Betrag der für konventionelle Maschinen prognostizierten Höchstleistung von 2000 MVA [12] dar. Gewählte Nenndaten der Grenzleistungsmaschine sind: 36 kV, 56 kA, $\cos \varphi = 0,9$, Erregerstrom 5000 A, Energie des magnetischen Feldes ca. 60 MJ. Dem Gesamtgewicht von 875 t entsprechend beträgt das Leistungsgewicht nur 0,25 kg/kVA. Auf den Rotor entfällt etwas weniger als 10 % des Gesamtgewichtes. Die Ausnutzungsziffer beläuft sich auf $c = 93$ kVA min/m³.

Die totalen Verluste des Generators betragen 14 MW, so dass der Wirkungsgrad den hohen Wert von 99,53 % annimmt. Aus der Verteilung der Verluste:

Statoreisen	2,3 MW
Statorwicklung	8,6 MW
Ventilation	1,1 MW
Lager	1,7 MW
Kältemaschine	0,3 MW

sieht man, dass der grösste Posten der Verluste in einer konventionellen Maschine, nämlich die Erregung, nun eliminiert und durch einen sehr kleinen Leistungsaufwand für die Kältemaschine ersetzt wurde.

Per unit Werte der Reaktanzen sind: $X_d = 0,52$, $X_d' = 0,40$, $X_d'' = 0,25$. Auffallend ist die sehr kleine Synchronreaktanz, die fünfmal kleiner ist als die heute üblichen Werte. Besonders beachtenswert ist auch der für die betrachtete Leistung relativ niedrige Betrag der transienten Reaktanz X_d' , was für die Netzstabilität günstig ist. Die kleinen Werte von X_d und X_d' wirken sich günstig aus bei allen Regelungsvorgängen, deren Geschwindigkeit sonst durch die mit Rücksicht auf den Supraleiter zulässige Feldänderungsgeschwindigkeit begrenzt wäre, so dass im Endeffekt etwa die gleiche Regelungsqualität erreicht wird wie bei konventionellen Turbogeneratoren.

Von weiteren Betriebseigenschaften des Generators interessiert vor allem die zulässige Inversstrombelastung. Nach dem Vorschlag für neue amerikanische Normen nimmt die dauernd zulässige Inversstrombelastung $I_{2\infty}$ mit der zunehmenden Maschinennennleistung ab und zwar von 8 %- I_n bei 960 MVA bis auf 5 %- I_n bei 1500 MVA. Extrapoliert man diese Werte auf 3300 MVA, kommt man unter 3 %- I_n , was bei der betrachteten Konstruktion des supraleitenden Generators gewährleistet werden dürfte. Im Bezug auf den ungleich wichtigeren I_2^2t -Wert, der bei kurzzeitigen, dafür aber stärkeren Störungen massgebend ist, liegt der supraleitende Rotor sehr günstig, da er eine glatte symmetrische Oberfläche aufweist und die Wärmekapazität des Dämpfers voll ausnützen kann, so dass $I_2^2t = 10$ s erreicht werden kann. Nach dem neuesten Vorschlag zur Revision der amerikanischen Normen wird bei Maschinen über 800 MVA ein von 10 s auf 5 s (bei 1600 MVA) abnehmender I_2^2t -Wert verlangt.

Die Durchrechnung einer vierpoligen Maschine ergab erwartungsgemäss eine noch bedeutend grössere Grenzleistung, da bei kleinerer Drehzahl grössere Abmessungen der Maschine möglich sind. Diese Grenzleistung – in der Gegend von 7000 MVA – erreicht wiederum praktisch den zweifachen Betrag der Grenzleistung von konventionellen Maschinen. Trotz dem grösseren Gesamtgewicht wird praktisch das gleiche Leistungsgewicht von 0,25 kg/kVA wie bei dem zweipoligen Generator erreicht. Die grossen Abmessungen des 4poligen Rotors führen aber auch zu einer sehr grossen magnetischen Energie von 260 MJ, die bis heute nur von einem der gebauten stationären supraleitenden Magnete (CERN-Blasenkommer, 800 MJ) übertroffen wurde. Die anderen Kenndaten der Maschine, wie der Wirkungsgrad oder die Reaktanzen nehmen ähnliche Werte wie beim zweipoligen Generator an.

Es ist auch noch von Interesse, einen kurzen Vergleich der supraleitenden Ausführung mit der konventionellen bei gleicher Maschinenleistung anzustellen. Dafür eignet sich eine Grösse von 1000 MVA, da dieses Niveau heute von konventionellen Generatoren schon erreicht wird. Dieser Vergleich zeigt, dass beim supraleitenden Generator das Gewicht der Maschine von 580 t auf 370 t zurückgeht. Die Verluste werden von 12 MW auf 7 MW reduziert. Einen anschaulichen Ein-

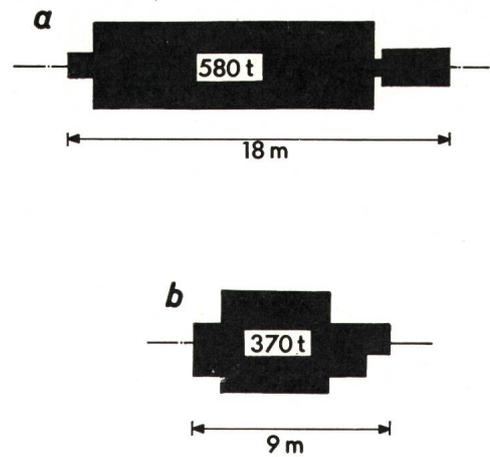


Fig. 6
Vergleich der Grösse und des Gewichtes von Turbogeneratoren für 1000 MVA

a konventioneller Generator b supraleitender Generator

druck von den Aussenmassen beider Maschinen vermittelt am besten Fig. 6. Es ist noch erwähnenswert, dass wegen der kleineren Länge beim supraleitenden Rotor höhere kritische Drehzahlen und somit eine bessere Laufruhe erwartet werden können.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die durchgeführte Studie die in der Einleitung angeführten, von Turbogeneratoren mit supraleitender Erregerwicklung zu erwartenden Vorteile bestätigt hat. Es sollte schon mit heutigen Ideen und Materialien möglich sein, sowohl 2- als auch 4polige Grossmaschinen für Einheitsleistungen zu bauen, die die Grenzleistungen der konventionellen Maschinen nahezu um den Faktor 2 übersteigen. Bei gleicher Leistung hat die supraleitende Ausführung um ca. 40 % kleineres Gewicht und kleinere Verluste. Das Volumen der Maschine geht auf die Hälfte zurück. Die elektrischen Betriebseigenschaften sind mindestens so gut wie bei den heutigen Maschinen, die Laufruhe wird besser.

Literatur

- [1] M. E. G. Hadlow, J. A. Baylis and C. B. Lindley: Superconductivity and its applications to power engineering. Proc. IEE 119(1972)8R, p. 1003...1032.
- [2] J. L. Olsen: Einige Grundlagen tiefgekühlter Leiter und Supraleiter. Bull. SEV 57(1966)22, S. 1019...1026.
- [3] F. Grütter: Die Anwendung von tiefgekühlten Leitern und Supraleitern in der Forschung. Bull. SEV 57(1966)20, S. 919...926.
- [4] P. Klauudy: Energieübertragung durch tiefstgekühlte, besonders supraleitende Kabel. Bull. SEV 61(1970)25, S. 1179...1190.
- [5] A. Imhof: Tieftemperatur-Hochspannungsisolation – eine Anregung. STZ 66(1969)13, S. 237...244.
- [6] G. Meyer und R. Maix: Supraleiter und supraleitende Magnete. Brown Boveri Mitt. 57(1970)8/9, S. 355...362.
- [7] N. Schaetti: Supraleiter für die Magnetspulen der Funkenkammer «Omega» des CERN. Brown Boveri Mitt. 59(1972)2/3, S. 73...77.
- [8] A. Malandain: Supraleitung. Techn. Rdsch. 64(1972)14, S. 25...27.
- [9] Z. J. J. Stekly and H. H. Woodson: Rotating Machinery utilizing superconductors. Trans. IEEE Aerospace 2(1964)2, p. 826...842.
- [10] H. H. Woodson, Z. J. J. Stekly and E. Halas: A study of alternators with superconducting field windings: Trans IEEE PAS 85(1966)3, p. 264...280.
- [11] P. Thullen a. o.: An experimental alternator with a superconducting rotating field winding. Trans. IEEE PAS 90(1971)2, p. 611...619.
- [12] K. Abegg und P. Rauhut: Elektrische Grossmaschinen gestern, heute und morgen. Bull. SEV 62(1971)18, S. 865...874.

Adresse des Autors:

Dr. T. Bratoljic, AG Brown Boveri & Cie., Abt. TGY, 5242 Birr.