

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6223

Kann man das Erdmagnetfeld im Labor simulieren?

R. Stieglitz, U. Müller

Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1999

Zusammenfassung

Es wird heute allgemein angenommen, daß die Ursache für das Magnetfeld der Erde und das anderer Planeten in schwerkraftgetriebenen Konvektionsströmungen in einem rotierenden schmelzflüssigen Erd- bzw. Planetenkern liegt. In einem Dynamo wird mechanische Energie in elektromagnetische Energie umgesetzt. Im Gegensatz zu technischen Dynamos, die auf einer Rotationsbewegung in einem komplexen System von Materialien unterschiedlicher elektrischer und magnetischer Eigenschaften basieren, erfordert ein homogener Dynamo im flüssigen Erdkern komplexe Strömungsbewegungen der homogenen Flüssigkeit.

Im Bericht werden zunächst einige Phänomene des Erdmagnetfeldes beschrieben. Anhand des Aufbaus der Erde werden dann zwei charakteristische schwerkraft- und zentrifugalkraftgetriebene Strömungsmuster vorgestellt, wie sie in gravitierenden und rotierenden Kugelschalen auftreten. Ein Exkurs ins Gebiet der Magneto hydrodynamik zeigt in einem weiteren Abschnitt, daß in einem homogenen Medium drallbehaftete Scherströmungen ein Magnetfeld verstärken können. Es werden anschließend die Grundvorstellungen des "*Roberts-Busse Geo-Dynamos*" vorgestellt, der von wirbelbehafteten Strömungsmustern in einer Zylindergeometrie ausgeht, die ähnliche Eigenschaften besitzen, wie die Strömungen im Inneren von Planeten. Dieses vereinfachte Modell dient als Basis der im letzten Abschnitt vorgestellten Versuchsanlage. Es wird abschließend ein meßtechnisches Versuchsprogramm dargelegt, das auf die Bestätigung bisher erzielter Ergebnisse aus Modellrechnungen abzielt.

Can the Earth's magnetic field be simulated on laboratory scale

Abstract

The transfer process of mechanical energy into electromagnetic energy is called the dynamo effect, which is believed to be the origin of the magnetic fields of many astrophysical bodies. First some phenomena of the earth magnetic field are outlined.

In planetary bodies, which consist of a homogeneous liquid interior, a dynamo action is produced by numerous interacting effects such as convection due to concentration and density gradients, coriolis forces, Eckmann pumping, local freezing processes etc. yielding a certain flow structure within these bodies. This flow field leads in terms of the induction equation to a production/conservation of magnetic fields. Since the physical effects producing a dynamo can not be simulated in a laboratory experiment, several simplifications are introduced. Therefore, an excursion in the field of magnetohydrodynamics is made in order to show that shear flows owing a certain helicity are capable to produce magnetic fields. In the experiment a kinematic dynamo in a homogeneous non-ferromagnetic fluid domain will be investigated, which possesses a flow field likely occurring in astrophysical objects. The theoretical model delivering conditions for the self-excitation of a magnetic fields is based on the mean-field theory. Mean field dynamos are governed by an inverse cascade with magnetic energies being transferred from smaller scales to larger ones and therefore are requiring a scale separation. The main ideas of the mean field approach as well as the simplifications of the analytical and numerical models are outlined in this report and their impact on the design of experimental setup are addressed and discussed. Finally, the experimental program is described, which is mainly intended to verify the results obtained in the simulations.

Inhaltsverzeichnis

1 EIGENSCHAFTEN DES ERDMAGNETFELDES	3
2 DIE STRUKTUR DER ERDE	5
3 EINIGE GRUNDLEGENDE EIGENSCHAFTEN MAGNETISCHER FELDER IN BEWEGTEN LEITERN	8
4 EIN VEREINFACHTES ANALYTISCHES DYNAMOMODELL	12
4.1 Vorüberlegungen	12
4.2 Das Dynamo-Modell nach Roberts und Busse	14
5 DAS DYNAMOEXPERIMENT IM FZK	17
5.1 Das Dynamomodul	17
5.2 Die Gesamtanlage	19
5.3 Modellrechnungen für den FZK-Dynamo	21
5.4 Die Magnetfeldmessung	24
6 ARBEITSZIELE UND AUSBLICK	26
7 QUELLEN	28

1 Eigenschaften des Erdmagnetfeldes

Das Erdmagnetfeld ist eine Eigenschaft, die dem Erdkörper als ganzem zuzuordnen ist. Schon im Jahr 1600 berichtet Sir William Gilbert, daß das Erdmagnetfeld einen Dipolcharakter besitzt (aus Merrill & McElhinney 1983). Eine neuere Auswertung von Messungen auf der Erdoberfläche aus jüngster Zeit (Nevanlinna et al. 1983) zeigt, daß das beobachtete Feld etwa zu 90 % durch eine Dipolstruktur bestimmt ist. Die restlichen 10 % des Feldes lassen sich gut durch eine Überlagerung mit Vier- oder Mehrpolanordnungen erfassen. Beobachtungen zeigen ferner, daß das Erdmagnetfeld weder eine zeitlich noch eine räumlich regelmäßige Struktur besitzt. So hat sich der magnetische Nordpol an der Erdoberfläche seit seiner ersten Lokalisierung im Jahr 1829 durch Sir J. Ross (Newitt 1998) bis heute um mehrere hundert Kilometer nach Nordwesten bewegt (Abb. 1.1a).

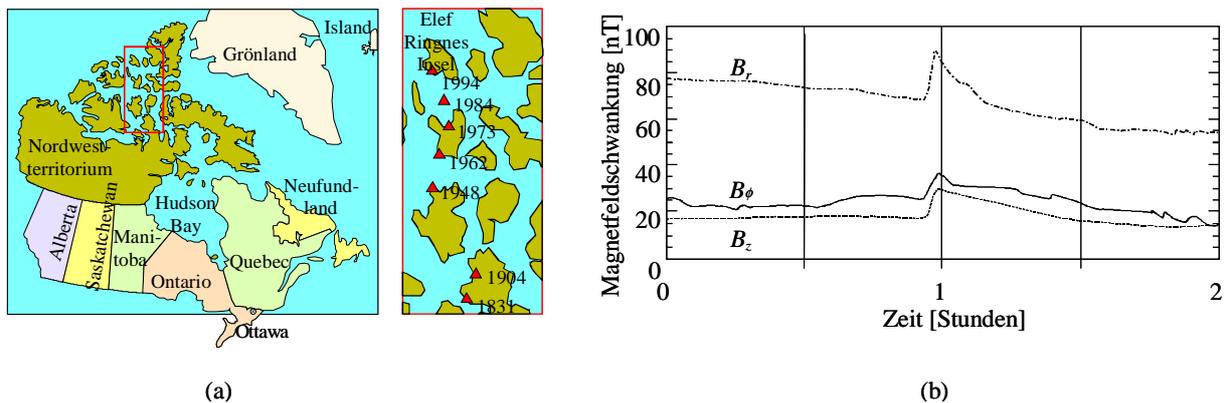


Abb. 1.1: (a) Geographische Lage des Nordpols und seine Wanderbewegungen in den vergangenen zwei Jahrhunderten aus Newitt 1998. (b) Zeitliche Änderung des radialen (B_r), des azimuthalen (B_ϕ) und des polaren Magnetfeldes (B_z) in Canberra vom 4. November 1996 (zwischen 5 und 7 Uhr) aus Thompson 1996.

Aber nicht nur die Lage des Nordpols sondern auch die lokale Stärke des Magnetfeldes an der Erdoberfläche ist meßbaren Schwankungen unterworfen, die in weiten Zeitskalenbereichen von wenigen Stunden bis zu Jahrillionen auftreten. In der Grafik 1.1b ist die zeitliche Änderung aller drei Magnetfeldkomponenten am 4. November 1996 in Canberra innerhalb von zwei (!) Stunden dargestellt. Gegenwärtig befinden wir uns in einer Phase, in der sich das Magnetfeld jährlich um ca. 0,7% verringert. Ein noch verblüffenderes Resultat hat eine magnetische Erforschung des Tiefseebodens ergeben. Der im ozeanografischen Gestein eingefrorene Zustand des Eisens dokumentiert, daß sich im Lauf der letzten 3.5Milliarden Jahre Erdgeschichte die Polung des Magnetfeldes mindestens neun Mal umgekehrt hat, (ver-

gleiche dazu Hoffmann (1988)). Noch vor zwei Jahrhunderten gingen einige Wissenschaftler davon aus, daß das Erdmagnetfeld von einem Permanentmagneten im Erdinneren verursacht wird, (vergl. dazu Merrill & McElhinney 1983). Seismische und geophysikalisch-thermische Messungen an der Erdoberfläche haben zu dem Schluß geführt, daß die Temperaturen im Erdinneren weit über der Curie-Temperatur liegen und damit einen Permanentmagnetismus ausschließen. Durch die zeitliche Änderung des Magnetfeldes wirkt die Erde wie ein elektromagnetischer Sender und verliert so Energie durch elektromagnetische Strahlung. Würde sie ihr Magnetfeld nicht ständig wieder erzeugen, so würde ihr Magnetfeld in einem Zeitraum von etwa 10.000-30.000 Jahren verschwinden. Das Magnetfeld ist aber schon mindestens 3.6 Milliarden Jahre alt. Es erhebt sich somit die Frage, durch welchen Mechanismus das Magnetfeld der Erde aufrecht erhalten wird. Der Schlüssel zur Klärung der Frage, wie das Erdmagnetfeld entsteht, liegt in der Struktur des Erdinneren.

2 Die Struktur der Erde

Es gilt heute als gesichert, daß das Magnetfeld der Erde mit magnetohydrodynamischen Prozessen im flüssigen Bereich des Erdinneren zusammenhängt. Als Modellvorstellung für die Entstehung des Erdmagnetfeldes wird dabei angenommen, daß es als magnetohydrodynamische Instabilität hinreichend intensiver schraubenartiger, auch helikal genannter Bewegungen in einem elektrisch gut leitenden Fluid einsetzt. Die Instabilität manifestiert sich dabei in einem spontan auftretenden Magnetfeld, das aus einer rein mechanischen Bewegungen im Fluid hervorgeht. Dieser Übergang von mechanischer zu elektromagnetischer Energie wird als Dynamoeffekt bezeichnet.

Zum Verständnis der Antriebsmechanismen dieser Strömungen im Erdinnern betrachten wir den in der Abbildung 2.1 schematisch dargestellten Ausschnitt der Erdkugel. Sie besteht aus einem inneren Kern, der im wesentlichen Eisen und Nickel enthält und aufgrund des hohen Druckes von etwa 3.5 Millionen bar fest ist. Diesen festen Kern umgibt ein flüssiger, hauptsächlich aus Eisen und geringen Anteilen von Schwefel und anderen leichteren Elementen wie Silicon und Sauerstoff bestehender Mantel. An den flüssigen Mantel schließt sich die chemisch anders aufgebaute sogenannte D"-Schicht an, die aus oxidischen Verbindungen leichterer Elemente wie Silizium, Aluminium, Magnesium etc. besteht und die je nach der Tiefe der Schicht stark viskoses oder viskoplastisches Materialverhalten zeigt. Auf dieser zweiten Schicht schwimmen die festen tektonischen Platten mit den beobachtbaren Grabenrissen und Gebirgsfalten.

Der erhebliche Temperaturabfall von über 1000 °C über die flüssige Kugelschale im Erdinneren führt zu signifikanten Dichteunterschieden. Diese lösen im allgemeinen unter der Wirkung der Schwerkraft thermische Konvektionsströmungen aus. In diesen Konvektionsströmungen steigt ein Fluid geringer Dichte entgegen der Schwerkraft auf, während das kältere Medium absinkt. Neben der thermisch ausgelösten Konvektionsströmung gibt es noch einen zweiten für die Bewegung im Erdinneren wirksameren Antriebseffekt. Er kommt durch die unterschiedlichen Konzentrationen der gelösten leichten und schweren Elemente in der flüssigen Erdschale zustande. Segregationseffekte bei der Verfestigung der Schmelze durch eine allgemeine Abkühlung des Erdkörpers erzeugen am inneren Rand der weniger dichten D"-Schicht und an der Oberfläche des sehr dichten inneren Kugelkerns in einer dünnen

halberstarten Schicht Dichteunterschiede zur Umgebung. Dieser Effekt bewirkt ebenfalls eine großräumige konzentrationsgetriebene Konvektionsströmung in der flüssigen Erdschale.

Es ist aus Laborexperimenten gekannt, daß sich in horizontalen ebenen Schichten mit vertikalen Dichtegradienten unter der Wirkung der Schwerkraft zellulare Konvektionsströmungen in Form von mehr oder weniger regelmäßig angeordneten Konvektionswalzen ausbilden. Wie Modellrechnungen von Busse (1975) zeigen, sind ähnliche zellulare Konvektionsmuster auch in einer dichtegeschichteten flüssigen Kugelschale unter der Wirkung eines radialen Schwerefeldes zu erwarten. Wird die schwerkraftgetriebene, wirbelartige Konvektionsbewegung zusätzlich einer starken Rotationsbewegung unterworfen, so richten sich die Wirbel mit ihren Wirbelachsen in Richtung der Achse der Rotationsbewegung aus. Modellexperimente durch Carrigan & Busse (1983) haben solches Verhalten demonstriert. Diese in Modellrechnungen und Experimenten nachgewiesenen Erscheinungen sind auch im Erdinneren zu erwarten. Durch die schnelle Rotation und die kugelförmige Gestalt der Erde treten starke Coriolis-Kräfte auf, die eine Ausrichtung der Achsen der Konvektionswirbel in Richtung der Rotationsachse der Erde erzwingen. Durch die Haftbedingungen am Rand der festen äußeren Kugelschale kommt es zudem zur Ausbildung von Eckmannngrenzschichten an den Enden der Konvektionswirbel. Diese bewirken analog zum bekannten "*Teetasseneffekt*" im inneren des Konvektionswirbels eine ins Erdinnere gerichtete schraubenförmige Strömung mit entgegengesetzter Drehrichtung. Das so gebildete Strömungsmuster ist in Abbildung 2.1b schematisch dargestellt.

Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, daß sich zwei zur Äquatorebene spiegelsymmetrisch angeordnete Systeme von Walzenwirbeln ausbilden.

Es erhebt sich hier die Frage, ob ein gleich oder ähnlich strukturiertes Wirbelsystem mit hinreichender Wirbelintensität ein magnetisches Feld erzeugen kann und damit die Eigenschaften eines elektrodynamischen Generators besitzt.

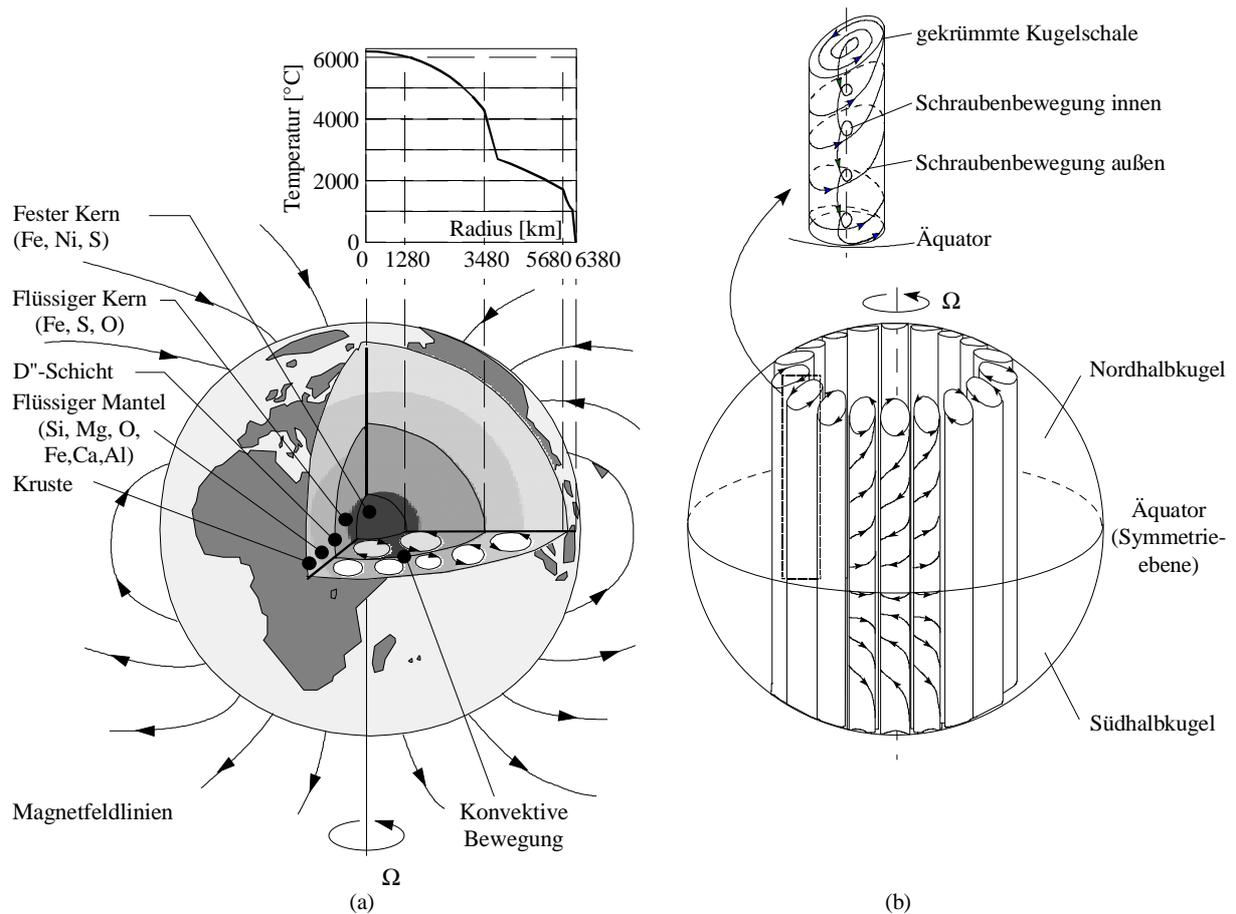


Abb. 2.1: a) Aufbau der Erde aus einem festen inneren Kern (ca. 1.7% der Erdmasse), einem flüssigen Kern (ca. 30.8% der Erdmasse), einer D''-Schicht (ca. 3% der Erdmasse), einem äußeren zähflüssigen Mantel (ca. 49,2% der Erdmasse) und der festen tektonischen Kruste (ca. 15.3% der Erdmasse) aus Beatty & Chaikin (1990) mit Temperaturen als Funktion des Erdradius. b) Strömungsmuster in einer rotierenden Kugelschale mit heißem festem Kern und kalter äußerer fester Berandung bei einer dichtegetriebenen Konvektionsströmung; benachbarte Konvektionswirbel besitzen eine entgegengesetzte Drehrichtung; es besteht eine Spiegelsymmetrie zwischen Nord- und Südhalbkugel.

3 Einige grundlegende Eigenschaften magnetischer Felder in bewegten Leitern

Zur Erläuterung der Frage wird an dieser Stelle ein kurzer Exkurs in die Magnetohydrodynamik vorgenommen. Die Basis dazu bilden zwei physikalische Grundregeln der Elektrodynamik. Es sind dies das Ampèresche Gesetz und das Ohmsche Gesetz. Das Ampèresche Gesetz besagt, daß senkrecht zu jedem elektrischen Stromfeld ein Magnetfeld existiert. Im Fall eines einfachen stromdurchflossenen Leiters bilden sich geschlossene Magnetfeldlinien um dem Leiter aus, siehe Abb. 3.1a. Im Ohmschen Gesetz ist die elektrische Spannung über die Leitfähigkeit des Materials mit dem elektrischen Stromfluß verknüpft. Für einen bewegten elektrischen Leiter gilt das Ohmsche Gesetz in modifizierter Form, denn im bewegten Leiter wird neben der von außen angelegten Spannung ein weiterer Spannungsanteil durch die Bewegung des elektrischen Leitermaterials im Magnetfeld induziert. Dieser Effekt ist in Abbildung. 3.1b skizziert.

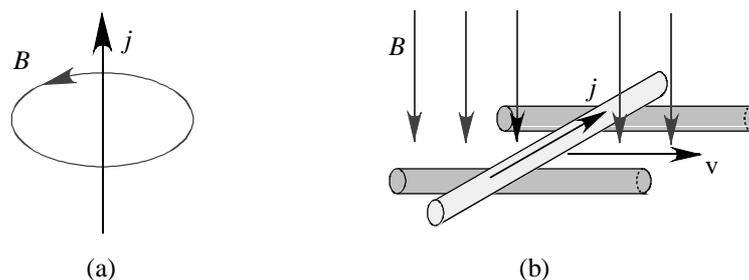


Abb. 3.1: a.) Jeder stromdurchflossene Leiter besitzt ein Magnetfeld. b.) Wird ein elektrischer Leiter senkrecht zu den Magnetfeldlinien B bewegt, so wird ein elektrischer Strom j induziert.

Zur Erklärung des Dynamoeffektes betrachten wir zunächst ein ideal leitendes Fluid, in dem der elektrische Strom ohne Widerstand fließen kann. Strömt das Fluid entlang der magnetischen Feldlinien, so verändert sich die Orientierung der magnetischen Feldlinien nicht und es gibt keine Rückwirkung vom Magnetfeld auf das Strömungsfeld. Fließt das Fluid jedoch nicht gleichförmig oder unter einem Winkel zu den Feldlinien, dann werden die Feldlinien lokal mit dem Geschwindigkeitsfeld transportiert und dabei gleichzeitig gestreckt. Die Feldlinien verformen sich durch das Geschwindigkeitsfeld (vergl. Abb. 3.2a). Für sehr große elektrische Leitfähigkeiten des Fluids werden sie quasi im Geschwindigkeitsfeld "eingefroren". Ähnlich wie die Auslenkung eines gespannten elastischen Gummibandes zu einem

Energiezuwachs der im Band gespeicherten elastischen potentiellen Energie führt, bewirkt auch die Streckung der magnetischen Feldlinien einen Zuwachs der Magnetfeldenergie. Dieser Zuwachs erfolgt auf Kosten der kinetischen Energie des Strömungsfeldes. Eine zusätzliche Wirbelkomponente im Geschwindigkeitsfeld (vergl. Abb. 3.2b) führt im allgemeinen zur Ausbildung einer Feldlinienschleife, die sich in realen Flüssigkeiten mit endlicher elektrischer Leitfähigkeit durch einen diffusiven Verknüpfungsvorgang zu einer isolierten geschlossenen Feldlinie entwickelt (vergleiche hierzu Abb. 3.2b und 3.2c).

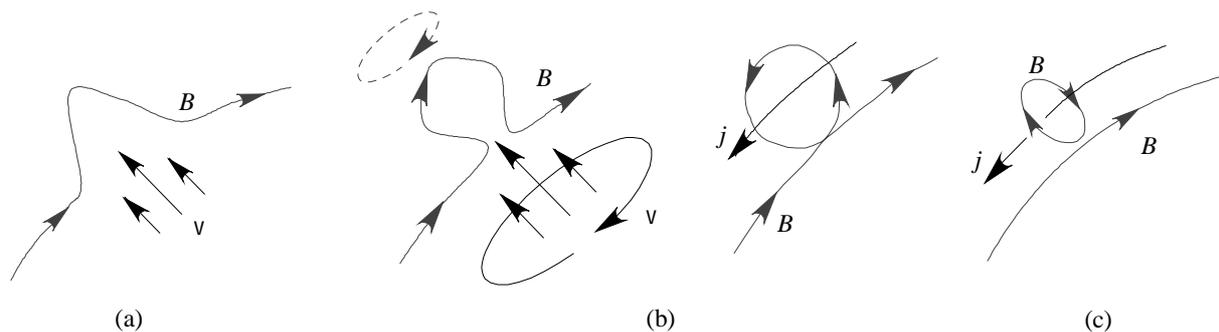


Abb. 3.2: a) Streckung der Magnetfeldlinien durch ein ungleichförmiges Geschwindigkeitsprofil in einem gut leitenden Fluid. b) Verdrehung der gestreckten Feldlinien durch einen Geschwindigkeitswirbel zu einer Feldlinienschleife. c) Ausbildung eines geschlossenen Feldlinienrings durch einen diffusiven Ausgleichprozess an der Engstelle der Feldlinienverformung.

Gemäß dem Ampèreschen Gesetz gehört zu jeder magnetischen Feldlinie auch ein elektrisches Stromdichtefeld. Dieses elektrische Stromdichtefeld j kann je nach der Intensität des Geschwindigkeitswirbelfeldes und damit der Flächenorientierung der Feldlinienschleife eine Komponente in Richtung oder Gegenrichtung der ursprünglichen Orientierung der Magnetfeldlinien haben (vergleiche Abbildung 3.2b). Das bedeutet, daß durch Streckung und Verwindung magnetischer Feldlinien elektrische Stromdichtefelder entstehen können, die proportional zum ursprünglichen Magnetfeld sind und für welche demnach $j = \alpha \cdot B$ gilt. Man spricht in diesem Zusammenhang vom α -Effekt. Mit Hilfe des geschilderten α -Effekts läßt sich in plausibler Weise die Möglichkeit einer Selbsterregung magnetischer Felder in wirbelbehafteten elektrisch gut leitenden Flüssigkeiten erklären.

Als nächstes betrachten wir eine Kugel bestehend aus einer elektrisch leitenden Flüssigkeit, die von einem poloidalen magnetischen Streufeld B_0 geringer Intensität durchsetzt wird (vergl. Abb. 3.3 a). Ein α -Effekt möge in entgegengesetzter Richtung einen Strom j_l

induzieren. Zu diesem Strom gehört ein Magnetfeld B_1 , das bei entgegengerichtet wirkendem α -Effekt einen Strom j_2 in der Kugel erzeugt. j_2 aber besitzt ein Magnetfeld B_0^* , das die gleiche Ausrichtung wie das ursprüngliche Magnetfeld B_0 besitzt. Ist der Proportionalitätsfaktor α groß genug und der elektrische Widerstand der Flüssigkeit klein genug, so kann das neu induzierte Feld B_0^* das ursprüngliche Feld B_0 signifikant verstärken. Der beschriebene, als Dynamoeffekt bezeichnete Selbstverstärkungsprozess des Magnetfeldes wird einzig und allein durch Joulsche Verluste im Leitermaterial begrenzt.

Bleibt der elektrische Widerstand für alle Zeiten in der Kugel konstant, so wächst das Magnetfeld über alle Grenzen. Ein solches Wachstum ist aus energetischen Gründen auszuschließen. Dies wird zudem durch die Wechselwirkung des Magnetfelds mit senkrecht zu ihm verlaufenden elektrischen Stromdichtelinien sicher gestellt. Diese Wechselwirkung äußert sich in den Lorentz-Kräften. Sie wirken der mechanischen Bewegung entgegen, die das Magnetfeld erzeugt haben, und führen zu einer Verringerung der α -Wertes und schließlich zu einem neuen Gleichgewichtszustand.

Der geschilderte Selbstverstärkungseffekt für das Magnetfeld wird als α^2 -Effekt bezeichnet, weil zur Erklärung der einfache α -Effekt zweifach nacheinander anzuwenden ist.

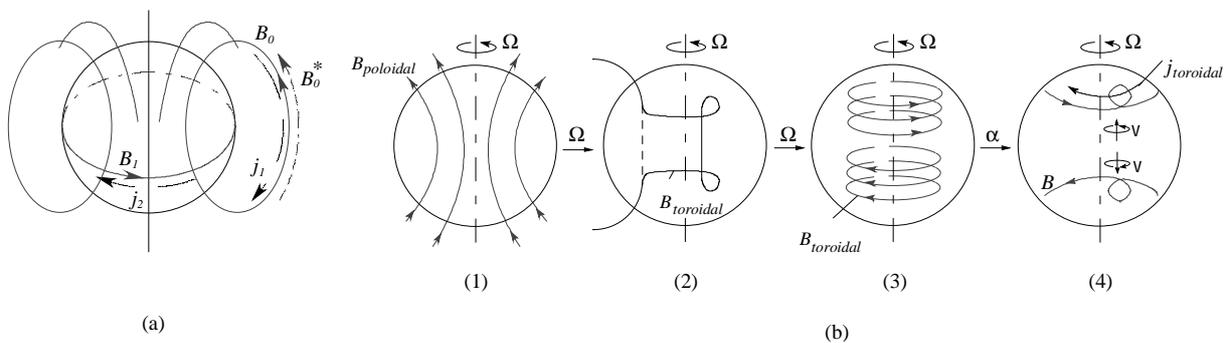


Abb. 3.3: a.) Selbstverstärkung eines Magnetfeldes durch den α -Effekt. b.) Erläuterung des α - Ω -Effektes. Durch differentielle Rotation werden poloidale Feldlinien geschert (1)→(2). Die Scherung führt durch endliche elektrische Leitfähigkeit zu einem toroidalen Feld (2)→(3). Durch den α -Effekt wird ein kleinskaliger toroidaler Strom induziert, der das zu Anfang vorhandene poloidale Magnetfeld verstärkt (3)→(4).

Neben dem geschilderten α^2 -Dynamo gibt es eine weitere Vorstellung, die in rotierenden, elektrisch leitenden Flüssigkeitsmassen die Selbstverstärkung eines Magnetfeldes erklärt.

Die Bewegung in planetarischen Körpern ist im allgemeinen nicht durch eine Starrkörperrotation zu beschreiben. Es tritt vielmehr im Körper eine differentielle Rotation auf. Sie erzeugt eine torrodiale Verzerrung eines ursprünglich poloidalen Magnetfeldes. Man nennt diese durch differentielle Rotation erzeugte Verzerrung den Ω -Effekt. Wirkt auf das so erzeugte toroidale Magnetfeld im Körperinneren ein kinematisches Wirbelfeld, so löst es einen α -Effekt aus, der zu einer Selbstverstärkung des ursprünglichen poloidalen magnetischen Störfeldes führt. Dieser Selbsterregungsmechanismus wird α - Ω -Effekt oder α - Ω -Dynamo genannt. In der Abbildung 3.3b ist der Prozeß skizziert. Dabei ist es unerheblich, ob der Ausgangssituation ein poloidales oder toroidales Störfeld ist.

Wir fassen zusammen:

Um in einem bewegten realen homogenen elektrischen Medium ein magnetisches Störfeld zu verstärken, muß eine kinematische Strömungsform vorhanden sein, die neben einer schraubenartigen Drallbewegung eine die Feldlinien streckende Scherbewegung besitzt.

4 Ein vereinfachtes analytisches Dynamomodell

4.1 Vorüberlegungen

Aus den ausgeführten Überlegungen wird deutlich, daß drallbehaftete Strömungen in elektrisch gut leitenden Fluiden das Potential für eine Selbstverstärkung von Magnetfeldern haben. Zur formalen Beschreibung des Dynamoeffektes geht man von den Maxwell'schen Gleichungen aus, die die bekannten elektrodynamischen Gesetze von Ampère und Faraday umfassen. Die Maxwellgleichungen lassen sich zusammen mit dem Ohmschen Gesetz für bewegte elektrische Leiter zu einer Transportgleichung für das zeitliche Anwachsen des magnetischen Feldes B in Form der Gleichung:

$$\frac{\partial \tilde{B}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \tilde{B} = \left(\tilde{B} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} + \frac{1}{R_m} \Delta \tilde{B}, \quad (4.1)$$

darstellen. Hier bedeuten t die Zeit, Δ ist der Laplace-Differentialoperator und ∇ der Vektorgradientenoperator. Die auftretende dimensionslose Kennzahl ist die sogenannte magnetische Reynolds-Zahl R_m . Sie ist wie folgt definiert:

$$R_m = \mu \cdot \sigma \cdot a \cdot |\mathbf{v}_0| \quad . \quad (4.2)$$

Die Variable a beschreibt eine charakteristische Längenabmessung des Problems, μ ist die magnetische Permeabilität und σ die elektrische Leitfähigkeit des Mediums. $|\mathbf{v}_0|$ stellt den zur Selbstverstärkung des Magnetfeldes benötigten Geschwindigkeitsbetrag dar.

Eine Selbsterregung des Magnetfeldes und damit ein Dynamoeffekt ist nur dann möglich, wenn die Erzeugung des Magnetfeldes durch Streckung der Magnetfeldlinien (repräsentiert durch den ersten Term auf der rechten Seite der Gl. 4.1) zu allen Zeiten größer ist als der Zerfall des Magnetfeldes durch Joulsche Dissipation (zweiter Term auf der rechten Seite der Gl. 4.1). Diese Wechselwirkung wird durch die sogenannte magnetische Reynolds-Zahl R_m erfaßt. Durch eine Größenordnungsbetrachtung der einzelnen Terme in der Gleichung 4.1 unter Berücksichtigung der Größe von R_m wird deutlich, daß ein Anwachsen des Magnetfeldes nur dann möglich ist, wenn die magnetische Reynolds-Zahl einen Wert annimmt, der deutlich größer zumindest aber von der Größenordnung eins sein muß.

Diese einfache Anforderung an die Kennzahl offenbart unmittelbar die spezifischen Schwierigkeiten, mit denen ein experimenteller Nachweis des Dynamoeffektes in einem Laborexperiment behaftet ist. Verzichtet man im Experiment auf ferromagnetische Materialien, so ist die magnetische Permeabilität μ für technisch verfügbare flüssige elektri-

sche Leiter auf etwa den Wert $\mu=4\pi\cdot 10^{-7}Vs/(Am)$ festgelegt. Die elektrische Leitfähigkeit flüssiger Medien, auch die der elektrisch gut leitender Metalle, ist auf Werte der Größenordnung $10^6A/(Vm)$ beschränkt. Magnetische Reynolds-Zahlen von der Größenordnung eins und darüber lassen sich daher im Labormaßstab nur durch große Abmessungen der Versuchsbekälter oder durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten zu erzielen.

Zur Erzielung eines Dynamoeffektes in einem Experiment muß die Bedingung für die magnetischen Reynolds-Zahl erfüllt sein und ein Geschwindigkeitsfeld von einer Intensität existieren, wie sie in den thermischen Auftriebsströmungen in rotierenden Planeten auftritt. Experimentelle Untersuchungen mit thermisch getriebenen Strömungen in einer schnell rotierenden Zylinder und Kugelschalen wurden von Busse und Carrigan (1974, 1983) durchgeführt.

Im Bild 4.1 ist eine Prinzipskizze und ein visualisiertes Strömungsbild gezeigt. Dabei stellen sie bei ihren Beobachtungen gewisse Analogien zu den Modellvorstellungen über Strömungsstrukturen im Inneren von Planeten wie zum Beispiel der Erde fest. Die Konvektionsströmungen in der Kugelschale, haben die Struktur von ringförmig parallel zur Rotationsachse angeordneten Konvektionswalzen, die je nach Intensität der zentrifugalen Antriebskräfte in ein- oder mehrschichtigen Anordnungen auftreten können. Einige im Experiment durch Strömungsanzeiger sichtbar gemachte Walzenwirbel zeigt die Abbildung 4.1b. Der prinzipielle Stromlinienverlauf ist schematisch in der Abbildung 2.1b dargestellt. Die radiale Ausrichtung der Auftriebskräfte in Planeten hat zur Folge, daß sich auf der oberen und der unteren Kugelhälfte ein zum Äquator spiegelsymmetrisches Strömungsmuster ausbildet. Die Abbildung 2.1b veranschaulicht diese Spiegelsymmetrie.

Naturgemäß lassen sich in einem Laborexperiment keine hinreichend großen magnetischen Reynolds-Zahlen durch schwerkraftgetriebene Konvektionsströmungen realisieren, wie sie in Planeten aufgrund der hohen Temperatur- und Konzentrationsgradienten sowie der großen Abmessungen auftreten. Auch entsprechende Rotationsbewegungen, wie sie in Planeten auftreten und zu den angesprochenen Strömungsmustern führen, können mit vertretbarem Kostenaufwand im Labor nicht erreicht werden. Ebenso wenig kann sich in einem homogenen der Schwerkraft ausgesetztem Flüssigkeitssystem ohne Rotation eine spiegelsymmetrisch gerichtete Walzenstruktur aufbauen. Ein durchführbares Dynamoexperiment muß daher von einem vorgegebenen durch Zwangskonvektion erzeugten Geschwindigkeits-

feld ausgehen. Man spricht im Zusammenhang mit dieser reduzierten Problemstellung vom einem kinematischen Dynamoproblem.

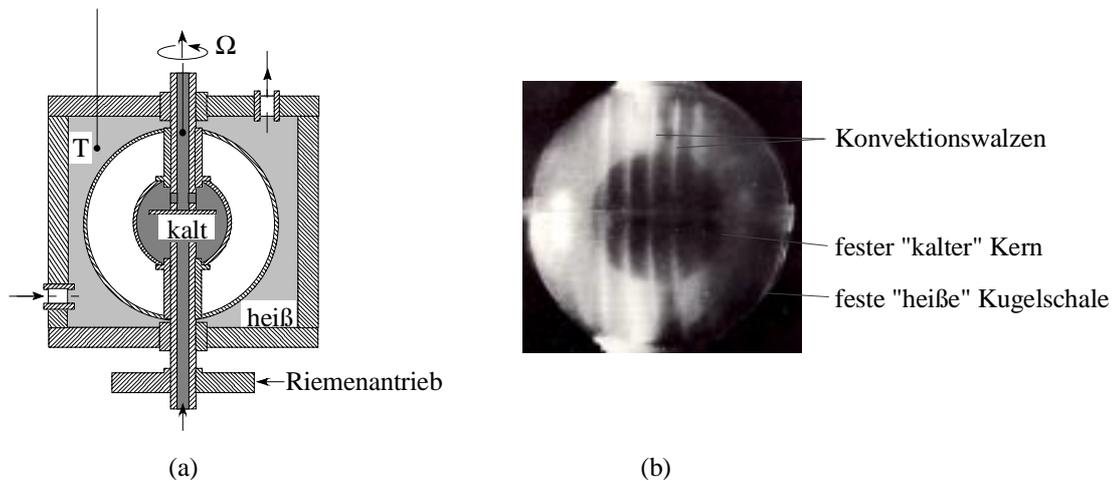


Abb. 4.1: a.) Experimenteller Aufbau von Busse und Carrigan bei der Untersuchung thermisch getriebener Konvektionsströmungen in rotierenden Kugeln. b.) Fotografie des entstehenden Strömungsmusters bei kleinen Rayleigh-Zahlen (aus Carrigan & Busse 1983).

4.2 Das Dynamo-Modell nach Roberts und Busse

Den Vorstellungen über die Strömungen im flüssigen Kern eines Planeten kommt in mancher Hinsicht ein von Roberts (1972) erdachtes Geschwindigkeitsfeld nahe, das aus einer unendlich ausgedehntem periodischen Anordnung von rechts und links drehenden Wirbeln besteht, denen eine axiale, periodisch in der Richtung alternierende Geschwindigkeit überlagert ist. Das Geschwindigkeitsfeld ist schematisch in Abb. 4.2a skizziert. Roberts weist nach, daß ein solches Geschwindigkeitsfeld oberhalb einer kritischen magnetischen Reynolds-Zahl zur magnetischen Selbsterregung führt.

Busse (1975) hat das Robertsche, unendlich ausgedehnte Geschwindigkeitsfeld in einen Zylinder endlicher Ausdehnung eingebettet und damit räumlich abgegrenzt (vergl. Abb. 4.2c). Unter der Annahme, daß das Verhältnis von Wirbel - zu Zylinderabmessung sehr viel kleiner als eins ausfällt, gelingt ihm im Sinne einer Näherungslösung der Nachweis, daß auch für die Wirbelfeldanordnung mit endlicher Ausdehnung oberhalb einer kritischen magnetischen Reynolds-Zahl ein Dynamoeffekt existiert, der zum spontanen Erscheinen eines Magnetfeldes führt.

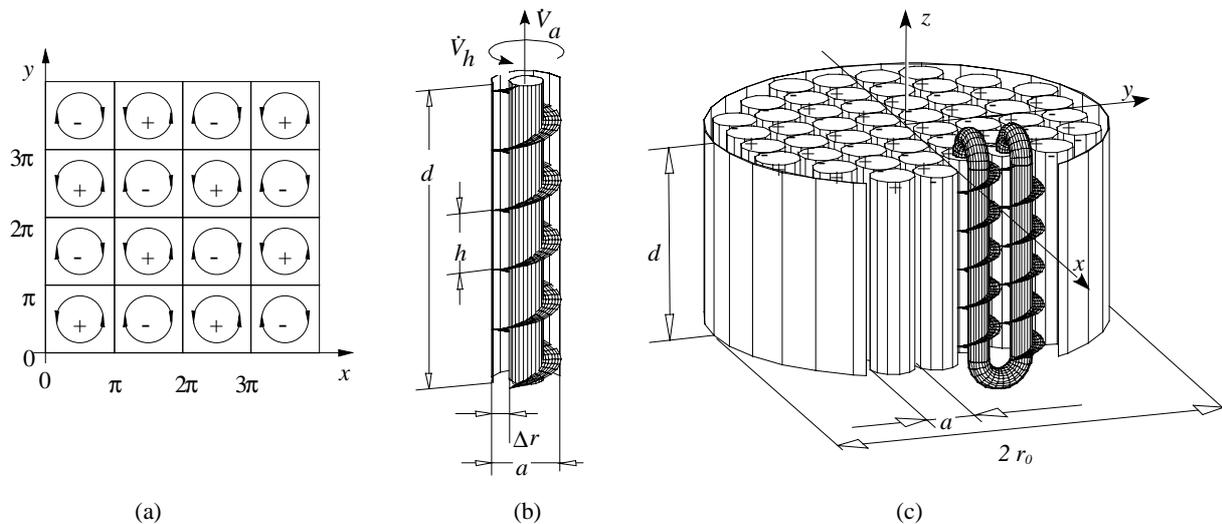


Abb. 4.2: (a) Projektion der Stromlinien des Geschwindigkeitsfeldes in der (x,y) -Ebene. Die "+" und "-" Zeichen zeigen die Richtung der Geschwindigkeit in z -Koordinatenrichtung an. (b), (c) Erzeugung des Geschwindigkeitsfeldes in einem Drallerzeuger und deren Anordnung in einer Zylindergeometrie.

Busse leitet die approximative Lösung im wesentlichen durch eine Zerlegung des magnetischen Feldes in einen großskaligen räumlich gemittelten Feldanteil und einen kleinskaligen in den Abmessungen der Wirbeldurchmesser räumlich schwankenden Feldanteil her. Ein in der Zeit exponentieller und räumlich periodischer Lösungsansatz führt schließlich unter Verwendung von Randbedingungen für die Stromdichte auf der Zylinderoberfläche zu einem Randeigenwertproblem. Die Lösung des Problems ergibt einen Zusammenhang zwischen der großskaligen Abmessung des Zylinders, dem kleinskaligen Strömungswirbeldurchmesser und zwei kritischen magnetischen Reynoldszahlen, die mit der azimuthalen und der axialen Geschwindigkeit der Strömungswirbel gebildet sind. In der Abhängigkeit der magnetischen Reynolds-Zahlen von den geometrischen Abmessungen des Strömungsfeldes läßt sich das Kriterium für die magnetische Selbsterregung in einer ersten Näherung wie folgt darstellen:

$$R_a \cdot R_h \geq 4 \cdot \pi^2 \cdot \frac{r_0}{a} \cdot \left[1 + \left(\frac{3.83 \cdot d}{\pi \cdot r_0} \right)^2 \right] . \quad (4.3)$$

Dabei sind R_a und R_h die mit den mittleren axialen und azimuthalen Geschwindigkeiten gebildeten magnetischen Reynoldszahlen und $2r_0$, d , a sind der Durchmesser und die Höhe des zylindrischen Behälters sowie ein charakteristisches Maß für die Durchmesser der einzelnen Strömungswirbel.

Die von Busse (1975, 1992) hergeleitete approximative Lösung des Dynamoproblems weist einige Defizite auf. Diese beruhen vor allem auf einer unzureichenden Beschreibung des magnetischen Feldes im Außenraum der Zylindergeometrie und ferner auf der groben Annahme, daß innerhalb des betrachteten Behälters eine zwar große aber nur endliche Anzahl von Strömungswirbel eingebettet ist und daß in einer asymptotischen Entwicklung nach dem kleinen Geometrieverhältnis $a/(2r_0) \ll 1$ nur Terme erster Ordnung berücksichtigt werden. Diese Defizite in den Modellberechnungen von Busse wurden durch genaue numerische Berechnungen von Tilgner (1997) und Rädler et. al. (1997) weitgehend beseitigt, so daß jetzt zuverlässigere Aussagen über die kritischen Geschwindigkeiten für eine magnetische Selbsterregung bei vorgegebenen Geometrieabmessungen und Stoffeigenschaften des Fluids gemacht werden können.

Die Vorstellungen von Roberts und Busse bieten die Möglichkeit einer experimentellen Überprüfung des kinematischen Dynamomodells. Dazu ist im wesentlichen mit technischen Mitteln das Strömungsfeld der nebeneinanderliegenden Wirbel herzustellen und es müssen mit Hilfe von Pumpen die notwendigen Geschwindigkeiten im Fluid generiert werden. Zur Erzeugung des Wirbelfeldes sind zwei konstruktive Elemente notwendig. Ein Wirbelgenerator (siehe Abb. 4.2b) kann mit Hilfe eines coaxialen Zylinderrohrs und eines im Ringraum angebrachten wendelartigen Strömungsleitblechs hergestellt werden. Die erzwungene Strömung liefert im Ringraum eine Drallströmung und im Kern ein rein axiales Geschwindigkeitsfeld. Auf diese Weise werden in ausreichender Näherung die im Roberts-Busse Modell zugrunde gelegten Einzelwirbel approximiert. Mit Hilfe von kurzen Rohrkrümmern werden die Drallerzeuger wechselseitig an den oberen und unteren Enden so verbunden, daß sich Drallrichtung und die axiale Durchströmung in benachbarten Drallerzeugern umkehren. Das Prinzip einer technischen Realisierung des Modellgeschwindigkeitsfeldes ist in der Abb. 4.2c dargestellt.

5 Das Dynamoexperiment im FZK

5.1 Das Dynamomodul

Ausgehend von der rechnerisch ermittelten Dynamobedingung, die im wesentlichen die Stoffeigenschaften des Fluids und die geometrischen Abmessungen miteinander verknüpft, muß eine Optimierung der experimentellen Dimensionen so durchgeführt werden, daß bei gegebener Pumpleistung eine Selbsterregung des Magnetfeldes mit einer hinreichenden Sicherheitsmarge erreicht werden kann.

Aufgrund der hohen spezifischen elektrischen Leitfähigkeit ($\sigma \sim 10^7 A/(Vm)$) und des relativ niedrigen Schmelzpunktes (ca. 97 °C) ist als Versuchsflüssigkeit Natrium am besten geeignet, um die Dynamobedingung mit vertretbarem technischen Aufwand zu erfüllen. Darüber hinaus bietet Natrium den Vorteil, daß sowohl eine langjährige Erfahrung im Betrieb von Natriumanlagen im Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) vorhanden ist als auch vielfältige Anlagenkomponenten, wie zum Beispiel Pumpen, Ventile und Rohrleitungen aus anderen Technologieentwicklungen zu günstigen Bedingungen verfügbar sind.

Ein wesentlicher Punkt der Optimierung der Strömungsgeometrie ist die Minimierung des Druckverlusts in den Drallerzeugern. In einem ersten Entwurf wurde angestrebt, ähnlich wie in der in Abbildung 4.2a dargestellt, mit einer Drallströmung einen ganzen quaderförmigen Bereich auszufüllen. Erste Wasserexperimente mit diesem Drallerzeuger (Modell in Abb. 5.1a) haben jedoch gezeigt, daß weder der Druckverlust noch die mechanische Festigkeit und das sich entwickelnde Strömungsmuster den Anforderungen genügen. Die Entwicklung der Drallerzeuger konzentrierte sich daher auf ein Konzept, in dem zylinderförmige Drallerzeuger in einen stagnierenden Natriumpool eingebettet werden. In umfangreichen Wasserexperimenten (siehe Stieglitz & Müller 1996 und Abbildung 5.1) wurde eine Druckverlustbeziehung für den Druckabfall in den schraubenförmigen Kanälen der Drallerzeuger in folgender Form ermittelt:

$$\Delta p = Z \left[1.2 \cdot \chi \left(\frac{r_m}{\Delta r} \right)^{-0.79} \cdot \left(\frac{\Delta r}{h} \right) + 0.55 \right] \frac{\rho}{2} \cdot |\bar{v}|^2 \quad , \quad (5.1)$$

wobei r_m der mittlere Radius des Zylinderspaltes ist und Δr die Spaltweite darstellt. h beschreibt die Wendelsteigung, χ die Anzahl der Wendeln in einem Drallerzeuger und Z ist die Anzahl der Drallerzeuger im gesamten Modul

Auf der Basis dieser Abmessungen ist nach dem Dynamokriterium 4.3 mit einer Anregung des Magnetfeldes bei einem Gesamtvolumenstrom von ca. $141 \text{ m}^3/\text{h}$ zu rechnen. Der genannte Volumenstrom bezieht sich dabei sowohl auf den axialen wie auch den schraubenförmigen Kanal. Aufgrund der zur Verfügung stehenden Pumpkapazität in Form von drei elektromagnetischen Induktionspumpen mit einer Förderleistung von je 4.1 bar bei $150 \text{ m}^3/\text{h}$ wurde das Modul so konzipiert, daß die Schraubenbewegung des Fluids in zwei getrennten mit jeweils einer MHD-Pumpe ausgestatteten Teilkreisläufe erzeugt wird, während alle Axialkanäle von einer weiteren MHD-Pumpe gespeist werden. Die Schemaskizze 5.2a zeigt eine Gesamtansicht des Dynamomoduls mit dem Schutzbehälter und dessen Abmessungen. Das Dynamomodul wurde im IATF/FZK entworfen und mit der BTI-F/FZK aus Edelstahl gefertigt. Die Fotografie 5.2b zeigt den Modul beim Aufbau.

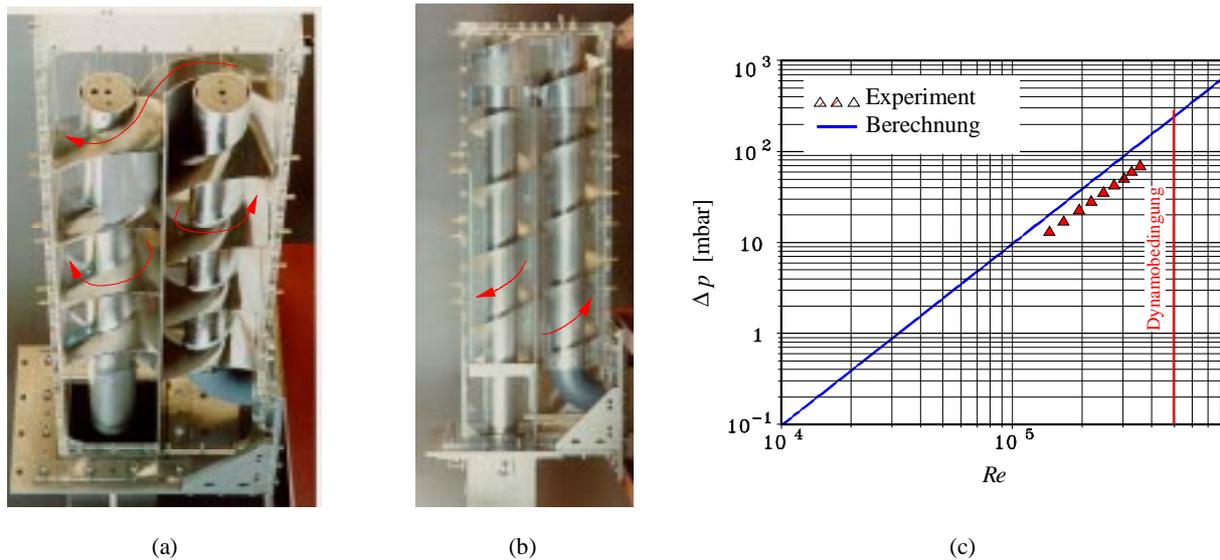


Abb.5.1: (a) Testgeometrie zur Strömungsgenerierung mit rechteckförmigen Drallerzeugern. (b) Wasserexperiment mit zylindrischer Drallerzeugern. (c) Meßergebnisse des Druckabfalls in einem Drallerzeugerpaar aus einem Wasserexperiment mit den Drallerzeugerabmessungen.

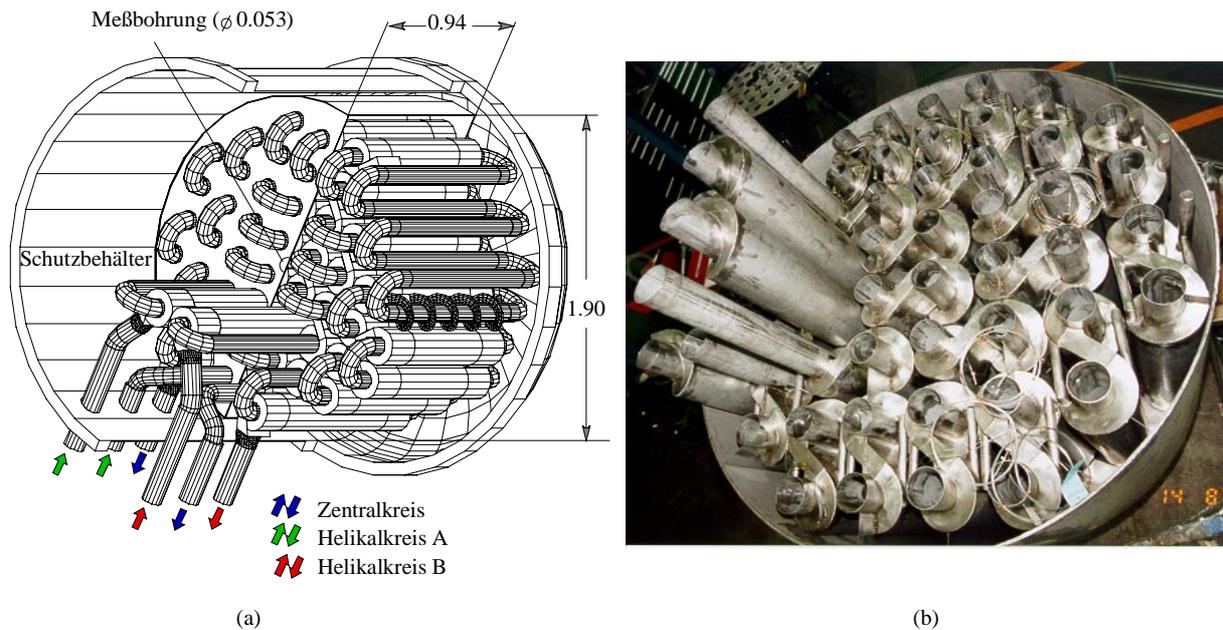


Abb. 5.2: (a) Technische Schnittzeichnung des Dynamomoduls und der Einzelkreisläufe (Längenangaben in Meter). (b) Foto des Dynamomoduls mit der zugehörigen Instrumentierung bei der Fertigung.

5.2 Die Gesamtanlage

Der Dynamomodul selbst ist in ein Kreislaufsystem eingebaut, dessen Rohrleitungsplan in der Abbildung 5.3 dargestellt ist. Die Gesamtanlage ist in einer Laborhalle des IATF/FZK aufgebaut.

Kernbestandteil der Anlage ist das Dynamomodul mit den ihn speisenden drei Kreisläufen. Jeder der drei Kreisläufe verfügt über eine luftgekühlte elektromagnetische Pumpe, die einen Durchsatz von $150 \text{ m}^3/\text{h}$ bei einer Druckdifferenz $\Delta p = 4.1 \text{ bar}$ erlaubt. Darüber hinaus besitzt er einen Steuerschieber zur Einstellung des Volumenstroms und einen Kühler. Da die nahezu die gesamte Pumpleistung in Druckverluste innerhalb des Moduls und somit in Wärme umgesetzt wird, muß das Natrium über Wärmetauscher effektiv gekühlt werden, weil sich die elektrische Leitfähigkeit von Natrium mit zunehmender Temperatur drastisch verringert. Vorgesehen ist im Betrieb eine Temperatur von $130 \text{ }^\circ\text{C}$. Dazu werden Natrium-Wasser-Doppelrohrverdampfungskühler eingesetzt, die bei einer kompakten Bauweise einen geringen Druckverlust aufweisen und gleichzeitig eine hohe Kühlleistung ermöglichen.

Charakteristisch für alle Natriumsysteme sind Bypasskreisläufe, in denen das Natrium von Verunreinigungen und Gasen befreit wird. Um den apparativen Aufwand zu reduzieren, ist lediglich ein Bypasskreislauf installiert. In ihm befindet sich eine Kaltfalle. Dort scheiden

sich bei Unterkühlung des Natriums unterhalb der Sättigungstemperatur die Verunreinigungen an einem Maschengitter ab. Im Pluggingmeter wird der Reinheitsgrad des Natriums, durch Ermittlung des Schmelzpunktes aufgezeichnet. Zum Schutz des Natriums vor Sauerstoffeinbrüchen befindet sich das gesamte Rohrleitungsnetz unter einem geringen Inertgasüberdruck von Argon mit ca. 0.4bar. Eine detailliertere Beschreibung der Anlage ist dem Bericht von Stieglitz & Müller (1996) zu entnehmen.

Zum Studium nichtlinearer Dynamophänomene ist die zunächst vorgesehene Pumpenleistung der drei elektromagnetischen Induktionspumpen nicht ausreichend. Für diesen Fall sind zwei mechanische Pumpen vorgesehen, deren Durchsatzleistung bei 570 m³/h bei einer Förderhöhe von 10 bar um mehr als den Faktor zwei über der Leistung der Induktionspumpen liegt. Bei der Auslegung der Gesamtanlage, ihrer Komponenten, sowie auch dem Dynamomodul wurde diese zweite Ausbaustufe bereits berücksichtigt.

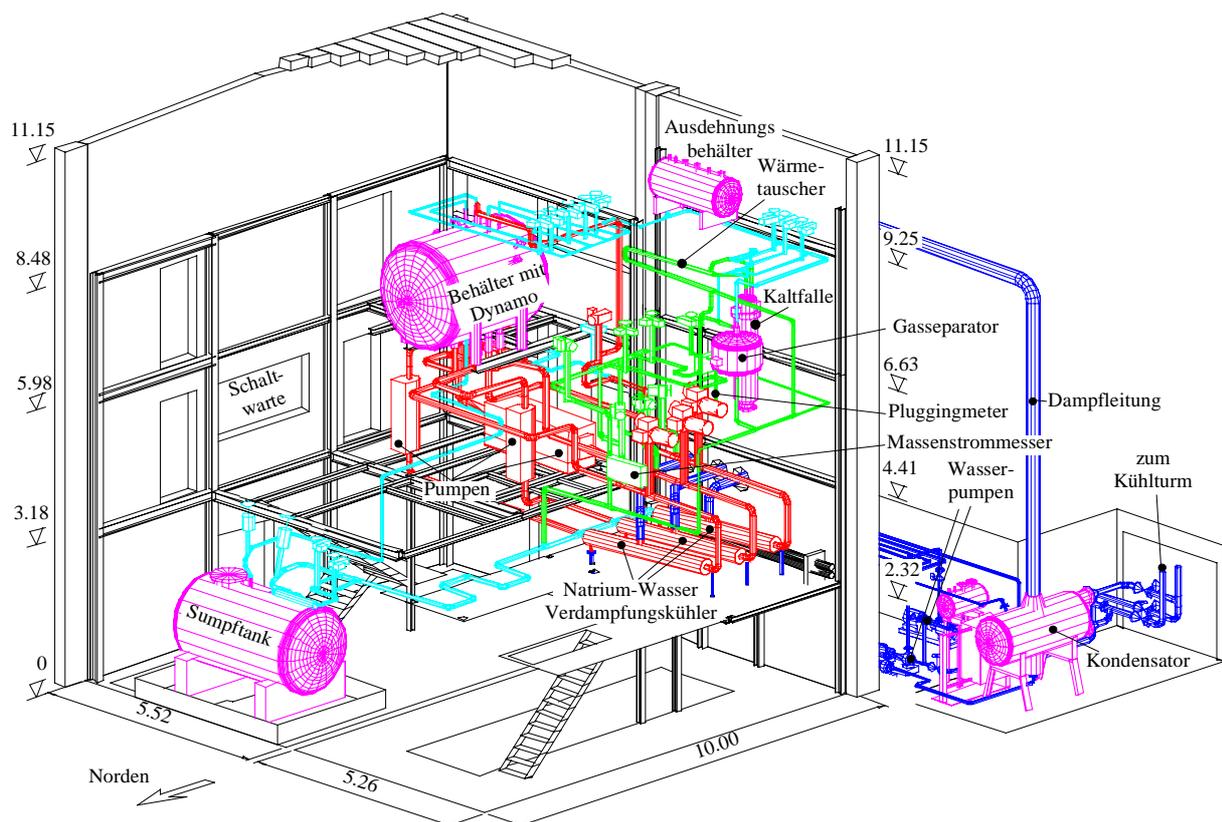


Abb. 5.3: Rohrleitungsplan des am Institut für Angewandte Thermo- und Fluidodynamik (IATF) des Forschungszentrums Karlsruhe aufgebauten GEODYNAMO-Versuchstandes.

5.3 Modellrechnungen für den FZK-Dynamo

Die einfache Dynamobedingung 4.3 nach Busse (1992) weist einige Defizite durch Approximation bei der Herleitung der Lösung der Gl. 4.1 auf. Wesentliche Approximationsschritte sind dabei die Entwicklung der Lösung nach dem kleinen Geometrieverhältnis a/r_0 (vergl. Abb. 4.2) und die Annahme einer (quasi-)periodischen Fortsetzung der zylindersymmetrischen Lösung. Busse & Tilgner (1996) haben diese Mängel durch eine verbesserte Approximation bis zur quadratischen Ordnung $(a/r_0)^2$ und durch die Annahme physikalisch realistischer Bedingungen für das magnetische Feld bzw. die Stromdichte im Außenraum des Dynamo-Versuchsbehälters reduziert. In zwei analytisch behandelbaren Sonderfällen eines Zylinder- oder Scheibendynamos nehmen sie in dem entweder radial beziehungsweise axial an den Versuchsbehälter angrenzenden Raum isolierendes Vakuum an.

Die Rechnungen für diese Fälle haben gezeigt, daß sich die kritischen magnetischen Reynolds-Zahlen in beiden Fällen zu höheren Werten verschieben, wobei ein isolierender Außenraum an den Stirnflächen des Zylinders die größere Auswirkung hat (vergl. Busse et al. 1996). Dieses Ergebnis besagt, daß für die magnetische Selbsterregung höhere Volumenströme und als Folge davon höhere Leistungen der MHD-Pumpen erforderlich sind als die gemäß der Dynamobedingungen in der Gleichung 4.3. Um die noch bestehenden Unsicherheiten in kritischen magnetischen Reynolds-Zahlen weiter einzugrenzen sind von Tilgner (1997) und Rädler et al. (1998) numerische Rechnungen für einen zylindrischen Dynamomodul nach Abb. 4.2c durchgeführt worden, der in einer Kugel entsprechenden Durchmessers eingebettet ist. Abb. 5.4 zeigt diese Anordnung schematisch.

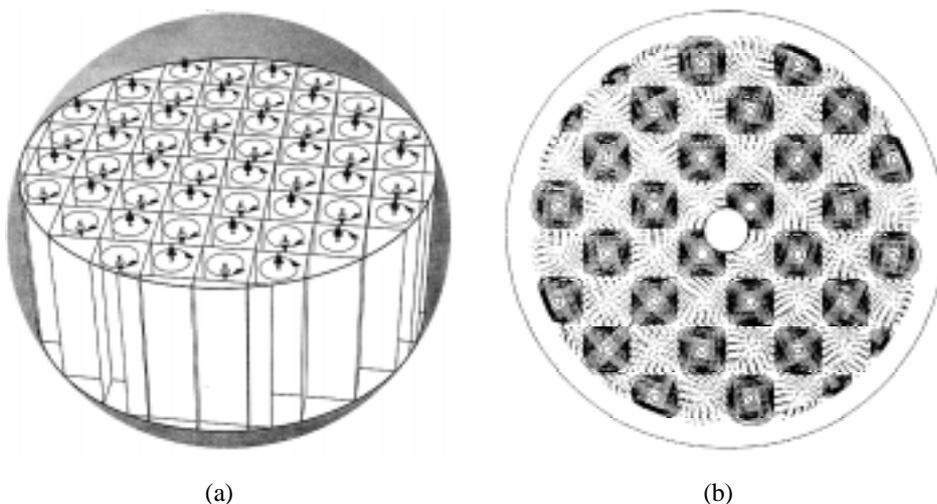


Abb. 5.4: a.) Der zylindrische Dynamomodul eingebettet in einer Kugel mit elektrisch leitfähigem Material. b.) Äquatorialschnitt durch die Kugel mit den Stromlinien eines in der Rechnung eingesetzten Geschwindigkeitsfeldes.

In den Rechnungen beider Autoren wird der Außenraum der Kugel als materiefrei und somit als elektrisch isolierend angenommen. Im freien Raum zwischen Zylinder und Kugeloberfläche ist dagegen ein ruhender elektrischer Leiter angeordnet, dessen Leitfähigkeit von sehr viel geringerer Größenordnung ist als die der bewegten Flüssigkeit im zylindrischen Modul. Bei ihren numerischen Berechnungen verwenden Tilgner und Rädler et al. unterschiedliche Methoden. Während Tilgner die Lösung des Dynamoproblems nach den Gleichungen 4.1 in der beschriebenen Kugel-Zylindergeometrie mit einem Spektralverfahren unter Verwendung von Kugel- und Chebychev-Funktionen numerisch direkt erzeugt, benutzen Rädler et al. die Methode der gemittelten Feldgrößen, die sogenannte „*Mean Field Theory*“ (, vergleiche hierzu Krause & Rädler 1980). Diese Methode ist bei der Behandlung konkreter geometrischer und kinematischer Konfigurationen auf weitere vereinfachende Annahmen angewiesen, um zu praktischen Aussagen zu gelangen. Die Lösungen stellen sich dabei im allgemeinen als Potenzreihenentwicklungen nach den magnetischen Reynolds-Zahlen dar, die mit den axialen und helikalen Volumenstromdichten gebildet sind.

Trotz der unterschiedlichen Lösungsmethoden kommen die Autoren zu ganz ähnlichen Aussagen über die numerische Größe der magnetischen Reynolds-Zahlen bzw. der erforderlichen Volumenströme für eine magnetische Selbsterregung und die Struktur des zugehörigen magnetischen Feldes. Sie finden, daß sich bei Volumenströmen von etwa $120 \text{ m}^3/\text{h}$ zuerst ein nicht axialsymmetrisches Magnetfeld mit der Azimutalmode $m=1$ ausbilden sollte. Für die Entwicklung des einfachsten axialsymmetrischen Feldmodells sind hingegen höhere Volumenströme von etwa $140 \text{ m}^3/\text{h}$ erforderlich.

In den Abbildungen 5.5a, b sind die von Rädler et al. (1998) berechneten Grenzkurven für das Einsetzen des Magnetfeldes im antisymmetrischen Grundmode (Abb. 5.5a) und im symmetrischen Grundmode (Abb. 5.5b) in Abhängigkeit von den Volumenströmen in den Axial- und in Helikalkreisläufen dargestellt. Es ist aus der Grafik zu ersehen, daß sich kritische Bedingungen bei unterschiedlichen Kombinationen der axialen und helikalen Volumenströme ergeben können. Es ist bemerkenswert, daß das Minimum der Grenzkurve der Selbsterregung jeweils für einen helikalen Volumenstrom von etwa $120 \text{ m}^3/\text{h}$ erreicht wird, während der axiale Volumenstrom vom antisymmetrischen zum symmetrischen Grundmode signifikant ansteigt.

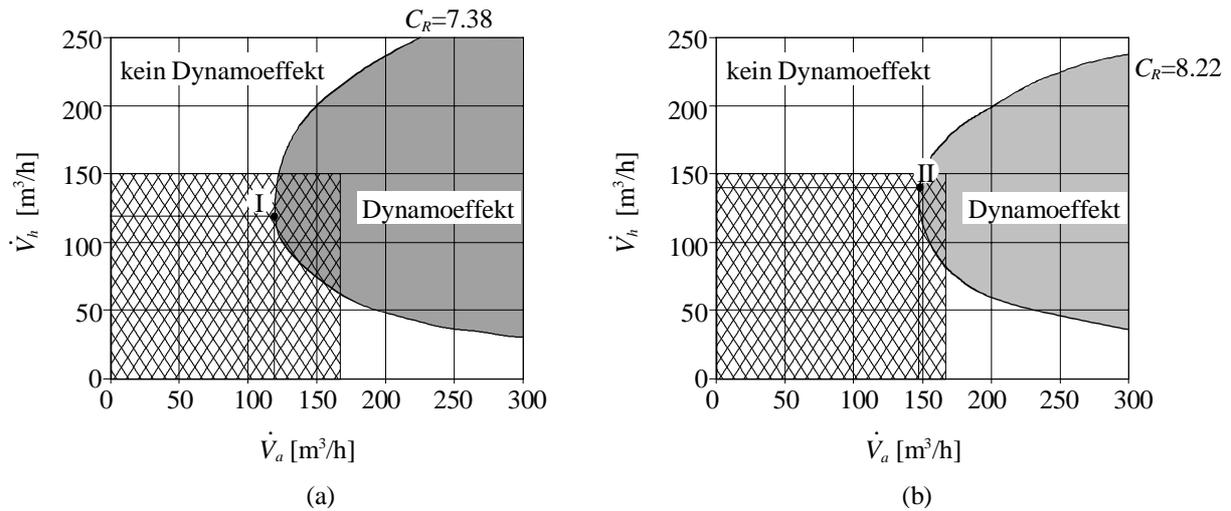


Abb. 5.5: Abhängigkeit der kritischen Bedingungen von axialen und helikalen Volumenstrom (\dot{V}_a, \dot{V}_h) im Modul (aus Rädler et al. 1998). Die Punkte I (a) bzw. II (b) geben die minimalen Durchsätze für den Fall der Entstehung eines antisymmetrischen bzw. eines symmetrischen Magnetfeldes an. Innerhalb des grau unterlegten Bereichs wird ein Dynamoeffekt berechnet, während die schraffierte Fläche die Leistungsfähigkeit der aktuell verfügbaren Induktionspumpen angibt.

Tilgner (1997) hat mit einer direkten numerischen Simulation das angefachte magnetische Feld des antisymmetrischen Grundzustands zu einem festen Zeitpunkt ausgewertet. Das Ergebnis ist in Abb. 5.6a-c dargestellt. Die Abbildung zeigt die Isolinien der magnetischen Feldkomponenten in Radial-, Azimutal- und Axialrichtung auf einer abgewickelten Mantelfläche des Zylinders bei einem Radius $r=0.636 r_0$. Die typischen Anfachungsraten für das Magnetfeld bei seiner Entstehung liegen im Bereich von einigen Sekunden. Abschätzungen zum Rückkopplungseffekt vom Magnetfeld auf das Strömungsfeld durch die Wirkung der Lorenzkraft haben ergeben (Tilgner, private Mitteilung 1997), daß mit dem im Experiment verwendeten MHD-Pumpen-Leistungen Magnetfeldstärken von bis zu 220 Gaus erreicht werden sollten.

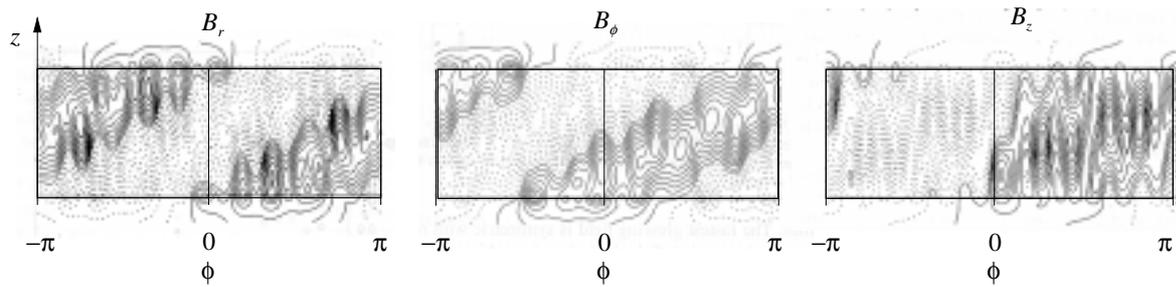


Abb. 5.6: Konturlinien der magnetischen Feldkomponenten B_r , B_ϕ und B_z bei einem Radius $r=0.636 \cdot r_0$ aus Tilgner 1997. $\phi=0$ entspricht der x -Achse. Die durchgezogene Isolinien weisen aus der Blattebene.

5.4 Die Magnetfeldmessung

Das im Experiment zu erwartende Magnetfeld variiert in seiner Intensität, der räumlichen und zeitlichen Ausrichtung auf großen wie auch auf kleinen geometrischen Skalen.

Zur Messung der zeitlichen Veränderung des großräumigen Magnetfeldes werden Meßspulen, die aus eloxiertem Aluminiumdraht bestehen, um den Modulbehälter herumgewickelt. Die Skizze 5.7 zeigt dies. Hierbei erfassen drei, an verschiedenen axialen Positionen befindliche um den Umfang des Moduls gespannte Spulen die Änderung des axialen Magnetfeldes B_z . Drei weitere an den Umfangswickeln $\phi=0^\circ$, 120° und 240° angebrachten Spulen, die durch eine zentrale Bohrung im Modulbehälter geführt und um den Mantel gewickelt werden, dienen zur Ermittlung des Umfangsfeldes B_ϕ .

Da das Magnetfeld durch großräumige im Modul zirkulierende elektrische Ströme erzeugt wird, treten lokale elektrische Spannungsdifferenzen auf. Diese Spannungsdifferenzen können über Potentialstifte gemessen werden, die auf dem Außenmantel des Moduls durch Punktschweißung aufgeheftet sind. Zur Messung der elektrischen Potentialverteilung sind an zwei axialen Positionen je 32 äquidistant über dem Umfang verteilte Potentialstifte auf der Modulwand angeschweißt.

Zur exakten Ermittlung des zur Selbsterregung notwendigen Volumenstroms durch den Modul sind außerhalb des Schutzbehälters zwei wassergekühlte Luftspulen angebracht. Mit ihrer Hilfe kann ein senkrecht zur Modulachse stehendes ca. 600 Gauß starkes externes Magnetfeld B_{ext} erzeugt werden, das den Modul durchsetzt. Wird bei einem eingestellten un-

terkritischen Volumenstrom das externe Magnetfeld abgeschaltet, kann man den zeitlichen Abfall des Magnetfelds im Modul messen. Nähert man sich dem kritischen Volumenstrom, so verlängert sich die Abklingzeit des Magnetfeldes. Die Zeitspanne für das Abklingen des Magnetfeldes ist ein Maß dafür, wie weit der jeweils eingestellte Experimentierzustand von den kritischen Bedingung für die Selbsterregung des Magnetfeldes entfernt ist.

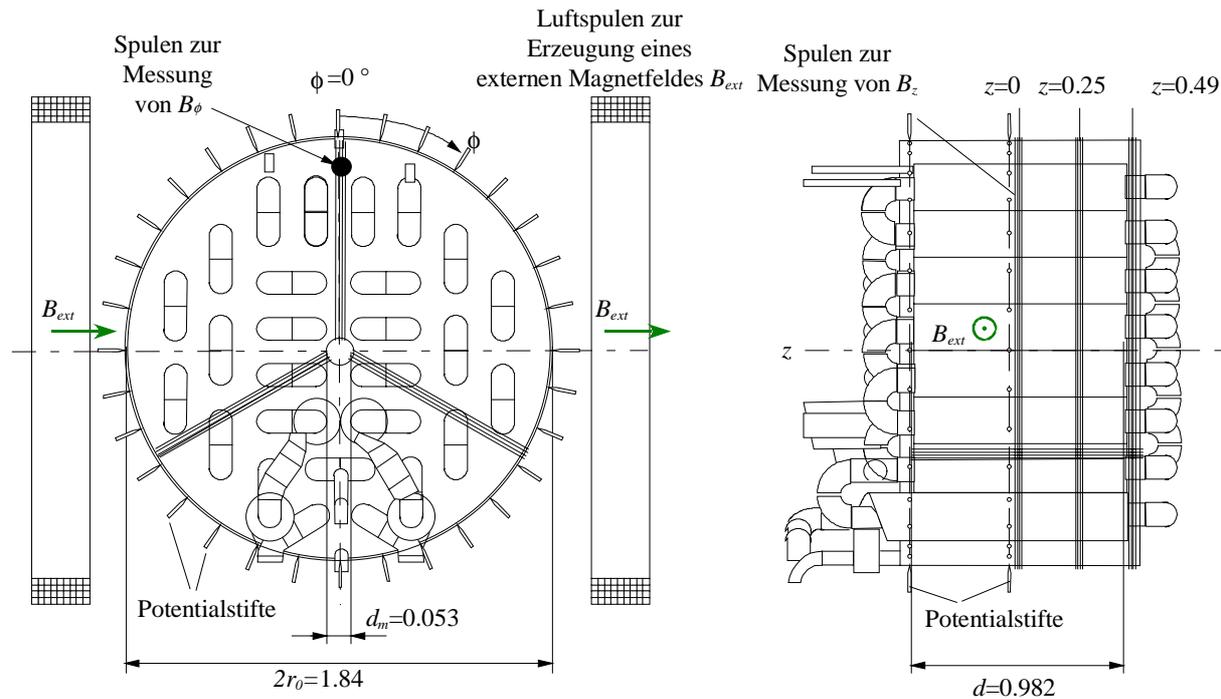


Abb. 5.7: Front- und Seitenansicht der Anordnung der Meßtechnik auf dem Modul, die zur Erfassung der Intensität, der räumlichen Struktur und der zeitlichen Änderung des großräumigen Magnetfeldes dient.

In einer Luftbohrung im Zentrum des Dynamomoduls befindet sich ein verfahrbarer luftgekühlter Meßsondenträger. Auf ihm sind im Abstand von 250mm drei Meßköpfe angebracht, die aus je drei Hall-Sonden und einer Induktionsspule bestehen. Mit den Hall-Sonden wird an jeder Position die lokale Intensität der drei Raumkomponenten der Magnetfeldstärke B_x , B_y und B_z in Abhängigkeit von der Zeit erfaßt. Als Kontrolle durch ein anderes Meßverfahren wird zur Erfassung der zeitlichen Änderung des lokalen axialen Magnetfeldes eine weitere Induktionsspule eingesetzt.

6 Arbeitsziele und Ausblick

Der Betrieb des Kreislaufs zur Ermittlung der Pumpencharakteristik, zur Erprobung des Heizungssystems und der Funktionstüchtigkeit des Kreislaufsystems wurde 1998 erfolgreich durchgeführt. Zur Zeit erfolgt der Einbau des Dynamomoduls in den Kreislauf.

Erste Versuche stehen unmittelbar bevor. In einer ersten Versuchsserie sollen die kritischen Volumenströme ermittelt und der Dynamoeffekt qualitativ nachgewiesen werden. Eine zweite Versuchsserie soll die Umgebung der kritischen Bedingung quantitativ erkunden. Dabei werden zwei Ziele verfolgt:

- a.) Erfassung der zeitlichen Charakteristik und der räumlichen Struktur des entstehenden Magnetfeldes in Abhängigkeit von der Größe der Volumenströme in den Axial- und Helikalkreisläufen.
- b.) Erfassung des sich einstellenden Magnetfeldmodes in Abhängigkeit von den Anfangstransienten der Volumenströme und der Struktur sowie der Intensität der externen magnetischen Störfelder.

Wenn die ersten Messungen erfolgreich abgeschlossen sind und die kritischen Bedingungen erreicht werden, bietet die Versuchsanlage mit der Leistung der MHD-Pumpen nur beschränkte Möglichkeiten zur Untersuchung nichtlinearer Phänomene, die sich in einer Rückkopplung des selbstinduzierten Magnetfeldes auf das Strömungsfeld über die Lorentz-Kräfte äußern. Die relativ geringen Reserven in den Volumenströmen erlauben lediglich schwach nichtlineare Wechselwirkungen zu realisieren. Dies ist aus den Abbildungen 5.5 ersichtlich und ergibt sich aus der Schnittfläche von Betriebsbereich der technischen Anlage (schraffierter Bereich in Abb. 5.4) und dem überkritischen Bereich der Dynamobedingung (dunkler Bereich).

Das nichtlineare Verhalten eines Dynamos ist jedoch grundsätzlich von großem Interesse. Wie bereits im Abschnitt 3 dargelegt, wächst das Magnetfeld nicht in unbeschränktem Maße, vielmehr entsteht durch die Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld und der Fluidbewegung eine Lorentz-Kraft, die dem von den Pumpen erzeugten treibenden Druckgefälle entgegenwirkt. Diese Lorentz-Kraft führt damit zu einem erhöhten Druckverlust in den Strömungskanälen des Dynamos. Lorentz-Kräfte bewirken aber auch eine signifikante Ände-

rung des Turbulenzverhaltens in der Strömung. Neuere experimentelle Arbeiten u.a. die von Burr et al. (1998) zeigen, daß die Turbulenzstruktur einer Flüssigmetallströmung unter der Wirkung von Magnetfeldern stark anisotrope Merkmale annimmt. Das geht so weit, daß es bei starken homogenen Magnetfeldern zur Ausbildung rein zweidimensionaler Wirbelstrukturen kommt. Die Änderung der Struktur der turbulenten Strömung kann sich unter anderem auch auf die von ihr verursachte scheinbare elektrische Leitfähigkeit des Versuchsmediums Natrium auswirken. Ob es durch die Wechselwirkung von Strömung und induziertem Magnetfeld zu einer Veränderung der kritischen Bedingungen kommt oder ob sich andere Magnetfeldstrukturen ausbilden ist bisher ungeklärt. Auch ein theoretischer Zugang zu dieser Frage ist bisher nur in Ansätzen gelungen. Die Theoretiker erhoffen sich aus gezielten Beobachtungen in Experimenten neue Ansatzpunkte für die Modellentwicklung.

Die systematische Untersuchung nichtlinearer Phänomene im Rahmen einer erweiterten Dynamotheorie erfordert in jedem Fall die Bereitstellung größerer Pumpenkapazitäten. In die Planung der bereits vorhandenen Anlage wie auch des gefertigten Dynamomoduls wurde der Einbau von größeren mechanischen Pumpen einbezogen, die eine Kapazität von $570\text{m}^3/\text{h}$ bei einer Förderhöhe von 10bar besitzen. Die dem Dynamoprojekt im IATF von der Kerntechnischen Betriebsgesellschaft (KBG) zur Verfügung gestellten mechanischen Pumpen erlauben es, die kritischen Bedingungen um mehr als den Faktor zwei zu übertreffen.

Danksagung

Die Autoren dieses Artikels bedanken sich bei Herrn D. Rackel, Herrn D. Schlindwein und der gesamten technischen Infrastruktur des IATF für ihren Einsatz bei der Entwicklung und dem Aufbau des Dynamo-Versuchsstands. Darüber hinaus gilt der Dank in besonderer Weise der Mannschaft und der Leitung der Hauptwerkstatt des Forschungszentrums, die die Fertigung des Modells und anderer Komponenten mit großem Engagement durchführten. Dank gebührt auch Herrn Kathol von KBG, der Komponenten und Bauteile der KNK-Anlage für den Kreislauf zur Verfügung gestellt hat. Ohne die unterstützende Mitwirkung all dieser Personen und Institutionen wäre der Aufbau des "*Geodyamos*" nicht erreicht worden.

7 Quellen

- Beatty, J.K., Chaikin, A.** 1990 The New Solar System. Sky Pub. Massachusetts; 3rd Edition.
- Burr, U., Barleon, L., Stieglitz, R.** 1998 Turbulent heat transfer in magnetohydrodynamic rectangular duct. Proc. 11th Int. Heat Transfer Conference, 23rd-28th Aug. 1998, Kjongyo, South Korea.
- Busse, F.H., Carrigan, C.R.** 1974 Convection induced by centrifugal buoyancy; J. Fluid Mechanics; Vol. **62**; S. 579-592.
- Busse, F.H.** 1975 A model of the Geodynamo; Geophy. J. R. astr. Soc.; Vol. **42**; S. 437-459.
- Busse, F.H.** 1975 Patters of convection in spherical shells, J. Fluid Mechanics, 67-85
- Busse, F. H.** 1992 Dynamo theory of planetary magnetism and laboratory experiments; in Evolution of dynamical structures in complex systems (ed. R. Friedrich & A. Wunderlin); Springer Proceedings in Physics; Vol. **69**; S.197-207.
- Busse, F.H., Müller, U., Stieglitz, R..** 1996 A two-scale homogeneous Dynamo an extended analytical model and an experimental demonstration under development, Magnetohydrodynamics 1996, Vol. 3, p. 96
- Carrigan, C.R. Busse, F.H.,** 1983 An experimental and theoretical investigation of the onset of convection in rotating spherical shells; J. Fluid Mechanics; Vol. **126**; S. 287-305.
- Hoffmann, K.** 1988 Umkehr des Erdmagnetfeldes: Aufschluß über den Geodynamo. Spektrum der Wissenschaft, **7**, S. 84-91.
- Krause, F., Rädler, R.K.** 1980 Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Paris, Frankfurt
- Merill, R. T. McElhinney, W.** 1983 The Earth Magnetic Field: Ist History, Origin and Planetary Perspective. Academic, San Diego, Calif., 401 pp.
- Nevanlinna, H., Pesonen, L.J., Blomster, R.,** 1983, Earth magnetic field charts (IGRF 1980), Geological Survey of Finland Report Q19/22,0/World/1983/1.
- Newitt, L.** 1998 Tracking the North Magnetic Pole, Canadian National Geomagnetism Program Report K1A 0Y3.
- Rädler, K.-H., Apel, A., Apstein, E., Reinhardt, M.** 1996 Contributions to the theory of the planned Karlsruhe Dynamo Experiment. AIP-Report 14482.
- Rädler, K.-H., Apstein, E., Schüler, M.** 1997 The α -Effect in the Karlsruhe Dynamo Experiment. Proc. 3rd Int. Conf. On Transfer Phenomena in Magnetohydrodynamic and Electroconducting Flows, Vol. **1(2)**, Aussois, France; S. 9-14.

- Rädler, K.-H., Apstein, E., Reinhardt, M., Schüler, M.** 1998 The Karlsruhe Dynamo Experiment- A Mean Field Approach. *Studia Geoph. et Geod.*; Vol. **42**; S. 1-9 .
- Roberts, G. O.** 1972 Dynamo action of fluid motions with two-dimensional periodicity; *Phil. Trans. the Roy. Soc. of London; Series A*; Vol. **271**; S. 411-454.
- Stieglitz, R., Müller, U.** 1996 GEODYNAMO- Eine Versuchsanlage zum Nachweis des homogenen Dynamoeffektes. FZKA-5716.
- Thompson, R.** 1996 Variation of Geomagnetic Activity. *IPS Radio & Space Services*, Nr. 950503.
- Tilgner, A.** 1997 A kinematic dynamo with a small scale velocity field. *Physics letters*, **A 226**, S. 75-79.
- Tilgner A.** 1997 Predictions on the behavior of the Karlsruhe Dynamo. *Acta Astron. Et Geophys. Uni. Comeniana*, Vol. **1**, S. 1-12.