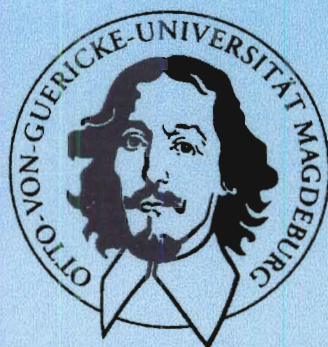


Second German Ferrofluid Workshop Magdeburg 1999

September, 1-3 1999





If you inspect the panorama of Magdeburg carefully, you will find the specific defence tower which is the today's Lukasklause.

Second German Ferrofluid Workshop Magdeburg

September 1–3 1999

Contents

Workshop Program	2
Abstracts	7
1. Manufacturing of Ferrofluids	7
2. Volume Effects, Viscosity and Viscoelasticity	15
3. Patternformation in Ferrofluids	31
4. Rosensweig Instability and Surface Waves	37
5. Convection in Ferrofluids	45
6. Medical and Technical Applications	55
7. Poster Contributions	65
List of Workshop Participants	81

Workshop Program

Tuesday, August 31st:

- 12:00-18:00 Early arriving participants register in the physics building (building 16) situated on the campus of the university next to the Uni-Guesthouse (see map at the reverse of the workshop booklet). Use the main entrance of building 16 (under the yellow roof) and follow the signs to room 141.
- 18:00-22:00 Registration at the Workshop Counter in the pub Duke, situated at the corner of Gustaf-Adolph Strasse / Listemann Strasse (see map).
- 20:00-24:00 Get-together-party at the pub Duke.
Opening of the Workshop

During all other days registration at the workshop office in the Lukasklause.

Wednesday, September 1st:

1. Manufacturing of Ferrofluids

- 09:00 – 09:30 Leistungsfähige Magnetflüssigkeiten für neue Anwendungen
N. Buske, C. Gansau, H. Heinze, P. Nüsser, T. Kober und J. Mueller
- 09:30 – 10:00 Kommerzielle Produkte und Anwendungen der Ferrofluidics GmbH
Joachim Schwender
- 10:00 – 10:30 Eigenschaften Bariumhexaferrit-haltiger Ferrofluide
Robert Müller, R. Hiergeist, W. Schüppel, A. Hoell
- 10:30 – 11:00 Coffee break
- 11:00 – 11:30 3 Minutes Tour: short oral presentations of poster contributions
G. Auernhammer, N. Buske, Ch. Gansau, P. Killat, R. Hiergeist,
V. Korovin, M. Liu, G. Matthies, A. Nethe, A. Rothert, S. Thurm

2. Volume Effects, Viscosity and Viscoelasticity

- 11:30 – 12:00 Electromagnetic Force and the Maxwell Stress Tensor in Condensed Systems
Mario Liu, Klaus Stierstadt
- 12:00 – 12:30 Dissipation in Ferrofluids: Mesoscopic versus Hydrodynamic Theory
Andreas Engel, Hans-Walter Müller
- 12:30 – 14:00 Lunch at the terrace in front of the Lukasklause
- 14:00 – 14:30 Measurements of the Rotational Viscosity of Ferrofluids
Jan Peter Embs, Hans-Walter Müller, Klaus Knorr, Manfred Lücke
- 14:30 – 15:00 Transportkoeffizienten in der Hydrodynamischen Maxwell-Theorie
Sebastian Lissek, Mario Liu
- 15:00 – 15:30 Magnetic Relaxation of Polydisperse Ferrofluids with Dipole-Dipole Interaction
Björn Huke, Manfred Lücke
- 15:30 – 16:00 Coffee break
- 16:00 – 16:30 Experimente am Ferrofluid Rheometer
Jörg Fleischer, Stefan Odenbach
- 16:30 – 17:00 Weissenberg Effekt in Magnetischen Flüssigkeiten unter Mikrogravitation
Katja Melzner, Thomas Rylewicz, Stefan Odenbach
- 17:00 – 17:30 Synchronous Particle Rotation in a Ferrofluid Shear Flow
H.-W. Müller
- 17:30 – 18:00 Ferromagnetic Resonance in Magnetic Fluids
Hans Martin Sauer
- starting 18:00 Walk along the bank of the river Elbe to the Magdeburg Cathedral,
including a guided tour to the highlights of the cathedral.

Thursday, September 2nd:

3. Patternformation in Ferrofluids

- 09:00 – 09:30 Systems of Ordered Structures in Magnetic Fluid Thin Films
and its Magneto-Optic Applications
Chin-Yih Hong, Herng-er Horng, H.C. Yang
- 09:30 – 10:00 Modeling Topological Studies in Cellular Structures by Using a Magnetic Froth
Cyrille Flament, F. Elias, J.A. Glazier, F. Graner, Y. Jiang
- 10:00 – 10:30 Viscous Fingering in a Magnetic Fluid
Gregory Pacitto, C. Flament, J.-C. Bacri

10:30 – 11:00 Coffee break

4. Rosensweig Instability and Surface Waves

- 11:00 – 11:30 Statik und Dynamik eines Ferrofluid-Einzelstachels
Rene Friedrichs, Andreas Engel
- 11:30 – 11:45 Measureing the Rosensweig Instability in Three Dimensions
Reinhard Richter, Jürgen Bläsing
- 11:45 – 12:15 Wave Number Selection in Viscous Magnetic Fluid of Arbitrary Depth
A. Lange
- 12:15 – 12:30 Measureing the Wave Number Selection of the Rosensweig Instability
B. Reimann, R. Richter, I. Rehberg

12:30 – 14:00 Lunch break

- 14:00 – 14:30 Dynamik von Oberflächenwellen auf Ferrofluiden in zwei Dimensionen
G. Danker, A. Engel, H. Langer

5. Convection in Ferrofluids

- 14:30 – 15:00 Self-Oscillatory Convection in Magnetic Fluids Caused by Soret Effect
Mark Shliomis
- 15:00 – 15:30 Thermodiffusive Prozesse in Magnetischen Flüssigkeiten
Thomas Völker, Stefan Odenbach
- 15:30 – 16:00 Coffee break
- 16:00 – 16:30 Laboratory Study of Spherical Convection in Central Gravity
Julien Browaeys, J.-C. Bacri, R. Perzynski, R.E. Rosensweig, and A. Zebib
- 16:30 – 17:00 Wärme- und Massentransport in Ferrofluiden, ein Thema für internationale
Kooperationsprojekte auf der Raumstation
Stefan Odenbach
- 17:00 – 20:00 Visit to the BUNDESGARTENSCHAU 1999

Friday, September 3rd:

6. Medical and Technical Applications

- 09:00 – 09:30 Preparation and Evaluation of Conjugates of Magnetic Nanoparticles with Biotin or Avidin as an Universal Tool for Magnetic Relaxation Measurements
J. Lange, R. Kötitz, A. Haller, W. Weitschies, W. Semmler
- 09:30 – 10:00 Untersuchung Magnetofluidbehafteter Magnetpolanordnungen kleiner Baugrösse
A. Nethe, Th. Schöppe, H.-D. Stahlmann
- 10:00 – 10:30 Ferrofluid als Gleitlagerschmierstoff
R. Patzwald, G. Spur, E. Uhlmann
- 10:30 – 11:00 Coffee break
- 11:00 – 11:30 Permanentmagnetabdichtung für Magnetorheologische Fluide
Dietrich Lampe, Boris Messerschmidt
- 11:30 – 12:30 Final Discussion.
S. Odenbach: Der Schwerpunkt *Kolloidale magnetische Flüssigkeiten Grundlagen, Entwicklung und Anwendung neuartiger Ferrofluide.*
- 12:30 – 14:00 Lunch break
End of the Workshop

7. Poster Contributions:

1. Thermal Convection in a Rotating Layer of a Magnetic Fluid
Günter K. Auernhammer, Helmut R. Brand
2. Messgerät zur Bestimmung der Teilchensedimentation von Magnetflüssigkeit
N. Buske, N. Arslan, M. Bogoslavski, F. Deus und H. Heinze
3. Herstellung und Untersuchung von Cobalt-Magnetflüssigkeiten auf Basis von Silikon und Diffusionspumpenöl
C. Gansau, N. Buske, P. Killat
4. New Method for the Reconstruction of the Distribution of Fine Particle Magnetic Moments in a Ferrofluid
R. Hiergeist, D.V. Berkov, A. Daum, P. Gornert, N. Buske, C. Gansau, J. Mueller, M. Giersig, W. Neumann, D. Su
5. Messanordnung zur Bestimmung von Magnetisierungskurven von Magnetflüssigkeiten
P. Killat, H. Heinze, A. Blüschkea, N. Buske
6. Patterns Resulting from the Oblique-field Instability of a Thin Layer of Viscous Ferrofluid
V.M. Korovin, N.V. Korovina
7. A Valveless Pump for Ferrofluids
Mario Liu
8. Magnetic Pressure Along the Surface of a Single Peak. A Numerical Study
Gunar Matthies, Rolf Schäfer, Lutz Tobiska
9. Zur Problematik der Berechnung magnetofluidbehafteter Anordnungen mit dem Programmsystem ANSYS
A. Nethe, Th. Schöppe, H.-D. Stahlmann
10. Experiments on the Universal Scaling Laws of Droplet Pinch-Off
A. Rothert, R. Richter, I. Rehberg
11. Numerische Simulation von Diffusionsvorgängen in Ferrofluiden unter Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes
Steffen Thurm, Stefan Odenbach

Abstracts:

1. Manufacturing of Ferrofluids

LEISTUNGSFÄHIGE MAGNETFLÜSSIGKEITEN FÜR NEUE ANWENDUNGEN

N. Buske¹, C. Gansau², H. Heinze³, P. Nüsser, T. Kober und J. Mueller⁴

¹ *Mediport Kardiotechnik GmbH, Wiesenweg 10, 12247 Berlin*

² *dito*

³ *dito*

⁴ *dito*

Magnetflüssigkeiten (MF) mit maßgeschneiderten Eigenschaften für neue Anwendungen in der Medizintechnik werden vorgestellt.

Die Anwender nutzen entweder

a) die superparamagnetischen Eigenschaften der MF mit ausgewählten Zusammensetzungen (polare/unpolare Trägerflüssigkeit, Art der dispergierten Teilchen, Tensid/Polymer-Hülle)

oder

b) die Magnetteilchen/Hülle-Eigenschaften, wobei meist wäßrige Lösungen als Trägerflüssigkeit dienen.

Für a) werden überwiegend MF mit sowohl hohen Sättigungsmagnetisierungen (M_s) als auch hohen Anfangsuszeptibilitäten bei relativ geringen Viskositäten gefordert. Bei diesen Anwendungen sollten die magnetischen und hydrodynamischen Eigenschaften der MF über die Lebensdauer der Bauelemente erhalten bleiben. Die bei Mediport Kardiotechnik neu entwickelten elektromagnetischen MF-Systeme /1/ für Blutpumpen und Axialpumpen mit MF-Axialdichtungen/2/ werden erläutert. Die dafür mit neuen Verfahren entwickelten Magnetit-MF auf Basis verschiedener Trägerflüssigkeiten und Hüllen mit M_s -Werten bis zu 140mT /3,4/ und Cobalt-MF mit M_s -Werten bis zu 250mT /5/, wobei die Viskositäten der MF in der Größenordnung von nur 100 bis 500 mPa s ($40^\circ C$) betragen, werden vorgestellt.

Bei b) geht man meist von im Erdschwerefeld stabilen MF mit relativ geringen Teilchenkonzentration aus, wobei allerdings im Verlauf der Anwendung die MF durch die Entfernung der dispergierten Magnetteilchen/Hülle-Komponente aus der Trägerflüssigkeit meist irreversibel zerstört wird. Neben der Nutzung der magnetischen Eigenschaften des Teilchenkerns in äußeren Magnetfeldern und Magnetfeldgradienten, ermöglichen (bio)chemisch aktive Hüllen /6/ spezifische Wechselwirkungen zu weiteren in der Trägerflüssigkeit gelösten Molekülen oder Zellen, die in Kombination mit einer magnetischen Separation vorteilhaft in der Diagnose und Therapie genutzt werden können.

Literatur:

/1/ Study of Pondermotive Interaction of Magnetic Field Sources in Magnetic Fluids V. Bastovoi, A. Reks, L. Suloeva, A. Sukhotsky, A. Nethe, H.-D. Stahlmann, N. Buske und P. Killat Konferenzmaterial: 8. ICMF Timisoara (1998)

- /2/ N. Buske, W. Neumann, P. Nüsser und J. Müller: DE-Patent eingereicht
- /3/ N. Buske: DE Patent(1997) NR 19758350
- /4/ N. Buske: DE Patent(1997) NR 19758335
- /5/ N. Buske, T. Hähndel, H.-D. Stahlmann, A. Nethe, J. Müller und A. Rehfeld: DE Patent (1997) 1956 54864.0 bzw. PCT/DE 97/00443
- /6/ N. Buske: DE Patent(1998) NR 19852152.9

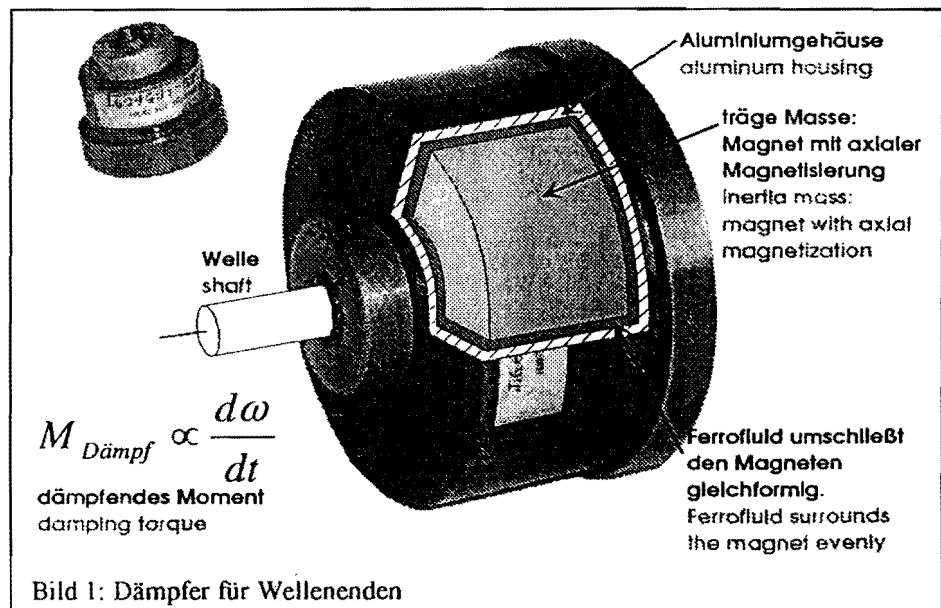
Kommerzielle Produkte und Anwendungen der Ferrofluidics GmbH

Joachim Schwender¹
Ferrofluidics GmbH
Hohes Gestade 14, 72622 Nürtingen

Die Ferrofluidics GmbH ist die europäische Vertriebstochter der Ferrofluidics Corp., USA. Mit der Zentrale in Nürtingen und einer Tochter in Spanien, sowie Niederlassungen in Norddeutschland, den neuen Bundesländern und Italien bietet die Ferrofluidics GmbH europaweit Produkte der Ferrofluidics Corporation sowie eigene Produkte und Dienstleistungen an. Dazu gehören auch kommerzielle Anwendungen von Ferrofluiden.

Sichtbarmachung von Domänen ist nach wie vor ein kleiner, konstanter Markt für wasserbasierte und leichtbenzinbasierte Ferrofluide. Kunden sind hier die Hersteller von Festplatten, Disketten, Videobändern und anderer magnetischer Datenträger. Trotz der Verfügbarkeit anderer Methoden zur Visualisierung magnetischer Domänen ist die Methode mit Ferrofluid, die mit geringsten Investitionskosten und liefert unkompliziert schnelle und zuverlässige Ergebnisse. Viele Kriminalämter und Ermittlungsinstitutionen weltweit setzen Ferrofluide in der Beweissicherung bei Manipulationen an Magnetstreifen auf Kreditkarten etc. ein. Auch in der Geologie bedient man sich dieser Methode zur Untersuchung von Oberflächen von Gesteinsproben mit magnetischen Bestandteilen.

Ferrofluide werden in Schrittmotoren und in Dämpfern für Wellenenden eingesetzt. Diese reduzieren Schwingungen und Geräusche durch viskose Reibung. Der Drehmomentverlauf von Schrittmotoren wird geglättet und Störungen durch Schwingungen vermindert, sowie die Belastung von Getriebeteilen verringert, was sich positiv auf deren Lebensdauer auswirkt.

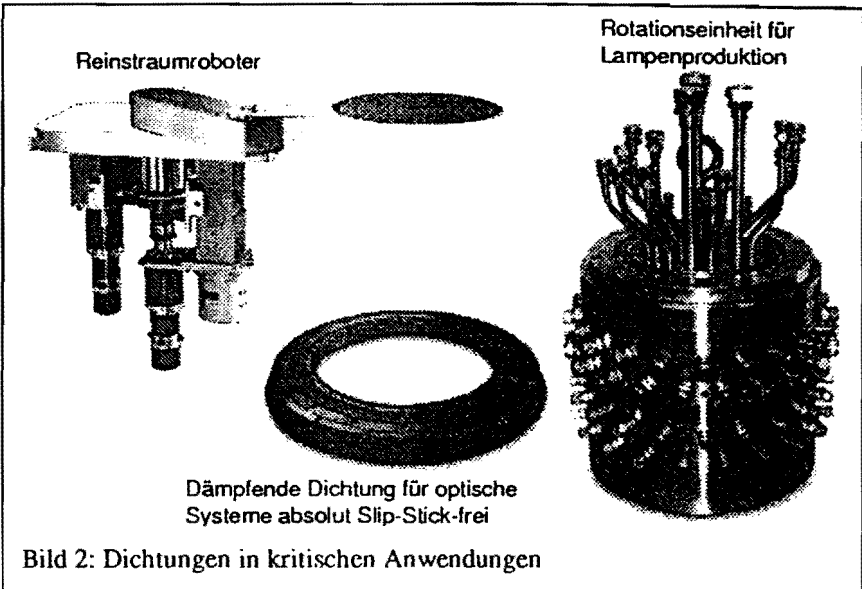


In der Lautsprechertechnik sind Ferrofluide bei nahezu allen Herstellern im Einsatz. Dabei werden hauptsächlich Sekundäreigenschaften des Ferrofluids genutzt. Bei Flußdichten zwischen 1 und 2 Tesla ist die Flußerhöhung durch das Ferrofluid marginal. Die Wärmeleitfähigkeit von Ferrofluid ist 4..5 mal größer als die der Luft. Die magnetische Eigenschaft wird dazu benutzt das Kühlmedium an der Stelle zu fixieren an der Wärme abgeleitet werden soll. Die thermische Belastbarkeit eines Lautsprecher läßt sich damit bis zum Faktor 5 steigern. Die heute zunehmende Miniaturisierung der meisten eingesetzten Lautsprecher macht diese Methode zu einem wichtigen Konstruktionsprinzip mit einer Kombination von Vorteilen, die sich anders nicht erreichen läßt: Wählbare Dämpfung des Systems, Leistungssteigerung (thermisch), Minderung von IM-Verzerrungen, Dämpfung von Taumelbewegungen der Schwingspule und Minderung von Leistungskompression. Während früher Fer-

¹ Kontakt zum Autor: Fax: +49 7022 9270 10, e-mail: jschwender@ferrofluidics.com

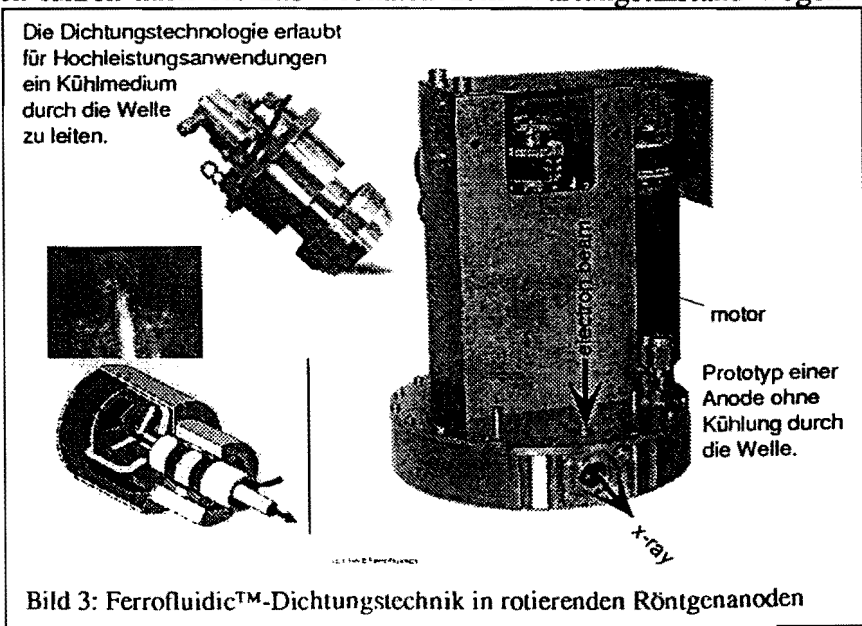
rofluid ausschließlich in Hochtonlautsprechern eingesetzt wurde, lassen verbesserte Eigenschaften der neueren Ferrofluidtypen einen Einsatz in allen Typen von Lautsprechern zu, einschließlich langhubiger Systeme. Der OEM-Audiomarkt hat sich in den letzten Jahren allerdings sehr stark oligopolisiert und kann nicht mehr als Wachstumsmarkt betrachtet werden.

Gasdichtungen für rotierende Wellen lassen sich mit Ferrofluiden verschleißfrei und verlustarm realisieren. Einmalig bei dieser Dichtungstechnik ist, daß selbst bei hohen Drehzahlen die Leckrate sehr gering bleibt und keinerlei Partikel generiert werden. Letzteres macht Dichtelemente mit Ferrofluidic™ Dichtungstechnik insbesondere für die Halbleiterindustrie unverzichtbar. Es wird in Prozeßkammern für Waferbearbeitung als Vakuumdichtung eingesetzt und als Exclusion Seal™ für Handhabungsroboter. In optischen Systemen führt die viskose Reibung zu einer Bedämpfung des Systembewegung, was den Regelkreis stabilisiert. Das Nichtvorhandensein des Stick-Slip-Effektes macht eine präzise Positionsregelung erst möglich. Mit einer herkömmlichen Dichtungstechnik ist eine hystereseebedingte Ungenauigkeit systemimmanent. In der Lampenproduktion weiß man die Vorteile partikelfreier hermetischer Dichtungen zu schätzen: mit herkömmlicher Dichtungstechnik wären derart reine Prozesse nicht möglich und mit der Reinheit steigt die Lebensdauer der Lampen. Das *Varian 3000 Retrofit Kit* ist ein gutes Beispiel für ein Retrofit in einer Produktionsanlage: ein Satz von Bauteilen, die mehrere herkömmliche Dichtungen an einer Sputter-Anlage für Halbleiterprozesse durch Ferrofluidic™ Dichtungen ersetzt. Die Anschaffungskosten für diesen Satz sind nicht ganz unerheblich, für den Betreiber aber trotzdem lohnend, denn die herkömmlichen Dichtungen führen nach ca. 2..3 Monaten zum Wartungstillstand wegen



Ausfall. Die Zeit, in der die Maschine nicht produziert, macht die Investition in das Retrofit Kit nach einem 3/4 Jahr lohnend. Erfahrungsgemäß fallen Ferrofluidic™ Dichtungen in dieser Anlage erst nach ca. 20 Monaten aus.

Röntgendrehanoden werden mit Ferrofluidic™ Dichtelementen ausgestattet besonders wenn eine hohe Dauerbelastung die Wärmeabfuhr mittels Flüssigkeitskühlung notwendig macht. Keine andere Dichtungstechnik kann die hier geforderten hohen Drehzahlen über längere Zeit verkraften.



Die Kühlung von Transformatoren ist ein sehr neues Einsatzgebiet. Es tritt eine verstärkte Konvektion auf, die eine forcierte Kühlung des Transformators bewirkt. Die Verlustwärme entsteht in den Drähten der Wicklung und im Kern des Transformators. Dort herrschen auch die stärksten Felder. In diesem Bereich wird das Ferrofluid angezogen, erwärmt sich dann wodurch die Anziehung nachläßt. Das erwärmte Ferrofluid wird von kühlerem Ferrofluid verdrängt und transportiert so die Wärme ab. Darüber hinaus hat ein Ferrofluid deutlich bessere Isolationseigenschaften als die vergleichbaren Transformatoröle, was zu einer kompakteren Bauweise genutzt werden kann.

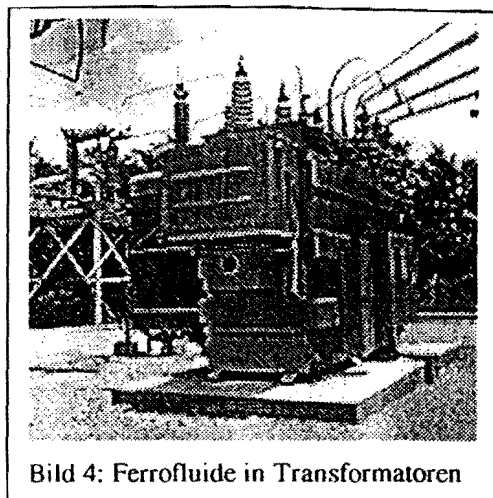


Bild 4: Ferrofluide in Transformatoren

Schlußfolgerung

Ferrofluid ist meist nur eine relativ kleine Komponente in einem kommerziellen Produkt, wenn auch in manchem eine Schlüsselkomponente. Auch wenn in Ferrofluid selber einiges an Know-How und Produktionstechnik steckt, die Wertschöpfung liegt meist zum größeren Teil in anderen Komponenten der Produkte.

© 1999, Ferrofluidics GmbH, Dipl.-Ing (FH) J. Schwender

Eigenschaften Bariumhexaferrit -haltiger Ferrofluide

Robert Müller¹, R. Hiergeist¹, W. Schuppel¹, A. Hoell²

¹*Institut für Physikalische Hochtechnologie, Jena*

²*HMI Berlin*

Hexaferritpartikel für Ferrofluide $\text{BaFe}_{12-2x}\text{Co}_x\text{TixO}_{19}$ bei Substitutionsgraden $x > 0,8$ wurden nach dem Glaskristallisationsverfahren hergestellt. Die feinsten Pulver mit mittleren Korngrößen unter 10 nm zeigen fast reines superparamagnetisches Verhalten. Die Verringerung der spezifischen Sättigungsmagnetisierung gegenüber dem Massivmaterialwert wird durch einen bedeutenden Anteil an magnetischer Totschicht verursacht. Die nanokristallinen Ba-Hexaferriteilchen wurden mit Ölsäure als oberflächenaktivem Stoff umhüllt und in Isopar M (EXXON) als Trägerflüssigkeit dispergiert bzw. mit einer zweiten Hülle aus einer Polyoxyethylensorbitanverbindung einer organischen Säure wie Laurin- oder Ölsäure umgeben und dann in Wasser dispergiert. An Bariumferrit-Ferrofluiden auf Isopar-Basis wurden magnetfeldabhängige Viskositätsuntersuchungen mit einem Rotations-viskosimeter sowie theoretische Betrachtungen zum magnetoviskosen Effekt durchgeführt. Bei verdünnten Fluiden wurde eine spezifische Viskositätssteigerung bei Feldern von 500 kA/m bis um das 7-fache beobachtet. Die Ferrofluide wurden hinsichtlich der Partikelgröße mit Röntgenkleinwinkelstreuung SAXS untersucht.

2. Volume Effects, Viscosity and Viscoelasticity

Electromagnetic Force and the Maxwell Stress Tensor in Condensed Systems

Mario Liu¹, Klaus Stierstadt²,

¹*Institut für Theoretische Physik, Universität Hannover, 30167 Hannover*

²*Sektion Physik, Universität München, 80539 München*

1. Abstract In microscopic physics, the electromagnetic force is given by the concise expression of the Lorentz force; in macroscopic descriptions of condensed media, it is rather more complicated and given by expressions such as the Maxwell tensor or the Kelvin force. Their derivation is fairly unclear, at times even confusing, and the respective range of validity all but a well kept secret. This unnecessarily reduces the usefulness and trustworthiness of a key concept in macroscopic physics.

This article presents a thorough yet pedagogical derivation of the Maxwell tensor and the electromagnetic force in condensed media, starting from the general inputs of conservation laws, thermodynamics, the Maxwell equations, and leading all the way to the recent results of their velocity and frequency dependence. A number of useful applications then show that the Maxwell tensor is a handy tool both for theorists and experimentalists, especially when they deal with strongly polarizable systems such as ferrofluids.

2. Introduction Studying polarizable and magnetizable materials, one central question concerns the electromagnetic force on matter. This is especially true for liquids such as ferrofluids, as these respond not only to the total force, but also to the spatially varying force density. Conversely, these liquids are ideal probes of any theoretical results in this respect.

In principle, one may take the Lorentz force as an exact microscopic expression, and coarse-grain it to answer the question about the macroscopic force, $\langle \mathbf{f}_L \rangle = \langle \rho_e \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{j}_e \times \mathbf{B} \rangle / c$. Unfortunately, this suggestion is of little practical value, as we neither have, nor indeed are interested in, the detailed microscopic information of the fields $\rho_e, \mathbf{j}_e, \mathbf{E}, \mathbf{B}$. On the other hand, although we do have the knowledge of the coarse-grained fields $\langle \rho_e \rangle, \langle \mathbf{j}_e \rangle, \langle \mathbf{E} \rangle$ and $\langle \mathbf{B} \rangle$, or may easily obtain them, it is clear that the difference between the above true expression and the “fake” Lorentz force, $\langle \rho_e \rangle \langle \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{j}_e \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle / c$, may become quite important: Think of an iron nail in a magnetic field, which is obviously subject to an electromagnetic force, although the “fake” force vanishes here, as $\langle \rho_e \rangle, \langle \mathbf{j}_e \rangle \rightarrow 0$.

Part of the difference between the true and fake Lorentz force is frequently taken to be the Kelvin force, which is $P_i \nabla \langle E_i \rangle$ in the electric case and $\mu_0 M_i \nabla \langle H_i \rangle$ in the magnetic one, where P_i denotes the polarization and M_i the magnetization. (Summation over repeated indices is always implied.) This formula was originally derived from a microscopic model, taking the electromagnetic force to be that exerted by a static field on the dipoles in the system. It contains two essential flaws: First, the dipoles are assumed to be free of interaction, a valid approximation only in dilute systems. Second, there is no convincing prescription for the transition from the microscopic to the macroscopic fields, which helps to discriminate between \mathbf{E} and \mathbf{D} , or \mathbf{H} and \mathbf{B} . In other words, it is not obvious why the force is not given as $P_i \nabla \langle D_i \rangle / \epsilon_0$ and $M_i \nabla \langle B_i \rangle$. As we shall see below, depending on circumstances and specifics of the interaction, each of the four may indeed be the right expression – though in any generic

sense, all are valid only to linear order in P and M , when the difference between the formulas vanishes: $P_i \nabla \langle E_i \rangle \approx P_i \nabla \langle D_i \rangle / \epsilon_0$, and $\mu_0 M_i \nabla \langle H_i \rangle \approx M_i \nabla \langle B_i \rangle$.

More convincingly, one can derive a general expression for the electromagnetic force from the Maxwell tensor – and show how it reduces to the Kelvin force under some surprisingly restrictive assumptions. The Maxwell tensor, given in terms of thermodynamic variables, is an unequivocally macroscopic, coarse-grained quantity. It is valid for all conceivable systems and subject only to the validity of local equilibrium – a constraint in frequency but not in the type and strength of interaction. This is the main difference to the microscopic model above. Unfortunately, although a valid and cogent derivation of the Maxwell tensor is pivotal if we wish to understand electromagnetic forces in condensed systems, one is hard pressed to find one.

The classic reference is to §15 of the otherwise excellent book by Landau and Lifshitz on *Electrodynamics in Continuous Media* which, however, leaves many readers unconvinced, even confused. Some of the reasons for this are summarized in the four points below. . . *To continue reading, go to*

<http://www.itp.uni-hannover.de/~liu/publika.htm>
and download

Mario Liu and Klaus Stierstadt:
Electromagnetic Force and the Maxwell Stress tensor in Condensed Systems
(http://www.itp.uni-hannover.de/~liu/ponkra_ps.zip)

DISSIPATION IN FERROFLUIDS: MESOSCOPIC VERSUS HYDRODYNAMIC THEORY

Andreas Engel

*Otto-von-Guericke Universität Magdeburg,
FNW/ITP Statistische Physik und Nichtlineare Dynamik,
PF 4120, D-39016 Magdeburg, Germany,
E-mail: Andreas.Engel@physik.uni-magdeburg.de,*

Hans-Walter Müller

*Max-Planck-Institut für Polymerforschung,
Ackermannweg 10, D-55127 Mainz, Germany*

Part of the field dependent dissipation in ferrofluids occurs due to the rotational motion of the ferromagnetic grains relative to the viscous flow of the carrier fluid. The classical theoretical description due to Shliomis uses a mesoscopic treatment of the particle motion to derive a relaxation equation for the non-equilibrium part of the magnetization. Complementary, the hydrodynamic approach of Liu involves only macroscopic quantities and results in dissipative Maxwell equations for the magnetic fields in the ferrofluid. Different stress tensors and constitutive equations lead to deviating theoretical predictions in those situations, where the magnetic relaxation processes cannot be considered instantaneous on the hydrodynamic time scale. We quantify these differences for two situations of experimental relevance namely a resting fluid in an oscillating oblique field and the damping of parametrically excited surface waves. The possibilities of an experimental differentiation between the two theoretical approaches is discussed.

MEASUREMENTS OF THE ROTATIONAL VISCOSITY OF FERROFLUIDS

Jan Peter EMBS^{1,2}, Hans-Walter MÜLLER¹, Klaus KNORR², Manfred LÜCKE¹

¹ *Universität desSaarlandes, FB 10.1, Im Stadtwald, 66123 Saarbrücken, Germany*

² *Universität desSaarlandes, FB 10.3, Im Stadtwald, 66123 Saarbrücken, Germany*

Short abstract: The shear free solid-body rotation of a ferrofluid in a magnetic field experiences a damping due to internal rotational friction. A new experimental device (first presented at the DPG-meeting in Münster, march 1999), based on the principle of a torsional pendulum, allows direct measurements of the rotational viscosity without a contribution from disturbing shear flow. We investigated several ferrofluids differing only on the viscosity of the carrier fluid. The experimental results will be compared with theoretical models.

Transportkoeffizienten in der Hydrodynamischen Maxwell-Theorie

Sebastian Lissek¹, Mario Liu¹,

¹*Institut für Theoretische Physik, Universität Hannover, 30167 Hannover*

1. Abstract Die Hydrodynamische Theorie dient der Beschreibung von dichten, stark wechselwirkenden Vielteilchensystemen. Im niederfrequenten Bereich gilt sie exakt und streng. Unter Hinzunahme ausreichender Verallgemeinerungen ist die Hydrodynamik überdies in der Lage, das Verhalten von weniger generischen Systemen - etwa von Supra- oder Ferrofluiden - zu erklären. Für die Beschreibung von Ferrofluiden ist insbesondere der Einbau der Maxwell'schen Gleichungen

$$-\dot{\mathbf{B}} = c\nabla \times (\mathbf{E} + \mathbf{E}^D) \quad (1)$$

$$\text{und} \quad \dot{\mathbf{D}} = c\nabla \times (\mathbf{H} + \mathbf{H}^D) \quad (2)$$

in den hydrodynamischen Kontext vonnöten; das Resultat dieser Verallgemeinerung wird als Hydrodynamische Maxwelltheorie bezeichnet. Die Maxwell'schen Feldern werden hierbei gemäß den allgemeinen Prinzipien der Hydrodynamik aufgeteilt in die durch den Index "D" gekennzeichneten Nichtgleichgewichtsterme und in diejenigen Terme, die auch im Gleichgewicht nicht verschwinden. Die dissipativen Terme lassen sich in die thermodynamischen Kräften entwickeln. Für den zur Beschreibung eines Ferrofluids ausschlaggebenden Anteil lautet diese Entwicklung

$$H_i^D = -\alpha_{ij}(c\nabla \times \mathbf{E}^0)_j - \lambda_{ijl}v_{jl} \quad (3)$$

$$\text{mit} \quad v_{jl} = \frac{1}{2}(\nabla_j v_l + \nabla_l v_j). \quad (4)$$

Die Transportkoeffizienten α_{ij} und λ_{ijl} genügen dabei den Onsager-Symmetrie-Relationen und stellen sich folgendermaßen dar:

$$\alpha_{ij}(\mathbf{B}) = \alpha\delta_{ij} + \alpha_2 B_i B_j + \alpha_3 \epsilon_{ikj} B_k \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \lambda_{ijl}(\mathbf{B}) = & \lambda(\epsilon_{ikj} B_k B_l + \epsilon_{ikl} B_k B_j) + \lambda_2 B_i \delta_{jl} \\ & + \lambda_3 (B_l \delta_{ij} + B_j \delta_{il}) + \lambda_4 B_i B_j B_l \end{aligned} \quad (6)$$

Innerhalb einer hydrodynamischen Theorie lassen sich jedoch keine weiteren Aussagen über die Transportkoeffizienten machen. Von welcher Größenordnung sind die einzelnen Koeffizienten? Welche Koeffizienten tragen zu meßbaren Effekten bei? Mit welcher minimalen Anzahl an Transportkoeffizienten läßt sich eine vollständige Beschreibung des Systems erreichen?

Beantworten lassen sich diese Fragen unter anderem durch die Betrachtung einfacher mikroskopischer Modelle. Anhand einer Relaxationsgleichung für die Magnetisierung soll dieses Verfahren für die Beschreibung der effektiven Viskosität eines Ferrofluids demonstriert werden.

MAGNETIC RELAXATION OF POLYDISPERSE FERROFLUIDS WITH DIPOLE–DIPOLE INTERACTION

Björn HUKÉ, Manfred LÜCKE

*Universität des Saarlandes, Institut für Theoretische Physik, Postfach 151150, D-66041
Saarbrücken, Germany*

The dynamic of the magnetization in monodisperse, low concentrated ferrofluids with dominating Brownian relaxation mechanism is governed by the equation

$$\tau_b \partial_t \langle \mathbf{e} \rangle = - \langle \mathbf{e} \rangle - \frac{1}{2} \left\langle \mathbf{e} \times \left(\mathbf{e} \times \frac{m\mathbf{H}}{kT} \right) \right\rangle, \quad (1)$$

where $\langle \dots \rangle$ means ensemble averaging and \mathbf{e} is the direction of the magnetic moment. The equation suffers under the typical problem of depending on higher moments of \mathbf{e} . Solving the equation requires to solve the equations of motion for all moments simultaneously.

Shliomis [1] circumvents this problem by using the idea of an effective field. Demanding that the distribution of \mathbf{e} can always be described as an equilibrium distribution for an effective field \mathbf{H}_{eff} , the magnetization equation reduces to an equation for \mathbf{H}_{eff} .

We investigate the limitations of Shliomis' model by comparing it with the full numerical solutions of (??) and the higher order moment equations.

A more realistic model for the magnetization relaxation does also consider the effects of polydispersity and, if the ferrofluid is concentrated enough, dipole–dipole interaction effects. The polydispersity of the ferrofluid causes different timescales $\tau_B \sim D^3$ for different particle diameters D . The effect can be incorporated in the model of (??) by calculating the contributions to the magnetization separately. We compare these results with the Shliomis model, too.

The dipole–dipole interaction introduces new torque terms in the equation for (??) and also forces between the particles. Thus it is necessary to take into account not only angle– but also position–correlations. These extensions make a full numerical analysis very difficult. We determine the effects for weak dipole–dipole coupling using a Mayer expansion [2] and incorporate it into the Shliomis model.

References

- [1] M. I. Shliomis, *Sov. Phys.-Usp.* **17** (1974) 153.
- [2] V. I. Kalikmanov, *Physica A* **183** (1992) 25.

EXPERIMENTE AM FERROFLUID-RHEOMETER

Jörg Fleischer, Stefan Odenbach

Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM)
Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen

Bei Messungen zur Bestimmung der Rotationsviskosität mit dem Ferrofluid-Rheometer (Abb. 1) wurde festgestellt, daß die relative Viskositätsänderung bei steigendem Feld abhängig von der Scherrate ist. Daraus wurde geschlußfolgert, daß in der magnetischen Flüssigkeit Vorgänge auftreten, die bei steigender Scherrate oder sinkender Magnetfeldstärke die Größe der in der Trägerflüssigkeit suspendierten hydrodynamischen Einheiten verringern. Als mögliche Erklärung bietet sich an, daß die einzelnen Partikel durch ein anliegendes Magnetfeld agglomerieren und bei steigender Scherrate auseinandergerissen werden. Diesen Effekt nennt man Scherverdünnung. Bei sinkender Scherrate bilden sich magnetfeldinduziert großräumige kettenförmige Strukturen aus einzelnen Partikeln des Ferrofluids. Eine solche magnetische Kopplung ist in keiner der klassischen Ferrofluidtheorien enthalten. Da die Partikel aufgrund ihrer geringen Größe (10 nm) als magnetisch weich angesehen werden können, war nicht zu erwarten, daß sie in dem beobachteten Maße agglomerieren. Deswegen wird angenommen [1], daß die Partikel bedingt durch den Herstellungsprozeß teilweise nicht als vollständig beschichtete Einzelteilchen vorliegen, sondern daß mehrere Teilchen als sog. Primäragglomerate von einer gemeinsamen Beschichtung umgeben sind.

Bei maximalen Scherraten ist die Rotationsviskosität bestimmbar, da dann angenommen werden kann, daß durch die hohen Scherkräfte alle Ketten zerbrochen und nur einzelne Teilchen (bzw. Primäragglomerate) in der Flüssigkeit vorhanden sind.

Im Rheometer wird die Drehmomentübertragung durch das Ferrofluid in einem Kegel-Platte-Meßsystem gemessen, das zur Verringerung von Randeffekten wegen der Normalfeldinstabilitäten der magnetischen Flüssigkeiten im Magnetfeld parallel zur Rotationsachse mit einem Couette-Bereich am Rand kombiniert wurde (Abb. 2).

Die magnetischen Partikelketten richten sich nach dem äußeren (senkrechten) Magnetfeld aus. Durch die unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeit im Kegel-Platte-System werden sie einer Scherung unterworfen. Wenn die durch die Scherung erzeugten Kräfte F_{Scher} :

$$F_{Scher} = 6\pi\eta_o \frac{n}{2} \frac{(d+2s)}{2} (v_1 - v_2) = 6\pi\eta_o \dot{\gamma} \frac{1}{2} \left[\frac{n}{2} (d+2s) \right]^2$$

größer sind als die magnetische Kraft F_{Magn} :

$$F_{Magn} = \frac{\mu_o \cdot M_J^2 \cdot \pi d^6}{24 \cdot (d+2s)^3}$$

welche die Kette zusammenhält, wird die Kette in zwei (oder mehr) Teile zerrissen, wodurch die Vis-

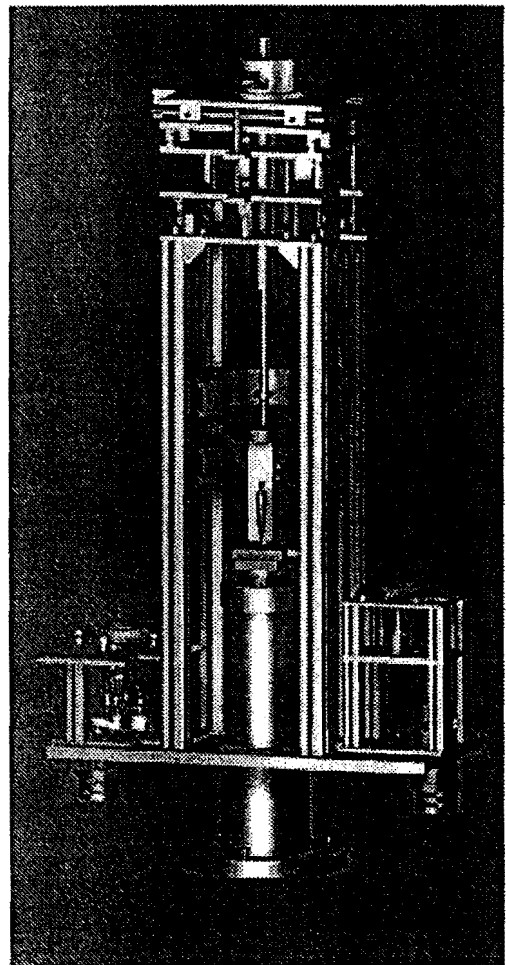


Abb. 1: Gesamtansicht des Ferrofluid-Rheometers

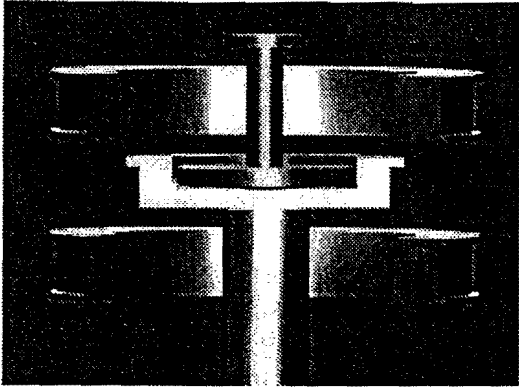


Abb. 2: Kegel-Platte-Meßbereich

kosität verringert wird. Das geschieht z.B. durch Erhöhung der Scherrate oder Verringerung der Magnetfeldstärke.

Neben der Ermittlung der Scherverdünnung im rotierenden Betrieb können durch den oszillierenden Betrieb Aussagen über die komplexe Viskosität und einen der beiden Normalspannungskoeffizienten gewonnen werden. Der andere läßt sich dann durch Experimente zum Weißenberg-Effekt und der damit verbundenen Bestimmung der Summe der Normalspannungsdifferenzen (im gleichen Ferrofluid und unter gleichen äußeren Bedingungen, wie Scherrate und Magnetfeld) ermitteln.

Für die Messung der komplexen Viskosität wird die Platte durch ein Oszillationsgetriebe mit einer bestimmten, variablen Frequenz (ω) in eine gleichmäßige, sinusförmige Schwingung (Amplitude τ_0) versetzt. Gemessen wird wiederum die Drehmomentübertragung durch das Ferrofluid auf den Kegel, welches diesmal aber eine nachgeführte ebenfalls sinusförmige Schwingung (Amplitude γ_0) mit derselben Frequenz darstellt, die gegenüber der Anregungsschwingung um einen bestimmten Phasenwinkel δ verschoben ist. Für rein viskose („Newtonsche“) Flüssigkeiten wäre $\delta = 90^\circ$, für rein elastische („Hooksche“) wäre $\delta = 0^\circ$. Jeder Phasenwinkel dazwischen deutet auf eine Kombination dieser beiden Eigenschaften, die sog. Viskoelastizität hin. Viskoelastisch ist ein Fluid, wenn z.B. die Normalspannungsdifferenzen von Null verschieden sind. Der Normalspannungskoeffizient ν_{10} ist mit dem Rheometer bestimmbar über den Grenzwert für die Scherrate $\dot{\gamma}$ (bzw. Oszillations-

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{G(\omega)}{\omega^2} = \frac{1}{2} \cdot \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} \frac{N_s(\dot{\gamma})}{\dot{\gamma}^2} = \frac{1}{2} \cdot \nu_{10} \qquad G(\omega) = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \cdot \cos \delta$$

frequenz ω) gegen 0 [2,3].

Vorgestellt werden aktuelle Ergebnisse der Experimente am Ferrofluid-Rheometer.

Danksagung

Dieses Projekt wird von der DFG unter dem Kennzeichen OD18/1-1 gefördert.

Literatur

- [1] K. O'Grady, H. Stewardson, R.W. Chantrell, D. Fletcher, D. Unwin, M. Padur, *Magnetic filtration of ferrofluids*, IEEE Trans. Magn. 22, 5 (1986) 1134
- [2] H.A. Barnes, J.F. Hutton, K. Walters, *An Introduction to Rheology*, Elsevier, 4. Auflage 1996
- [3] G. Böhme, *Strömungsmechanik nicht-newtonscher Fluide*. Teubner, Stuttgart, 1981

WEISSENBERG-EFFEKT IN MAGNETISCHEN FLÜSSIGKEITEN UNTER MIKROGRAVITATION

Katja Melzner, Thomas Rylewicz, Stefan Odenbach

*Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM)
Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen*

Als ideale Ferrofluide bezeichnet man Flüssigkeiten mit gleichmäßig in der Trägerflüssigkeit verteilten magnetischen Einzelteilchen, die miteinander nicht wechselwirken. Dagegen agglomerieren in realen magnetischen Flüssigkeiten in einem angelegten magnetischen Feld Partikel zu kettenförmigen Aggregaten, wie dies in wasserbasierten Ferrofluiden zu beobachten ist [1]. Magnetische Flüssigkeiten auf Petroleum- und Kohlenwasserstoffbasis wurden lange Zeit als ideale Ferrofluide betrachtet. Rheologische Untersuchungen mit diesen Ferrofluiden unter Magnetfeldeinfluß [2, 3] zeigen dagegen Resultate, die sich mit der Annahme von Kettenbildung im Feld unter der Voraussetzung im Ferrofluid vorhandener sogenannter primärer Agglomerate erklären lassen. Diese entstehen während des Herstellungsprozesses durch Defekte in der Oberflächenbeschichtung, wobei dann die magnetischen Einzelteilchen, aus denen die Cluster bestehen, durch molekulare Kräfte zusammengehalten werden. Die Annahme von primären Agglomeraten wird auch von Satoh, Chantrell u.a. [4] benutzt, um mit der Monte-Carlo- und der Stoke'sche- Dynamik-Methode erfolgreich die Bildung von Ketten aus primären Agglomeraten im Feld und deren Verhalten in einer Scherströmung zu simulieren.

Wenn die in [3] gemessene Scherverdünnung auf das Vorhandensein von Ketten aus magnetischen Teilchen zurückzuführen ist, so sollten auch weitere viskoelastische Effekte nachzuweisen sein. Insbesondere bietet sich die Suche nach von Null verschiedenen Normalspannungsdifferenzen an. Ein berühmtes Beispiel dafür ist der Weissenberg-Effekt [5]: eine freie Flüssigkeitsoberfläche steigt an einem rotierenden Stab auf, der in die viskoelastische Flüssigkeit eingetaucht ist, anstatt wie in rein viskosen Flüssigkeiten durch die Zentrifugalkraft von der Welle weggedrückt zu werden. Die endlichen Normalspannungsdifferenzen erzeugen in viskoelastischen Flüssigkeiten eine zusätzliche radial nach innen gerichtete Kraft, die der Zentrifugalkraft entgegenwirkt und zu einem Ansteigen der Flüssigkeitsoberfläche am rotierenden Stab führt.

In Ferrofluiden ist zu erwarten, daß Anzahl und Länge der durch das anliegende Magnetfeld erzeugten Teilchenkette zu gering sind, als daß die Normalspannungskräfte unter 1g-Bedingungen gegen die Schwerkraft eine sichtbare Veränderung der Oberflächenhöhe bewirken. Aus diesem Grund wurde der Nachweis [6] und die weitere Untersuchung des Weissenberg-Effekt in magnetischen Flüssigkeiten unter Mikrogravitation durchgeführt.

Obwohl, bedingt durch die gewählte horizontale Ausrichtung des Feldes zur freien Ferrofluidoberfläche, Normalfeldinstabilitäten nicht auftreten dürften, verstärkt die Reduzierung der Schwerkraft Oberflächeninstabilitäten aufgrund von Feldlinienverformungen am Flüssigkeitsrand und begrenzt so die verwendbare Feldstärke. Um diese Begrenzung möglichst gering zu halten, wurden die Mikrogravitationsexperimente auf Parabelflügen durchgeführt, wo eine Restbeschleunigung von $10^{-2} g_0$ ($g_0 = 9,8 \text{ m/s}^2$) zur Stabilisierung des Systems beiträgt.

In der Parabelflug-Kampagne im Herbst 1998 wurde die Änderung der Flüssigkeitshöhe am rotierenden Stab und damit die Stärke der Normalspannungskräfte mit steigender Feldstärke an drei verschiedenen Ferrofluiden mit unterschiedlicher Volumenkonzentration bei niedrigen Scherraten untersucht. Um nur den Einfluß der Flüssigkeitseigenschaften zu untersuchen, wurde bei einem festen Wellendurchmesser von 5 mm gemessen.

Wie in den Abbildungen zu sehen ist, nimmt bei allen Ferrofluiden die Höhe der Oberfläche am Stab mit steigender Feldstärke und fester Scherrate immer weiter zu und erreicht sogar in den meisten Fällen die Nulllage. Vergleicht man das niedrig konzentrierte APG 513A [Abb.1] mit den beiden anderen höherkonzentrierten Flüssigkeiten [Abb.2,3], so sieht man, daß dessen Oberfläche erst bei viel höheren Feldern die Nulllage erreicht, was, wie erwartet, auf eine geringere Anzahl zur Kettenbildung fähiger großer magnetischer Teilchen hinweist. Bei höheren Magnetfeldern sind auch die meisten freien großen Teilchen schon in Ketten gebunden, so daß alle Kurven in dem Bereich in die Sättigung übergehen. Betrachtet man die Abhängigkeit der Kurven in den einzelnen Diagrammen von der Scherrate, so erkennt man den limitierenden Einfluß der letzteren auf die Kettenlänge und damit auf die Stärke der Viskoelastizität, wobei in TPE 930 im Vergleich zu den anderen Flüssigkeiten dieser Effekt zu höheren Scherraten hin stärker scheint. Mit diesem Experiment wurde anscheinend mit den

beiden höheren Winkelgeschwindigkeiten der Bereich erreicht, in dem die Ketten in allen Flüssigkeiten trotz weiterer Erhöhung der Scherrate nicht mehr verkürzt werden.

Im Frühjahr 1999 wurden weitere Parabelflüge durchgeführt, in denen ein Ferrofluid untersucht wurde, das in fünf verschiedenen Reinheitsgraden bezüglich primärer Agglomerate vorliegt, um gezielt den Einfluß dieser Agglomerate zu untersuchen. In der Präsentation werden wir auf die Ergebnisse der einzelnen Parabelflugexperimente näher eingehen.

Danksagung

Dieses Projekt wird vom DLR unter der Projektnummer 50 WM 9711 gefördert.

Literatur

- [1] Hayes, C.F.; J. Colloid Interface Sci., **52** (1975) 239
- [2] Ambacher, O.; Odenbach, S.; Stierstadt, S.; Z. Phys. B-Condensed Matter, **86** (1992) 29
- [3] Odenbach, S.; Störk, H.; JMMM, **183**, 1-2 (1998) 188
- [4] Satoh, A.; Chantrell, R.W.; Coverdale, G.; Kamiyama, S.; J. Colloid Interface Sci., **203** (1998) 233
- [5] Weissenberg, K.; Nature, **159** (1947) 310
- [6] Odenbach, S.; Rylewicz, T.; Rath, H.; Physics of Fluids in press

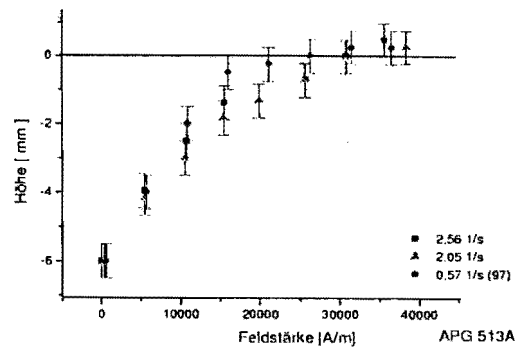


Abb.1 APG 513A (Ferrofluidics; Trägerflüssigkeit: synth. Ester; Sättigungsmag.: 33 kA/m; Volumenkonz.: 7,25 %)

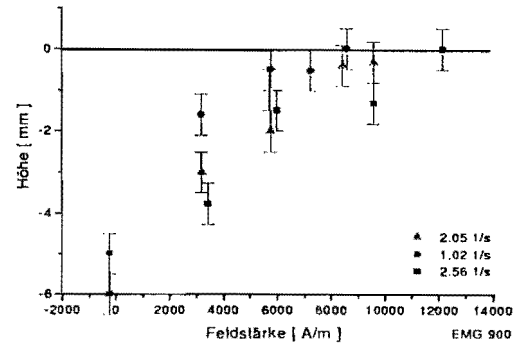


Abb.2 EMG 900 (Ferrofluidics; Trägerflüssigkeit: Leichtbenzin; Sättigungsmag.: 72 kA/m; Volumenkonz.: 16,3 %)

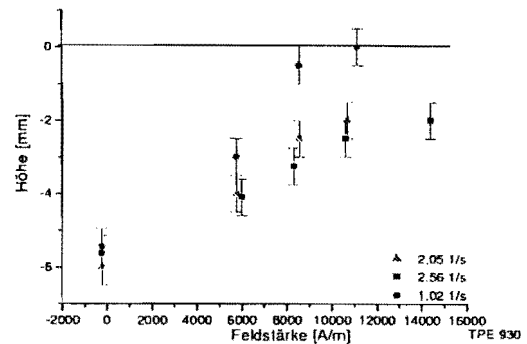


Abb.3 TPE 930 (TU Timisoara; Trägerfl.: Petroleum; Sättigungsmag.: 74,5 kA/m; Volumenkonz.: 16,6 %)

SYNCHRONOUS PARTICLE ROTATION IN A FERROFLUID SHEAR FLOW

Hanns Walter Müller

¹Max-Planck-Institut für Polymerforschung, Ackermannweg 10, D-55127 Mainz, Germany

Abstract A ferrofluid shear flow subjected to a magnetic field is investigated in the limit where magnetic and viscous forces prevail over thermal fluctuations (i.e. $mH/kT \gg 1$ and $\eta V\Omega/kT \gg 1$). When the viscous torque slightly exceeds the magnetic hold torque the nanoparticles start to rotate anharmonically. By means of a weak field modulation the rotation of the particles can be phase-synchronized generating an over-proportional AC-contribution to the magnetization. A resonance experiment is proposed by which the onset of this coherent particle rotation can be detected. The investigation is theoretical and based on the Fokker-Planck equation for a monodisperse ferrofluid of non-interacting spherical rigid dipoles.

The flow behavior of ferrofluids relies on the presence of suspended particles in the fluid [?, ?]. Their rotational motion is largely governed by the balance between viscous and magnetic torques as well as thermal fluctuations. Following the deterministic angular momentum balance of an individual particle [?], it can be shown that rotation sets in with a frequency $\omega_P = \Omega\sqrt{1 - 1/\kappa^2}$ if the ratio $\kappa = 6\eta V\Omega/(mH)$ between viscous and magnetic torques exceeds unity. Here η denotes the dynamic viscosity of the ferrofluid, V and m are the hydrodynamic volume and the magnetic moment of a particle, $\Omega = (\nabla \times \mathbf{v})/2$ and H are the local vorticity of the flow and the magnetic field taken at the particle's position. For κ slightly above unity the rotation is strongly anharmonic, becoming increasingly harmonic if κ is raised. Distinct initial orientations make different particles rotate out of phase. An eventual AC-contribution in the magnetization is thus averaged out. The idea of the present contribution is to demonstrate that a synchronized in-phase particle rotation can be obtained in spite of ubiquitous thermal fluctuations. A weak modulation of the applied magnetic field gives rise to a resonant AC-contribution to the magnetization signal. The appearance of this resonance at $\kappa > 1$ indicates the onset of particle rotation.

The setup under consideration is a stationary shear flow of spatially homogeneous vorticity $\Omega\mathbf{e}_y$ exposed to a magnetic field $H\mathbf{e}_z$ perpendicular to it. The dimensionless shear flow amplitude κ can be varied from below to above unity. In order to detect a coherent particle rotation the following resonance experiment is conducted: On keeping κ fixed (below or above unity) the magnetic field amplitude is modulated by a small, say 10%, AC-offset of tunable frequency giving $H(t) = H_0(1 + 0.1 \cos \omega t)$. Provided particle rotation takes place ($\kappa > 1$) the field modulation acts like a clock generator, which synchronizes the particle rotation. Clearly, the synchronization mechanism is most effective if the excitation frequency ω hits the natural particle rotation frequency ω_P . In this case a resonant AC-signal occurs in the macroscopic magnetization $\mathbf{M}(t)$, which can easily be detected by an induction experiment.

The described setup is investigated theoretically. The orientation $\mathbf{e} = \mathbf{m}/m$ of an ensemble of magnetic dipoles is represented by a probability distribution function $P(\mathbf{e}, t)$. The governing Fokker-Planck equation [?] is solved numerically by expanding the angle dependence of P in

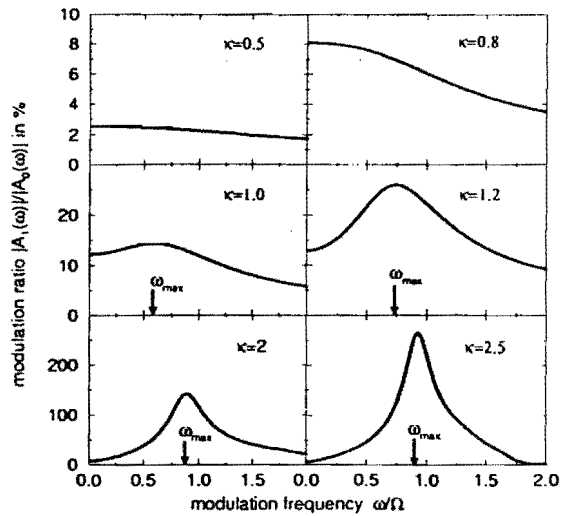


Abbildung 1: The first Fourier amplitude $|A_1|$ as taken from the spectrum of the magnetization signal $M(t)$. The amplitude is normalized by the DC-component $|A_0|$ and plotted against the excitation frequency ω . A resonance occurs if κ exceeds unity.

terms of spherical harmonics. The result of this computation is depicted in Fig. 1, which presents the first Fourier amplitude of the spectrum of $M(t)$, which is proportional to the ensemble average $\langle e(t) \rangle$. The appearing resonance at $\kappa > 1$ represents the onset of particle rotation [?].

Acknowledgements. Financial support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB 277) is gratefully acknowledged.

Literatur

- [1] M. I. Shliomis, Sov. Phys. JETP **34**, 1291 (1972).
- [2] R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics* (Cambridge University Press, 1985).
- [3] W. F. Hall and S. N. Busenberg, J. Chem. Phys. **51**, 137 (1969).
- [4] M. A. Martensyuk, Y. L. Raikher, and M. I. Shliomis, Sov. Phys. JETP **38**, 413 (1974).
- [5] for details see: H. W. Müller, Phys. Rev. Lett. (May 1999).

*Hans Martin Sauer, 10.3 Technische Physik, Gebäude 43B, Universität des Saarlandes,
D-66041 Saarbrücken, Germany, E-mail: sauer@nano.uni-saarland.de*

Magnetic fluids and diluted suspensions of ferromagnetic monodomain particles with a size below ~ 20 nm exhibit an emphasized ferromagnetic resonance (FMR) spectrum when exposed to a microwave field. The phenomenon is due to a coherent precession of the magnetic spins within each individual ferroparticle relative to the particle's crystal axes.

For spherical, nanometer sized particles the resonance spectrum mainly consists of dipolar and quadrupolar modes at frequencies of $f_{\text{res}} = \gamma |\vec{H}_{\text{tot}}| \sim 1 \dots 10 \text{ GHz}$, where γ is the gyromagnetic constant and \vec{H}_{tot} the total interior magnetic field which is composed of an applied external dc field \vec{H}_{ext} , a small rf driving field \vec{H}_{rf} , the crystal anisotropy field \vec{H}_{an} (bulk and surface), and the effective demagnetization field \vec{H}_{d} which depends on the particle shape and on the symmetry of the FMR mode excited. The dipolar and quadrupolar modes can be classified according to their symmetries in space and appear in a distance of $\Delta H_{\text{ext}} = \frac{M_s}{15} \left(1 - \frac{S_0}{D}\right)$ and integer multiples when varying H_{ext} , where M_s is the bulk saturation magnetization of the magnetic material, D the average particle diameter, and S_0 a characteristic length specific for the magnetic surface anisotropy of the material.

The FMR spectrum can be scanned using microwave absorption techniques and direct rf susceptibility measurements, thereby yielding information on the particles orientational distribution in the ferrofluid, magnetic particle interaction (seen through quadrupolar mode amplitudes), and on the magnetic surface anisotropy energy of the considered magnetic material.

Since very small concentrations ($\ll 0.1$ vol. - %) of magnetic particles in the fluid are sufficient for reasonable FMR signals, the ferroparticles may be used as tracers in many other, non-magnetic fluids. It is also possible to study time-dependent hydrodynamical properties of fluids, since time intervals of order of $\Delta t \sim 100 \text{ ns}$ can easily be resolved by FMR methods.

The talk presents the main theoretical concepts on such FMR studies as well as some experimental results obtained from a magnetite (Fe_3O_4) based ferrofluid.

3. Patternformation in Ferrofluids



Systems of ordered structures in magnetic fluid thin films and its magneto-optic applications

Chin-Yih Hong¹, Herng-Er Horng², H.C. Yang³,

¹ *Department of Mechanical Engineering, Da-Yeh University, 112 Shan-Jeau Rd., Dah-Tsuen 51505, Chang-Hwa, Taiwan*

² *Department of Physics, National Taiwan Normal University, 88, Sec.4, Ting-Chou Road 117, Taipei, Taiwan*

³ *Department of Physics, National Taiwan University, 1, Sec.4, Roosevelt Road 106, Taipei, Taiwan*

Short abstract:

Various systems of ordered structures of magnetic fluid films under external magnetic fields were shown in this paper. In the cases of applied perpendicular fields, the magnetic particles in the fluid film agglomerate and form particle columns. As the field strength increases, the columns evolve from a disordered column phase to a hexagonal structural pattern. When the field strength is further increased, the structural pattern goes through a phase transition and finally reaches another hexagonal structural pattern. The field strength at which the transition occurs depends on the sweep rate; the faster the sweep rate, the higher the field strength that is required. Another system capable of forming hexagonal structure pattern is the system of microdrops in magnetic fluid thin films under perpendicular field. At a zero field, these drops of size several micrometers were initially near-circular. As the field strength increased, these drops changed to dumbbells or branched structure depending on the field sweep rate as well as the initial drop size. When the field strength increased again, a labyrinthine structure appeared. At even higher field strength, the connectivity of the drops broke up; and finally an equilibrium hexagonal structure formed inside the film. In the cases of applied parallel fields, the particles in the film agglomerate and form chains along the direction of the field. As the magnetic field increases, the initially disordered short chains evolve to a phase of periodic long-chains as the field strength exceeds some critical value. When the field is turned off, the periodic long-chains dissolve into the surrounding fluid and the system reverses back to original mono-dispersed state. The relaxation time for this system depends on the length of long-chains which span from one side to another side of the glass cell along the direction of the external magnetic field. The distance between the periodic long-chains and between particle columns of hexagonal structures can be controlled by several parameters. These parameters are the field strength of externally applied magnetic field, the rate of change of the magnetic field, the temperature of the film, thickness of the film, the film dimension along the direction of parallel magnetic field, and the concentration of magnetic fluid. Under suitable adjustment of these parameters, the distances are in the range of tens micrometers to several micrometers under parallel magnetic fields or of several micrometers to sub-micrometers under perpendicular fields. Within this range, the controllable distance is able to diffract electromagnetic waves like those of a grating to a visible light ray. When a wide-band electromagnetic wave passes through magnetic fluid thin film possessing ordered-structure or is deflected by such thin film, the electromagnetic wave is diffracted. This diffracted electromagnetic wave will interfere. Therefore, at a detecting point or a viewing point, a single-wavelength electromagnetic wave can be obtained. If the incoming

electromagnetic wave is a visible light ray, then, under the action of magnetic fluid thin films, one can observe a mono-color light from a white light source. In the other words, one can select the desired mono-color light from a white light source. The controllable distance used to produce this phenomenon ranges from only one to two micrometers. This phenomenon was called the magneto-chromatic effect. All electromagnetic waves that can be affected by the ordered structures formed ! inside magnetic fluid thin films include microwave, far-infrared, infrared, visible light and ultra-violet. Under the action of magnetic fields, the magnetic fluid becomes anisotropic due to the alignment of the magnetic particles along the direction of magnetic field; otherwise is isotropic for a zero field. The reflection index of anisotropic materials is direction-dependent; meaning that the reflection indices along the direction of the field and that along the direction perpendicular to the field are different. When a linearly polarized electromagnetic wave passes through an anisotropic material, the wave is elliptically polarized and a birefringence occurs, such as the Cotton-Mouton effect and Faraday effect, etc. The degree of elliptical polarization depends on the degree of the anisotropy of the magnetic fluid inside the thin film. This results from the formation of ordered-structure inside the film. Thus, all the control parameters to the order structure in the film can be used to change the degree of anisotropy of the thin film and the degree of elliptical polarization ! to the incoming linearly polarized electromagnetic wave by changing the ordered-structure formed inside the film. Consequently, the level of birefringence changes.

labyrinthine patterns

*APL
PRL*

Non-linear conductive

MODELING TOPOLOGICAL STUDIES IN CELLULAR STRUCTURES BY USING A MAGNETIC FROTH

Cyrille FLAMENT^{1,2}, F. ELIAS^{1,2}, J. A. GLAZIER³, F. GRANER⁴, Y. JIANG³

¹*Groupe Ferrofluide, Universite Paris 7 - Denis Diderot UFR de Physique (case 7008), 2 place Jussieu, 75251 Paris cedex 05, France*

²*Laboratoire des Milieux Desordonnes et Heterogenes (case 78) Universite Paris 6 - UMR 7603 du CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05*

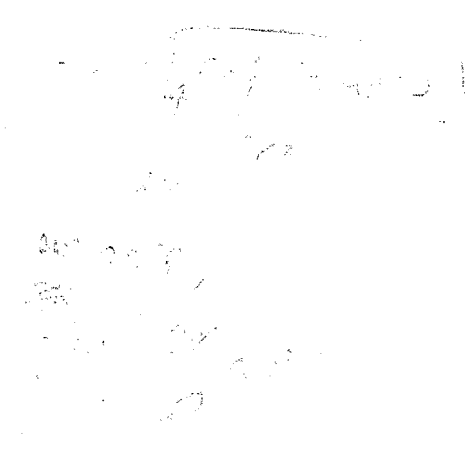
³*Department of physics, University of Notre-Dame, Notre-Dame, Indiana 46556, USA*

⁴*CNRS UMR 5588 et Universite Grenoble I - Joseph Fourier, Laboratoire de Spectrometrie Physique, BP 87, 38402 Saint Martin d'Herès, France*

The evolution of a liquid foam usually mixes quasi-equilibrium topological and geometrical features in an intricate way. We take advantage of special properties of ferrofluid froths and of constrained area evolution simulations, to distinguish the effects of side swapping (T1 processes) from other rearrangements in the froth. In a magnetic froth we are able to induce artificial T1. As results, we have established that : Once its cell areas are fixed, a foam deterministically relaxes towards an equilibrated pattern, and its surface energy is in a local minimum. This energy minimization is deterministic. The energy minimum is not always the global minimum (lowest energy) compatible with the cell areas. The naturally selected pattern is metastable, but not necessarily stable. Natural T1s, which correlate with the geometry and not the topology of the foam, decrease cell elongation (P/\sqrt{A}). The cell which has the highest P/\sqrt{A} is likely to lose a side and decrease its P/\sqrt{A} , while cells which gain sides will slightly increase their P/\sqrt{A} s. That such behaviour does not occur for artificial T1s suggests a causal relation between elongation and natural T1s. Natural T1s, artificial T1s, and reverse T1s induce non-local but short-range perturbations. T1s affect the geometry, not only of the cells which side-swap, but also of a dozen of their neighbours. P/\sqrt{A} , the side length variance and vertex displacements vary for cells within three typical cell diameters of the T1.

$$\langle n \rangle = 6$$

topological constraint $T = 12 - 6$



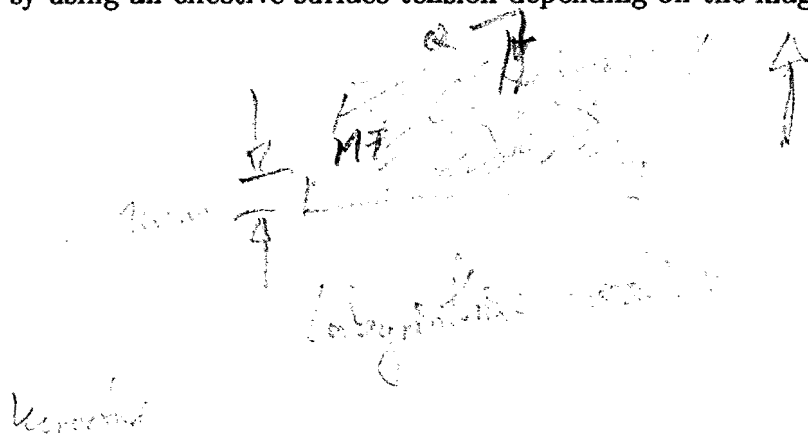
VISCOUS FINGERING IN A MAGNETIC FLUID

Gregory PACITTO^{1,2}, C. FLAMENT^{1,2}, J.-C. BACRI^{1,2}

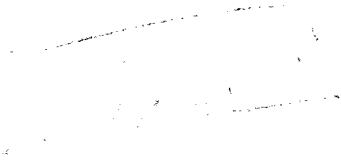
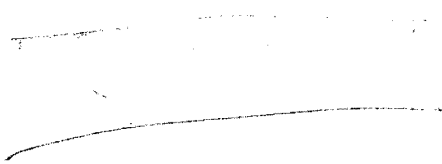
¹Groupe Ferrofluide, Université Paris 7 - Denis Diderot UFR de Physique (case 7008), 2 place Jussieu, 75251 Paris cedex 05, France

²Laboratoire des Milieux Désordonnés et Hétérogènes (case 78) Université Paris 6 - UMR 7603 du CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05

Viscous fingering phenomena are studied for a magnetic fluid submitted to a perpendicular magnetic field. Gas is injected into a Hele-Shaw cell filled with a viscous magnetic fluid. The instability of the interface between the gas and the magnetic fluid is favored by the presence of a magnetic field. More precisely, the threshold of the instability is magnetic field dependent. The patterns obtained for high values of the magnetic field with a low injection rate are similar to those obtained in the absence of an external field and at higher flow rates. We explain this feature by using an effective surface tension depending on the magnetic field.

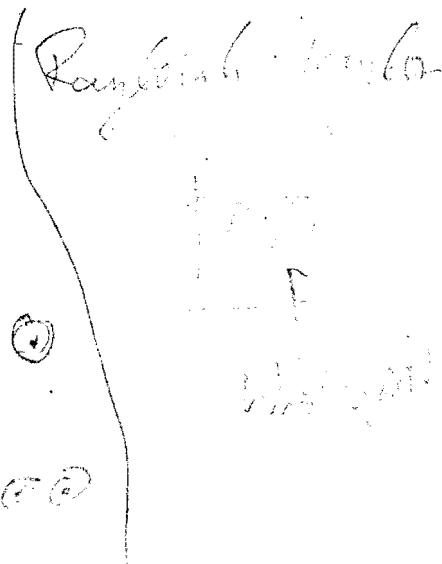


S. Flament - Jussieu



H ⊙

H ⊙



4. Rosensweig Instability and Surface Waves

STATIK UND DYNAMIK EINES FERROFLUID-EINZELSTACHELS

René Friedrichs¹, Andreas Engel¹

¹ *Otto-von-Guericke-Universitaet Magdeburg, FNW/ITP Statistische Physik und
Nichtlineare Dynamik, PF 4120, D-39016 Magdeburg, Germany*
Email: rene.friedrichs@physik.uni-magdeburg.de

Wird ein Ferrofluid in ein urspruenglich homogenes Magnetfeld gebracht, wachsen bei ausreichenden Feldstaerken aus der freien Oberflaeche der magnetisierbaren Fluessigkeit Stachel heraus [?]. Ein Stachel nimmt dabei die Form an, bei der die bezueglich der magnetischen Flussdichte $B(r)$ Legendre-Transformierte freie Energie ein Minimum besitzt.

Es wird nun ueber einen Variationsansatz fuer die Gestalt eines Ferrofluidtropfens in einem nichtmagnetisierbaren Behaelter die Form eines Einzelstachels bestimmt. Das durch die freie Oberflaeche beeinflusste Magnetfeld wird dazu numerisch fuer jede Stachelform mit Hilfe der Boundary-Elemente-Methode berechnet.

Die so erhaltenen Formen des Einzelstachels und auch die hysteretische Abhaengigkeit der Stachelhoehe von der Magnetfeldstaerke stimmen gut mit den experimentellen Beobachtungen [?] ueberein.

Ein auf diesem Energiefunktional der Stachelhoehe aufbauendes Modell fuer die Dynamik ist in der Lage, die umfangreichen Schwingungszustaende des Einzelstachels in einem oszillierenden Magnetfeld vorherzusagen. Die im Experiment [?] auftretenden Periodenvervielfachungen werden auf diese Weise auch theoretisch erhalten.

Acknowledgement: Die Arbeit wird gefoerdert von der *Deutschen Forschungsgemeinschaft*

References

- [1] R. E. Rosensweig, M. D. Cowley: *The interfacial stability of a ferromagnetic fluid*, J. Fluid Mech. 30 (1967) 671
- [2] T. Mahr, I. REhberg: *Nonlinear dynamics of a single ferrofluid-peak in an oscillating magnetic field*, Physica D 111 (1998) 335
- [3] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Elektodynamik der Kontinua*, Akademie-Verlag, Berlin 1974)

MEASURING THE THREE DIMENSIONAL RELIEF OF THE ROSENSWEIG INSTABILITY WITH X-RAY TOPOGRAPHY

Reinhard RICHTER¹, Jürgen BLÄSING²

¹ *Experimentalphysik V, Physikalisches Institut, Universität Bayreuth,
D-95440 Bayreuth, reinhard.richter@uni-bayreuth.de*

² *Institut für Experimentelle Physik, Abteilung Halbleiter Epitaxie,
Universität Magdeburg, D-39016 Magdeburg*

The Rosensweig or normal field instability is the most popular example for pattern formation in the field of magnetic liquids. Above a threshold B_c of the magnetic induction the initially flat surface gives way to a stationary pattern of liquid crests. Despite the prominence of the phenomenon a three dimensional profile of the instability does not exist. The fully developed crests are much too steep to be measured with the standard shadowgraphy, utilizing the slightly deformed surface as a mirror for a parallel beam of light [1, 2].

A different technique, the lateral observation of the instability, is only possible for zero- or one dimensional systems, i.e. a single Rosensweig peak or a chain of peaks [3]. This requests a proper matching of the dimensions of the container to the wavelength of the instability. In addition, a careful design of the container edges is necessary in order to minimize the influence of the meniscus on the profile of the instability. However, the design can only be optimal for a certain amplitude of the instability, i.e. for a selected value of the magnetic field applied. Even for a perfect design of the container edges, the magnetic field gradient induced by the edges will distort the true profile. Thus, for measuring quantitatively the profile of the normal field instability, an extended layer of ferrofluid is most appropriate. There the region of interest can be selected far away from the container edges. However, for this extended layers a new detection technique has to come to the rescue:

We measure the absorption of x-rays passing the ferrofluid layer in vertical direction with the help of a x-ray screen and a CCD camera. This kind of x-ray topography is able to map the three dimensional relief quantitatively. It excels the standard shadowgraphy because for x-rays there is hardly any refraction at the surface of the fluid and the rays follow a straight path. Consequently the intensity of the detected radiation is only determined by absorption, i.e. it is a simple monotoneous function of the layer thickness. We point out that the technique gives as well quantitative access to the amplitude of the Faraday instability in magnetic liquids or even standard fluids.

Acknowledgements. The experimental results benefit from a Helmholtz coil borrowed from A. Rothert. We are also grateful for a color code redesigned by Ch. Krülle.

References

- [1] S. Rasenat, G. Hartung, B.L. Winkler, I. Rehberg, *Experiments in Fluids* 7, 412 (1989).
- [2] J. Browaeys, J.-C. Bacri, C. Flament, S. Neveu, R. Perzynski, *Eur. Phys. J. B* 9, 335 (1999).
- [3] T. Mahr, A. Groisman, I. Rehberg, *J. Magn. Magn. Mat.* 152, (1996); T. Mahr and I. Rehberg, *Physica D* 114, 335-346 (1997).

Wave number selection in Viscous Magnetic Fluid of Arbitrary Depth

Adrian Lange

*Otto-von-Guericke Universität Magdeburg,
FNW/ITP Statistische Physik und Nichtlineare Dynamik,
PF 4120, D-39016 Magdeburg, Germany,
E-mail: Adrian.Lange@physik.uni-magdeburg.de,*

An analytical method is presented for the normal field instability in magnetic fluids which allows to calculate the maximal growth rate and the corresponding wave number for any combination of thickness and viscosity of the fluid within the frame of a linear stability theory. Applying this method to magnetic fluids of finite depth, these results are quantitatively compared to the wave number of the appearing pattern measured experimentally. The wave number grows linearly with increasing induction where the theoretical and the experimental slope agree well. Thereby a long-standing controversy about the behaviour of the wave number above the critical magnetic field is solved.

MEASURING THE WAVENUMBER SELECTION OF THE ROSENSWEIG INSTABILITY

Bert REIMANN, Reinhard RICHTER, Ingo REHBERG

*Experimentalphysik V, Physikalisches Institut, Universität Bayreuth, D-95440 Bayreuth
Bert.Reimann@uni-bayreuth.de*

The Rosensweig or normal field instability is a landmark for the field of magnetic liquids. Above a threshold B_c of the induction the initially flat surface gives way to a stationary pattern of liquid crests, which is characterized by a wavenumber q . Despite the prominence of the phenomenon a quantitative experimental investigation of the dependence of the wavenumber on the control parameter (i.e. the magnetic induction) is still missing. Triggered by recent analytical results [1] we performe such measurements in a circular basin filled with magnetic fluid (see Fig.1). In contrast to previous experiments we increase the magnetic induction in a jump-like manner from an undercritical value B_0 to a overcritical induction B . We focus on the measuring technique and compare the results with the theoretical predictions.

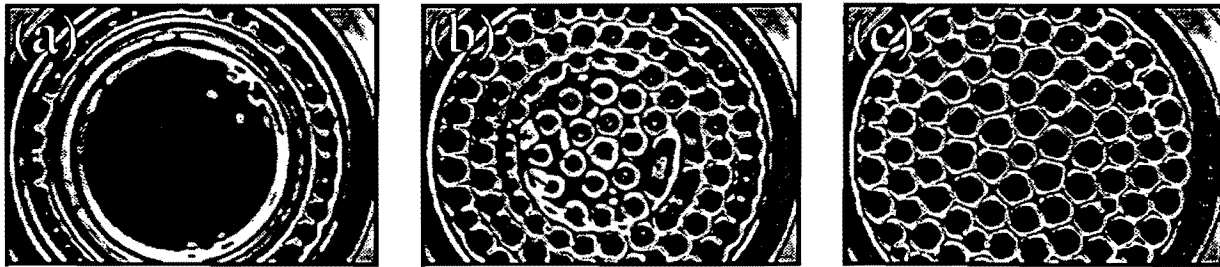


Figure 1: Series of snap-shots of the principal pattern evolution of the magnetic fluid for a jump from $B_0 < B_c$ to $B > B_c$, illuminated from above by an annular Neon tube. The pictures are taken (a) $\Delta t = 180$ ms, (b) 280 ms, (c) 560 ms after the start of the increase of the magnetic field.

Acknowledgements. Inspiring discussions with Adrian Lange are gratefully acknowledged. The experimental results benefit from financial support by the 'Deutsche Forschungsgemeinschaft' through grant En278/2-1 and Re588/12-1.

References

- [1] Adrian Lange: Wave Number Selection in Viscous Magnetic Fluid of Arbitrary Depth, Second German Ferrofluid Workshop Magdeburg, September 1.-3. 1999.

DYNAMIK VON OBERFLÄCHENWELLEN AUF FERROFLUIDEN IN ZWEI DIMENSIONEN

G. Danker^{1*}, A. Engel¹, H. Langer¹

¹*Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Institut für Theoretische Physik,
Postfach 4120, 39016 Magdeburg, Deutschland*

**Email: gerrit.danker@student.uni-magdeburg.de*

Eine störungstheoretische Behandlung der Bewegungsgleichungen eines zweidimensionalen idealen Ferrofluids ermöglicht das Studium der Oberflächendynamik unter dem Einfluß aufgeschalteter Gleich- und Wechselfelder.

Hierzu werden, ausgehend von einem Galerkin-Ansatz für die Störung der anfangs flachen Oberfläche,

$$\Omega(x, t) = \bar{a}b_1(t) \cos kx + \bar{a}^2b_2(t) \cos 2kx + \bar{a}^3 [b_3(t) \cos 3kx + c_1(t) \cos kx] + \dots, \quad (1)$$

Korrekturen für die bei $\Omega \equiv 0$ trivialen Magnetfeldpotentiale (innerhalb und oberhalb der Flüssigkeit) und das bei $\Omega \equiv 0$ verschwindende Geschwindigkeitspotential berechnet, und zwar durch Entwicklungen in asymptotische Reihen der Form

$$\phi = \sum_{k=1}^N \bar{a}^k \phi_k(x, z, t). \quad (2)$$

Alle Potentiale gehorchen Laplacegleichungen, die sich durch Einsetzen der Reihenentwicklungen und anschließenden Koeffizientenvergleich auf eine Folge von gewöhnlichen Differentialgleichungen (für jede Potenz von \bar{a}) reduzieren lassen, die sukzessive (beginnend bei \bar{a}^1) gelöst werden können. Die Dynamik der Ansatzfunktionen $b_k(t), c_k(t), \dots$ in $\Omega(x, t)$ wird schließlich durch die Eulergleichung bestimmt, die sich unter den gewählten Bedingungen als Gradientengleichung schreiben läßt und damit trivial zu integrieren ist. Einsetzen der berechneten Ω -abhängigen Potentiale in diese Gleichung und Sortieren nach Potenzen von \bar{a} sowie nach den vorkommenden Moden liefert für die b_k, c_k eine Folge von Schwingungsgleichungen der Form

$$\ddot{b}_1 + \omega^2(k) b_1 = 0, \quad (3)$$

$$\ddot{b}_2 + \omega^2(2k) b_2 = F_2(b_1), \quad (4)$$

$$\ddot{b}_3 + \omega^2(3k) b_3 = F_3(b_1, b_2), \quad (5)$$

⋮

mit der universellen Dispersionsrelation $\omega^2(\kappa) = \kappa^3 - H^2\kappa^2 + \kappa$ (in geeigneten Einheiten). Die Größe H bezeichnet den Betrag des äußeren asymptotischen Magnetfeldes. Man beachte, daß die genannten Gleichungen für veränderliches (periodisches) H auf i. a. inhomogene Hillsche Differentialgleichungen führen.

Man kann die gewonnenen Gleichungen auch zur Analyse von transienten dynamischen Situationen verwenden. So z. B. zur Sichtbarmachung der Strömung in einem wachsenden Ferrofluidstachel (Abbildung 1).

Die Arbeit erfolgt in enger Anlehnung an die in [1] vorgetragenen Untersuchungen zu dem verwandten statischen Problem.

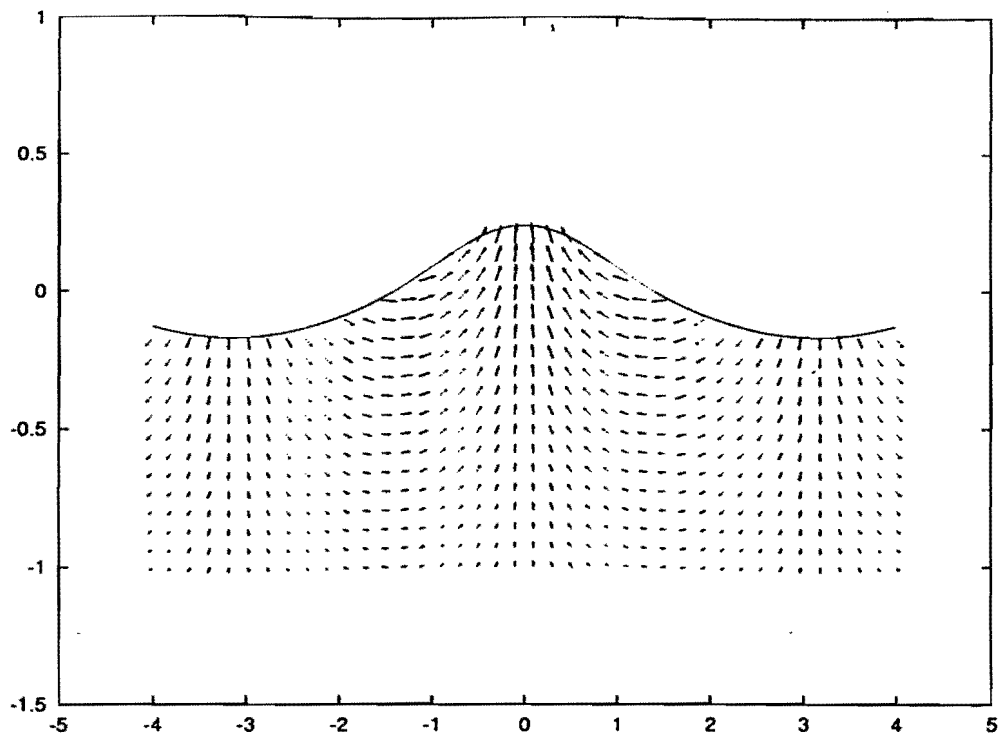


Abbildung 1: Strömung in einem wachsenden Ferrofluidstachel

Literatur

- [1] A. Engel, H. Langer, V. Chetverikov: *Non-linear analysis of the surface profile resulting from the one-dimensional Rosensweig Instability*. J. Mag. + Mag. Mat.
- [2] R. E. Rosensweig: *Ferrohydrodynamics*. Cambridge University Press 1985.

5. Convection in Ferrofluids

Self-oscillatory convection in magnetic fluids caused by Soret effect

Mark I. Shliomis *

Department of Mechanical Engineering, Ben-Gurion University of the Negev,

P.O.B. 653, Beer-Sheva 84105, Israel

Magnetic colloids (so-called *magnetic fluids* or *ferrofluids*) seem to be a very promising medium for studies of convective instabilities in binary fluid mixtures.

Convection in binary mixtures is an active field of research since the beginning of 80th. The mixtures provide a convenient system exhibiting rich spatio-temporal phenomena those arise from a coupling between the fields of the velocity, temperature, and concentration. This coupling is provided by the *Soret effect* that is a mechanism by which an externally imposed temperature gradient establishes a concentration gradient in a mixture. The Soret coupling is measured by the dimensionless *separation ratio* Ψ . Recent experiments by J.-C. Bacri group have demonstrated that magnetic *colloidal* solutions with moderate particle concentrations possess values of Ψ of the order of 10^2 , that is larger by 2-3 orders of magnitude than Ψ for ordinary binary mixtures, i.e., for *molecular* solutions. Interestingly, Ψ has different signs for ionic and surfacted colloids. In the latter case Ψ is positive, so the heavier component (i.e., the magnetic grains) migrate towards the colder wall. Consequently, Soret diffusion promotes convective instability in surfacted magnetic fluids heated from below. The opposite is the case of ionic ferrofluids, $\Psi < 0$, where the Soret effect leads to instability if the fluid is heated from above.

Apart from the separation ratio, binary mixtures are specified by the *Lewis number* $L = D/\kappa$, which describes the ratio of the concentration diffusivity to the thermal one. For molecular solutions, L is of the order of 10^{-2} , whereas for colloidal solutions of magnetic grains the Lewis number does not exceed 10^{-4} . This experimental result is in a good

*Electronic address: shliomis@bgumail.bgu.ac.il

agreement with the Einstein's formula, according to which the diffusion coefficient D is inversely proportional to the particle diameter. Actually, the mean diameter of the magnetic grains is about 10 nm, that is 100 times the molecule size. As will be shown, just the small magnitude of L leads to a novel kind of Soret-driven finite-amplitude convective oscillations.

Due to the small mobility of magnetic grains the concentration gradient (induced by an imposed temperature gradient owing to the Soret effect) sets in a so long time τ_D , that Soret convection starts long before this gradient reaches its stationary value. After the onset of convection, an initial velocity disturbance is amplified exponentially on time in compliance with the linear theory. As a result, at the end of a certain time τ_* satisfying the inequality $\tau_* \ll \tau_D$ the convective motion becomes so intense, that it is expected to *mix* the concentration gradient responsible for Soret convection. But as soon as the uniform concentration of magnetic grains is established over the fluid layer, the Soret convection rapidly decays: it *kills self* ! (Here is a similarity to the classical Volterra's model first explained the oscillatory levels of certain fish catches in Adriatic. The fish population is governed by a *predator-prey* mechanism). Then, after the mixing of magnetic fluids and damping of its motion, the concentration gradient is formed again and the process is *repeated*. The period τ_* of these *self-oscillations* is estimated for real magnetic colloids in the Bénard configuration.

Note that magnetic properties of ferrofluids are of no importance in the above context. But they enable the detection of the onset of Soret convection in an external magnetic field by very sensitive magnetic methods. On the other hand, the magnetic field can be used to control the convection in sufficiently concentrated ferrofluids.

THERMODIFFUSE PROZESSE IN MAGNETISCHEN FLÜSSIGKEITEN

Thomas Völker, Stefan Odenbach

Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM)
Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen

Im Rahmen früherer Untersuchungen zu Transportphänomenen in Ferrofluiden wurden sowohl der Einfluß magnetischer Felder auf die thermische Konvektion [1] als auch die durch magnetische Feldgradienten erzeugte Diffusion der magnetischen Partikel in der Trägerflüssigkeit [2] untersucht. Nach der Erforschung der Einzelprozesse von thermischem und diffusivem Transport in Ferrofluiden stellt sich die Frage nach dem Einfluß magnetischer Felder auf die Kombination beider Prozesse, die Thermodiffusion. Erste Untersuchungen zu diesem Themenkomplex haben starke Abhängigkeiten des Thermodiffusionskoeffizienten von Stärke und Richtung magnetischer Felder gezeigt [3]. Allerdings wurde auch festgestellt, daß sich bei bestimmten Kombinationen der Ausrichtung des magnetischen Feldes relativ zum treibenden Temperaturgradienten starke Abweichungen der experimentellen Ergebnisse von den bestehenden Theorien ergeben [4]. Als mögliche Ursache hierfür wird die Destabilisierung der existierenden thermisch induzierten Strömung durch das angelegte Magnetfeld angenommen, wenn das Magnetfeld parallel zum Temperaturgradienten ausgerichtet ist. Aus diesen Überlegungen heraus soll in dieser Arbeit der Einfluß der thermomagnetischen Konvektion auf den thermodiffusiven Effekt in magnetischen Flüssigkeiten untersucht werden.

Eine Thermodiffusionszelle (Abb. 1) besteht im allgemeinen aus einer vertikalen Flüssigkeitsschicht unter Einfluß eines horizontalen Temperaturgradienten, die an ihren Enden mit jeweils einem Flüssigkeitsreservoir verbunden ist. Handelt es sich um magnetische Flüssigkeiten können in den Reservoirs die Konzentrationen von magnetischen Partikeln in der Trägerflüssigkeit mit Hilfe von Sensoren induktiv bestimmt werden.

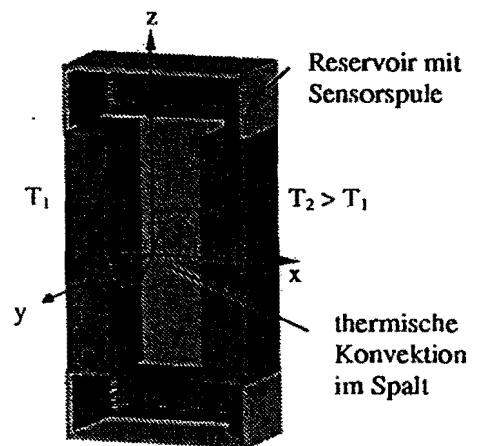


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau einer Thermodiffusionszelle

Der Temperaturgradient in der Flüssigkeit erzeugt einen Magnetisierungsgradienten, der zu einem inneren Feldgradienten in der Flüssigkeit führt, welcher antiparallel zum Magnetisierungsgradienten ausgerichtet ist (Abb. 2). Die Wechselwirkung des Magnetisierungs- mit dem Feldgradienten erzeugt eine destabilisierende Kraft, die eine Konvektionsströmung antreiben kann.

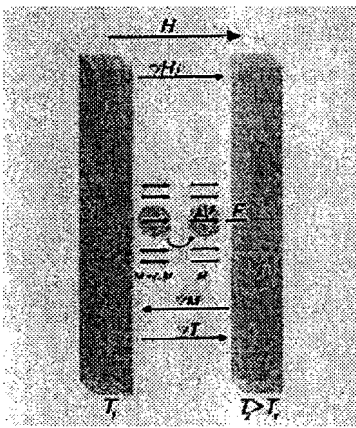


Abb. 2: Zur Entstehung der thermomagnetischen Konvektion (Erklärung siehe Text)

Daher kann eine Beeinflussung der thermischen Grundströmung durch die magnetischen Effekte erwartet werden. Die Störung oder gar das Aufbrechen der großräumigen thermischen Grundströmung würde jedoch den Massentransport zwischen den Reservoirs stören und damit die Entmischung reduzieren oder verhindern.

Im Rahmen des Projekts soll demzufolge untersucht werden, wie sich das Strömungsprofil der thermisch induzierten Strömung in der Diffusionszelle unter Einfluß magnetischer Felder parallel zum Temperaturgradienten verändert und wie sich diese Veränderungen auf die Thermomagnetophorese auswirken. Dazu werden in einer geeigneten Zelle gleichzeitig sowohl die Konvektionsströmung als auch die Konzentrationsverteilung der magnetischen Partikel beobachtet.

Als erster Schritt zur Erklärung dieser Zusammenhänge wurde der magnetische Einfluß auf die thermische Strömung untersucht.

Für die Beobachtung thermischer Konvektion stellt die Messung der Temperaturverteilung an den Wänden der Flüssigkeitszelle einen guten Zugang dar. Um dabei qualitativ die Struktur der Strömung ortsauflösend bestimmen zu können, bietet sich eine Beschichtung der Wand mit thermochromen Flüssigkristallen an. Dabei handelt es sich um spezielle Mischungen von Flüssigkristallen, deren Farbreflexionsverhalten sich temperaturabhängig verändert, wobei der Farbbereich von blau über grün und gelb bis rot Temperaturbereichen zwischen 0,5 K und 20 K entsprechen kann.

Die verwendete Meßzelle besteht aus zwei vertikalen temperierbaren Wänden, zwischen denen sich ein Ferrofluid befindet. Durch Temperaturunterschiede zwischen den Wänden wird die thermische Grundströmung im Fluid induziert. Zur Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes wird eine Fänselau-Spulenordnung verwendet. Damit können magnetische Felder bis 23 kA/m erzeugt werden, deren Homogenität im Bereich der Flüssigkeit besser als 0,3 % ist. Die Meßzelle kann innerhalb der Anordnung gedreht werden, so daß das Magnetfeld sowohl senkrecht als auch parallel zum Temperaturgradienten ausgerichtet werden kann. Abb. 3 zeigt schematisch den Versuchsaufbau.

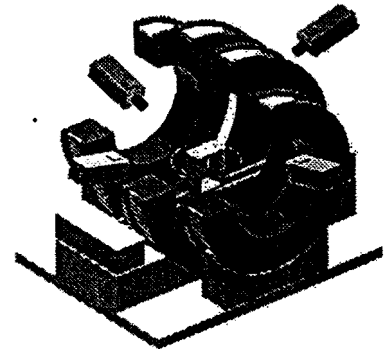


Abb. 3: Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung

Ausgehend von der thermischen Grundströmung bei einem Temperaturgradienten von 4 K/mm (Abb.4a) sind beispielhaft die Strömungsmuster an der geheizten Wand bei einer Feldstärke von 23 kA/m sowohl für die parallele (Abb. 4b) als auch für die senkrechte Ausrichtung (Abb. 4c) von Temperaturgradient und Magnetfeld abgebildet.

Man erkennt deutlich eine Störung der Konvektion durch das angelegte Magnetfeld. Inwieweit sich diese Störung auf die Thermomagnetophorese auswirkt, wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

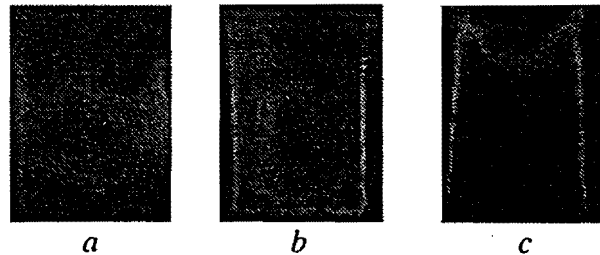


Abb. 4: Temperaturprofile der Strömung an der geheizten Wand

Danksagung

Diese Arbeit wird von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert (FKZ: OD 182-1). Bedanken möchten wir uns bei Hallcrest Ltd. und Japan Capsular für die Bereitstellung der Flüssigkristalle.

Literatur

- [1] Schwab, L., *Konvektion in Ferrofluiden*, Diss., München 1989
- [2] Odenbach, S., *Forced diffusion in magnetic fluids under the influence of a strong magnetic field gradient*, Zeitschrift f. Physik B, 94 (1994)
- [3] Blums, E., *Thermomagnetophoresis of particles in magnetic suspensions*, MHD, 15, 1 (1979)
- [4] Blums, E., *Some new problems of complex thermomagnetic and diffusion-driven convection in magnetic colloids*, JMMM, 149 (1995)

LABORATORY STUDY OF SPHERICAL CONVECTION IN CENTRAL GRAVITY

Julien BROWAEYS^{0,1,2}, J.-C. BACRI^{1,2}, R. PERZYNSKI^{1,2},
R.E. ROSENSWEIG^{1,2} and A. ZEBIB³

¹ *Groupe Ferrofluide, Universite Paris 7 - Denis Diderot UFR de Physique (case 7008), 2 place Jussieu, 75251 Paris cedex 05, France*

² *Laboratoire des Milieux Desordonnes et Heterogenes (case 78) Universite Paris 6 - UMR 7603 du CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05*

³ *Dept. Mechanical and Aerospace Engineering, Rutgers University, Piscataway, NJ 08854, USA*

1. Motivation.

The thermal convection in the Earth mantle is associated to numerous geodynamical process: it produces the driving force of continental drift as well as hot spots, those region on the globe where an active volcanism occurs. It has been and still is the object of numerous numerical simulations, but very few (if none) laboratory experiment have been realized, mainly because it is difficult to create a central force field *analogous* to the Earth gravity field. We show that the use of ferrofluid in a thermomagnetic experiment allows to simulate the datas of the problem.

2. Experiment principle.

The magnetization M in a magnetic field H is a decreasing function of temperature due to the combined effects of decreased domain magnetization, expansion of the carrier fluid, and thermal disorientation of the particles. If in addition the applied magnetic field is non-uniform in space, a volume force density $\mu_0 M \nabla H$ will act on the fluid in the direction of the increasing field. In the presence of a temperature gradient the variation in M can induce fluid motion, analogous to the role of density variation in buoyant convection. If ∇T possesses a component parallel to ∇H then a situation of thermal instability develops similar to condition in the Rayleigh-Benard problem.

3. Experimental setup

The experimental setup consists in two concentric spheres. The inner sphere (35 mm in diameter), made of brass, contains a cavity filled with an array of three permanent magnets which provide a nearly central magnetic force field, a resistance thermometer and a heating wire. A rod positions the inner sphere in the center of the outer sphere which is made of glass (50 mm in diameter). The space between the spheres is filled with an concentrated (vol. frac. is 0.15) aqueous cobalt ferrite ferrofluid produced by the Massart method. Visualization and measurement of the temperature field on the spherical outer surface of the system is accomplished with a infrared camera (256 by 200 pixels, 0.05 C resolution).

4. Results

With this particular design we are constrained to operate at Rayleigh numbers straddling the Rayleigh number characteristic of the Earth mantle ($Ra = 10^6$). The general appearance of

⁰Corresponding Author: Case 78, LMDH - UPMC, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05.
FAX: +33 144274535. EMAIL: browaeys@ccr.jussieu.fr

the observed patterns consists of a discrete number of cells arranged azimuthally. The behavior contrasts with planar Benard convection: here an increase in Rayleigh numbers (i.e heating power) yields less structures. Numerical simulations seems to be in agreement with this fact. The convection in our system is time dependent, with drifting of the lobes as time goes by. Time constants in the experiment are theoretically increased by a factor 1.5510^6 compared to Earth. Although the angular velocity of the patterns (relecting the continental drift) is more than 10 times smaller than expected it gives a reassuring comparison with the scaled prediction considering the enormity of the time ratio.

WÄRME- UND MASSENTRANSPORT IN FERROFLUIDEN EIN THEMA FÜR INTERNATIONALE KOOPERATIONSPROJEKTE AUF DER RAUMSTATION

Stefan Odenbach

ZARM, Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen

1. Einführung Magnetische Kräfte können in Ferrofluiden wesentliche Beeinflussungen des Wärme- und Massentransports hervorrufen. Die bekanntesten Beispiele für diese Einflüsse sind das Auftreten der thermomagnetischen Konvektion [1-3] und die Diffusion der magnetischen Partikel in aufgeprägten Feldgradienten sowie die dadurch erzeugten Konvektionsströmungen [4-7]. Aber auf kombinierte Effekte wie die Thermomagnetophorese sind in den letzten Jahren in den Blickpunkt des Interesses gekommen [8,9].

Bei den durchgeführten Experimenten hat sich jedoch allgemein gezeigt, daß die interessierenden magnetischen Effekte oftmals stark von gravitationsgetriebenen Strömungen überlagert werden. In vielen Fällen hat dies außerordentlich komplexe Strömungsverhältnisse zur Folge, die eine theoretische Beschreibung und ein detailliertes Verständnis der Prozesse wesentlich erschweren. Daher ist es von Interesse die gravitationsbedingten Effekte möglichst weit zu reduzieren um die rein magnetischen Einflüsse untersuchen zu können.

Der Reduktion der gravitativen Wirkungen durch Verkleinerung der Probengeometrie sind naturgemäß Grenzen gesetzt. Als Alternative bieten sich Mikrogravitationsexperimente an, bei denen die Einflüsse z.B. der Schwerekonvektion auch in großen Flüssigkeitszellen nachhaltig unterdrückt werden können. Diese Möglichkeit soll im weiteren am Beispiel der thermomagnetischen Konvektion kurz erläutert werden, um dann Zielsetzung und Struktur geplanter Experimente auf der Internationalen Raumstation ISS darzustellen.

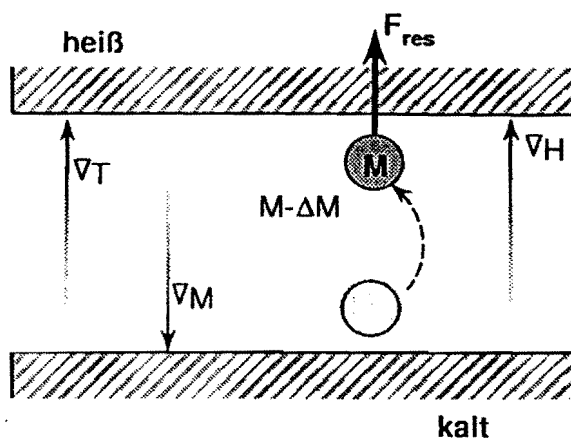


Abb.1: Ein zufällig, adiabatisch in Bereiche höherer Temperatur verschobenes Volumenelement der magnetischen Flüssigkeit hat im Vergleich zu seiner Umgebung eine höhere Magnetisierung und erfährt daher eine resultierende magnetische Kraft im Gradienten des inneren Feldes, die in Richtung der ursprünglichen Verschiebung wirkt.

2. Thermomagnetische Konvektion Betrachtet man eine Schicht magnetischer Flüssigkeit unter dem Einfluß eines Temperaturgradienten ∇T und eines magnetischen Feldes H (siehe Abb.1), so ist leicht zu verstehen, daß der thermisch induzierte Magnetisierungsgradient ∇M in Wechselwirkung mit dem Gradienten des inneren magnetischen Feldes H_i zu einer destabilisierenden Kraft auf die Flüssigkeitsschicht führt.

Diese Kraft kann eine Konvektionsströmung antreiben, wenn sie die stabilisierenden Effekte der Wärmeleitung und der viskosen Reibung überwindet. In Laborexperimenten kann diese thermomagnetische Konvektion als Überlagerung der normalen Bénard-Konvektion untersucht werden, wobei komplexe Strömungsmuster in Form gekreuzter Rollenstrukturen, Zick-Zack-Instabilitäten u.ä. beobachtet wurden [1].

Es ist offensichtlich, daß thermomagnetische Konvektion unabhängig von der Wirkung der Schwerkraft auftritt, und daß sie zudem nicht nur in homogenen Magnetfeldern und damit im Gradienten des inneren Feldes sondern insbesondere auch in Flüssigkeitsschichten unter Einwirkung äußerer Gradienten untersucht werden kann, wenn diese dem Temperaturgradienten entgegengerichtet sind. Um den Effekt unabhängig von der Schwerekonvektion untersuchen

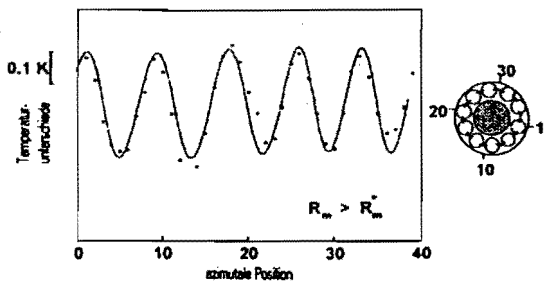


Abb.2: Die Temperaturverteilung längs des äußeren Umfangs einer zylindrischen Flüssigkeitsschicht läßt den Schluß auf ein rollenförmiges Strömungsmuster (siehe inset) zu.

zu können wurden in der Vergangenheit Experimente mit Höhenforschungsraketen und am Fallturm „Bremen“ durchgeführt, bei denen eine zylindrische Flüssigkeitsschicht unter Einfluß radialer Temperatur- und Feldgradienten untersucht wurde [10,11]. Hierbei wurden einfache rollenförmige Strömungsmuster gefunden, die ebenso wie die ermittelten kritischen Werte der magnetischen Rayleigh-Zahl – die das Problem beschreibt – in hervorragender Übereinstimmung mit unabhängig entwickelten theoretischen Modellen waren.

Dies wiederum animierte verschiedene Arbeitsgruppen sich des Problems theoretisch anzunehmen und dabei insbesondere die Frage des Strömungsverhaltens unter Einfluß starker magnetischer Kräfte – also die höheren Instabilitäten und en Übergang zum Chaos zu untersuchen, wobei eine Vielzahl interessanter Strömungsstrukturen und verschiedene zeitabhängige Phänomene gefunden wurden [12,13]. Um diese experimentell untersuchen zu können wird es notwendig sein langzeitige Experimente unter reduzierter Schwerebeschleunigung z.B. auf ISS durchzuführen.

3. Konzepte für ein ISS-Programm Da neben der thermomagnetischen Konvektion in Zylinderschalen auch Phänomene wie der Soret-Effekt, die Kopplung von thermomagnetischen Effekten und Zentrifugalkräften, Oberflächenspannungseffekten und Normalfeldinstabilitäten oder konvektive Phänomene in Kugelschalen gravitationsabhängig gestört werden erscheint es sinnvoll anstelle eines einzelnen Experiments ein Experimentprogramm und eine zugehörige Facility, die unterschiedliche Experimente an Ferrofluiden aufnehmen kann für die Raumstation vorzuschlagen. Aus diesem Grunde wurde en europäisches Team ins Leben gerufen, das einen Vorschlag für eine derartige Facility und für die Implementation des entsprechenden Forschungsprogramms gemacht hat. Dabei wurden Experten aus den Bereichen der Fluidherstellung, der Diagnostik, der numerischen Simulation und der Strömungsforschung zusammengezogen um in entsprechender Breite eine solche Experimentreihe vorzubereiten. Ziele und Strukturen dieses Experimentprogramms sowie die Frage der Einbindung industrieller Partner werden im Rahmen des Beitrags im Detail dargestellt.

Danksagung

Die Arbeiten wurden von DARA und ESA finanziell unterstützt.

Literatur

- [1] L. Schwab, U. Hildebrandt, K. Stierstadt, *J. Mag. Mag. Mat.* **39** (1983)
- [2] Polevikov, V., Fertman, V. E., *Magnetohydrodynamics*, **1** (1977)
- [3] Finlayson, B. A., *J. Fluid Mech.* **40**, 4 (1970)
- [4] Chukhrov, A. Yu., *Magnetohydrodynamics*, **22**, 3 (1986)
- [5] Blums, E., *J. Mag. Mag. Mat.* **149** (1995)
- [6] Odenbach, S., *Z. Phys. B- Condensed Matter*, **94** (1994)
- [7] Odenbach, S., *Phys. Fluids*, **6**, 7 (1994)
- [8] Blums, E., Mezulis, A., et al., *J. Mag. Mag. Mat* **169**, 220 (1997).
- [9] Blums, E., Odenbach, S., Mezulis, A., Maiorov, M., *Phys. Fluids*, **10**, 9 (1998)
- [10] Odenbach, S.; *Physikalische Blätter*, **50**, 4 (1994)
- [11] Odenbach, S., *J. Mag. Mag. Mat.* **149** (1995)
- [12] Maekawa, T., private Mitteilung
- [13] Zebib, A., *J. Fluid Mech.* **321** (1996)

Rau(?) Ziel, Univ. od. Barcelona

6. Medical and Technical Applications

PREPARATION AND EVALUATION OF CONJUGATES OF MAGNETIC
NANOPARTICLES WITH BIOTIN OR AVIDIN AS AN UNIVERSAL TOOL
FOR MAGNETIC RELAXATION MEASUREMENTS

J. Lange^{1#}, R. Kötz¹, A. Haller.³, W. Weitschies^{1,2}, W. Semmler¹

¹ *Institut für Diagnostikforschung GmbH, Spandauer Damm 130, D-14050 Berlin, Germany*

² *Universität Greifswald, Institut für Pharmazie, Jahnstraße 17, 17487 Greifswald*

³ *Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Abbestraße 2 - 12, D-10587 Berlin, Germany*

Introduction: At the Bremen ferrofluid workshop measurements of the relaxation of magnetic nanoparticles (MNP, derived from magnetic fluids) for the detection of biological binding reactions were introduced [1]. In this application the MNP's are utilized as labels for biomolecules (e.g. antibodies). These conjugates specifically bind to an analyte (e.g. the appropriate antigen) adsorbed onto a solid phase. Upon binding the mobility of the MNP's is strongly reduced and their dominant relaxation mechanism changes from Brown [2] to Néel [3], which yields a binding specific signal and eliminates the need for separation steps. For future solid phase assays MNP's must be coupled with a variety of biomolecules. Here we present an universal linker system based on the Biotin-Avidin system. It was chosen, since it features an extremely high affinity and a wide range of biotinylated diagnostic reagents are commercially available. In order to verify the binding ability of the conjugates relaxation measurements were performed in a homogenous liquid phase.

Materials and Methods: As MNP we used dextran coated magnetic iron oxide particles (Meito Sangyo) with a median hydrodynamic diameter of ≈ 70 nm. Two types of probes were synthesized by conjugation of these particles with streptavidin (probe 1) and biotin (probe 2), respectively. As model analytes albumin conjugated with biotin for probe 1 and neutravidin for probe 2 were chosen. Additionally control probes saturated with free biotin were prepared. Magnetic relaxation (MRX) measurements of 500 ms duration starting at a delay time of 500 μ s after switching off a magnetising field of 1.2 kA/m applied for 1 s were performed with a custom made SQUID-based measurement system [4] installed in a magnetically shielded room. A defined amount of analyte was added to the probe and the change of the relaxation signal with time was monitored. For comparison the same experiments were evaluated by photon correlation spectroscopy (PCS).

Results and discussion: The relaxation signals of probe 1 and probe 2 exhibit a fast Brownian decay. When fitted to a single exponential time characteristics, relaxation times of 1.2 ms and 0.5 ms, respectively, are obtained, which confirms the larger hydrodynamic size of probe 1 compared to probe 2. After addition of the analyte, the relaxation amplitude of both probes increases with time. Moreover the relaxation time increases, which can be attributed to a shift of the particle size distribution towards higher values, and is supported by the PCS findings. These observations are understood as the result of crosslinking of the probe by the binding reaction with the analyte. No significant changes were found for the controls, which indicates the specificity of the observed binding reaction.

With this study we have demonstrated, that both biotin and streptavidin were successfully coupled to MNP's. The binding capability of the conjugates was confirmed by PCS and MRX.

References:

1 W. Weitschies, R. Kötz, T. Bunte, L. Trahms, Pharm. Pharmacol. Lett. 7 (1) (1997) 5-8

2 P. Debye, Polar Molecules, Chemical Catalog Company, New York (1929)

3 L. Néel, Ann. Geophys. 5 (1949) 99

4 H. Matz, D. Drung, S. Hartwig, H. Groß, R. Kötz, W. Müller, A. Vass, W. Weitschies, L. Trahms, IEEE Trans. Appl. Supercond., in press

corresponding author: Fax: +49 30 303 904 98; email: julia.lange@charite.de

UNTERSUCHUNG MAGNETOFLUIDBEHAFTETER MAGNETPOLANORDNUNGEN KLEINER BAUGRÖSSE

A. Nethe, Th. Schöppe, H.-D. Stahlmann

Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik,
Universitätsplatz 3-4, 03044 Cottbus, Germany

1. **Einleitung.** Durch die zunehmende Miniaturisierung von magnetofluidbehafteten Eisenkreisen kommt es bei entsprechenden erregenden Strömen nicht nur zu den bekannten Sättigungserscheinungen des Magnetofluids, sondern ferner zur Sättigung von einzelnen Bereichen bis hin zum gesamten Eisenkreis. Hier lassen sich nur schwerlich Vorhersagen zum elektromagnetischen Verhalten machen. In der vorliegenden Arbeit sollen für eine vorgegebene Geometrie entsprechende Untersuchungen bezüglich der Kraftverstärkung durchgeführt werden.

2. **Simulationsmodell.** Bisher wurden magnetofluidbehaftete Anordnungen nur für den Fall betrachtet, daß sich das Magnetofluid noch nicht in der Sättigung befindet, da es seine kraftverstärkende Wirkung nur unter diesen Bedingungen zur Geltung bringen brauchte. Ziel der Simulationen ist die Analyse des Verhaltens gesättigter Magnetofluid in Eisenkreisen, um zu zeigen, daß auch hier noch ein ansprechendes Entwicklungspotential existiert.

Der untersuchte Eisenkreis (Abb. 1) besteht aus kreiszylindrischen Polen, die mit Spulen bewickelt sind und je einer dünne Platte als Joch. In dem Spalt zwischen den Polen befinden sich für die jeweilige Untersuchung verschiedene Mengen Magnetofluid. Die axialen Abmessungen des Eisenkreises liegen im Bereich von wenigen Millimetern, so daß es bei den gewählten Strömen zu Sättigungserscheinungen (Sättigungsmagnetisierung $B_S = 2.2\text{T}$) auch im Eisen selbst kommt; das betrachtete Magnetofluid hat dagegen nur eine Sättigungsmagnetisierung von $B_S = 180\text{mT}$.

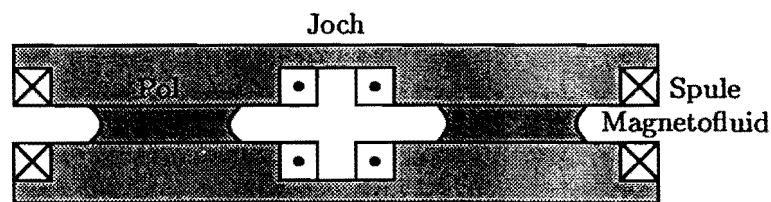


Abbildung 1: Querschnitt durch das Modell des Eisenkreises

Für die Durchführung der numerischen Simulation findet das Programmsystem ANSYS Verwendung, da es für die Kopplung mit dem mechanischen System der gegebenen Anordnung die besten Voraussetzungen bietet.

3. **Auswertung.** Die Simulation der untersuchten Magnetpolanordnung brachte hinsichtlich der Kraftentwicklung bzw. der Kraftverstärkung interessante Ergebnisse für den idealen Füllungsgrad des Polzwischenraumes mit Magnetofluid.

Unter anderem konnte festgestellt werden, daß es bei starken Erregungen ($I_{\text{err}} = 750\text{ AW}$) nur noch zu einem geringen Kraftgewinn kommt, wenn man den Füllungsgrad von $2/3$ auf $3/3$ erhöht. Dies ist dadurch begründet, daß sich hierbei die Sättigung des Magnetofluids bemerkbar macht. Betrachtet man Abbildung 2, so sieht man, daß es bei starker Erregung für den Fall

der kleineren Querschnittsfläche im Eisenkreis sogar mit einem erhöhten Magnetofluidanteil zu einer Verringerung kommt. Dies ist in der Sättigung des Eisenjochs begründet. Bei geringeren Erregungen ($I_{err} = 250 \text{ AW}$) ist der Einfluß der Sättigung dagegen kaum bemerkbar.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß es trotz der Sättigungserscheinungen im Magnetofluid zu beachtlichen Kraftverstärkungen kommt, die es möglich machen bei konstanter Kraft den erregenden Strom zu reduzieren und damit die Verluste deutlich zu senken.

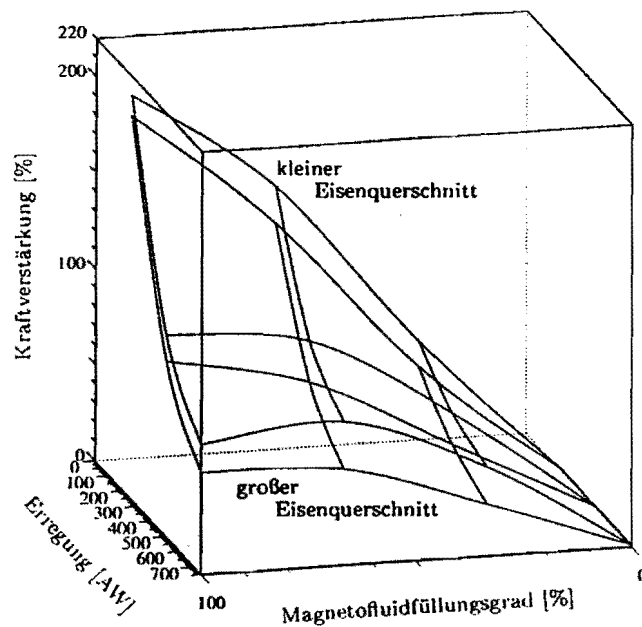


Abbildung 2: Kraftverstärkung in Abhängigkeit vom Magnetofluidfüllungsgrad und dem erregenden Strom, obere/untere Ebene – kleine/große Polquerschnittsfläche.

4. Zusammenfassung. Abschließend läßt sich feststellen, daß es bezüglich der Kraftentwicklung entsprechender Anordnungen von Vorteil ist, wenn die Materialien nicht gesättigt sind, aber es durchaus vertretbar sein kann, mit gesättigten Magnetofluiden zu arbeiten, wenn dadurch die gesamte Anordnung weiter optimiert (z.B. verkleinert) werden kann.

Literatur

- [1] A. Nethe, H.-D. Stahlmann, *Remarks on the interaction between magnetic core coils in the presence of magnetic fluids*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 189 , pp. 255-262, 1998.
- [2] A. Nethe, Th. Schöppe, H.-D. Stahlmann, *Ferrofluid driven actuator for a left ventricular assist device*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials.

Ferrofluide als Gleitlagerschmierstoff

Prof. em. Dr. h.c. mult. Dr.-Ing. G. Spur, Prof. Dr.-Ing. E. Uhlmann, Dipl.-Ing. R. Patzwald

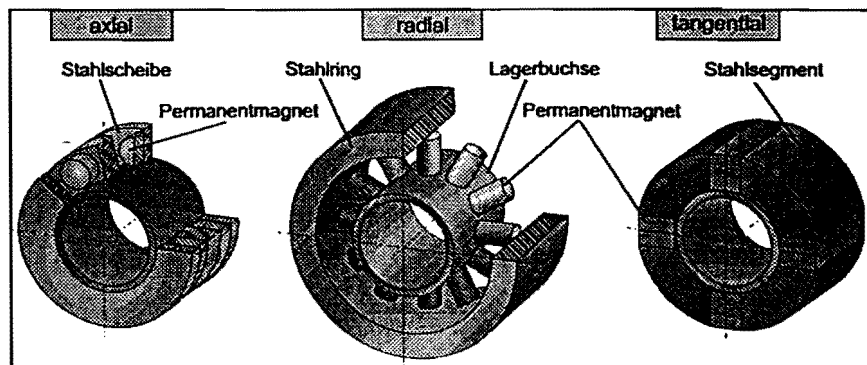
Institut für Werkzeugmaschinen und Fabrikbetrieb, TU Berlin, Pascalstr. 8-9, 10587 Berlin

1 Einführung. Der Einsatz von Ferrofluiden als Schmierstoff gestattet einen wartungsfreien Betrieb von Gleitlagern, in denen ohne externe Schmierstoffzufuhr ein hydrodynamischer Schmierfilmaufbau möglich wird. Voraussetzung dafür ist die Fixierung des magnetischen Schmierstoffes innerhalb des Schmierpaltens mittels eines entsprechenden Magnetfeldes. Dabei ergeben sich besondere Anforderungen an die verwendeten Schmierstoffe und die Gleitlagergestaltung, die in experimentellen Untersuchungen an einem Radialgleitlager ermittelt wurden.

2 Schmierstoffversorgung hydrodynamischer Gleitlager. Das Funktionsprinzip hydrodynamischer Gleitlager beruht auf dem Aufbau eines tragenden Schmierfilms durch eine Relativbewegung zwischen Welle und Lagerschale. In Radiallagern weist der Schmierstoff eine Strömung in Umfangsrichtung auf, ein Teil fließt über die Lagerränder seitlich aus dem Schmierpalt ab. Dem Lager muß daher ständig eine ausreichende Schmierstoffmenge zugeführt werden. Üblicherweise erfolgt die Schmierstoffzufuhr durch Schmierringe, die den Schmierstoff aus einem Ölumpf fördern, oder Umlaufanlagen, bei denen der Schmierstoff durch Überdruck in den Lagerraum gepumpt wird. Schmierungskonzepte, bei denen der Schmierstoff das Lager nur allmählich verläßt, werden bei fettgeschmierten Lagern und Sinterlagern angewandt. Da Fett aufgrund seiner Konsistenz nur langsam den Lagerraum verläßt, ist eine diskontinuierliche Versorgung möglich. Bei Sinterlagern ist die poröse Lagerschale mit dem Schmierstoff getränkt, welcher durch die Saugwirkung der drehenden Welle in den Schmierpalt gefördert wird [1, 2].

3 Magnetisierung des Schmierpaltens. Der Einsatz von Ferrofluiden als Gleitlagerschmierstoff macht die Anwesenheit eines geeigneten Magnetfeldes notwendig. Ziel ist es, den Schmierstoff innerhalb des Lagerraumes zu fixieren, den Schmierstoffverlust zu verhindern und einen verschleißfreien sicheren Betrieb zu ermöglichen.

Bild 1: Varianten zur Schmierpaltmagnetisierung



In einem Radialgleitlager werden zur Erzeugung des Magnetfeldes Permanentmagnete verwendet. Die Anordnung der Magnete erfolgt in axialer, radialer und tangentialer Ausrichtung zur zylindrischen Lagerbuchse (Bild 1). Zusätzlich sind Scheiben, Ringe oder Segmente aus Stahl zur Feldformung und Feldverstärkung angeordnet. Die Welle besteht aus ferromagnetischem Stahl. Es ergeben sich zwischen Lagerschale und Welle unterschiedliche Feldverläufe, die sich hinsichtlich Betrag, Polarität und räumlicher Ausdehnung unterscheiden. Dabei erweisen sich Magnetfeldverläufe, die

Untere Schicht
 unipolarer Feldverlauf
 Polare Schicht
 bipolarer Feldverlauf

einen Wechsel der Polarität über der Lagerbreite aufweisen, als ungünstig. Durch die entstehenden Magnetfeldgradienten besitzt der Schmierstoff keine gleichmäßige Verteilung über der Lagerbreite. Dies kann zu einem Schmierstoffmangel an einem der Lagerränder führen. Lager mit unipolaren Feldverläufen über der Lagerbreite weisen dagegen einen stabilen Schmierfilm und eine hohe Betriebssicherheit auf.

4 Erreichbare Betriebsgrenzen. Die Kriterien zur Erreichung einer Betriebsgrenze sind die zulässige Lagertemperatur, der Austritt von Schmierstoff aus dem Lagerraum und der unerwünschte Festkörperkontakt von Welle und Lagerschale. Durch die fehlende Kühlwirkung des Schmierstoffes und durch zusätzliche Ummagnetisierungsverluste wird die zulässige Lagertemperatur von 90°C z. T. bereits bei Umfangsgeschwindigkeiten von weniger als 10 m/s erreicht. In diesen Geschwindigkeitsbereichen erfolgt bei einigen Lagerbauformen bereits ein Abschleudern des Schmierstoffes aus dem Lagerraum. Bei spezifischen Lagerbelastungen bis 10 N/mm² ist kein Zusammenbruch des Schmierfilms erkennbar.

5 Anforderungen an die Schmierstoffe. Bedingt durch die im Gleitlager entstehenden Temperaturen und hohen Scherraten erweisen sich Ferrofluide auf Basis von konventionellen Mineralölen als ungeeignet. Der Einsatz dieser Ferrofluide führt zu einem kontinuierlichen Anstieg der Lagertemperatur, was auf einen Viskositätsanstieg durch Abdampfen der Trägerflüssigkeit hinweist. Als Trägerflüssigkeiten zur Herstellung von Ferrofluiden eignen sich daher mineralische oder synthetische Öle mit sehr geringem Dampfdruck, wie sie z.B. in der Vakuumtechnik eingesetzt werden.

Tabelle 1: Eigenschaften der Trägerflüssigkeiten und Ferrofluide

Trägerflüssigkeit	Dampfdruck bei 20°C [mbar]	dyn. Viskosität bei 40°C [mPa s]	dyn. Viskosität des Ferrofluids bei 40°C [mPa s]		
			Sättigungspolarisation		
			20 mT	40 mT	77 mT
Apiezon AP201	5 · 10 ⁻⁶	23	39	47	220
Edwards L9	7,8 · 10 ⁻¹⁰	30	62	133	

Zur Reduzierung der bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten auftretenden Wärmeverluste sind besonders niedrigviskose Schmierstoffe geeignet. Die Forderung nach niedrigen Dampfdrücken der Trägerflüssigkeiten setzt hier jedoch gewisse Grenzen. Anhand der Tabelle 1 ist die Zunahme der Viskosität bei steigenden Sättigungspolarisationen erkennbar. Durch die Magnetisierung des Schmierstoffs wird die Viskosität zusätzlich erhöht.

6 Zusammenfassung. Hydrodynamische Gleitlager lassen sich mit Ferrofluiden als Schmierstoff durch eine geeignete Schmierspaltmagnetisierung wartungsfrei betreiben. Zur Schmierung von höher belasteten Gleitlagern stehen geeignete Schmierstoffe zur Verfügung, während für höhere Umfangsgeschwindigkeiten eine Begrenzung durch die bei höherviskosen Schmierstoffen entstehenden starken Wärmeverluste besteht.

Literatur

[1] N. N., *Schmierstoffe und Schmiereinrichtungen für Gleit- und Wälzlager*, VDI-Richtlinie 2202, (Beuth Verlag, Berlin 1970)

[2] A. Matzner, A. Maciszewski und F. Franek, *Einsatzgrenzen für Sinterlager*, Tribologie + Schmierungstechnik, 38. Jahrgang 1/1991

PERMANENTMAGNETABDICHTUNG FÜR MAGNETORHEOLOGISCHE FLUIDE

Dietrich Lampe¹, Boris Messerschmidt²

^{1,2} TU Dresden, Institut für Luft- und Raumfahrttechnik, D-01062 Dresden
Email: Lampe@tfd.mw.tu-dresden.de Fax: +49-351-4638087

Bei Geräten und Instrumenten die magnetorheologische Fluide (MRF) enthalten, muß ein Auslaufen der MRF durch Dichtungen oder andere Maßnahmen verhindert werden. Aufgrund des Feststoffpartikelanteiles in MRF wären mechanische Dichtungen einem starken Abrieb ausgesetzt. Erschwerend kommt hinzu, daß das Basisöl der MRF oft nicht kompatibel mit der Gummisorte verschiedener Dichtungen ist. Zur Umgehung dieser Schwierigkeiten bietet sich eine Abdichtung mit Hilfe von magnetischen Feldern an. Diese Art der Abdichtung ist möglich, da MRF magnetisierbar sind und da sie aufgrund ihres Binghamverhaltens eine Schubspannung auch ohne Schergeschwindigkeit ertragen können. Eine Abdichtung mit Hilfe von magnetischen Feldern hat den weiteren Vorteil, daß sie verschleißfrei ist und daß bei Anwendung in der MRF-Kupplung keine Dichtungsreibung auftritt. Dabei wird die MRF durch Zentrifugalkräfte aus dem Bereich erhöhter magnetischer Flußdichte heraus geschleudert und somit ein erhöhtes Leerlaufdrehmoment vermieden.

Bekanntes von Ferrofluidichtungen Zwischen Ferrofluidichtungen und der Abdichtung für MRF gibt es Analogien. Im Gegensatz zu Ferrofluidichtungen wird bei der zu entwickelnden Abdichtung für MRF aber das Ziel verfolgt, ein Auslaufen der MRF selbst zu verhindern. Der maximal ertragbare Dichtungsdruck einer Dichtungsstufe ist praktisch gleich dem Maximum des magnetischen Druckes im Ferrofluid:

$$p_{\text{mag}} = \mu_0 \int_0^H M dH \quad (1)$$

Aufbau der Permanentmagnetabdichtung für MRF Der Abdichtung kommt bei Anwendung in einer MRF-Kupplung die Aufgabe zu, die MRF im Kupplungsstillstand in den Drehmomentübertragungsspalten zu halten. Bei Rotation der Kupplung ist eine Abdichtung nicht erforderlich, da die MRF durch Zentrifugalkräfte in die Drehmomentübertragungsspalte gepreßt wird.

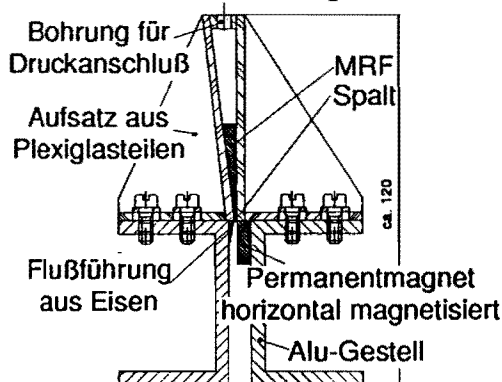


Bild 1: Untersucher Aufbau

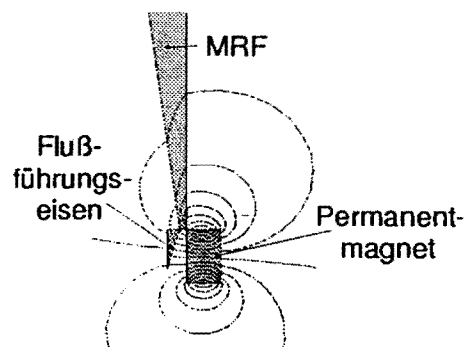


Bild 2: Berechneter magnetischer Feldlinienverlauf

Bei der Permanentmagnetabdichtung für MRF liegen sich der mit dem Abtriebsteil der Kupplung verbundene Permanentmagnet und der in das Antriebsteil der Kupplung integrierte Feldführungsgewand gegenüber und können unabhängig voneinander rotieren. Da die Permanentmagnetabdichtung in der MRF-Kupplung rotationssymmetrisch mit großem Radius ist, genügt es, einen Ausschnitt mit im Bild 1 dargestellten Querschnitt zu untersuchen. Die Versuchsvorrichtung wurde so aufgebaut,

daß variable Spaltweiten eingestellt und unterschiedliche magnetische Flußdichtenbereiche durch Einsatz verschiedener Magnetmaterialien realisiert werden konnten.

Berechnung des maximalen Dichtungsdruckes Da MRF im Gegensatz zu Ferrofluiden als Binghamkörper mit von der magnetischen Flußdichte abhängiger Grenzschubspannung zu betrachten sind, ergibt sich aus der Analyse der an einer infinitesimal dünnen MRF-Schicht wirkenden Kräfte:

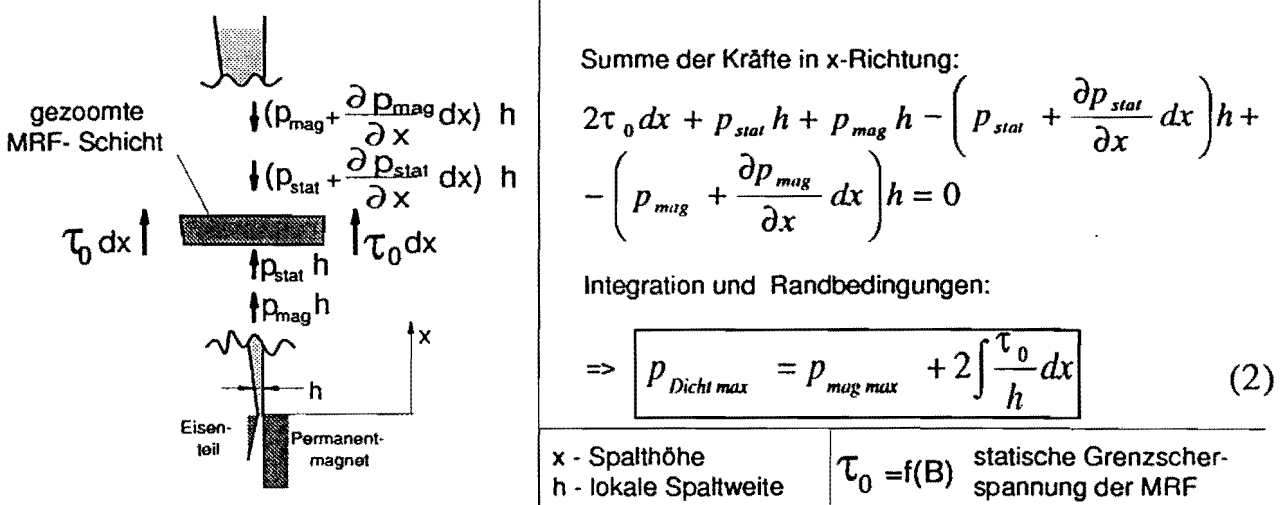


Bild 3: Kräfte in x-Richtung

Die numerische Berechnung des maximalen Dichtungsdruckes erfolgte aus den mit dem FEM-Programm OPERA 2d ermittelten magnetischen Flußdichteverteilungen.

Experimentelle Bestimmung des maximalen Dichtungsdruckes Als maximaler Dichtungsdruck ist in Bild 4 der Druck aufgetragen, bei dem erstmals MRF durch den Spalt hindurch trat.

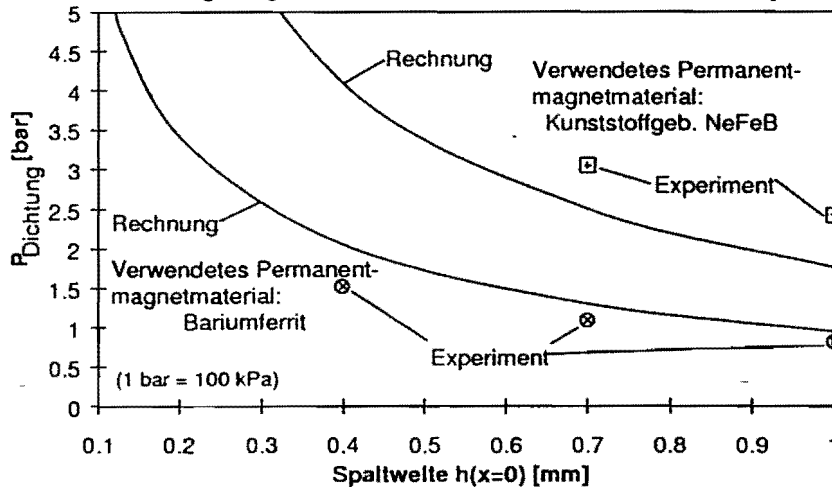


Bild 4: Berechnete und experimentell bestimmte maximale Drücke vs. min. Spaltweite

Schlußfolgerungen Die mit der relativ einfachen Meßmethode und unter Berücksichtigung der Vielzahl der in die Rechnung einfließenden Fehlermöglichkeiten erzielte gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment zeigt, daß das entworfene Berechnungsverfahren die Einflußgrößen richtig erfaßt. Besonders bemerkenswert ist die durch das Binghamverhalten mögliche starke Steigerung des maximalen Dichtungsdruckes im Verhältnis zu Ferrofluiden.

7. Poster Contributions

THERMAL CONVECTION IN A ROTATING LAYER OF A MAGNETIC FLUID

Günter K. AUERNHAMMER, Helmut R. BRAND

Universität Bayreuth, Theoretische Physik III, 95440 Bayreuth, Germany

Thermal convection in magnetic fluids can be driven by buoyancy or by magnetic forces (due to the thermomagnetic effect). Depending on the direction of the applied temperature gradient buoyancy effects can act stabilising (heating from above) or destabilising (heating from below), whereas the magnetic forces always play a destabilising role for magnetic fields perpendicular to the interface. For typical magnetic fluids both forces can easily be of the same order of magnitude. If the temperature gradient is small heat is transported via heat conduction, but for a sufficiently high temperature gradient convection sets in with a pattern showing a well defined wavelength. We investigate the influence of rotations using a linear and a weakly non-linear analysis of the governing hydrodynamic equations using the Boussinesq approximation.

Linear results. With a linear stability analysis we determine the values of the wavelength and the temperature gradient at the onset of convection (critical values). These are calculated analytically in the case of stress free boundaries and numerically for rigid boundaries. In the case of free boundary conditions asymptotic expressions of the critical values for high rotation rates are derived. It is shown, that these expressions also apply for rigid boundary conditions. These asymptotic expressions hold for both, heating from above and below (in the first case only if the magnetic forces dominate over buoyancy effects). When the system is heated from above and the magnetic forces exceed buoyancy only slightly the linear results show, that both the critical wavelength and the critical temperature gradient diverge. Again this behaviour is described by asymptotic expressions.

Weakly non-linear results. We derive envelope equations for both, convection patterns characterised by one wave vector and by two competing wave vectors of equal length but different directions, respectively. These equations show that the system exhibits always a forward bifurcation. The well known Küppers-Lortz instability (widely investigated for simple fluids) is also present in magnetic fluids. This is an instability of the convection pattern to a pattern which is rotated by an angle α with respect to the original one. This instability sets in at the critical values for a high enough rotation rate. In simple fluids the angle α depends only on the Prandtl number of the fluid.

We show that for magnetic fluids this angle can be changed by changing the ratio of the buoyancy forces to the magnetic forces (i.e. by changing the magnetic field). There is also a weak dependence on the other magnetic parameters of the system. For a commercially available magnetic fluid this angle can be increased by approximately $6^\circ - 7^\circ$ compared to the simple fluid case.

Meßgerät zur Bestimmung der Teilchensedimentation von Magnetflüssigkeiten

N. Buske¹, N. Arslan², M. Bogouslavski³, F. Deus und H. Heinze⁴

¹ *Mediport Kardioteknik GmbH, Wiesenweg 10, 12247 Berlin*

² *Mediport Kardioteknik GmbH, Wiesenweg 10, 12247 Berlin*

³ *Mediport Kardioteknik GmbH, Wiesenweg 10, 12247 Berlin*

⁴ *Mediport Kardioteknik GmbH, Wiesenweg 10, 12247 Berlin*

Das Sedimentationsverhalten der in Magnetflüssigkeiten(MF) dispergierten magnetischen Nano-Teilchen im Gravitations- und Magnetfeld ist ein wichtiges Qualitätsmerkmal. Obwohl aufgrund des Dichteunterschiedes von Teilchen/Trägerflüssigkeit eine Sedimentation der Teilchen zu erwarten ist, beobachtet man diese nur eindeutig im Zentrifugalfeld der analytischen Ultrazentrifuge bei mehreren 10 000g /1/. Hingegen ist für MF typisch, daß im Gravitations- und Magnetfeld kaum eine Sedimentation beobachtet wird. Die Teilchen bleiben in der Trägerflüssigkeit durch ihre kinetische Energie (Brownsche Bewegung) homogen verteilt. Voraussetzung ist allerdings, daß einmal beim dichtest möglichen Teilchenkontakt die zwischenpartikularen Wechselwirkungskräfte vollständig abgeschirmt sind, und daß zum anderen die HAMAKER-Konstanten von Teilchenhülle und Trägerflüssigkeit identisch sind /2/. Hohe Viskositäten der Trägerflüssigkeiten bzw. der MF, die dicke Teilchenhülle mit geringeren Dichten als die der Trägerflüssigkeit haben, stabilisieren zusätzlich die kolloidale Teilchenstabilität. Erstaunlich ist die geringe Sedimentationsstabilität der Teilchen im Magnetfeldgradienten. Offenbar wird diese durch die im vertikalen Magnetfeld vom Gefäßboden bis zur Oberfläche dicht an dicht wie in einer Perlenketteschnur aneinandergereihten Teilchen verhindert. Ein computergestütztes, halbautomatisch arbeitendes Gerät zur Bestimmung des Sedimentationsverhaltens der MF (MF-Sedimentometer) nach dem in /3/ beschriebenen Meßprinzip wird vorgestellt, und experimentelle Ergebnisse werden mitgeteilt.

Literatur:

- /1/ Analytical Ultracentrifugation of Magnetic Fluids Seifert A. Buske N. Streng K., Coll. and Surf., 57, 267 (1991) JMMM 122(1993),115
- /2/ Application of Magnetite Sols in Environmental Technology N. Buske: Progress in Colloid & Polymer Science: (1994) 95:175-180
- /3/ Verfahren zur physikalischen Charakterisierung von magnetischen Flüssigkeiten N. Buske und W. Hintze: DD 4037930.2 (1990)

HERSTELLUNG UND UNTERSUCHUNG VON COBALT-MAGNETFLÜSSIGKEITEN AUF BASIS VON SILIKONÖL UND DIFFUSIONSPUMPENÖL

C. Gansau¹, N. Buske², P. Killat³

¹ *Mediport Kardiotechnik GmbH, Wiesenweg 10, 12247 Berlin*

² *dito*

³ *dito*

Cobalt-Magnetflüssigkeiten (CoMF) wurden nach der herkömmlichen Methode der thermischen Zersetzung von Dicobaltoctacarbonyl in Gegenwart von neuen Tensidgemischen hergestellt.

Da die direkte Umsetzung des Cobaltcarbonyls in schwerflüchtigen Ölen nicht möglich ist, wurde die Reaktion in Toluol durchgeführt, und anschließend wurden die modifizierten Cobalt-Partikel in die schwerflüchtigen Öle überführt. So erhält man homogene CoMF mit einer Sättigungsmagnetisierung von bis zu 176 mT im Diffusionspumpenöl Edwards L9 und 169 mT im Silikonöl Dow Corning DC 702.

Mit den CoMF wurden anschließend folgende Untersuchungen durchgeführt:

Es wurden Verdünnungsreihen der beiden CoMF angefertigt, und hierzu jeweils die Magnetisierungskurven aufgenommen, aus denen die Sättigungsmagnetisierung und die Anfangssuszeptibilität bestimmt wurden.

Es wurden von den Verdünnungsreihen die Viskositäten gemessen und diese in Abhängigkeit zur Sättigungsmagnetisierung dargestellt.

Die Oxidationsstabilität gegenüber Luftsauerstoff verschiedener Verdünnungen wurde über einen Zeitraum von 16 h gemessen.

Die Sedimentationsstabilität der Verdünnungsreihen wurde nach 4 Wochen untersucht.

Der Sedimentationsverlauf einer instabilen Probe wurde über einige Stunden verfolgt.

New method for the reconstruction of the distribution of fine particle magnetic moments in a ferrofluid

R.Hiergeist¹, D.V.Berkov, A.Daum, P.Gornert,¹ N.Buske, C.Gansau, J.Mueller², M.Giersig³,
W.Neumann, D.Su⁴

¹*Innovent e. V., Felsbachstr. 5, 07745, Jena, Germany*

²*Mediport Kardiotechnik, Berlin, Germany*

³*Hahn-Meitner-Institut, Berlin, Germany*

⁴*Humboldt Universität, Berlin, Germany*

We present a new method to reconstruct the distribution of magnetic moments of ferrofluid particles from the magnetization curve measured on a ferrofluid in the liquid state. The method employs the solution of the integral equation describing the magnetization of the fine particle system with the distribution of the particle moments in an external field. No a priori assumptions concerning the shape of the distribution are required.

The ill-posed problem arising by the solution of the integral equation mentioned above is solved using the SVD (singular value decomposition) regularization technique. We propose a new criterion for the choice of the regularization parameter. The criterion is based only on the assumption that the experimental errors for different magnetization values are uncorrelated random variables, i.e., that no systematic measurement error is present. Under this assumption the regularization parameter of the SVD-method can be chosen using the fact that for the *adequate* reconstruction of the magnetic moment distribution the *correlation function of the residuals* (which are defined as the differences between the measured and the recomputed magnetization curves) should be a δ -function in frames of statistical errors.

Reconstruction results for both the computer simulated magnetization curves and the real experimental data obtained on Co- and magnetite-ferrofluids are presented. In the latter case comparison of the reconstructed distribution with that calculated from the particle size distribution obtained via electron microscopy is performed. Such a comparison (apart from the usefulness of the reconstruction of the magnetic moment distribution by itself) can be used as well to discuss the 'dead layer' problem for small magnetic particles (for ferrofluids based on magnetic oxides) as to determine the fine particle oxidation degree (for metal-particle-based ferrofluids).

Meßanordnung zur Bestimmung von Magnetisierungskurven von Magnetflüssigkeiten

P. Killat¹, H. Heinze², A. Blüschke³, N. Buske⁴

¹ *Mediport Kardiotechnik GmbH, Wiesenweg 10, 12247 Berlin Author*

² *dito*

³ *dito*

⁴ *dito*

Magnetisierungskurven beschreiben das Verhalten von Magnetflüssigkeiten (MF) in Gegenwart von äußeren Magnetfeldern. Aus diesen werden die Sättigungsmagnetisierung und die Anfangssuszeptibilität abgeleitet, welche wichtige Größen für die Anpassung der Eigenschaften der MF an die jeweiligen technischen Anwendungen sind.

Bei der vorgestellten Meßanordnung werden über ein Spulensystem die genannten Meßwerte als relative Größen ermittelt, ohne daß die Dichte und Masse bzw. das Volumen der MF bekannt sein muß.

Die Meßwerterfassung und Auswertung erfolgt mittels einer speziellen Software auf einem PC. Sowohl die Meßanordnung als auch die Auswerteroutine für die genannten Bestimmungen werden erläutert.

PATTERNS RESULTING FROM THE OBLIQUE-FIELD INSTABILITY OF A THIN LAYER OF VISCOUS FERROFLUID

V.M.KOROVIN¹, N.V.KOROVINA²

¹*Institute of Mechanics, M.V.Lomonosov Moscow University, 1 Michurinsky pr., Moscow
119899, Russia*

²*M.V.Lomonosov Moscow University, Department of Mechanics and Mathematics, Chair of
Differential Geometry and Applications, Vorobiev Gory, Moscow 119899, Russia
e-mail: nathalie@mccme.ru*

It is known that a thin continuous layer of a stagnant magnetic fluid located on a horizontal surface is unstable when applying the normal magnetic field which causes supercritical magnetization of the plane layer. In experiments the layer disintegrates into the typical hexagonal cells consisting of the separate central cone-shaped drops symmetrically surrounded by six similar ones. In the available papers the linear analysis of this instability was carried out in the approximation of two-dimensional irrotational flow of inviscid fluid. Research on the normal-field instability of a thin magnetic fluid layer done until 1989 is summarized in [1].

In contrast with the previous works we study the instability of a thin layer of a Newtonian magnetic fluid when the viscous force influences the three-dimensional flow arising after switching on a uniform oblique field causing the horizontal magnetization M_τ as well as the vertical magnetization M_n which is greater than the critical value M_{nc} . As applied to the case when the wavelength of the instability is large compared with the layer thickness we obtained the analytical expressions for the velocity field and the pressure perturbation and derived a partial differential equation describing the evolution of the free surface shape of the fluid. It is shown that the separate fluid rolls stretched parallel to M_τ are formed in the case $M_\tau > M_{\tau c}$. The time for disintegration of the layer as well as the values M_{nc} , $M_{\tau c}$ are evaluated as functions of the characteristic parameters of the problem.

This work was supported by ISSEP (grant no. s99-2417) and RFBR (grant no. 99-01-01057).

Literatur

- [1] B.M.Berkovsky, V.F.Medvedev and M.S.Krakov, *Magnetic Fluids: Engineering Applications*, (Oxford University Press, 1993).

A Valveless Pump for Ferrofluids

Mario Liu,

Institut für Theoretische Physik, Universität Hannover, 30167 Hannover

A sketch for a pump without any moving parts, using only time-dependent magnetic fields to move the ferrofluids, is presented. (*patent pending*)

MAGNETIC PRESSURE ALONG THE SURFACE OF A SINGLE PEAK. A NUMERICAL STUDY

Gunar Matthies¹, Rolf Schäfer², Lutz Tobiska³

¹*Institut für Analysis und Numerik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, PSF 4120, 39016 Magdeburg, Germany*

²*Institut für Analysis und Numerik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, PSF 4120, 39016 Magdeburg, Germany*

³*Institut für Analysis und Numerik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, PSF 4120, 39016 Magdeburg, Germany*

Abstract

For a better understanding of the dynamic behaviour of a single peak in an oscillating external magnetic field we calculate the magnetic pressure along a fixed equilibrium surface. The shape of the surface has been determined by solving the Young-Laplace equation. The necessary magnetic terms were obtained from the solution of the corresponding nonlinear magnetic field problem, where the magnetisation of the fluid is of Langevin-type.

The external magnetic field was symmetrically changed around the value of the field used in calculating the equilibrium surface. The resulting differences in the magnetic pressure were studied along the surface. First results show a strongly nonlinear spatial and nonsymmetric variation of the magnetic pressure.

Acknowledgements.

The research was partly supported by DFG grant EN 278/2-1.

ZUR PROBLEMATIK DER BERECHNUNG MAGNETOFLUIDBEHAFTETER ANORDNUNGEN MIT DEM PROGRAMMSYSTEM ANSYS

A. Nethe, Th. Schöppe, H.-D. Stahlmann

*Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik,
Universitätsplatz 3-4, 03044 Cottbus, Germany*

1. Einleitung. Ausgehend von der Problematik der Kraftberechnung in elektromagnetischen Systemen, wie z.B. Antrieben, mit den sehr unterschiedlichen nichtlinearen Materialien Cobalt-Eisen und Magnetofluid werden für das numerische Feldberechnungsprogramm ANSYS Lösungsverfahren für das Skalarpotential aufgezeigt. Dabei kommt es darauf an, für die auf den ersten Blick ähnlichen Problemstellungen das passende Verfahren auszuwählen. Erst die geeignete Auswahl von Teilschritten führt zur korrekten Lösung der magnetischen Feldstärke.

2. Modell des Eisenkreises. Für spezielle elektromagnetische Antriebe [2], bestehend aus einer Magnetpolanordnung (Abb. 1) in deren Luftspalt Magnetofluid eingebracht wird, sollen die auftretenden Kräfte berechnet werden. Das Magnetofluid bewirkt dabei eine Kraftverstärkung bei konstantem Strom bzw. eine Leistungsreduktion bei gleicher Kraft [1]. Die Problematik der numerischen Feldberechnung liegt in den sehr unterschiedlichen Magnetisierungskennlinien der verwendeten Materialien (Abb. 2), während der Eisenwerkstoff (Kobalt-Eisen) eine sehr hohe Sättigungspolarisation (>2.2 T) aufweist, besitzt das Magnetofluid ein maximale Sättigungspolarisation von 0.2 T und eine weiche Kennlinie.

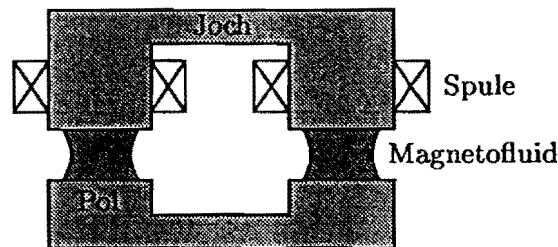


Abbildung 1: Schematisches Modell des Eisenkreises

Zentrale Bedeutung der Berechnungsmethoden obliegt dem Konturintegral des magnetischen Kreises, wobei die Struktur des Modells durch die verschiedenen Materialgebiete definiert ist. Zu den Eisengebieten gehören die Pole und das Joch. Die Pole sind mit Spulen umwickelt, für sie ist die vektorielle Stromdichtenverteilung anzugeben. Zwischen den Polen wird in einem Fall ein magnetische Flüssigkeit eingefüllt. Alle anderen Gebiete haben die Permeabilität μ_0 und stellen die Umgebung der Anordnung da.

4. Lösungsmethoden von ANSYS. Für die Berechnung magnetostatischer Problemstellungen, wobei auch die nichtlinearen Materialeigenschaften berücksichtigt werden sollen, bietet das numerische Feldberechnungsprogramm ANSYS Methoden an, die basierend auf dem magnetischen Skalarpotential ϕ alle Berechnungen vornehmen. Der Ansatz mit dem Skalarpotential ist eine Lösungsstrategie, welche für zeitinvarianten Problemstellungen sehr vorteilhaft sein kann,

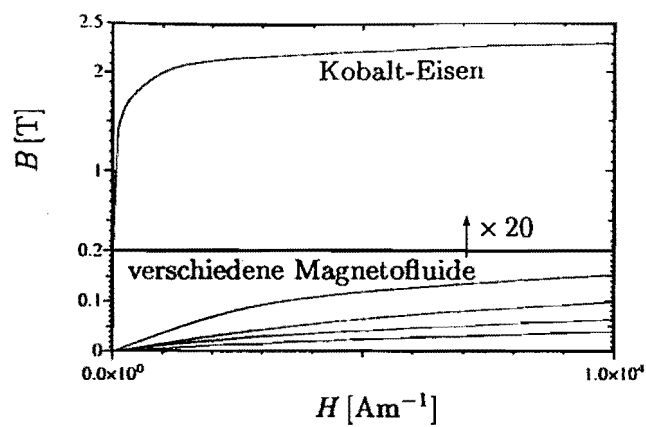


Abbildung 2: Materialkennlinien von Kobalt-Eisen und verschiedenen Magnetofluiden

da das Skalarpotential im Gegensatz zum Vektorpotential nur einen Freiheitsgrad besitzt und somit die Zahl der Unbekannten weitaus geringer ist als beim Vektorpotential, dieses wirkt sich stark auf die Rechenzeit aus, die zur Lösung des Problems benötigt wird.

Ausgangspunkt für den Lösungsansatz sind die grundlegenden Beziehungen

$$\vec{H} = \vec{H}_G - \text{grad}\phi \quad \text{und} \quad \text{div}[\mu] \text{grad}\phi - \text{div}[\mu]\vec{H}_G - \text{div}\mu_0 M_0 = 0, \quad (1)$$

wobei \vec{H}_G die vorläufige oder geschätzte magnetische Feldstärke der endgültigen Lösung ist. Das Verfahren zur Berechnung der geschätzten magnetischen Feldstärke \vec{H}_G ist dabei von der gewählten Berechnungsmethode abhängig, grundlegend für alle Methoden ist das BIOT-SAVARTSche Gesetz:

$$\vec{H}(\vec{r}_P) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(d\vec{r}_Q) \times \vec{r}}{r^3} dv_Q. \quad (2)$$

Tabelle 1: Überblick über die Lösungsmethoden von ANSYS

Methode	RSP	DSP	GSP
Anzahl der Berechnungsschritte	1	2	3
Befehle	magopt,0 oder magsolv,2	magopt,2 und magopt,3 oder magsolv,3	magopt,1 und magopt,2 und magopt,3 oder magsolv,4
einfach geschlossener Eisenkreis	nein	ja	nein
mehrfach	nein	nein	ja
Stromquellen	nein	ja	ja
Anwendungen	Transformatoren, Stromschienen, Maschinen im Leerlauf	Hubmagnete, Leiteranordnungen, Maschinen unter Last	Permanent- magnete, Sättigungs- erscheinungen

Literatur

- [1] A. Nethe, H.-D. Stahlmann, *Remarks on the interaction between magnetic core coils in the presence of magnetic fluids*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 189 (1998) 255-262.
- [2] A. Nethe, Th. Schöppe, H.-D. Stahlmann, *Ferrofluid driven actuator for a left ventricular assist device*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials.
- [3] CAD-FEM GmbH, *Seminar EMAG 1+2*, (CAD-FEM GmbH, April 1998).

EXPERIMENTS ON THE UNIVERSAL SCALING LAWS OF DROPLET PINCH-OFF

Alexander ROTHERT, Reinhard RICHTER, Ingo REHBERG

Universität Bayreuth, Physikalisches Institut, Experimentalphysik V, D-95440 Bayreuth

Magnetic liquids offer the unique opportunity to investigate the behaviour of liquid bridges under the presence of gravitation without an additional plateau tank. Our bridges are stabilized by the magnetic field in between two rare earth magnets. The magnetic field in the center of the gap amounts up to 450 mT. Thus the investigated magnetic liquids are well in the regime of saturation magnetization. Increasing the distance of the magnets by a micrometer, leads to disintegration of the liquid bridge.



Figure 1: The decay of a liquid bridge of magnetic fluid (APG S11). The time lapse between consecutive pictures is $\Delta t = 0.5$ ms.

Figure 1 shows a series of frames recorded with a high speed CCD-camera (Kodak Ektapro Hi-Spec Motion Analyzer). The shape of the liquid bridge is extracted by means of digital image processing. We determine the temporal evolution of the minimum neck diameter and compare our results with the predictions of a universal theory of drop formation for non-magnetic fluids [1]. For our measurements it turns out that the evolution of the neck diameter immediately before the rupture differs from the general case of Navier-Stokes flow [2]. However it agrees well with the treatment given in Ref. [3] for the limiting case of Stokes flow.

Moreover we fit the full shape $h(z, t)$ of the liquid bridge by the function

$$h(z, t) = l_\nu \frac{t_0 - t}{t_\nu} \Phi_{St} \left(\left(\frac{z - z_0}{l_\nu} \right) / \left(\frac{t_0 - t}{t_\nu} \right)^{0.175} \right) \quad (1)$$

which is presented in Ref. [1]. Here z denotes the axial coordinate, z_0 the position of the minimum, t the time, and t_0 the moment of pinch-off. The inner length scale $l_\nu = \nu^2 \rho / \sigma$ and the inner time scale $t_\nu = \nu^3 \rho^2 / \sigma^2$ are functions of the kinematic viscosity ν , the density ρ , and the surface tension σ . The scaling function for the limiting case of Stokes flow is marked by Φ_{St} .

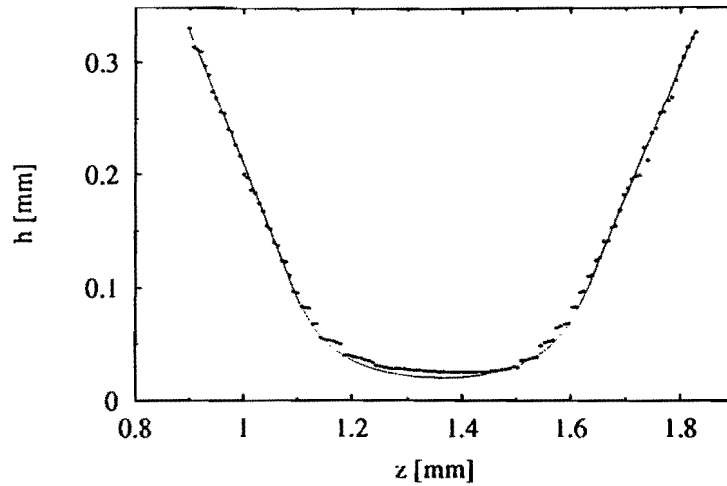


Figure 2: The full circles give the measured shape of the liquid bridge, the solid line represents the fit by the universal scaling function Φ_{St} .

When fitting to the experimental data one has to take into account that Φ_{St} is not available in analytical form, but only in numerical form.

The result of a least square fit is shown in Fig. 2. The full circles characterize the half diameter of the liquid bridge one millisecond before the moment of rupture, the solid line gives the fit by the scaling function.

To summarize, our preliminary results agree well with the universal theory for the pinch-off of non-magnetic fluids for the limiting case of Stokes flow.

Acknowledgements. The authors thank J. Eggers to put a table of the scaling function at our disposal. Helpful discussions with Th. M. Bock and financial support by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (grant En278/2-1 and Re588/12-1) are gratefully acknowledged.

References

- [1] J. Eggers, *Rev. Mod. Phys.* **69** (1997) 865.
- [2] A. Rothert and R. Richter, *J. Magn. Magn. Mater.* **201** (1999) 324.
- [3] D. T. Papageorgiou, *Phys. Fluids* **7** (1995) 1529.

NUMERISCHE SIMULATION VON DIFFUSIONSVORGÄNGEN IN FERRO-FLUIDEN UNTER EINWIRKUNG EINES ÄUßEREN MAGNETFELDES

Steffen Thurm, Stefan Odenbach

*Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM)
Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen*

Die existierende Theorie der Rotationsviskosität geht von unabhängigen nichtwechselwirkenden magnetischen Partikeln aus, deren Rotation in einer Scherströmung durch die Einwirkung magnetischer Felder gehemmt wird. Diese Hemmung bewirkt letztendlich eine Erhöhung der Viskosität, die bei niedrigen Scherraten (um 2 s^{-1}) und hohen Feldern weit über 200% betragen kann. Diese Viskositätserhöhung ist jedoch um Größenordnungen stärker, als es die theoretische Vorhersage unter Berücksichtigung der bisherigen Modellvorstellungen über die Struktur von Ferrofluiden erwarten läßt. Tatsächlich ist für Magnetitteilchen mit einem Durchmesser unter 14 nm die Neel'sche Relaxationszeit wesentlich kürzer als die Brown'sche Relaxationszeit. Das Magnetfeld sollte also für diese Partikel keine Behinderung der freien Rotation zur Folge haben. Der Anteil größerer Partikel liegt in kommerziellen Ferrofluiden mit circa 0.1 Vol-% so niedrig, daß eine Viskositätserhöhung von maximal 1% zu erwarten wäre. Eine mögliche Erklärung für die beobachteten Diskrepanzen ist die Existenz herstellungsbedingter Agglomerate [1]. Diese sogenannten „primären“ Agglomerate sind Cluster aus mindestens zwei magnetischen Teilchen, die aufgrund der van der Waals-Wechselwirkung während des Herstellungsprozesses miteinander verklumpen. Aktuelle molekulardynamische Rechnungen von Satoh und Chantrell [2] zeigen, daß diese primären Agglomerate Anlaß zur Kettenbildung in magnetischen Feldern geben könnten, wodurch die experimentell gefundene Scherverdünnung und die extrem hohen magnetoviskosen Effekte bei niedrigen Scherraten erklärbar wären.

Durch ein Entmischungsverfahren, das auf magnetischer Separation beruht, soll eine Auftrennung des Ferrofluides in eine Fraktion mit hohem Anteil primärer Agglomerate bzw. großer Einzelteilchen und eine Fraktion mit vorwiegend kleinen, magnetisch weichen Partikeln erzeugt werden. In der agglomeratreichen Fraktion sollte die Rotationsviskosität ansteigen, und in der agglomeratarmen Fraktion abnehmen. Um diesen Effekt zu verstärken, ist eine mehrstufige Separation vorgesehen.

Fundamental zur Auslegung der Separationsanlage sind Kenntnisse über die Diffusionsvorgänge während des Trennprozesses. Dazu dient die hier vorgestellte numerische Simulation. Durch die Simulation soll es möglich sein, den Entmischungsvorgang unter Einfluß beliebiger Feldgradienten und in Entmischungskammern beliebiger Geometrie zu quantifizieren. Die Simulation wird auf folgendem System durchgeführt:

- Rechnerplattform: HP-UX 64-Bit Betriebssystem mit 240 MHz PA-RISC 8200 Prozessoren und 8 GB RAM
- Programmiersprache: HP-UX 11.0 Ansi-C

Ausgehend von einer eindimensionalen Simulation des Diffusionsprozesses in einem zylindersymmetrischen System unter Einwirkung eines azimuthalen Feldes [3] wurde eine zweidimensionale Simulation entwickelt, in der die Diffusion aufgrund beliebiger Felder berechnet werden kann.

Die zu Grunde gelegte mathematische Beschreibung des Diffusionsprozesses wurde den Ausführungen von Odenbach [3], Blums [4], Priogine [5] und de Groot und Mazur [6] entnommen. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Kombination von Massenstromdichte und Kontinuitätsgleichung zu einem Ausdruck für die zeitliche Änderung der Konzentration der magnetischen Komponente in einer Trägerflüssigkeit führt. Unter Verwendung einer von Priogine [5] angegebenen Beziehung für das chemische Potential sowie der Annahme

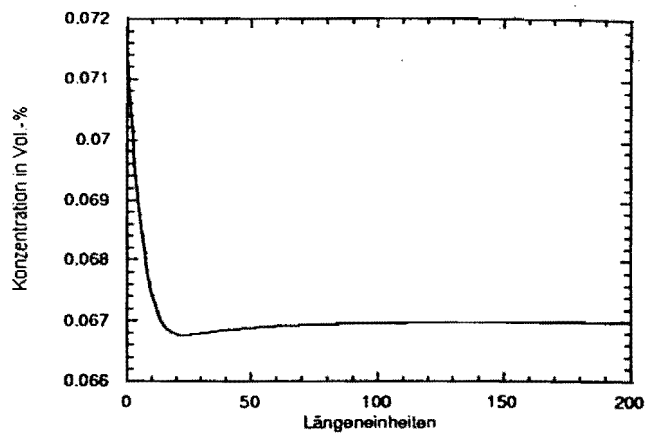


Bild 1: Konzentrationsprofil für 10 nm Partikeln nach 10 h

verschwindender Konvektionsströmung ist es damit möglich, den Entmischungsvorgang für unterschiedliche Partikelgrößen numerisch zu simulieren. Bild 1 zeigt den typischen Verlauf eines 1-dimensionalen Konzentrationsprofils für 10 nm Partikel nach 10stündiger Diffusionsdauer. Der Kurvenverlauf entspricht den Vorstellungen über die physikalischen Abläufe in einem solchen System, und kann in dieser Form auch an anderer Stelle [3] gefunden werden.

Die Überprüfung der Simulation durch einen Versuch liegt nahe, ist mit handelsüblichen Ferrofluiden aber nicht möglich. Eine Möglichkeit, den Algorithmus zu überprüfen, liegt in der Verwendung von Suspensionen mit relativ großen magnetischen Teilchen. Auf große Partikel wirken große magnetische Kräfte, die den Diffusionsvorgang erheblich beschleunigen würden. Um auch diese Teilchengrößen noch numerisch simulieren zu können, müssen einschränkende Annahmen in den Algorithmus implementiert werden:

- Je nach Partikelgröße wird eine maximal mögliche Partikelkonzentration pro Volumenelement festgelegt.
- Der der erzwungenen Diffusion entgegenwirkende Konzentrationsgradient (normale Diffusion) muß angepaßt werden.
- Der Algorithmus muß variable Lauflängen für die Diffusion in x- und y-Richtung haben.

Im Rahmen dieser Veranstaltungen werden Konzentrationsprofile für verschiedene Geometrien und verschieden starke äußere Felder präsentiert.

Danksagung:

Dieses Projekt wird von der DFG unter dem Kennzeichen OD18/3-1 gefördert.

Literatur:

- [1] O'Grady, K., Stewardson, H., Chantrell, R.W., Fletcher, D., Unwin, D., Padur, M.; *Magnetic filtration of ferrofluids*, IEEE Trans. Magn. 22, 5 (1986) 1134
- [2] Satoh, A., Chantrell, R.; Coverdale, G.N., Kamiyama, S.; *Microsimulations of ferromagnetic colloidal dispersions in a simple shear flow*, Proceedings of the International Symposium of Hydrodynamics of Magnetic Fluids and its applications, Sendai 1997
- [3] Odenbach, S.; *Forced diffusion in magnetic fluids under the influence of a strong magnetic field gradient*. Zeitschrift für Physik B. 1994
- [4] Blums, E. et al.; *Heat and mass transfer in MHD flows*; Series in theoretical and applied mechanics, Volume 3; Singapore 1987
- [5] Priogine, I.; *Thermodynamics of irreversible processes*; 3. Auflage, John Wiley & Sons, New York 1967
- [6] de Groot, S.R., Mazur, P.; *Grundlagen der Thermodynamik irreversibler Prozesse*; BI 162/162a, Berlin 1962

List of Workshop Participants

Name	Adress	Contribution on page
Auernhammer, Günter	Universität Bayreuth Theoretische Physik III 95440 Bayreuth btpb03@theo.phy.uni-bayreuth.de	67
Bläsing, Jürgen	Universität Magdeburg Institut für Experimentelle Physik Abteilung Halbleiter Epitaxie juergen.blaesing@physik.uni-magdeburg.de	40
Blums, Elmars	University of Latvia Institut of Physics Miera iela 32 LV-2169 Salaspils, Latvia eblums@tesla.sal.lv	
Browaays, Julien	Groupe Ferrofluide LMDH Case 78, UPMC 4, place Jussieu 75252 Paris Cedex 05 browaays@ccr.jussieu.fr	51
Buske, Norbert	Mediport Kardiatechnik GmbH Magnetofluide Wiesenweg 10, 12247 Berlin buske@mediport.net	9, 68, 69, 71
Danker, Gerrit	Universität Magdeburg Fakultät für Naturwissenschaften Institut für Theoretische Physik Postfach 41 20, 39016 Magdeburg gerrit.danker@student.uni-magdeburg.de	43
Embs, Jan P.	Fachbereich für Theoretische Physik Universität des Saarlandes Postfach 15 11 50, 66041 Saarbrücken jp.embs@rz.uni-sb.de	20
Engel, Andreas	Universität Magdeburg Fakultät für Naturwissenschaften Institut für Theoretische Physik Postfach 41 20, 39016 Magdeburg andreas.engel@physik.uni-magdeburg.de	19, 39, 43

Name	Adresse	Contribution on page
Flament, Cyrille	Groupe Ferrofluide LMDH Case 78, UPMC 4, place Jussieu 75252 Paris Cedex 05 cflament@ccr.jussieu.fr	35, 36
Fleischer, Jörg	Universität Bremen Zentrum für angewandte Raumfahrt- technologie und Mikrogravitation (ZARM) Am Fallturm, 28359 Bremen joerg@zarm.uni-bremen.de	23
Friedrichs, Ren'e	Universität Magdeburg Fakultät für Naturwissenschaften Institut für Theoretische Physik Postfach 41 20, 39016 Magdeburg rene.friedrichs@physik.uni-magdeburg.de	39
Hiergeist, Robert	INNOVENT e.V. Felsbachstr. 5, 07745 Jena db@innovent-jena.de hiergeist@main.ipht-jena.de	70
Hong, Chin-Yin	Department of Mechanical Engineering, Da-Yeh University 112 Shan-Jeau Rd., Dah-Tsuen 51505 Chang-Hwa, Taiwan cyhong@aries.dyu.edu.tw	33
Huke, Björn	Universität des Saarlandes, Insitut für Theoretische Physik, Postfach 151150, 66041 Saarbrücken huke@lusi.uni-sb.de	22
Knapp, Wolfram	Universität Magdeburg Fakultät für Naturwissenschaften Institut für Experimentelle Physik Abteilung Vakuum Physik Wolfram.Knapp@Physik.Uni-Magdeburg.de	

10

Name	Adress	Contribution on page
Koetitz, Roman	Institut für Diagnostikforschung GmbH Spandauer Damm 130 14050 Berlin	57
Korovin, Vallentin	Institute of Mechanics M.V. Lomonosov Moscow University 1 Michurinsky pr., Moscow	72
Lampe, Dietrich	Technische Universität Dresden Institut für Luft- u. Raumfahrttechnik 01062 Dresden Lampe@tfd.mw.tu-dresden.de	62
Lange, Adrian	Universität Magdeburg Fakultät für Naturwissenschaften Institut für Theoretische Physik Postfach 41 20, 39016 Magdeburg adrian.lange@physik.uni-magdeburg.de	41
Lange, Julia	Institut fuer Diagnostikforschung GmbH Spandauer Damm 130 14050 Berlin julia.lange@charite.de	57
Langer, H.	Universität Magdeburg Fakultät für Naturwissenschaften Institut für Theoretische Physik Postfach 41 20, 39016 Magdeburg	43
Lissek, Sebastian	Institut für Theoretische Physik Universität Hannover Appelstr. 2, 30167 Hannover lissek@itp.uni-hannover.de	21
Liu, Mario	Institut für Theoretische Physik Universität Hannover Appelstr. 2, 30167 Hannover Tel.: 0511/762-3265 (-2244) liu@itp.uni-hannover.de	17,73, 21
Lücke, Manfred	Fachbereich für Theoretische Physik Universität des Saarlandes Postfach 15 11 50, 66041 Saarbrücken huecke@lusi.uni-sb.de	20, 22

Name	Adresse	Contribution on page
Matthies, Gunar	Institut für Analysis und Numerik Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg PSF 4120, 39016 Magdeburg, Germany	74
Melzner, Katja	Universität Bremen Zentrum für angewandte Raumfahrt- technologie und Mikrogravitation (ZARM) Am Fallturm, 28359 Bremen melzner@zarm.uni-bremen.de	25
Messerschmidt	Technische Universität Dresden Institut für Luft- u. Raumfahrttechnik 01062 Dresden Messerschmidt@tfd.mw.tu-dresden.de	62
Müller, Hans W.	Fachbereich für Theoretische Physik Universität des Saarlandes Postfach 15 11 50, 66041 Saarbrücken hwm@lusi.uni-sb.de	27, 20, 19
Müller, Robert	Institut für Physikalische Hochtechnologie, Jena robert.mueller@ipht-jena.de	14
Nethe, Arnim	Technische Universität Cottbus Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik und Prozeßmodelle Universitätsplatz 3-4, 03044 Cottbus Arnim.Nethe@tet.tu-cottbus.de	58,75
Odenbach, Stefan	Universität Bremen Zentrum für angewandte Raumfahrt- technologie und Mikrogravitation (ZARM) Am Fallturm, 28359 Bremen odenbach@zarm.uni-bremen.de	53, 23, 25, 49, 79
Patzwald, Ren'e	Institut für Werkzeugmaschinen und Fabrikbetrieb TU Berlin Pascalstr. 8-9, 10587 Berlin patzwald@wzm.iwf.tu-berlin.de	60
Rehberg, Ingo	Universität Bayreuth Physikalisches Institut, EP V Universitätsstraße 30. 95440 Bayreuth Ingo.Rehberg@Uni-Bayreuth.de	42, 77

Name	Adresse	Contribution on page
Reimann, Bert	Universität Bayreuth Physikalisches Institut, EP V Universitätsstraße 30, 95440 Bayreuth bert.reimann@uni-bayreuth.de	42
Richter, Uwe	Ferrofluidics GmbH Vertriebsbüro Ost: Ahornweg 30a, 39167 Niederndodeleben Tel.(und Fax): 0392 04 663 44	
Richter, Reinhard	Universität Bayreuth Physikalisches Institut, EP V Universitätsstraße 30, 95440 Bayreuth Tel: 0921-55-3351; Fax: -3647 reinhard.richter@uni-bayreuth.de	40, 42, 77
Rothert, Alexander	Universität Bayreuth Physikalisches Institut, EP V Universitätsstraße 30, 95440 Bayreuth alexander.rothert@uni-bayreuth.de	77
Rupp, Peter	Universität Bayreuth Physikalisches Institut, EP V Universitätsstraße 30, 95440 Bayreuth Tel.: 0921/55-3337 peter.rupp@uni-bayreuth.de	
Sauer, Hans M.	Universität des Saarlandes Technische Physik Gebäude 43B, 66041 Saarbrücken sauer@nano.uni-saarland.de	29
Schwender, Joachim	Product Specialist Ferrofluid Ferrofluidics GmbH Hohes Gestade 14, 72622 Nuertingen jschwender@fero.com	11
Shliomis, Mark	Department of Mechanical Engineering Ben-Gurion University of the Negev P.O.B. 653, Beer-Sheva 84105, Israel shliomis@bgumail.bgu.ac.il	47

Name	Adresse	Contribution on page
Thurm, Steffen	Universität Bremen Zentrum für angewandte Raumfahrt- technologie und Mikrogravitation (ZARM) Am Fallturm, 28359 Bremen thurm@zarm.uni-bremen.de	79
Tobiska, Lutz	Institut für Analysis und Numerik Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg PSF 4120, 39016 Magdeburg, Germany	74
Völker, Thomas	Universität Bremen Zentrum für angewandte Raumfahrt- technologie und Mikrogravitation (ZARM) Am Fallturm, 28359 Bremen voelker@zarm.uni-bremen.de	49

44

Sturmpunkte

1. 2. Sept

*Zwei Stunden * 1
Neu Buch in Vorbereitung*

Ca 20 Jahre

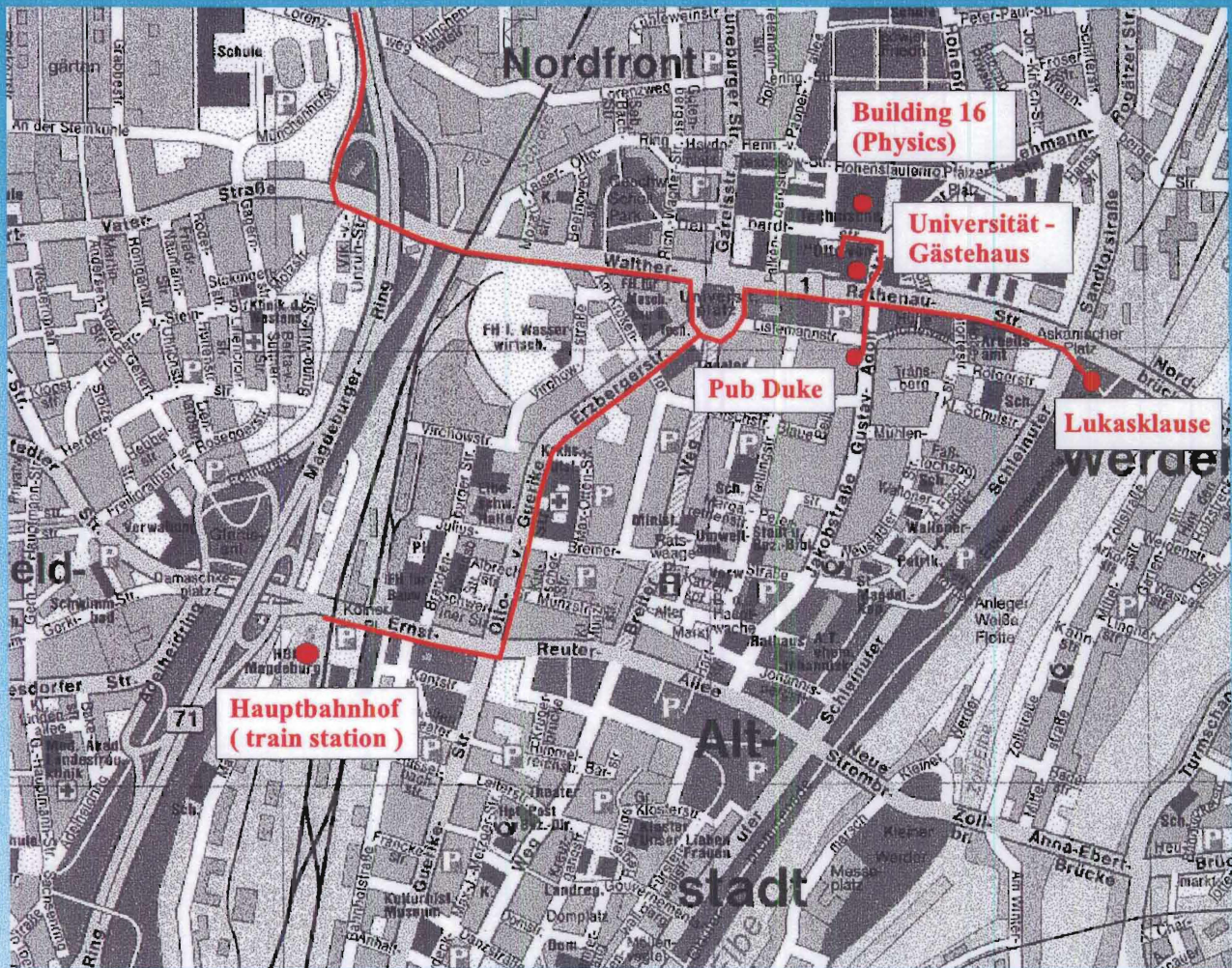
30

gemeinsam

Thomas, 2003: Mysterium

Reisebericht → die Reise

City of Magdeburg with Lukasklause, University and Pub Duke



This workshop is supported by:

Ferrofluidics
CORPORATION

