

Experimente zur Korrektur der Kelvin Kraft für hohe Suszeptibilitäten

S. Odenbach¹, M. Liu²

¹ZARM, Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen

²Institut für theoretische Physik, Universität Hannover, Appelstraße 2, 30167 Hannover

Bei der Berechnung der magnetischen Kräfte, die ein magnetischer Feldgradient auf ein Ferrofluid ausübt verwendet man üblicherweise den bekannten Ausdruck für die Kelvin Kraft [1]

$$F_m = \mu_o \int M \nabla H dV \quad (1)$$

wobei M die Magnetisierung des Materials, ∇H den magnetischen Feldgradienten, V das Probenvolumen und μ_o die Vakuumpermeabilität bezeichnen. Klassischerweise [2,3] wird dieser Ausdruck für die Berechnung der magnetischen Kräfte auf ein Ferrofluid verwendet – unabhängig von der Geometrie des Aufbaus und der Suszeptibilität der Flüssigkeit. Es wird grundsätzlich angenommen, daß alle geometrischen Randbedingungen über den Demagnetisierungsfaktor der Probe berücksichtigt werden.

Wie Liu [4] gezeigt hat führt eine genauere Betrachtung des Ausdrucks für die magnetische Kraft zu einer Beziehung die – wenn die Tangentialkomponenten der Magnetisierung verschwinden – durch

$$\tilde{F}_m = \int M \nabla B dV \quad (2)$$

gegeben ist, wobei B für den magnetischen Fluß steht. Führt man die Ausdrücke (1) und (2) auf meßbare Größen wie das äußere Feld H_o und die Suszeptibilität der Flüssigkeit χ zurück so erhält man

$$F_m = \mu_o \frac{\chi}{(1 + D\chi)^2} V H_o \nabla H_o$$

$$\tilde{F}_m = \mu_o \frac{\chi(1 + \chi)}{(1 + D\chi)^2} V H_o \nabla H_o \quad (3)$$

wobei D den Demagnetisierungsfaktor der Flüssigkeitsprobe bezeichnet. Hierbei wurde angenommen, daß die Probe homogen magnetisiert ist und daß die Suszeptibilität nicht vom Feld abhängt, man also im Bereich der Anfangssuszeptibilität Experimente durchführt. Der Unterschied zwischen den beiden Beziehungen ist demzufolge durch den Faktor $(1 + \chi)$ gegeben, der für kleine χ nicht ins Gewicht fällt, für große Suszeptibilitäten, wie sie in konzentrierten Ferrofluiden auftreten, aber experimentelle Relevanz bekommen kann.

Experimenteller Test der magnetischen Kraft auf ein Ferrofluid

Da die Frage magnetischen Kraft für die Arbeit mit magnetischen Flüssigkeiten von erheblicher Bedeutung ist haben wir zur Klärung der Frage welcher der Ausdrücke (1) und (2) verwendet werden muß einen experimentellen Aufbau entwickelt.

Dabei wird eine flache, mit Ferrofluid gefüllte Scheibe einem magnetischen Feldgradienten parallel zur Flächennormalen der Scheibe ausgesetzt. Das Feld ist in der Ebene der Scheibe hochgradig homogen und hat einen zum Feld parallelen Gradienten, womit für die flache Scheibe keine Tangentialkomponenten der Magnetisierung auftreten und somit nach [4] Ausdruck (2) gültig sein sollte. Die Scheibe ist als Masse eines langen Pendels aufgehängt

so daß die magnetische Kraft zu einer Auslenkung x des Pendels führt. Im Gleichgewicht ist diese gerade gleich der horizontalen Komponente der Gewichtskraft des ausgelenkten Pendels. Damit kann man die Auslenkung aufgrund einfacher geometrischer Überlegung als Funktion des Produkts aus Feld und Feldgradient in der Form

$$x = \lambda H_o \nabla H_o$$

$$\lambda = \mu_o \frac{l}{F_g} \frac{\chi}{(1 + D\chi)^2} \beta V \quad (4)$$

schreiben, wobei l die Länge des Pendels und F_g die Gewichtskraft der Flüssigkeits-scheibe bezeichnet. Der Faktor β unterscheidet zwischen den beiden Ausdrücken für die magnetische Kraft, ist also $\beta=1$ für den klassischen Ausdruck der Kelvin-Kraft und $\beta=1+\chi$ für den Ausdruck in [4]. Trägt man die gemessenen Auslenkungen für verschiedene Magnetfeldstärken gegen das Produkt $H_o \nabla H_o$ auf, so erhält man einen linearen Zusammenhang dessen Steigung λ Aufschluß über die adäquate Beschreibung der magnetischen Kraft liefert. Durch die Wahl eines sehr langen Pendels ($l=7650$ mm) können bei sehr kleinen Auslenkungswinkeln α bereits gut meßbare Auslenkungen x erzielt werden, ohne daß die Probe merklich gegenüber dem Feld verkippt wird.

Der experimentelle Aufbau und die damit erzielten Ergebnisse werden im Rahmen des Workshops dargestellt werden.

Literatur

- [1] L.D. Landau, E.M. Lifschitz; Elektrodynamik der Kontinua. Verlag Harri Deutsch, Berlin 1985
- [2] R. Rosensweig; Ferrohydrodynamics. Cambridge University Press, Cambridge 1985
- [3] E. Blums, A. Cebers, M. Maiorov; Magnetic Fluids. W. de Gruyter, Berlin, New York 1997

[4] M. Liu; vorhergehender Artikel in diesem Band

The Structure of Ferro-Fluid Dynamics

H. W. Müller¹ and M. Liu²

¹*Max-Planck-Institut für Polymerforschung, D-55128 Mainz*

²*Institut für Theoretische Physik, Universität Hannover, 30167 Hannover*

1 Summary

The structure of the hydrodynamics of ferrofluids will be derived from general principles such as symmetries and conservation laws. The description is independent of the microstructure of the suspension. This includes especially the type of magnetic relaxation ("Brown" or "Néel"), whether the magnetic particles are of uniform size, or if their mutual interaction can be neglected.

2 Motivation

Macroscopic theories generally possess two very different categories: The basic *structure* of the differential equations and the system specific *parameters*. The structure of the equations is universal within its class and to be derived from general principles such as conservation laws or symmetries. On the other hand the parameters depend on the microscopic details. Take the Navier-Stokes equation for ordinary liquids as an example: The structure of this equation applies to a great variety of fluids such as atmosphere, water, or liquid metals. The parameters like viscosity or heat diffusivity, however, vary drastically from system to system. They are notoriously difficult to calculate but frequently, and reliably, evaluated from experiments.

So an appropriate approach to study the latter follows two steps: (1) To set up the basic structure for the relevant class

– all paramagnetic fluids including solutions and suspensions, both with and without perceived internal angular momentum, and irrespective of whether the magnetization relaxes by the Néel- or the Brownian mechanism. (2) Choose a specific ferrofluid for scrutiny, and measure all its parameters in a series of experiments. Thereafter, the theory is complete and may be used for predictions of, or comparison to, any further experiments. If a theory is needed for another system, we only have to go through stage (2), and have the parameters of this system measured, as the structure remains valid. Sometimes microscopic insights can help to estimate some of the parameters, say the field-dependency of the magnetic relaxation time. But any disagreement with experimental results will contradict to the underlying microscopic model but not to the structure of the equations.

For the time being there are three theories more widely applied to understand ferrofluids: The *quasi-equilibrium theory*, originally introduced by Rosensweig [1] treats the magnetization as a dependent variable being always in equilibrium with the local magnetic field. Although of being successful in explaining numerous phenomena, this approach does not account for magneto-viscous effects such as the rotational viscosity or the spectacular negative viscosity effect [2].

Shliomis [3] recognized the necessity to introduce the magnetization M as an ex-

tra independent variable. Strictly speaking his approach comes up in two variants: The first introduces a Debye-like relaxation equation for M . Although the macroscopic way of deriving this equation complies with the dichotomic strategy outlined above, the postulated linear relaxation turns out to be too simple: The associated entropy production may turn negative if deviations from the local equilibrium are large. In a second variant Shliomis and coworkers [4] introduce their *effective field theory*. Thereby, from the very onset, a specific model of monodispersed, non-interacting spherical rigid dipoles is considered. By means of a Fokker-Planck theory an evolution equation for the magnetization is derived. Since this approach relies on microscopic details, it does not comply with the dichotomous conception advocated here. Consequently, it remains unclear, whether the deduced equations exhibit the most general structure. Moreover, they are applicable only to a very idealized class of ferrofluids.

The *hydrodynamic Maxwell theory* (HMT) for magnetizable and dielectric fluids [5] is a pure macroscopic approach and thus in accordance with the propagated two-fold strategy. However, like any strict hydrodynamic theory, the HMT has the flaw of being restricted to the low-frequency limit, i.e. the slow magnetic relaxation process, being characteristic for ferrofluids, is not sufficiently accounted for.

3 What we shall do

Here we shall derive and present the structure of the fluid dynamics (step (1)) for all paramagnetic fluids. The form of the evolution equations including an extra equation for the magnetization will be *constructed* from the basic conservation laws via non-equilibrium thermodynamics. By

comparing our results with the existing theories we shall learn how to correct the evolution equation for the magnetization, its implication upon the stress tensor, and how the effective field approach can be embedded. We are also going to suggest experiments by which some of the new appearing parameters can be measured.

References

- [1] R.E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1985).
- [2] J.-C. Bacri, R. Perzynski, M.I. Shliomis, G.I. Burde, Phys. Rev. Lett. **75**, 2128 (1995); A. Zeuner, R. Richter, I. Rehberg, Phys. Rev. E **58**, 6287 (1998); M.I. Shliomis and K. I. Morozov, Phys. Fluids **6**, 2855 (1994).
- [3] M.I. Shliomis, Sov. Phys. Usp. **17**(2), 153 (1974); J. Mag. Mag. Mat. **159** 236 (1996).
- [4] M.A. Martsenyuk, Y.L. Raikher, and M.I. Shliomis, Sov. Phys. JETP **38**, 413 (1974).
- [5] M. Liu, Phys. Rev. Lett. **70**, 3580 (1993); **74**, 4535 (1995); **80**, 2937, (1998).

Makroskopisch-dynamische Beschreibung von ferromagnetischen Nemat

Harald Pleiner¹, Hanns Walter Müller¹ und Helmut R. Brand²

¹Max-Planck-Institut für Polymerforschung, Postfach 3148, 55021 Mainz

²Theoretische Physik III, Universität Bayreuth, 95440 Bayreuth

Einführung

In den frühen 70-er Jahren entstand die Idee [1], ferromagnetische Teilchen mit nematischen Flüssigkristallen zu mischen, um Ferronemat zu erhalten. Sehr rasch wurden experimentell Mischungen thermotroper calamitischer [2,3] und diskotischer [4] sowie lyotroper [5] Nemat mit Ferropartikeln realisiert. Diese Systeme waren aber eher verunreinigte Flüssigkristalle, bei denen die magnetischen Zumischungen der leichteren Orientierbarkeit der (vor allem lyotropen) Nemat diene. Nicht nur war die Stabilität dieser Mischungen ein Problem, auch die Orientierung des nematischen Direktors zur Magnetisierung war ein schwer beherrschbares Problem und ziemlich unverstanden – insbesondere der dynamische Aspekt. Deshalb blieben frühe theoretische Versuche [6–8] auch eher ohne Folgen. Die experimentelle Situation änderte sich erst, als es gelang stabile Emulsionen herzustellen, zuerst in Form von Ferrosmekten [9–11], wo magnetische Nanopartikel in lamellare Phasen eingelagert wurden. Eine hydrodynamische Beschreibung wurde in [12] gegeben. Diese Ferrosmekten sind aber sehr verdünnte Systeme, was ihren Wert für Anwendungen begrenzt. Aber entsprechende stabile ferronematische Systeme (neben eher exotischen Phasen, wie Ferrovessikeln [13]), bei denen die flüssigkristallinen Eigenschaften gleichberechtigt mit den superparamagnetischen Eigenschaften der Ferroflüssigkeiten betrachtet werden

müssen, haben in jüngster Zeit verstärktes Interesse gefunden. Die optische Doppelbrechung [14,15], das Verhalten in elektrischen [16] und magnetischen Feldern (insbesondere der Frederiks Übergang [17–19]), in inhomogenen Feldern [20] und unter Scherströmung [21] wurden untersucht. Dies hatte auch erste neue theoretische Versuche [22,23] zur Folge.

Haupttext

In den letzten Jahren wurde die Methode der makroskopisch-hydrodynamischen Beschreibung von komplexen Fluiden weiterentwickelt [24] und auf vielerlei verschiedene Systeme angewandt. Dabei wurden nicht nur die linearen und nichtlinearen Phänomene, sondern auch der Einfluss äußerer Felder, Defekte, Instabilitäten und das Phasenverhalten untersucht.

Bzgl. Ferrofluiden wurden in [25] die Grenzen der rein hydrodynamischen Beschreibung für den Fall der Ultraschallpropagation in magnetischen Fluiden im äußeren Magnetfeld untersucht, insbesondere die dann auftretende Kettenbildung und deren Konsequenzen.

Neben den von niedermolekularen Flüssigkristallen bekannten Standardphänomenen und -experimenten, die bei Ferromagneten durchaus neu zu interpretieren sind, sind auch gänzlich neuartige und überraschende Eigenschaften zu erwarten, da die magnetischen Freiheitsgrade ein spezielles Verhalten unter Parität und Zeitumkehr be-

sitzen und qualitativ anders an die anderen makroskopischen Variablen koppeln. Insbesondere Kombinationen externer Felder, die (evtl. in gegensätzlicher Weise) auf die magnetischen und nematischen Freiheitsgrade wirken (z.B. elektrische und magnetische oder Strömungs- und magnetische Felder), führen zu neuartigen Effekten, die weder in gewöhnlichen Nematosen noch in isotropen Ferrofluiden möglich wären. Besondere Beachtung sollte dabei auch den bisher völlig vernachlässigten visko-elastischen Eigenschaften der Ferromenaten geschenkt werden.

Von besonderem Interesse sind Instabilitäten, sowohl allgemein-fluider (Faraday-Instabilität [26]) und ferrofluid-spezifischer Art (z.B. der Wettbewerb zwischen der Rosensweig- und der Bénard-Marangoni-Instabilität [27]), als auch speziell nematischer Natur, sowie deren Hybridisierung in Ferromenaten.

Zum Vergleich mit Experimenten sind sicher neuere Systeme hilfreich, bei denen sich der nematische Direktor spontan an der Magnetisierung ausrichtet [28].

Danksagung

Dieses Projekt wird durch das Schwerpunktprogramm 1104 der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

Referenzen

- [1] F. Brochard und P.G. de Gennes, *J. Phys. (France)*, **31**, 69 (1970).
- [2] J. Rault, P.E. Cladis, J.P. Burger, *Phys. Lett. A* **32**, 1410 (1970).
- [3] S.-S. Chen und S.H. Chiang, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **144**, 359 (1987).
- [4] C.F. Hayes, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **36**, 245 (1976).
- [5] L. Liébert und A. Martinet, *J. Phys. (France)* **40**, 363 (1979).
- [6] P.B.S. Kumar und G.S. Ranganath, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **177**, 123 (1989).
- [7] E.I. Kats und V.V. Lebedev, *Sov.-Phys. JETP* **69**, 1155 (1989).
- [8] S.A. Pikin, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **221**, 29 (1992).
- [9] J.C. Dabadie, P. Fabre, M. Veyssie, V. Cabuil, R. Massart, *J. Phys: Condens. Matter* **2**, SA291 (1990).
- [10] V. Ponsinet, P. Fabre, M. Veyssie, *Europhys. Lett.* **30**, 277 (1995).
- [11] D. Spoliansky, J. Ferre, J.-P. Jamet, V. Ponsinet, *J. Magn. Magn. Mater.* **201**, 200 (1999).
- [12] F. Nallet, D. Roux, J. Prost, *J. Phys. (France)* **50**, 3147 (1989).
- [13] J.-C. Bacri, V. Cabuil, A. Vebers, C. Menager, R. Perzynski, *Europhys. Lett.* **33**, 235 (1996).
- [14] J.C. Bacri und A.M. Figueiredo-Neto, *Phys. Rev. E* **50**, 3860 (1994).
- [15] Yu. Raikher und V.I. Stepanov, *J. Magn. Magn. Mater.* **201**, 182 (1999).
- [16] I. Potočková, M. Koneracká, P. Kopčanský, M. Timko, L. Tomčo, J. Jadzyn, G. Czechowski, *J. Magn. Magn. Mater.* **196**, 578 (1999).
- [17] S.I. Burylov und Y.L. Raikher, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **258**, 123 (1995).
- [18] M. Koneracká, V. Závěřová, P. Kopčanský, J. Jadzyn, G. Czechowski, B. Żywucki, *J. Magn. Magn. Mater.* **157/158**, 589 (1996).
- [19] V. Berejnov, J.-C. Bacri, V. Cabuil, R. Perzynski und Yu. Raikher, *Europhys. Lett.* **41**, 507 (1998).
- [20] C.Y. Matuoa und A.M. Figueiredo Neto, *Phys. Rev. E* **60**, 1815 (1999).
- [21] S. Fontanini, A.L. Aexe-Ionescu, G. Barbero, A.M. Figueiredo Neto, *J. Chem. Phys.* **106**, 6187 (1997).
- [22] A.Yu. Zubarev und L.Yu. Isakova, *J. Magn. Magn. Mater.* **183**, 201 (1998).
- [23] S.I. Bastrukov und P.Y. Lai, *J. Phys: Condens. Matter* **11**, L205 (1999).
- [24] H. Pleiner und H.R. Brand, Hydrodynamics and Electrohydrodynamics of Nematic Liquid Crystals, in *Pattern Formation in Liquid Crystals*, eds. A. Buka and L. Kramer, Springer, New York, p. 15ff (1996).
- [25] H. Pleiner und H.R. Brand, *J. Magn. Magn. Mater.* **85**, 125 (1990).
- [26] H.W. Müller, *Phys. Rev. E* **57**, 6199 (1998); *J. Magn. Magn. Mater.* **201**, 350 (1999).
- [27] J. Weilepp und H.R. Brand, *J. Phys. II (France)* **6**, 419 (1996).
- [28] A.M. Figueiredo Neto, private communication

Computer Simulations of Ferrofluids

C. Holm, H. W. Müller, Zuowei Wang

Max-Planck-Institut für Polymerforschung, Ackermannweg 10, D-55128 Mainz

We intend to investigate the statistical properties of ferrofluids with molecular dynamics simulations (MD). To this end we want to develop an efficient numerical code for the MD simulation of ferrofluids. The ferrofluids are modeled as point dipoles. The long range dipolar interaction is accounted for by means of an Ewald summation. For large systems we shall modify the P3M (Particle-Particle-Particle-Mesh) algorithm [1], which is a fast FFT accelerated Ewald-Mesh technique. A very simple model builds up a dipole out of two tightly attached point charges. With this technique systems with 500 - 2000 dipoles are easily accessible. Test runs have already been performed indicating that a concentration de-mixing of the dipoles takes place in response to inhomogeneous magnetic fields (magnetophoresis). With our project we aim at both: macroscopic as well as microscopic properties. Of particular interest is the magnetization and its dependence on the particle pair potential. It is not yet settled which interaction potential is the most suitable to model real ferrofluids. We shall study how the magnetic susceptibility χ is affected by different repulsive and/or attractive interparticle potentials. These are in detail:

- a) soft spheres with a pure repulsive Lennard-Jones potential
- b) soft spheres with an additional steric soft repulsive potential[2]
- c) soft spheres with a full Lennard-Jones

potential (Stockmayer fluid)

For a) and c) we use a Lennard-Jones potential of the form

$$U_{LJ}(r) = 4\epsilon_{LJ} \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 - c(R_c) \right] \quad (1)$$

for $r \leq R_c$, and $U_{LJ}(r) = 0$ otherwise. The cutoff R_c for the pure repulsive potential is chosen as $R_c = 2^{1/6}\sigma$ and is larger for an attractive LJ-potential. The function $c(R_c) = (\frac{\sigma}{R_c})^{12} - (\frac{\sigma}{R_c})^6$ enforces $U_{LJ}(R_c) = 0$. By comparing our simulations with experiments we want to deduce an optimized set of parameters for future ferrofluid MD-simulations.

We also want to determine how the initial susceptibility χ depends on the dipole concentration ρ . For diluted ferrofluids the relationship between χ and ρ is linear, a result commonly used to derive the Kelvin force [2]. However, recent investigations reveal deviations from this proportionality implying perceptible corrections to the Kelvin force [3]. Therefore, we plan to compare our simulations with the susceptometric measurements proposed by the project of Trahms (PTB-Berlin). In a second step we shall investigate the micro-structure of the suspension. Of special interest is the spontaneous formation of particle chains or clusters. Their appearance is crucial for the rheology of the liquid. The results of our simulations can be compared with the structure factors obtained by small angle x-ray scattering experiments. Moreover, it will be a challenging task to figure out, how stable these

agglomerates are against perturbations, such as a shear flow of the carrier liquid.

Acknowledgments

Funding from the DFG is gratefully acknowledged.

References

- [1] M. Deserno, C. Holm, J. Chem. Phys. **109**, 7678 (1998); J. Chem. Phys. **109**, 7694 (1998).
- [2] R. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985).
- [3] M. Liu, Phys. Rev. Lett. **84**, 2762 (2000); S. Odenbach and M. Liu, *this conference*.

Hydrodynamic interactions

Rudi Schmitz

Institut für Theoretische Physik, RMTH Aachen, 52056 Aachen

Abstract:

The dynamics of concentrated colloidal suspensions is controlled not only by external forces and direct interactions among the suspended particles, but also by hydrodynamic interactions which are mediated by the host fluid. This gives rise to a complicated N-body mobility matrix expressing the rigid body velocities of the particles in terms of the forces and torques applied to the particles. It is discussed how the mobility matrix is calculated from many-body hydrodynamic scattering theory and implemented in Stokesian and Brownian dynamics simulations.

Magnetoviskoser Effekt von Ferrofluiden in Abhängigkeit von der Volumenkonzentration

J. Fleischer, S. Odenbach

ZARM, Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen

Bei der Untersuchung des magnetoviskosen Effektes in Ferrofluiden wurden verschiedene nichtnewtonsche Eigenschaften von Ferrofluiden entdeckt wie z.B. die Scherverdünnung. Diese lassen sich durch Bildung großräumiger evtl. kettenartiger Strukturen unter Magnetfeldeinfluss erklären. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkungsenergie in kommerziellen Ferrofluiden, bei denen die Magnetitteilchen einen mittleren Durchmesser von 10 nm besitzen, ist allerdings zu schwach für eine solche Kettenbildung. Ein Erklärungsversuch ist die Annahme der Existenz von Primäragglomeraten. Diese entstehen im Laufe des Herstellungsprozesses und werden an dessen Ende zum größten Teil eliminiert. Möglicherweise verbleiben aber noch geringe Mengen dieser Primäragglomerate in der kommerziellen Flüssigkeit, in einer Konzentration, die dann immer noch groß genug ist, um diese Effekte hervorzurufen. Für die Untersuchungen des magnetoviskosen Effektes wird ein spezielles Rheometer (Abb. 1) verwendet, welches das Anlegen eines variablen homogenen Magnetfeldes um die Messzelle, ein kombiniertes Kegel-Platte-System, erlaubt. Bei verschiedenen Scherraten und variablen Magnetfeldstärken wird die Veränderung der Viskosität der Ferrofluide gemessen. Die Viskositätsänderung hängt dabei aber nicht nur von der Magnetfeldstärke und der Scherrate ab, sondern auch von den Eigenschaften der verwendeten Ferrofluide. Vom Hersteller variierbar sind dabei die verwendeten Trägerflüssigkeiten und Materialien der Teilchenbeschichtung, die Anzahl der Beschichtungen sowie mittlere Größe, Größenverteilung, Volumenkonzentration und auch das Material der magnetischen Parti-

kel. Die Größe und Konzentration der von uns vermuteten Primäragglomerate spielt ebenfalls eine wichtige Rolle. Um den Parameterraum einzugrenzen, werden Ferrofluide mit gleicher Beschichtungsstruktur und identischen Trägerflüssigkeiten verwendet. Variierbar bleibt die Gesamtkonzentration der magnetischen Partikel sowie die Konzentration der Primäragglomerate.

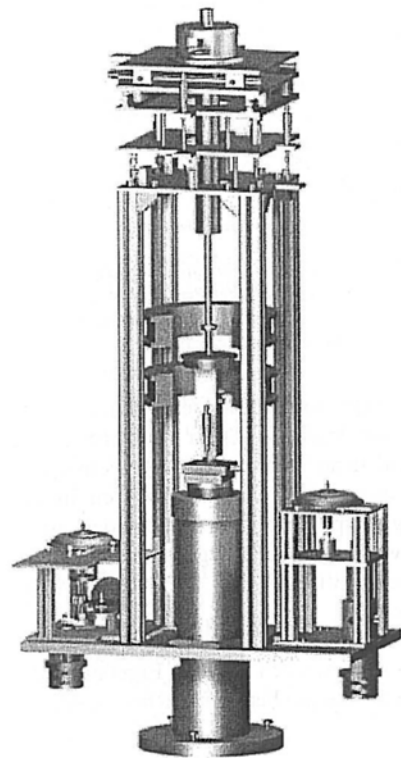


Abb. 1: Gesamtansicht des Ferrofluid-Rheometers

Um den Einfluss dieser Primäragglomerate nachzuweisen, wurden zunächst Ferrofluide auf synthetischer Kohlenwasserstoffbasis gleicher Grundviskosität untersucht, die aus einem Herstellungsprozess stammen. Die Flüssigkeiten unterscheiden sich hauptsächlich dadurch, dass sie unterschiedlich starke Reinigungsprozesse durchlaufen haben. Dabei wurde die gleiche Grundviskosität eingestellt, so dass nur der Gehalt an Primäragglomeraten verschieden ist, die Flüssigkeiten sonst aber gleiche Eigenschaften aufweisen. Dabei hat sich gezeigt, dass, wie vermutet, der magnetoviskose Effekt ganz entscheidend von der Konzentration der Primäragglomerate abhängt. (Abb. 2) [1]

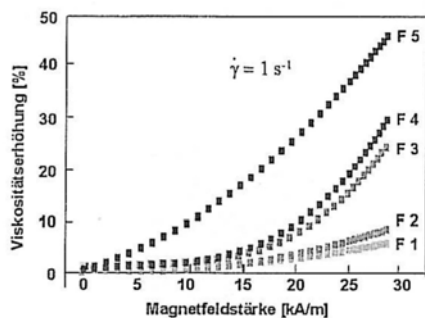


Abb. 2: Magnetoviskoser Effekt bei Ferrofluiden unterschiedlicher Primäragglomeratkonzentration; F1 ist die am längsten gereinigte Flüssigkeit [1]

Die Gesamtvolumenkonzentration ist ebenfalls von Interesse. Dazu werden zur Zeit verschiedene kommerzielle Ferrofluide untersucht, die sich hauptsächlich in der Sättigungspolarisation unterscheiden. Auch hier wird eine Abhängigkeit des magnetoviskosen Effektes von der Konzentration erwartet.

Vorgestellt werden aktuelle Ergebnisse der Experimente am Ferrofluid-Rheometer.

Danksagung

Dieses Projekt wird von der DFG unter dem Kennzeichen OD18/1-2 gefördert.

Literatur

- [1] S. Odenbach, K. Raj, *The influence of particle agglomerates on the magnetoviscous effect in ferrofluids*, eingereicht

Thermodiffusive Prozesse in Ferrofluiden

T. Völker¹, E. Blums², S. Odenbach¹

¹ ZARM, Universität Bremen, Am Fallturm, 28359 Bremen

² Institut für Physik, Universität Lettland, Salaspils-1, LV-2169, Lettland

Einleitung und Motivation

Transportphänomene in Ferrofluiden spielen eine entscheidende Rolle im Hinblick auf die Langlebigkeit der Flüssigkeit in verschiedenen technischen Anwendungen. Ein Prozeß, der hierbei interessant sein kann, ist die Separation der magnetischen Teilchen in Gegenwart eines Temperaturgradienten. Dieser, als Soret-Effekt bzw. Thermodiffusion bekannte Prozeß, ist sowohl vom Standpunkt der Grundlagenforschung, in der man sich für die verschiedenen Einflußfaktoren auf die Thermodiffusion interessiert als auch von Seiten vieler Anwendungen von Bedeutung.

Eine Möglichkeit zur indirekten Bestimmung der Wanderungsgeschwindigkeit der Partikel ist die Messung der Konzentrationsverteilung in einer Thermodiffusionszelle [1]. Diese besteht im wesentlichen aus einer vertikalen Flüssigkeitsschicht unter Einfluß eines horizontalen Temperaturgradienten, die an ihren Enden mit jeweils einem Flüssigkeitsreservoir verbunden ist. Die Kombination aus der Bewegung eines Teilchens parallel zum Temperaturgradienten und der sich einstellenden vertikalen Schwerkraftkonvektion im Flüssigkeitsspalt führt zu einer Konzentrationsänderung von magnetischen Teilchen in den Reservoiren. Durch eine induktive Meßmethode wird die Konzentration in beiden Reservoiren bestimmt [2]. Der Soret-Koeffizient, der das Verhältnis zwischen thermischer und Brownscher Diffusion angibt, kann allerdings nur aus dem Anfangs- und Sättigungsstadium der Separation ermittelt werden, da nur hier die theoretischen Modelle gültig sind.

Da Ferrofluide Diffusionskoeffizienten im Bereich 10^{-11} m²/s aufweisen, ist der Ge-

samtprozeß durch lange Zeitskalen gekennzeichnet. Das führt zu einem sehr geringen Effekt im Anfangsstadium und zu einer Meßdauer von mehreren Wochen bis zum Erreichen der Sättigung.

Soret-Effekt in Ferrofluiden

Die Bestimmung der Partikelbewegung in Ferrofluiden basiert auf der Berechnung des resultierenden Massenstroms magnetischer Partikel in das jeweilige Reservoir. Konventionell beschichtete Partikel wandern antiparallel zum horizontal anliegenden Temperaturgradienten. Dadurch entsteht ein horizontaler Konzentrationsgradient im Spalt. Durch die vertikale Konvektionsströmung im Spalt werden die Partikel zum jeweiligen Reservoir transportiert. Dadurch kommt es zu einer Konzentrationserhöhung magnetischer Partikel im unteren Reservoir, während die Konzentration im oberen Reservoir abnimmt. Aus der zeitabhängigen Konzentrationsdifferenz zwischen beiden Reservoiren läßt sich so indirekt die horizontale Bewegungsgeschwindigkeit der Partikel bzw. deren Soret-Koeffizient berechnen [3].

Numerische Simulation

Da die analytischen Berechnungen nur für die schwer zugänglichen Zeitbereiche gelten, wurde eine numerische Simulation entwickelt. Diese gibt Informationen über das stationäre Geschwindigkeitsprofil und das zeitabhängige Konzentrationsprofil. Abb. 1 zeigt das Konzentrationsprofil im Spalt nach 10s, 200s, 1000s und nach 10 h unter Annahme monodisperser Teilchen in

Kerosin mit einem hydrodynamischen Durchmesser von 13 nm und einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 0.0001$.

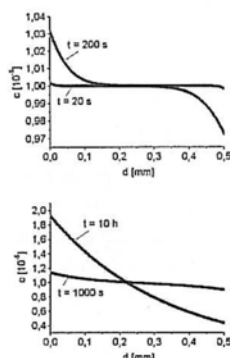


Abb. 1: Zeitliches Konzentrationsprofil in einem Spalt der Breite $d = 0.5$ mm.

Experimenteller Aufbau

Das Kernstück des experimentellen Aufbaus ist eine Thermodiffusionszelle, wie sie in Abb. 2 dargestellt ist.

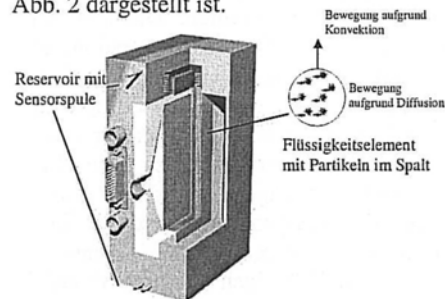


Abb. 2: Thermodiffusionszelle

Sie besteht aus zwei parallel angeordneten Spalten mit jeweils $d=0.5$ mm. Diese münden an den Enden in Flüssigkeitsreservoirs mit $V=3$ ml. In den Reservoirs sind die Sensorenspulen integriert, die mit jeweils einem LC-Oszillator verbunden sind. Die Änderung der Schwingfrequenz des Oszillators ist ein Maß für die Konzentrationsänderung im jeweiligen Reservoir. Wird die auf die Ausgangskonzentration normierte Differenz zwischen der Konzentration im unteren und oberen Reservoir über der Zeit aufgetragen, erhält man die Separationskurven aus denen sich der Soret-Koeffizient berechnen lässt.

Ergebnisse und Diskussion

Abb. 3 zeigt die Separationskurve im Anfangsstadium des Prozesses bei einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 10$ K ($T_1 = 20$ °C, $T_2 = 30$ °C).

Es kommt zu einer Anreicherung magnetischer Teilchen im unteren Reservoir, während gleichzeitig deren Konzentration im oberen Reservoir sinkt. Die daraus resultierende Separationskurve zeigt ein $\Delta c/c_0 \sim t^{2.5}$ Verhalten, das theoretisch vorhergesagt wurde.

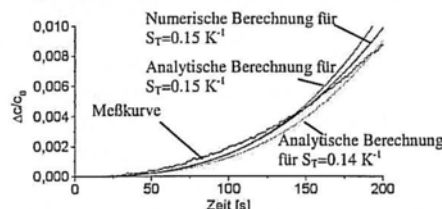


Abb. 3: Das Anfangsstadium des Prozesses

Der Vergleich der experimentell gefundenen Kurve mit analytisch und numerisch berechneten Kurven (Abb. 3) lässt auf einen Soret-Koeffizienten von $S_T = +0.15 \pm 0.02$ schließen.

Zum Vergleich wurden Langzeitmessungen bis zum Erreichen der Sättigung durchgeführt. Bei einer Temperaturdifferenz von 8 K wird dieses Stadium nach etwa 50 Tagen erreicht, wobei eine extrem hohe Separationsrate von $\Delta c/c_0 \approx 1.72$ gemessen wurde. Der aus diesem Bereich berechnete Soret-Koeffizient wurde mit Hilfe eines neuen Modells [4] zu $S_T = 0.13$ K⁻¹ bestimmt. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung sowohl mit dem Wert, der im Anfangsstadium gefunden wurde als auch mit Ergebnissen, die aus optischen Messungen resultieren [5].

Referenzen

- [1] Mezulis A., Blums E., Kronkalns G., Maiorovs M.: Measurements of thermodiffusion of nanoparticles in magnetic colloids, Latvian J. Phys. and Techn. Sciences, No. 5 (1995).
- [2] Odenbach S.: Konvektion durch Diffusion, Dissertation, München 1993.
- [3] Blums E., Odenbach S.: Thermophoretic separation of ultrafine particles in ferrofluids in thermal diffusion column under the effect of a MHD convection
- [4] Blums E., Odenbach S.: The effect of solute buoyancy, Pamir-Conference, 2000 (in press)
- [5] Mezulis A.: priv. Mitt.

RAYLEIGH – BENARD CONVECTION IN A FERROMAGNETIC FLUID SUSPENSION WITH INTERNAL ANGULAR MOMENTUM

PRADEEP G. SIDDHESHWAR AND

ANNAMMA ABRAHAM

UGC – DSA centre in Fluid Mechanics
Department of Mathematics
Bangalore University, Central College Campus
Bangalore – 560001, INDIA.

Department of Mathematics
Bishop Cotton College
19, C.S.I compound, Mission Road
Bangalore-560 027, INDIA.

ABSTRACT

There are innumerable works that address the Rayleigh-Benard situation in Newtonian viscoelastic ferromagnetic fluids [1-4] and in non-ferromagnetic fluid suspensions [5 and references therein]. In the present paper we go by the suggestion of Rosensweig [9] and take an attitude that it is pertinent to demand an Eringen micropolar fluid description for the ferromagnetic fluid suspension. We investigate the problem of Rayleigh – Benard convection in a ferromagnetic fluid suspension permeated by a uniform, vertical DC magnetic field for free-free, isothermal, spin-vanishing, magnetic boundaries. The problem addressed in the paper has innumerable engineering applications in view of the recent increase in the number of non-isothermal situations wherein magnetic fluids are put to use in place of classical fluids. The monographs of Rosensweig [9] and Bashtovoy et al [10] review several applications of heat transfer through ferromagnetic fluids. The governing non-dimensional equations for the Rayleigh-Benard problem in ferromagnetic fluid suspensions are

$$(1 + N_1)w_{,jjj} + N_1\Omega_{3,jj} + R(1 + M_1)(T_{,jj} - T_{,33}) - M_1R(\phi_{,jj} - \phi_{,33})_{,3} = 0 \quad ,$$

$$N_3\Omega_{3,jj} - N_1w_{,jj} - 2N_1\Omega_3 = 0 \quad ,$$

$$T_{,jj} + (w - N_5\Omega_3) = 0 \quad ,$$

$$M_3(\phi_{,jj} - \phi_{,33}) + \phi_{,33} - T_{,3} = 0 \quad ,$$

where M_1 and M_3 are the magnetisation parameters, N_1 is the coupling parameter, N_3 is the couple stress parameter and N_5 is the micropolar heat conduction parameter. We have assumed the principle of exchange of stability to be valid and hence deal with only stationary convection. The eigen value R , following [5] can be obtained in the form

$$R = \frac{K^6(\pi^2 + M_3a^2)(N_3K^2 + 2N_1 + N_1N_3K^2 + N_1^2)}{a^2(N_3K^2 + 2N_1 - N_1N_5K^2)[(1 + M_1)(\pi^2 + M_3a^2) - M_1\pi^2]}$$

where M_1 , M_3 are the magnetization parameters and N_1 , N_3 , N_5 are the micropolar fluid parameters, $K^2 = \pi^2 + a^2$. It is observed that the ferromagnetic fluid suspension when heated from below is more stable compared to the classical Newtonian ferromagnetic fluid layer. The nature of influence of the magnetisation parameters on convection in the ferromagnetic fluid suspension is similar to that in the case of Newtonian ferromagnetic fluids. The critical wave number is found to be insensitive to the changes in the suspension related parameters, but sensitive to the magnetisation parameters. The sensitiveness of the critical Rayleigh number R_c to the changes in the magnetisation parameters M_1 , M_3 and to the micropolar fluid parameters N_1 , N_3 and N_5 are discussed. M_3 represents the departure of the magnetic equation of state from linearity. As the equation of state becomes more non-linear (M_3 large) the fluid layer is destabilized slightly. As M_1 increases R_c increases. Hence M_1 has a stabilizing effect on the fluid. R_c increases with increasing N_1 . Increase in N_1 indicates the increasing concentration of microelements. Since microelements increase in number with increasing N_1 , a greater part of the energy of the system is consumed by these elements in developing gyrational velocities of the fluid, and as a result onset of convection is delayed. R_c decreases with increasing N_3 and ultimately levels off to the Newtonian value. Increase in N_3 , increases the couple stress of the fluid which causes a decrease in microrotation and hence makes the system more unstable. At only small values of N_3 couple stresses are operative and hence we observe that microrotations (small values of N_3) stabilize the system in comparison with the Newtonian problem. When N_5 increases, the heat induced into the fluid due to the microelements is also increased, thus reducing the heat transfer from the bottom to the top. The decrease in heat transfer is responsible for delaying the onset of instability. Thus increasing N_5 leads to increase in R_c . In other words N_5 stabilizes the flow. The critical wave number is, in general, insensitive to the changes in the micropolar parameters but sensitive to changes in the magnetisation parameters. Large magnetisation parameters help in inducing the coupling number N_1 into influencing a_c^2 .

REFERENCES

- [1] P. G. Siddheshwar, Japan Soc. Mag. Fluids (1993) 25.
- [2] P. G. Siddheshwar, J. Mag. Mag. Matls. (1995) 148.
- [3] Y. Qin and P. N. Kaloni, Eur. J. Mech. B. Fluid 13 (1994) 305.
- [4] P. G. Siddheshwar, Indian. J. Engg. And Material Sci. 5(1998)453.
- [5] P. G. Siddheshwar and S. Pranesh, Int. J. Engg. Sci. 36(1998) 1173.
- [6] P. G. Siddheshwar and S. Pranesh, Int. J. Engg. Sci. 36(1998)1183.
- [7] P. G. Siddheshwar and S. Pranesh, J. Mag. & Mag. Matls., 192(1999)159.
- [8] P. G. Siddheshwar and S. Pranesh, letters to the Editor, J. Mag. & Mag. Matls, 2000.(In Press).
- [9] R. E. Rosensweig, Ferrohydrodynamics, Cambridge Univ. Press, 1985.
- [10] V. G. Bashtovoy, B. N. Berkovsky, A. N. Vislovich, Introduction to Thermomechanics of Magnetic Fluids, Hemisphere Co. Washington D. C., 1988.

3. Free Surfaces

Thread formation

Jens Eggers

Universität Gesamthochschule Essen, Fachbereich Physik,
45117 Essen

When a fluid jet pinches to form a drop, the fluid elements in the detachment region stretch. Drop formation is thus a sensitive indicator for the presence of long chains in the fluid, which get pulled apart. If the chains resist the stretching, long threads of almost constant radius are formed. We study the dynamics of this process in the framework of different models for non-Newtonian fluids and discuss the applicability to ferrofluids.

Shape transformations of a rotating ferrofluid drop

Andreas Engel¹, Konstantin I. Morozov²

¹*Institute for Theoretical Physics, Otto-von-Guericke-Universität, PSF 4120, 39016 Magdeburg*

²*Institute of Continuous Media Mechanics, Russian Academy of Sciences, 614013 Perm*

Abstract:

A drop of a ferrofluid floating in a non-magnetic liquid of the same density can be brought into rotation by applying a uniform, rotating magnetic field. Quite generally the detailed shape of the drop depends on the amplitude of the applied magnetic field. At high frequency one

finds for increasing field strength several shape transitions from a spheroid over a three axial ellipsoid to a disk shape. The precise character of the associated bifurcations is found to depend on the permeability of the fluid. These shape transitions are studied theoretically by determining the flow field inside and outside the drop and calculating the resulting viscous stresses acting on its surface.

Numerical Simulation of Ferrofluids with Free Boundaries

Gunar Matthies¹, Lutz Tobiska¹

¹*Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Fakultät für Mathematik, Institut für Analysis und Numerik, PF 4120, D-39016 Magdeburg*

Introduction

In industrial applications of ferrofluids both the ferromagnetic and the hydrodynamic properties of the magnetic fluid play an essential role for an optimal design of the devices. Often, e.g., in magnetic fluid seals, a part or the whole boundary of the ferrofluid is a-priori unknown. We propose a general finite element method for simulating the dynamic behaviour of magnetic liquids with free boundaries.

Basic Equations

Our basic model consists of a coupling of the Maxwell equations with the incompressible Navier-Stokes equations. In case that the temperature in the fluid is essential the model can be extended by the energy equation. Note that the Maxwell equation simplify to the equations for the magnetic potential due to the nonconductivity of ferrofluids.

Solving Strategy

The coupled nonlinear system of partial differential equations is discretized by a finite element method. A decoupling strategy is used to split the problem into subproblems of calculating the magnetic, velocity and pressure fields in a fixed domain. Then, the Young-Laplace equation or the calculated normal velocity on the free surface are used to find the new location of the free boundary. For an efficient

solution of the linearized subproblems geometric multigrid solvers have been developed.

Free Boundary

Special care has to be taken to handle the free boundary and the mesh generation for the time-depending domain. We have successfully applied the arbitrary Lagrangian Eulerian approach (ALE) for solving the non-stationary Navier-Stokes equation. To generate a new mesh from the information of the new boundary position we solve a Laplace equation for a vector-valued function which describes the transformation of a reference mesh to the actual mesh in the new domain.

Examples

The proposed algorithm has been applied on ferrofluid drops in an external magnetic field.

Acknowledgements

The work of the first author was supported through DFG grant En 278/2-1.

References

- [1] R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics*, (Dover Pubns, 1998).
- [2] V. John, L. Tobiska, *Computing* 64 (2000) 4, 307-321

Pattern and Wavenumber Selection in Ferrofluids

René Friedrichs, Adrian Lange and Andreas Engel

When a ferrofluid layer is subjected to a vertically oriented and uniform magnetic field, above a critical value of the field a hexagonal pattern of peaks appears on the surface of the liquid [1]. Increasing the magnetic field further leads to a transition from the hexagonal pattern to a square pattern, above a second threshold [2]. The stability of the different patterns have been theoretically analyzed by means of an energy minimization principle [3, 4] and by using group theoretical methods [5]. These previous investigations were restricted to the limit of low magnetic susceptibility $\chi \ll 1$ although in the relevant experiments magnetic fluids with a susceptibility larger than 1 were used. Thus we examine theoretically the pattern formation in the more realistic case of arbitrary susceptibility χ . Moreover we consider a ferrofluid layer with thickness d and perform for the first time a nonlinear analysis of the normal field instability for finite d . In addition we investigate the wavenumber selection and its influence on the stability of hexagons and squares.

Using an energy variational method as well as an amplitude equation approach we obtain results differing from the classical ones reported in [3, 4, 5] even in the limit of infinite depth and small χ . Including the wavenumber into the set of variational parameters we determine the dependence of the wavenumber of the pattern on the magnetic field. This variation of the wavenumber was measured in recent experiments [2] using jumps in the field intensity.

Acknowledgments

This work was supported by the *Deutsche Forschungsgemeinschaft* under the project En 278/2-1.

References

- [1] M. D. Cowley, R. E. Rosensweig, J. Fluid Mech. **30**, 671-688 (1967).
- [2] B. Abou, J.-E. Wesfreid, S. Roux, "The normal field instability in ferrofluids: hexagon-square transition mechanism and wavenumber selection", under consideration for publication in J. Fluid Mech. .
- [3] A. Gailitis, J. Fluid Mech. **82**, 401-413 (1977).
- [4] E. A. Kuznetsov, M. D. Spektor, Sov. Phys. JETP **44**, 136-141 (1976).
- [5] M. Silber, E. Knobloch, Physica D **30**, 83-98 (1988).

Transiente und stabile Oberflächenstrukturen magnetischer Flüssigkeiten

B. Reimann, R. Richter and I. Rehberg

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

Die Rosensweig-, oder Normalfeldinstabilität ist das Paradeferd für Strukturbildung auf dem Gebiet der magnetischen Flüssigkeiten. Oberhalb eines Schwellwertes der magnetischen Induktion B_c wird die zuvor flache Oberfläche gegenüber einem stationären Muster aus flüssigen Stacheln mit einer charakteristischen Wellenzahl k_c instabil. Bisherige Untersuchungen der Wellenzahl basierten auf einer quasistatischen Felderhöhung und erbrachten eine Unabhängigkeit der Wellenzahl von der magnetischen Induktion [1, 2, 3] für das hexagonale Muster.

Erhöht man dagegen die Induktion sprunghaft von einem unterkritischen- zu einem überkritischen Wert so beobachtet man zunächst transiente zirkulare Deformationen (Fig. 1) für deren Wellenzahl eine lineare Abhängigkeit von der magnetischen Induktion vorhergesagt und vermessen wurde [4]. Für die erfolgreiche Anwendung der linearen Theorie ist dabei wichtig, dass es sich bei den transienten Deformationen um zunächst kleinamplitudige Strukturen handelt. Mit Fortschreiten der Zeit entwickeln die zirkularen Deformationen sekundäre Rosensweigstacheln (Mischzustand), um schliesslich als Endzustand ein hexagonales Stachelgitter zu erreichen (siehe Fig. 2).

Im Kontrast zu den transienten Strukturen finden wir für die Wellenzahl des Endzustandes keine Abhängigkeit von der Induktion. Wir untersuchen die Entwicklung der Wellenzahl auf dem Weg vom transienten- zum Endzustand.

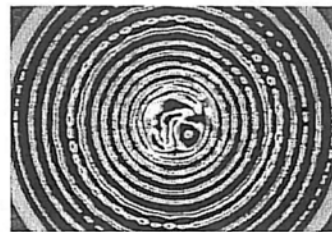


Abbildung 1: Zirkulare Deformationen 180 ms nach Schalten der Induktion auf $B = 17.5\text{mT}$.

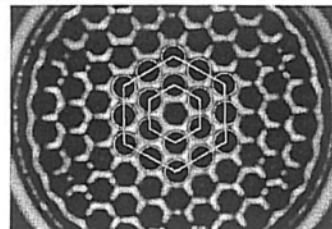


Abbildung 2: Stabiler Endzustand hexagonaler Rosensweigstacheln bei $B = 17.5\text{mT}$.

References

- [1] M.D. Cowley and R.E. Rosensweig, J. Fluid Mech. **30**, 671 (1967).
- [2] R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985).
- [3] J.-C. Bacri and D. Salin, J. Phys. (France) **45**, L559 (1984).
- [4] A. Lange, B. Reimann, and R. Richter, Phys. Rev. **61**, 5528 (2000).

Tuning the Rosensweig Instability from imperfect to perfect.

R. Richter¹ and J. Bläsing²

¹Universität Bayreuth, Physikalisches Institut, Experimentalphysik V, D-95440 Bayreuth

²Institut für Experimentelle Physik, Univ. Magdeburg, D-39016 Magdeburg

For the Rosensweig- or normal field instability it is known, that above a threshold B_c of the magnetic induction the initially flat surface gives way to a stationary pattern of liquid crests [1]. We investigate this transition – like most experimentators have to – in a dish of *finite* size. However, in contrast to most of predecessors, we measure the local variation of the order parameter. Figure 1 gives a series of seven different hight profiles for increasing values of the control parameter (bottom to top). It turns out, that the deformation of the liquid surface is starting at the edges and is propagating towards the center of the container for higher values of the induction. Figure 2 displays the

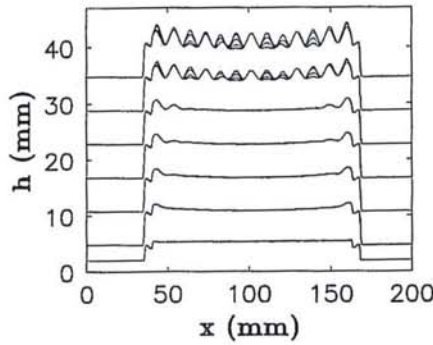


Figure 1: Series of hight profiles for increasing values of the magnetic induction.

maximum hight of the liquid crests versus the magnetic induction. Taking into account the maximum hight in the hole container (uppermost curve) a continous increase of the order parameter can be

observed. For the consecutive curves the maximum hight is estimated in areas with decreasing diameter. Restricting the area to the center of the container a perfect bifurcation can be recovered.

We discuss the influence of finite size effects (like field inhomogeneity) onto the character of the bifurcation.

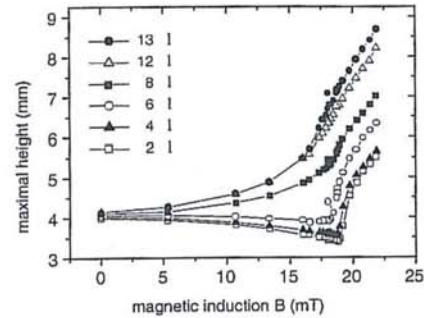


Figure 2: Maximum hight of the liquid crests versus the magnetic induction. The hight is estimated in circular areas of decreasing size focused at the center of the container. The diameter of the area is chosen in multiples of the wave length l of the pattern.

References

- [1] M.D. Cowley and R.E. Rosensweig, J. Fluid Mech. **30**, 671 (1967);

Virtually certain – a personal view of computer simulations

Roy Chantrell

Physics Department, Durham University, UK

For almost a quarter of a century computer simulations of magnetic materials in general and ferrofluids in particular have been instrumental in improving our physical understanding. These ‘virtual experiments’ provide model results which play a part in refining analytical theories as well as giving a basis for the understanding of experimental data. I will talk about the development of computational techniques from their early days and make some comments about future directions.

The Rosensweig Instability: Amplitude Equation Approach

Adrian Lange , René Friedrichs , Andreas Engel

Institut für Theoretische Physik, Universität Magdeburg, Postfach 4120, D-39016 Magdeburg

The method of multiple scale analysis is applied to the static Rosensweig instability. The resulting hierarchy of differential equations and boundary problems presents a type of problem which differs qualitatively from many classical examples. In each order of the small parameter ϵ ($0 < \epsilon \ll 1$) different boundary conditions have to be fulfilled whereas the corresponding differential equations are always of the same type. Details are given how to proceed in such a case towards an amplitude equation which generic form is

$$0 = \epsilon A_1 + \gamma A_2^* A_3^* - \left[|A_1|^2 + g_h (|A_2|^2 + |A_3|^2) + g_t (|A_4|^2 + |A_6|^2) + g_n |A_5|^2 \right] A_1. \quad (1)$$

Similar equations for the other amplitudes $A_n \neq A_1$ result from circular permutation of the indices and complex conjugation. The distance from the critical induction is given by $\epsilon = B_{ext}^2/B_{c,\infty}^2 - 1$, where $B_{c,\infty}$ is the critical induction for an infinite thick layer of magnetic fluid. The amplitudes A_n describe hexagons (e.g. $A_1 = A_2 = A_3 = A$, $A_n = 0$ for $n > 3$), squares (e.g. $A_1 = A_5 = A$, $A_n = 0$ else), and rolls (e.g. $A_1 = A$, $A_n = 0$ for $n > 1$). For magnetic fields above the critical value, $B_{ext} > B_{c,d}$, the stability of the different patterns are discussed with respect to the relative permeability μ_r of the magnetic fluid and the layer thickness d .

Berechnung der Oberflächenform von Ferrofluiden am Beispiel eines isolierten Tropfens im homogenen Magnetfeld

Thomas Hähndel, Hanns-Dietrich Stahlmann

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

Die Form von Ferrofluiden unter dem Einfluß äußerer Felder sowie die daraus resultierende Kräfteverteilung läßt sich nur in wenigen Fällen vorausbestimmen. Oft versagen herkömmliche numerische Verfahren aufgrund der starken wechselseitigen Beeinflussung von Feldverteilung und Form der freien Oberfläche.

Ein neuer Lösungsansatz besteht darin, die Ersatzladungsmethode der Magnetostatik durch die hydromechanischen Komponenten zu erweitern. So gelingt es, das Problem auf die freie Ferrofluidoberfläche zu reduzieren. Die Berechnung der Form erfolgt iterativ über die Flächenkraftdichten.

Die Genauigkeit des Verfahrens wurde am isolierten, schwerelosen Ferrofluidtropfen im homogenen Magnetfeld überprüft, welchem wegen seiner vermeintlich einfachen Gestalt bereits sehr viel Beachtung geschenkt wurde. Unter der Annahme, der Tropfen behält seine Rotationsellipsoidform, läßt sich aus energetischen Betrachtungen die Bestimmungsgleichung für die sich einstellende Exzentrizität $e = \frac{\sqrt{c^2 - a^2}}{c}$ angeben[1]:

$$Bm = \frac{1}{2\pi} \frac{e^3 (3 - 2e^2) (1 - e^2)^{\frac{1}{2}} - e^2 (3 - 4e^2) \arcsin e}{(1 - e^2)^{\frac{7}{6}} \left((3 - e^2) \ln \frac{1+e}{1-e} - 6e \right)} \quad (1)$$

$Bm = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi \sigma} \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{\frac{1}{3}}$ stellt die magnetische Bondzahl dar.

Es zeigte sich, daß die mit dem numerischen Verfahren errechnete Form besonders im Bereich höherer Exzentrizitäten exakter ist und die Annahme der Rotationsellipsoidform nur eine gute Näherung darstellt. So erscheint auch die kritische Bondzahl, bei der der Tropfen seine geschlossene Form verliert, geringer als angenommen.

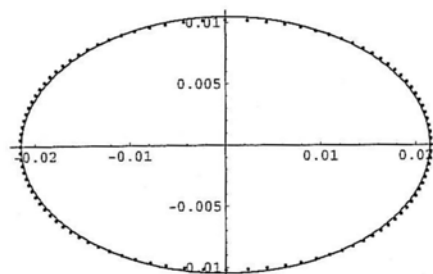


Abbildung 1: Hüllkurve eines hochpermeablen Ferrofluidtropfens bei einer Bondzahl von $Bm = 1.23$, (Linie – günstigste Ellipse, Punkte – Simulation)

Literatur

- [1] E. Blums, A. Cebers, M.M. Maiorov: *Magnetic Fluids*, Walter de Gruyter Berlin, 1997, S.177-193

Weissenberg-Effekt in Ferrofluiden

Katja Melzner, Thomas Rylewicz, Stefan Odenbach
ZARM, Universität Bremen, Am Fallturm, D28359 Bremen

Einleitung

Bisher wurden magnetische Flüssigkeiten auf Kohlenwasserstoffbasis als ideale Ferrofluide betrachtet, in denen die suspendierten Magnetitteilchen nicht miteinander wechselwirken. Eine Bildung von Agglomeratstrukturen unter Magnetfeldeinfluss kann deshalb in solchen Flüssigkeiten nicht stattfinden.

Allerdings konnte in rheologischen Untersuchungen an diesen Ferrofluiden nicht-newtonische Effekte nachgewiesen werden, die möglicherweise auf Kettenbildung im Feld zurückzuführen sind [1, 2]. Die am häufigsten in diesen Flüssigkeiten vorkommenden 10 nm grossen Teilchen haben jedoch eine zu schwache Dipol-Dipol-Wechselwirkungsenergie, um Ketten zu bilden, und die Anzahl an grösseren kettenbildenden Einzelteilchen ist zu gering.

Ein Erklärungsansatz könnten die sogenannten „primären Agglomerate“ liefern: diese entstehen während des Herstellungsprozesses durch van-der-Waals-Agglomeration von Einzelteilchen, bevor die Umhüllung mit Oberflächenbeschichtungsmolekülen vervollständigt wird. Diese Agglomerate sind in den magnetogranulometrischen Grössenbestimmungen aufgrund ihres magnetischen Verhaltens nicht sichtbar.

Auch Satoh, Chantrell u.a. [3] benutzen die Annahme von primären Agglomeraten, um z. B. mittels Monte-Carlo Simulationen die Bildung von Ketten aus primären Agglomeraten im Feld und deren Verhalten in einer Scherströmung zu

untersuchen.

Weissenberg-Effekt

Wenn sich kettenartige Strukturen unter Feldeinfluss im Ferrofluid bilden und die Flüssigkeit kein rein viskoses Verhalten mehr zeigt, dann stellt sich die Frage, ob in Scherströmungen auch Normalspannungseffekte beobachtet werden können, da durch die asymmetrischen Strukturen die auftretenden Normalspannungsdifferenzen ungleich Null werden sollten.

Als Nachweismethode wurde der Weissenberg-Effekt angewendet: das Ansteigen einer freien Flüssigkeitsoberfläche an einem in der Flüssigkeit rotierenden Stab. Ursache des Effektes sind die endlichen Normalspannungsdifferenzen, die in viskoelastischen Flüssigkeiten eine zusätzliche radial nach innen gerichtete Kraft erzeugen, die der Zentrifugalkraft entgegenwirkt (Abb.1).

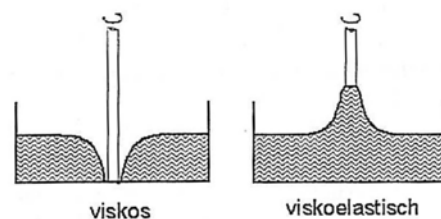


Abb. 1: Der Weissenberg-Effekt

In Ferrofluiden sind Anzahl und Länge der Teilchenkettens, die durch das Magnetfeld erzeugt werden, zu gering, als dass die Normalspannungskräfte unter 1g-Bedingungen eine sichtbare Verän-

derung der Oberflächenhöhe bewirken. Da die Höhe umgekehrt proportional zur Schwerebeschleunigung ist, wurden der Nachweis und die weitere Untersuchung des Weissenberg-Effekt in magnetischen Flüssigkeiten in Parabelflügen unter Mikrogravitationbedingungen durchgeführt.

Experiment

Nachdem in ersten Parabelflugkampagnen der Nachweis für die Existenz des Weissenberg-Effektes in Ferrofluiden erbracht wurde und dessen Abhängigkeit von Feldstärke, Volumenkonzentration und Scherrate untersucht werden konnte, lag der Schwerpunkt der letzten beiden Kampagnen in der Untersuchung des Einflusses der Agglomeratmenge.

Dazu wurden fünf Ferrofluide auf synthetischer Kohlenwasserstoffbasis untersucht, die aus einem Herstellungsprozess stammen, so dass sie sich in Flüssigkeitseigenschaften und Volumenkonzentration gleichen. Sie unterscheiden sich jedoch im Reinheitsgrad, da sie unterschiedlich starken magnetischen Reinigungsprozessen unterworfen wurden.

In Abbildung 2 ist die Höhe der Flüssigkeitsoberfläche als Funktion der angelegten Feldstärke für zwei der obengenannten fünf Ferrofluide, Fluid 2 und Fluid 4 bei fester Scherrate zu sehen. Fluid 2 besitzt eine geringere Agglomeratanzahl als Fluid 4.

Wie erwartet steigt bei beiden Fluiden die Oberfläche mit der magnetischen Feldstärke an, doch liegt der Anstieg für das Fluid 2 unter dem von Fluid 4 mit dem grösseren Agglomeratgehalt. Dies lässt auf geringere Normalspannungskräfte und damit geringere Anzahl von Teilchenkettchen bei gleicher Feldstärke in Fluid 2 schliessen. Der Unterschied in den Kurven zwischen den einzelnen Fluiden deutet auf eine Abhängigkeit der Kettenbildung

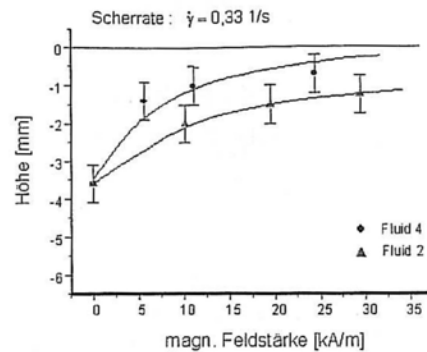


Abb. 2: Abhängigkeit des Weissenberg-Effektes von der Agglomeratanzahl

von der Agglomeratmenge hin.

Wir danken Dr. K. Raj (Ferrofluidics) für die Ferrofluide.

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

Referenzen

- [1] O. Ambacher, S. Odenbach, and K. Stierstadt, Z. Phys. B- Condensed Matter, **86** (1992) 29.
- [2] S. Odenbach and H. Stoerk, JMMM, **183** (1998) 188.
- [3] A. Satoh, R.W. Chantrell, G. Coverdale and S. Kamiyama, J. Colloid Interface Sci. **203** (1998) 233.

Experiments on Spatiotemporal Intermittency in a Ring of Ferrofluidic Oscillators

Peter Rupp, Reinhard Richter, and Ingo Rehberg

Lehrstuhl Experimentelle Physik V, Universität Bayreuth, D-95440 Bayreuth

A new experimental system is presented showing a transition to spatio-temporal intermittency (STI) for a large number of coupled oscillators. The system consists of a ring of hundred ferrofluidic spikes emerging on the circular edge of the pole shoe of an electromagnet. The spikes are driven by an alternating magnetic field which is superpositioned to a bias field. The motion of the spikes is scanned in a circular manner by a CCD-camera mounted above the center of the pole shoe. By stroboscopic image acquisition once every driving period we record the long time behaviour of the spatio-temporal dynamics.

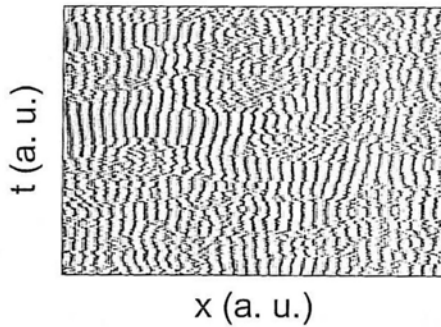


Figure 1: Space-time plot of the dynamics (detail) at a driving amplitude of the current of $I_{\text{ex}} = 2.3\text{A}$. The time proceeds from bottom to top.

Increasing the driving amplitude the system is changing from an ordered state, which is periodic in space and time, to a disordered one (see Fig. 1), which is interpreted with respect to STI. The applied

methodes for analysis comprise power spectra in space or time, estimation of the mean laminar (Fig. 2) and chaotic length and time based upon the binarization of the data, estimation of the mean laminar and chaotic fraction, and finally the coherence length deduced from the distribution of the laminar lengths (times) respectively. The scaling behaviour of the various measures is investigated.

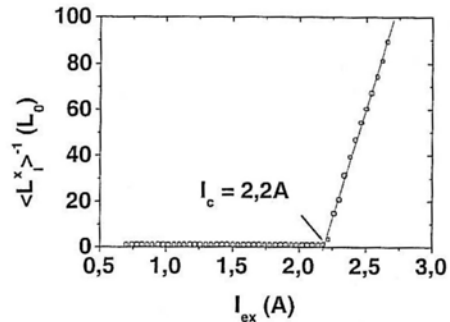


Figure 2: The inverse of the mean laminar phase length in space versus the amplitude of the current which is driving the electromagnet. The arrow marks the critical driving amplitude $I_c = 2.2\text{A}$ where STI sets in. L_0 denotes the system size.

Acknowledgements

We are grateful to Magdeburger Verkehrsbetriebe GmbH for the supply of soft iron pole shoes dismantled from tramways.

Die zwei Idealmaße eines Tropfens während der Abschnürung

Alexander Rothert¹, Reinhard Richter¹, Ingo Rehberg¹

¹ Universität Bayreuth, Physikalisches Institut, Experimentalphysik V, D-95440 Bayreuth

Die Physik der Tropfenbildung ist seit geraumer Zeit Gegenstand der Forschung. So untersuchte Rayleigh [1] das Wachstum von Oberflächenwellen auf Flüssigkeitssäulen und deren Zerfall in einzelne Fragmente. Erst in jüngster Zeit wandte sich das Augenmerk der unmittelbaren Umgebung um den Abschnürpunkt eines Tropfens zu. Gemäß einer Theorie der Tropfenbildung newtonscher Fluide weisen das Profil und das Geschwindigkeitsfeld eines Tropfenhalses selbstähnliches Verhalten auf und können durch universelle Skalenfunktionen beschrieben werden. Es zeigte sich zudem, daß der Tropfendynamik, abhängig von der Viskosität und der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids, Navier-Stokes'sches [2] oder Stokes'sches Strömungsverhalten [3] zugrunde liegt. Diese zwei Fälle liefern entweder ein asymmetrisches oder ein symmetrisches Tropfenprofil und Geschwindigkeitsfeld. Wir untersuchen experimentell die Tropfendynamik für nicht-magnetische sowie auch für magnetische Fluide, bei letzteren unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes. Den Abschnürvorgang lösen wir mit 6000 Hz auf und extrahieren das Tropfenprofil als Funktion der Zeit. Während des Abschnürens zeigt sich ein Übergang vom symmetrischen zum asymmetrischen Profil, welcher quantitativ durch die Anpassung der beiden Skalenfunktionen beschrieben werden kann. So ist beispielsweise der minimale Halsradius gemäß der Theorie eine lineare Funktion der Zeit [4], welche im symmetrischen und asymmetrischen Regime unterschiedliche Steigungen aufweist, die mit den theoretischen Vorhersagen über-

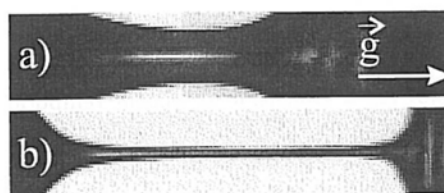


Abbildung 1: Der Hals eines sich abschnürenden Tropfens. Das Profil ist in einer Umgebung des Minimums entweder a) symmetrisch bei 3.83 ms oder b) asymmetrisch bei 1.33 ms vor der Ablösung.

einstimmen.

Um den Übergang zwischen beiden Lösungen genauer zu verifizieren, schätzen wir mittels der theoretischen Vorhersage die axiale Komponente der Geschwindigkeit und die Beschleunigungsterme der Navier-Stokes-Gleichung ab. Dies liefert eine Aussage darüber, welche Strömungsart den Tropfenbildungsprozeß in einem bestimmten Stadium dominiert.

Die Autoren danken J. Eggers für die Bereitstellung der Skalenfunktionen.

References

- [1] J. W. S. Rayleigh, Proc. Lond. Math. Soc. **10** (1878) 4.
- [2] J. Eggers, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3458.
- [3] D. T. Papageorgiou, Phys. Fluids **7** (1995) 1529.
- [4] A. Rothert and R. Richter J. Magn. Mater. **201** (1999) 324.

ANWENDUNGSGEBIETE

Aktion:

Jeder Einsender eines
Duplikats dieser Seite
erhält einen Preis!

*Heiko Pfreundt
Donaustr. 99
28199 Bremen*

Heiko Pfreundt
ANWENDUNGSGEBIETE
Ausdruck, DIN A1

4. Applications in Technology and Biology

Anwendungen und Märkte für Ferrofluide

J. Schwender

Ferrofluidics GmbH, Hohes Gestade 14, 72622 Nürtingen, Deutschland

Die Ferrofluidics GmbH

Die Ferrofluidics GmbH ist die europäische Vertriebstochter der Ferrofluidics Corp., USA. Seit Anfang 2000 gehört die Ferrofluidics Corp. zur Ferrotec Gruppe, womit sich das Unternehmen insgesamt sehr stark gewandelt hat. Durch neue Produkte hat der Umsatz mit Ferrofluid nur noch einen geringen Anteil am Gesamtumsatz des Konzerns, der jetzt weltweit 1200 Mitarbeiter zählt.

Der Markt für Ferrofluide hat sich sehr verändert. Die allgegenwärtige Globalisierung hat auch unsere Kunden erfasst. Die Ansprüche der Industriekunden ist stark im Wandel begriffen. Auch ist die Anzahl der Kunden im abnehmen. Auf diese neue Situation hat die Ferrofluidics Corporation mit einem Zusammenschluss mit der ehemaligen Tochterfirma Ferrotec reagiert.

Die Produktpalette beider Firmen wurde zusammengefasst und Teile der Ferrofluidproduktion von den USA nach Japan verlagert.

Neuentwicklungen

Als gemeinsame Neuentwicklung ist für Dämpfungsanwendungen ein Ferrofluid basierend auf einem Silikonöl angekündigt, das eine hohe Kolloidstabilität hat. Der Hauptvorteil ist eine geringere Abhängigkeit der Viskosität von der Temperatur. Dieser Markt ist von starkem Wachstum geprägt.

Etablierte Märkte

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. Im Weltmarktanteil an Ferrofluid ist dieser Bereich verschwindend gering.

Die Ferrotec stellt heute noch in nicht unerheblichen Umfang Dichtungselemente für Festplattenlaufwerke her. Trotz steigender Anforderungen an die Reinheit der Atmosphäre in der Festplatte stagniert dieser Markt, und wir erwarten in naher Zukunft einen Rückgang.

Ferrofluide werden in Schrittmotoren und in Dämpfern für Wellenenden eingesetzt. Diese reduzieren Schwingungen und Geräusche durch viskose Reibung. Störungen und Getriebebelastungen durch Schwingungen vermindert. Hier gibt es jedoch auch technische Alternativen.

In der Lautsprecher-technik sind Ferrofluide bei nahezu allen Herstellern im Einsatz. Die heute zunehmenden Miniaturisierung der meisten eingesetzten Lautsprecher macht Ferrofluidkühlung zu einem wichtigen Konstruktionsprinzip mit einer Kombination von Vorteilen, die sich anders nicht erreichen lassen. Der Markt hierfür hat sich in den letzten Jahren allerdings sehr stark oligopolisiert und wird nicht mehr als Wachstumsmarkt betrachtet. Die Qualitätsansprüche der Kunden bezüglich Produkt und Liefertreue sind in letzter Zeit gestiegen.

Die Kühlung von Transformatoren ist ein sehr neues Einsatzgebiet. Es tritt eine verstärkte Konvektion auf, die eine forcierte

Kühlung des Transformators bewirkt. Der Markt hierfür wird sich in den nächsten Jahren noch stärker entwickeln.

Für Ferrofluide für die Materialtrennung gibt es einen wachsenden Markt. Ferrofluidics hat zusammen mit einem Kunden ein Verfahren zur sehr effektiven Rückgewinnung zur Marktreife gebracht.

Anwendungen mit Ferrofluiden

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 die Ferrofluidic™ Dichtungstechnik insbesondere für die Halbleiterindustrie zum unverzichtbaren Dichtelement. Der Markt hierfür ist stark im Wachstum begriffen. In diesem Bereich gibt es auch nach dem Zusammenschluss mit der Ferrotec noch Mitbewerber, die z.T. allerdings seit Jahren starke Defizite erwirtschaften. Ferrofluidics konnte den Umsatz in diesem Bereich um 300% in den letzten beiden Jahren steigern.

Improving up the efficiency of electric motors using ferrofluids

Arnim Nethe¹, Thomas Scholz¹, Thomas Schöppe¹, Hanns-Dietrich Stahlmann¹

¹Brandenburgische Technische Universität, Universitätsplatz 3-4, D-03044 Cottbus

Introduction

Every electric motor has an air gap between stator and rotor. This air gap means a high magnetic resistance for the magnetic flux density. A larger permeability in the air gap would enlarge the torque between stator and rotor. This would make it possible to increase the force of the motor or otherwise holding a constant force by reducing the input power.

Method of modelling

Figure 1 shows the configuration which represents the a process model as a first approach of the problem. Process modelling means to simplify a real situation in a way that on the one hand mathematical methods, which are easy to handle, can be applied and on the other hand the results are reliable to evaluate the real problem. The inner cylinder in figure 1 represents the rotor, the outer one the stator. The line-currents stand for the windings.

Mathematical formalism

In the first step to get the process model, the given problem is solved by orthogonal expansion for the separated differential equation for slow time dependency. The formulation of the magnetic field with orthogonal functions is [1]:

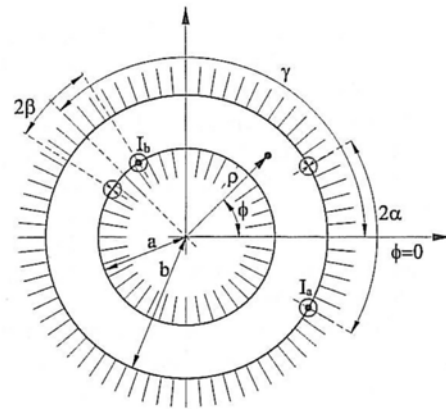


Figure 1: Principle sketch of the process modell.

$$H_{\varphi}(\varrho, \varphi) = \frac{1}{\mu} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{i}{\varrho} \left(B_i \frac{b^i}{\varrho^i} - D_i \frac{\varrho^i}{b^i} \right) \cdot \sin(i\varphi) \quad (1)$$

Note that for the calculation of the field only the current I_a is taken into account. The coefficients are determined by fulfilling appropriate boundary conditions.

For getting the torque on the rotor with the current I_b , the following formula is used:

$$M = \mu a I_b \vec{e}_{\varphi} \cdot \left\{ \vec{e}_z \times \left[\vec{H}(a, \gamma + \beta) - \vec{H}(a, \gamma - \beta) \right] \right\} \quad (2)$$

If for a more realistic winding the currents are replaced by surface currents, the calculation goes an equivalent way.

Tribologisches Verhalten magnetischer Flüssigkeiten

E. Uhlmann¹, N. Bayat¹, R. Patzwald¹

¹ TU-Berlin, Institut für Werkzeugmaschinen und Fabrikbetrieb, Pascalstr. 8-9, D-10587 Berlin

Einleitung

Magnetische Flüssigkeiten lassen sich prinzipiell in Wälzlagern, Getrieben und Gleitlagern als Schmierstoff einsetzen [1, 2]. Bei diesen Anwendungen liegen üblicherweise Schmierstalthöhen vor, die eine vollständige Trennung der Reibpartner gewährleisten. In diesem Fall stellen die rheologischen Eigenschaften wie Viskosität und Fließverhalten die hauptsächlichsten Schmierstoffeigenschaften dar. Daneben sind auch Anwendungen in hochbelasteten Lagern und Führungen möglich, bei denen die Betriebsbedingungen keine Reibpartnertrennung zulassen. Für derartige Anwendungsfälle sind die verschleißmindernden Eigenschaften des Schmierstoffes von besonderem Interesse. Das von einigen Autoren beschriebene Modell von magnetischen Flüssigkeiten als Schmierstoff an ferromagnetischen Oberflächen geht im Falle eines senkrecht aus der Oberfläche austretenden Magnetfeldes von einer anhaftenden Partikelschicht aus [1, 3]. Damit ist eine Verbesserung der Grenzschmiereigenschaften durch den Einsatz magnetischer Flüssigkeiten zu erwarten.

Verschleißuntersuchungen

Bei den experimentellen Untersuchungen zum Verschleißverhalten magnetischer Flüssigkeiten wurden unterschiedliche Prüfverfahren wie Versuche mit Modellsystemen und betriebsähnliche Versuche durchgeführt. Dazu wurden eine Stift-Scheibe-Prüfgeometrie und ein Radialgleitlager verwendet. Als Versuchsparameter wurde neben verschiedenen magneti-

schen und konventionellen Schmierstoffen die Magnetfeldstärke variiert. Die Bestimmung des Verschleißes erfolgte durch Vermessen der Verschleißspuren bzw. der Durchmesseränderung der Lagerbuchsen.

Ergebnisse

Erste Ergebnisse zeigen eine Verringerung des Lagerbuchsenverschleißes bei höheren Magnetfeldstärken im Schmierstalt, Bild 1.

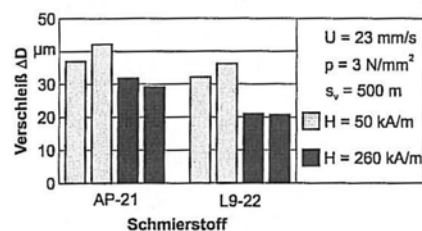


Bild 1: Lagerbuchsenverschleiß

Literatur

1. Tönshoff, H.-K.; Ahlers, H.: Präzisionsgetriebe - Einsatz magnetisch aktiver Schmierstoffe. *Antriebstechnik* 35 (1996), Nr. 8, S. 53-56
2. Spur, G.; Uhlmann, E.; Patzwald, R.: Magnetische Flüssigkeiten als Schmierstoff in hydrodynamischen Radialgleitlagern. *Tagungsband Tribologie-Fachtagung 1999*, S. 68/1-68/9
3. Berkovsky, B. M.; Medvedev, V. F.; Krakov, M. S.: *Magnetic Fluids: Engineering Applications*. New York: Oxford University Press 1993

FMR spectra of ferrofluids: on a new type of chemical sensors

Hans Martin Sauer

10.3 Technische Physik, Universität des Saarlandes, D-66041 Saarbrücken

Ferrofluids and other suspensions of magnetic nanoparticles in liquids or in solidified gels exhibit a characteristic ferromagnetic resonance (FMR) spectrum [1] with discrete resonance modes. The resonance frequencies depend on the magnetic anisotropy constant, the magnetic surface anisotropy [2] and the shape anisotropy of the particles. For the fundamental mode the resonance frequency reads

$$f_{(1,1)} = \frac{\gamma}{2\pi} \left(|\vec{H} - \frac{1-\zeta}{3} \vec{M}| + H_A \right) \quad (1)$$

where $\gamma = \frac{g\hbar\mu_0 e}{2m_e}$ is the gyromagnetic constant, g the Landee factor of the magnetic ions in the respective material, m_e the electron mass, H_A is the bulk anisotropy field, and $\zeta = 1 - \frac{4\mu_0 E_A}{M_s^2 D}$ the surface anisotropy dependent scaling factor of the resonance frequency spacings. M_s is the saturation magnetization, D the average particle size, and E_A is the magnetic surface anisotropy energy per surface area. Resonance modes of higher multipole order [3] are shifted relative to the fundamental mode as indicated in table 1 [4].

Due to the large surface to volume ratio of nanomaterials, the magnetic surface anisotropy plays a predominant role for the FMR in ferrofluids, and is itself subject to many influences such as the electric polarization in the double layer on the nanoparticle surface or charged molecules from the solvent that bind to the free valences of the magnetic ions at the particle surface. For this reason the FMR spectra of ferrofluids are usually sensitive to the chemical environment and hydrogen ion concentrations in the host liquid. It is therefore possible to utilize a dilute ferrofluid as an electrochemical sensor for e.

Multipolar order	freq. shift
(2,0)	$\sim \frac{\gamma M_s \zeta}{30\pi}$
(2,1)	$-\frac{\gamma M_s \zeta}{15\pi}$
(2,2)	$\frac{\gamma M_s \zeta}{30\pi}$
(3,0)	(*)
(3,1)	(*)
(3,2)	0
(3,3)	$\frac{2\gamma M_s \zeta}{21\pi}$

Table 1: FMR modes of spherical particles with quadrupolar and hexapolar order. (*) Mode forbidden by symmetry.

g. the pH value of the solvent.

Being sensitive to very small amounts of magnetic material ($10^{-11} \dots 10^{-7}$ mole of nanosized Fe_3O_4 or mixtures of different metal oxides) the in-situ determination of important chemical properties is possible when

- direct contact to the considered system is prohibited
- a rapid variation of the chemical environment takes place
- only very small quantities of magnetic material can be used
- the system is inaccessible to standard methods, e. g. cell cytoplasmas

In the talk FMR spectra of ferrofluids consisting of the same type of nano magnetite distributed in different solvents will be presented.

References

- [1] Y. L. Raikher, V. I. Stepanov, *Phys. Rev. B* **50**, 6250 (1994)
- [2] P. A. A. van der Heijden et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L293 (1996)
- [3] L. R. Walker, *Jour. Appl. Phys. Suppl.* **29**, 318 (1958)
- [4] H. M. Sauer, Preprint 1999, submitted

Magneto-optical Relaxation of Ferrofluids for the Monitoring of Biological Binding Reactions

Erik Romanus¹, Róman Kötitz², Christine Groß¹, Peter Weber³, and Werner Weitschies¹

¹*Institute of Pharmacy, Ernst-Moritz-Arndt-University Greifswald, D-17487 Greifswald*

²*Institute for Diagnostic Research, Free University of Berlin, D-14050 Berlin*

³*Institute of Solid State Physics, Friedrich-Schiller-University Jena, D-07743 Jena*

Introduction

With respect to the rapidly growing knowledge on the molecular basis of diseases binding studies are of increasing interest in medical, biological and biochemical investigations. It was demonstrated [1, 2], that biologically activated single domain magnetic nanoparticles (MNP) can be used as magnetic labels for the detection of the binding of antibodies by measuring the relaxation of their magnetization after switching off a magnetizing field (magnetorelaxometry). It is also known, that under influence of a magnetic field ferrofluids show birefringence, when the entire MNP align into the direction of the field according to the Brownian mechanism (Cotton-Mouton-Effect) [3]. After switching off the magnetizing field one can observe a relaxation of the birefringence. This Brownian relaxation signal is also called the field-induced magnetic transient birefringence. So far measurements of the transient field-induced birefringence of ferrofluids were performed to determine the distribution of the hydrodynamic particle size of MNP and to investigate viscous properties of ferrofluids [5, 6, 7]. The purpose of this research project is to apply this technique for the determination of binding reactions using biologically activated magnetic nanoparticles.

Measurement setup, data analysis

The measurement setup consists of a laser, a polarizer, a cuvette containing the probe, an analyzer and a detector mounted on an optical bench. The cuvette is placed into a magnetization coil generating a pulsed magnetic field. After switching off the magnetizing field the relaxation of the birefringence is recorded. Figure 1 shows a schematic diagram of the setup.

The measured signal can be analyzed using different fit functions, e.g. single or stretched exponential decay, yielding the mean relaxation time and a parameter for their distribution. Since the Brownian time constant depends on the hydrodynamic size and viscosity as well as on the temperature of the ferrofluid these parameters can be determined by transient magnetic birefringence measurements. Accordingly, this method is suitable for the characterization of ferrofluids with respect to their polydispersity.

Biological applications

Considering the fact, that biological binding reactions are always connected to changes in the particle size of the reaction components, the project mainly focuses on the monitoring of binding reactions.

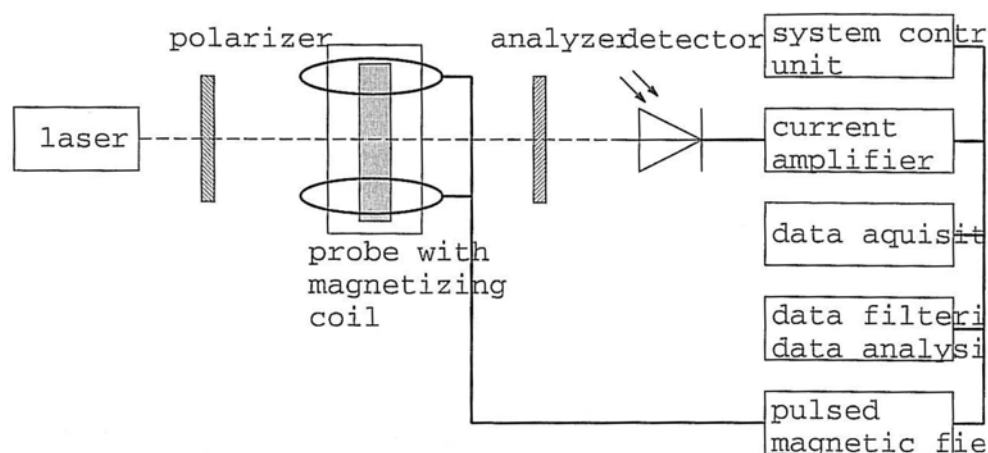


Figure 1: Schematic diagram of the measurement setup for the detection of the magneto-optical relaxation in ferrofluids.

Furthermore, since the system provides continuous measurement cycles investigations of the binding kinetics with high temporal resolution can be performed.

Conclusion

The optical measurement setup is relatively simple and easy to handle. The determination of the relaxation of the transient field-induced birefringence of ferrofluids holds the potential to serve as a novel tool for in-vitro investigations of biological binding reactions.

Acknowledgements

This research project is supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft, Germany, No. WE 2555/1-1.

References

- [1] W. Weitschies, R. Kötitz, T. Bunte, and L. Trahms. *Pharm. Pharmacol. Lett.* **7** (1997) 5–8.
- [2] R. Kötitz, H. Matz, L. Trahms, H. Koch, W. Weitschies, T. Rheinländer, W. Semmler, and T. Bunte. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (1997) 3678–3681.
- [3] H. Horng, C.-Y. Hong, H. Yang, I. Jang, S. Yang, J. Wu, S. Lee, and F. Kuo. *J. Mag. Magn. Mat.* **201** (1999) 215–217.
- [4] D. Jamon, F. Donatini, J. Monin, M. Rasa, V. Socoliuc, O. Filip, D. Bica, and V. Sofonea. *J. Mag. Magn. Mat.* **201** (1999) 174–177.
- [5] E. Hasmonay, J. Depeyrot, M. Sousa, F. Tourinho, J.-C. Bacri, and R. Perzynski. *J. Mag. Magn. Mat.* **201** (1999) 195–99.
- [6] D. Spolianski, J. Ferré, J.-P. Jamet, and V. Ponsinet. *J. Mag. Magn. Mat.* **201** (1999) 200–203.
- [7] B. Payet, F. Donatini, and G. Noyel. *J. Mag. Magn. Mat.* **201** (1999) 207–210.

MOBILITY OF MAGNETIC PEG-NANOPARTICLES IN BLOOD, LIVER AND SPLEEN OF RATS

W. Weitschies¹, K. Philipp², R. Kötz², E. Romanus¹, P. Weber³

¹ Institute of Pharmacy, Ernst-Moritz-Arndt-University Greifswald, Germany

² Institute for Diagnostic Research, Free University of Berlin, Germany

³ Institute of Solid State Physics, Friedrich-Schiller-University Jena, Germany

Magnetic nanoparticles are currently being investigated for various medical applications, this includes their use as contrast agents in magnetic resonance imaging [1], drug substances in hyperthermia [2] and carriers for drug targeting [3]. Direct detection of magnetic nanoparticles can be achieved by magnetic nanoparticle relaxation measurements, i.e. determination of the relaxing magnetization of magnetic nanoparticles after a magnetizing field is switched off [4]. There are two relaxation mechanisms for magnetic nanoparticles (Fig. 1).

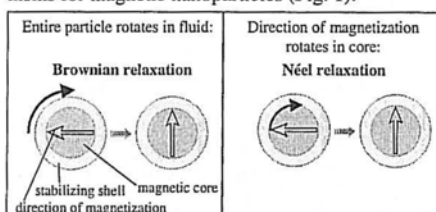


Fig. 1: Relaxation mechanisms of magnetic nanoparticles

In fluids, magnetic nanoparticles can relax according to the Brownian relaxation mechanism, i.e. the entire particle rotates in the surrounding fluid with typical relaxation times within a range of microseconds. The second mechanism is Néel relaxation, i.e. the magnetization rotates within the magnetic core. In our experiments we use magnetic nanoparticles with Néel relaxation times predominately ranging from milliseconds to seconds. This difference in relaxation times enables discrimination between freely movable and bound magnetic nanoparticles [4].

The aim of the study was to use magnetic nanoparticle relaxation measurements to investigate the mobility of magnetic nanoparticles stabilized with poly(ethylene glycol) (PEG) in the blood, liver and spleen of rats after intravenous injection.

Methods

• Preparation of nanoparticles

Magnetic nanoparticles of magnetite (Fe_3O_4) coated with 3-aminopropyltriethoxysilane were prepared as described elsewhere [5]. 50 mg of methoxy poly(ethylene glycol) succinimidyl propionate (3000 g/mol, Shearwater Polymers) were added to 5 ml of the nanoparticles (0.1 mol Fe/l) at pH 6.

The mixture was shaken for 72 h at room temperature. Thereafter, the magnetic nanoparticles were purified by magnetic separation and adjusted to a final concentration of 0.05 mol Fe/l with water.

• Particle size measurements

Particle size measurements were performed by dynamic laser light scattering (Dyna Pro-801, Protein solutions, upper detection limit of particle diameter approx. 200 nm).

• Magnetic nanoparticle relaxation measurements

The magnetic nanoparticle relaxation was measured in a time window between 5 and 995 ms after switching off the magnetizing field of 5 mT under the central sensor of a 37-channel SQUID magnetometer [6] installed in a magnetically shielded room.

• Animal experiments

0.1 mmol Fe/kg bw of the PEG-modified nanoparticles in 0.9 % saline were injected into a tail vein of Han-Wistar rats ($n = 3$). Two hours after injection the animals were sacrificed. Blood samples (0.5 ml) were filled in tubes coated with EDTA. Liver and spleen specimen were weighed and filled in tubes together with 500 μl of phosphate-buffered saline. The magnetic nanoparticle relaxation signal of all the samples was determined immediately. After the samples were freeze dried the magnetic relaxation measurements were repeated.

Results and discussion

The reaction of the PEG derivative yielded nanoparticles with increased stability. This is shown by a comparison of the mean particle diameters 20 min after dilution in water at pH 5, water at pH 8, 0.9 % saline at pH 5 and phosphate buffered saline at pH 7.4 before and after modification with the PEG derivative (Fig. 2).

The liver and spleen samples derived from the animal experiments showed almost equal relaxation signals before and after freeze drying (Fig. 3). The fluid blood samples derived from the animal experiments showed no relaxation signals, whereas after freeze drying, Néel relaxation signals were found (Fig. 3). The relaxation signals measured in the dried blood samples prove that there were still nanoparticles circulating in the blood 2 h after

intravenous injection. The absence of relaxation signals within the fluid blood samples indicates that the nanoparticles can move freely in the blood.

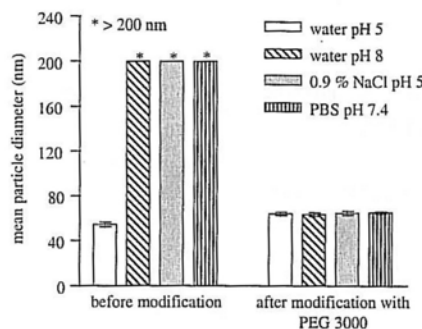


Fig. 2: Mean particle diameters of magnetic nanoparticles before and after modification with PEG 3000 measured after 20 min of incubation in water at pH 5, water at pH 8, 0.9 % saline at pH 5 and PBS at pH 7.4. *Mean particle diameters are above the upper detection limit of approx. 200 nm. (Mean $\pm$ SD, n = 5)

The detection of Néel relaxation signals in the liver and spleen specimens before freeze drying indicates that the nanoparticles are arrested within these tissues. This fixation of the particles in the liver and spleen seems to be the case for the majority of the nanoparticles, as the relaxation signals measured after drying are more likely to decrease than to increase compared to the signals found before drying.

Conclusions

The stabilization of magnetic nanoparticles with PEG yields nanoparticles that can move freely in the blood of rats. In contrast, the mobility of the nanoparticles found in liver and spleen is hindered 2 h after intravenous injection. It is well known that particles are taken up by phagocytes of liver and spleen. The observed fixation of the nanoparticles might therefore indicate that after phagocytosis the particles are aggregated or bound to membranes within the phagolysosomes. The reported pH value within phagolysosomes of approx. pH 5 cannot be considered as a reason for the fixation of the nanoparticles as they do not tend to aggregate at pH 5.

The investigation demonstrates that magnetic nanoparticle relaxation measurement is a powerful tool for the sensitive detection of magnetic nanoparticles. It permits differentiation between fixed and movable nanoparticles within biological samples.

The technical development of appropriate magnetic measurement devices might extend the measurement window to even shorter time points after the magnetizing field is switched off. In this case, direct determination of the microviscosity of the fluid

surrounding the nanoparticles might become feasible.

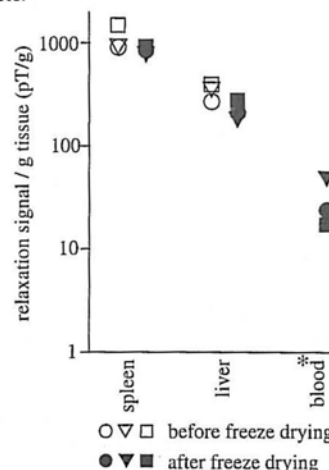


Fig. 3: Magnetic nanoparticle relaxation signals measured before and after freeze drying of tissue samples. *The fluid blood samples showed no relaxation signals. (Detection limit 0.5 pT)

Acknowledgment

This study was supported by the Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF), Germany, No. 13N7005/1

References

- [1] M. Kresse, S. Wagner and M. Taupitz
SPIO-enhanced MR lymphography. In: U. Häfeli et al, Scientific and clinical applications of magnetic carriers, Plenum Press, New York, 1997, p. 545-559
- [2] A. Jordan, R. Scholz, P. Wust, H. Fahling, J. Krause, W. Włodarczyk, B. Sander, T. Vogl and R. Felix
Effects of magnetic fluid hyperthermia (MFH) on C3H mammary carcinoma in vivo
Int. J. Hyperthermia, 13 587-605 (1997)
- [3] A.S. Lübke, C. Bergemann, H. Riess, F. Schriever, P. Reichardt, K. Possinger, M. Matthias, B. Dörken, F. Herrmann, R. Gürtler, P. Hohenberger, N. Haas, R. Sohr, B. Sander, A.J. Lemke, D. Ohlendorf, W. Huhnt and D. Huhn
Clinical experiences with magnetic drug targeting: A phase I study with 4'-epidoxorubicin in 14 patients with advanced solid tumors
Cancer Res., 56 4686-4693 (1996)
- [4] W. Weitschies, R. Kötz, T. Bunte and L. Trahms
Determination of relaxing or remanent magnetic nanoparticle magnetization provides a novel binding-specific technique for the evaluation of immunoassays
Pharm. Pharmacol. Lett. 7 5-8 (1997)
- [5] C. Lesniak, T. Schiestel, R. Naß and H. Schmidt
DE 196 14 136 (1997)
- [6] H. Koch, R. Cantor, D. Drung, S.N. Erné, K.P. Matthies, M. Peters, T. Ryhänen, H.J. Scheer, and H.D. Hahlbohm
A 37 channel dc-SQUID magnetometer system
IEEE Trans. Magn. 27 2793-2796 (1991)

Gene transfer using the cationic lipid-magnetosome-DNA-complexes (CLMDC)

R.C. Reszka¹, D. Wegner², J. Richter¹, . Pohl¹, Cathleen Lehmann¹, Andre Scheffel³, Dirk Schüler⁴

¹Max-Delbrück-Center for Molecular Medicine (MDC), Group Drug Targeting, Robert-Rössle-Str. 10, D-13122 Berlin

²FU Berlin, Dept. of Medicine, Group Virology, Hindenburgdamm 27, D-12203 Berlin

³TU Berlin, Bioprocess Engineering, Ackerstr. 71-76, D-13355 Berlin

⁴Max-Planck-Institute f. Marine Microbiology, Celsiusstr. 1, D-28359 Bremen

Introduction:

Magnetosomes offer an unique possibility as combination of a therapeutic and diagnostic tool. Due to their properties magnetosomes can be used as side specific targeted gene delivery system. The genuine anionic lipid bilayer facilitates the complexation with cationic liposomes driven by electrostatic forces. One great opportunity is the movability of the magnetosomes directly to their target side in vivo driven by magnetic force. Therefore it is possible to enhance the local drug concentrations at the target side with reduced toxicity for the normal tissue. Moreover the system allows in vivo follow up to the gene transfer using magnetic resonance imaging (MRT).

Aim:

The aim of our first experiments were to utilise magnetosomes in combination with cationic liposomes to generate a novel non-viral gene delivery system for improved efficient genetic transfer.

Material and Methods:

We have developed different new cationic lipids for the gene transfer such as the cholesterol derivatives e.g. DAC-Chol, lipospermine derivatives e.g. DOCSPER and others. For the first experiments DAC-Chol/DOPE (3:7; w:w) called DAC-30 TM and DAC-40 (DAC-Chol/DOPE; 4:6; w:w) were used. The magnetotactic bacterium *M. gryphiswaldense* was cultivated and the magnetosomes isolated. The structure in-

tegrity was checked by transmission electron microscopy.

For the preparation of the cationic lipid-magnetosome-DNA-complex the dried lipid film of DAC-40 was dispersed in the magnetosome suspension. As marker gene the DNA of green fluorescent protein (GFP) (pEGFPC1; cytoplasmatic expression) or LacZ (pUT 651; nuclear localised) cloned under a CMV promotor were used. Glioblastoma cells of rats (F98) and human colon carcinoma cells (LoVo) were seeded onto 24-well or glass cover slips and grown for 24 hours. Thereafter the different cationic lipid-magnetosome-DNA-complexes were added to the cells. After 72 hours X-Gal-staining for the detection of the cells expressing LacZ gene was performed. The expression and cytotoxicity can be determine simultaneously with a novel dual test. β -Galactosidase-activity serves as marker for transfection efficiency and acidic phosphatase activity serves as marker for transfection efficiency and acidic phosphatase activity as marker for in vitro toxicity. Both parameter can be measured UV-spectroscopically in parallel. The detection of the GFP expressing cells growing on cover slips was possible without additional staining after different time points using fluorescence microscope.

The uptake of magnetosomes and magnetosome-complexes is detectable immunocytochemically with the „Prussian blue staining“. The interaction of cationic lipid-magnetosome-DNA-complexe (CLMDC)

with the cells and their fate in vitro was visualised by electron microscopy.

Results and Perspectives:

We were able to demonstrate an enhanced cellular uptake of the CLMDC and equal gene expression between 20 and 35 % compared that of cationic liposome-DNA-complexes.

Animal experiments for the in vivo gene therapy of glioblastoma and liver metastases using a rat model will be carried out under the control of MRI. The systemic and local application, respectively, of apoptosis inducing along with anti-angiogenesis inducing genes allows to give evidence on one hand to the circulation half life time and enrichment in the target tissue in comparison to other

„Magnetisches Drug Targeting“ – eine vielversprechende Methode zur lokoregionären Krebstherapie: Erste Ergebnisse bei der Behandlung des VX-2 Plattenepithelkarzinoms am Kaninchen

C. Alexiou¹, W. Arnold¹, P. Hulin¹, R. Klein², Ch. Bergemann⁴,
W. Erhardt², G. F. Parak³

¹Hals-Nasen-Ohren Klinik und Poliklinik, Klinikum rechts der Isar der Technischen Universität München, Ismaninger Straße 22, D-81675 München

²Institut für Experimentelle Onkologie und Therapieforschung, Klinikum rechts der Isar der Technischen Universität München, Ismaninger Straße 22, D-81675 München

³Physik-Department E 17, Technischen Universität München, James-Frank-Straße, D-85747 Garching

⁴chemicell, GmbH, Bamberger Straße 51, D-10777 Berlin

Einleitung

Zielgerichtete Arzneimittelapplikationen in der Krebstherapie haben das Ziel, die lokale Wirksamkeit zu erhöhen und gleichzeitig unerwünschte Nebenwirkungen (z.B. Knochenmarksdepression, Haarausfall, Leber- und Nierenfunktionsstörungen, Übelkeit, Erbrechen etc.), welche die Dosis limitieren, im Organismus zu minimieren. Eine Form der lokoregionären Tumorthherapie ist "Magnetisches Drug Targeting". Dabei werden biokompatible Ferrofluide (FF) an Chemotherapeutika gekoppelt (FF-CH). Nach intravasaler Applikation können die gekoppelten FF mit einem externen Magnetfeld im Tumorareal angereichert werden. In der Vergangenheit wurden FF-CH erfolgreich intravenös (also systemisch) appliziert. Bei einer systemischen Gabe unterliegen die FF-CH jedoch einem enzymatischen Abbau in der Leber. Eine Möglichkeit, diesen sog. „First-Pass Effekt“ zu umgehen, besteht in einer intraarteriellen Gabe der FF-CH.

Ziel der Studie

Intraarterielle und intravenöse Applikation von gekoppelten Ferrofluiden (mit Chemotherapeutikum Mitoxantron; FF-CH) unter simultanem Anlegen eines magnetischen Feldes über einem entsprechenden Tumorareal. Überprüfung der Anreicher-

barkeit und der Wirkung dieser FF-CH auf das Tumorwachstum.

Material und Methoden

Bei Kaninchen wurde im Bereich des Oberschenkels ein VX-2 Plattenepithelkarzinom implantiert. Bei einer Tumorgroße von 20 mm wurden die folgenden Substanzen injiziert (Die Prozentangaben beziehen sich auf die empfohlene Dosis vom Mitoxantron, d.h. 100% entspricht 10mg Mitoxantron/m² Körperoberfläche)

- (a) Chemotherapeutika gekoppelte Ferrofluide intraarteriell und intravenös (i.a. FF-CH 20% und 50%; jeweils n=5 bzw. i.v. FF-CH 20% und 50%; jeweils n=3),
- (b) Chemotherapeutikum allein (i.a. CH 20% bis 100%; insgesamt n=4),
- (c) Ferrofluide allein (i.a. FF 20% und 50%; n=2) und
- (d) keine Substanz (Kontrolle; n=2)

(FF: Stärkopolymer umhüllte Ferrofluide, chemicell, Berlin, Deutschland; CH: Mitoxantron, Novantron®, Lederle, Wolfratshausen, Deutschland) in die tumorversorgende Arterie (A. femoralis).

Während der Injektion (10 Minuten) und für weitere 50 Minuten ist ein Magnetfeld über den Tumorbereich fokussiert. Die magnetische Flussdichte am Polschuh, an den die Tumoroberfläche direkt herangereicht, beträgt 1,7 T. In 10 mm Tiefe be-

trägt die magnetische Flussdichte 1,0 T und der Feldgradient 30 T/m.

Über den Zeitraum von 3 Monaten ist die Tumorgroße beobachtet und das Blut auf tumor- bzw. therapiespezifische Veränderungen untersucht worden.

Ergebnisse

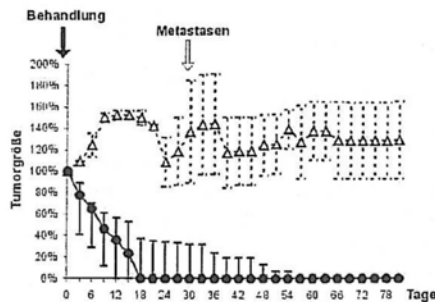
Die gekoppelten FF konnten unter dem Magnetfeldeinfluss im Tumor angereichert werden (siehe nachstehende Abbildung).

↓ ↓ ↓ Magnetfeld ↓ ↓ ↓



Histologischer Schnitt durch ein Blutgefäß, das den Tumor versorgt (Berliner Blau Färbung). Die FF sind im Gefäß nach dem Gradienten ausgerichtet und treten aus dem Gefäß in das Tumorgewebe über.

Die intraarterielle Applikation von Mitoxantron-gekoppelten Ferrofluiden in Kombination mit dem Magnetfeld zeigte eine steile Abnahme der Tumorgroße bis hin zur totalen Remission. Die Hälfte der Ausgangsgröße war bereits nach 6 bis 15 Tagen erreicht (i.a. FF-CH 20%; Mittelwert 9 Tage) bzw. nach 3 bis 18 Tagen (i.a. FF-CH 50%; Mittelwert 10 Tage; siehe nachstehendes Diagramm).



Verlauf der Tumorgroße nach einmaliger Behandlung mit i.a. FF-CH 50% (—●—) im Vergleich zur Kontrollgruppe (··△··; keine Behandlung). Die Symbole entsprechen dem Median, die Balken dem Maximum bzw. Minimum.

Im Verlauf kam es zu keinerlei pathologischen Blutbildveränderungen. Nach Ende der Beobachtungszeit (3 Monate) konnten sowohl Resttumorgewebe als auch eine Metastasenbildung histologisch ausgeschlossen werden. Die Tiere konnten somit als tumorfrei angesehen werden. Die intraarterielle Gabe des Chemotherapeutikums allein in derselben Dosierung wie unter (a) (i.a. CH 20% und 50%) führte zu keiner Abnahme der Tumorgroße und die Tiere entwickelten Metastasen. Erst bei höherer Dosierung (i.a. CH 75% und 100%) zeigte sich eine Abnahme der Tumorgroße, jedoch kam es zu schweren Nebenwirkungen, wie Haarausfall, Knochenmarksdepression etc. Nach intraarterieller Gabe der Ferrofluide allein (FF 20% und 50%) nahm die Tumorgroße zu. Auch diese Tiere entwickelten Metastasen. Die intravenöse Applikation der Mitoxantron-gekoppelten Ferrofluide (i.v. FF-CH 20% und 50%) zeigte eine leichte Abnahme der Tumorgroße, jedoch keinen signifikanten Unterschied zur Kontrollgruppe. In der Kontrollgruppe (ohne Behandlung; n=2) nahm die Tumorgroße zu und die Tiere entwickelten entsprechend den Literaturangaben Metastasen.

Zusammenfassung

Die intraarterielle Applikation der Mitoxantron gekoppelten Ferrofluide zusammen mit dem externen Magnetfeld war sehr wirkungsvoll in der Therapie des VX-2 Plattenepithelkarzinoms beim Kaninchen. Die biokompatiblen Ferrofluide können in Zukunft auch als ein neues Carrier-System zur gezielten Applikation verschiedener Wirkstoffe, wie z.B. radioaktive Substanzen, spezifische Antikörper oder ähnliches verwendet werden.

Behandlung von Mammakarzinomen mittels magnetischer Thermoablation: In-vivo-Experimente an tumortragenden Mäusen

I. Hilger¹, W. Andrä², R. Hergt², R. Hiergeist², W.A. Kaiser¹

¹ Institut für Diagnostische und Interventionelle Radiologie der F.S.U. Jena, Bachstraße 18, D-07740 Jena

² Institut für Physikalische Hochtechnologie e.V., Winzerlaer Straße 10, D-07745 Jena

Grundlagen.

Das Mammakarzinom ist die häufigste Krebstodesursache der Frau in der westlichen Welt und in der Altersgruppe zwischen 35 und 55 Jahren die häufigste Todesursache überhaupt. In den USA betrifft es 26% aller Karzinomfälle und 18% aller Krebstodesfälle der Frau. In der Bundesrepublik Deutschland starben im Jahre 1986 (Westdeutschland) allein 14165 Frauen an Brustkrebs (Statistisches Bundesamt 1987). Die Inzidenz (2000 bis 3000 Neuerkrankungen/Jahr) ist ansteigend, und zunehmend werden junge Frauen davon betroffen.

Die bisherige Therapie des Mammakarzinoms beruht auf die operative Extirpation. Im Ergebnis der Operation resultieren mehr oder weniger starke Operationsdefekte und Narben mit nachfolgenden kosmetischen Konsequenzen und starken psychischen Beeinträchtigungen der Patientinnen.

Basierend auf Untersuchungen von Gilchrist et al. (1) sieht unser Lösungskonzept vor, in unmittelbarem Anschluß an die Tumordiagnose Eisenoxide intratumoral zu applizieren, die Brust für wenige Minuten einem magnetischen Wechselfeld aussetzen um den Tumor durch Wärme zu eliminieren. Die Verwendung von Temperaturen von mindestens 50 bis 55 °C wird angestrebt. Sie stellen eine sinnvolle Alternative zu chirurgischen Verfahren (2) dar, da es nur so zu irreversiblen Schädigungen des Tumorgewebes kommen wird. Somit kann die vorgeschlagene Methode im Idealfall als alleinige Therapieform eingesetzt werden, z.B. bei Patienten mit geringer Lokalrezidivrate. Für dieses neue Thera-

piekonzept wurde daher der Begriff „magnetische Thermoablation“ eingeführt.

Aufbauend zu vorangegangenen In-vitro-Untersuchungen an biologischen Gewebeproben (3,4) wurde die vorgeschlagene Methode an tumortragenden Mäusen erprobt.

Methodik.

Eine humane Adenokarzinomzelllinie (MX-1-Zelllinie) wurde in 10 immundefizienten (SCID) Mäusen implantiert. Bei einer Tumorgroße von etwa 300 mm³ (5) wurden jeweils 100 µl eines modellartigen magnetischen Fluids (AP&T: Nürtingen, Deutschland, mittlerer Gesamtpartikeldurchmesser: 10 nm) intratumoral appliziert. Die Magnetitmasse per 300 mm³ Tumorgewebe betrug 15 ± 7 mg. Röntgenaufnahmen dienten zur Charakterisierung der intratumoralen Eisenoxiddepositionen bis zu 30 min p.i.. Anschließend wurden die Tiere einem magnetischen Wechselfeld (Frequenz: 400 kHz; Amplitude: 6,5 kA/m) für 4 min ausgesetzt. Die lokale Temperaturentwicklung in der distalen und proximalen Tumorperipherie sowie im Rektum wurde mittels Thermosensoren (Thermoelemente) gemessen. Nach 50 min p.i. wurden die Tiere mittels Dekapitation getötet, die Tumore herauspräpariert, histologisch aufgearbeitet und auf hitzeinduzierte Schädigungen untersucht. Leber, Milz, Lunge und Blut wurden atomabsorptionsspektrometrischen Untersuchungen nach Preu et al. (6) zur Bestimmung der Eisenmenge zugefügt. Unter Berücksichtigung der natürlich vorkommenden Eisenmenge

(unbehandelte Kontrolltiere), wurde der Anteil des injizierten Eisens in den vorgeannten Organen bestimmt.

Die Durchführung der Experimente wurde von der lokalen Tierschutzkommission genehmigt.

Ergebnisse.

Die intratumorale Deposition der Eisenoxidpartikel konnte mittels Röntgenaufnahmen gut sichtbar gemacht werden. Es zeigte sich eine deutliche Partikel-Akkumulation in dem Tumorzentrum. Bis zu 30 min p.i., konnte kein signifikanter Abfall des Kontrastes festgestellt werden. Wie aus Voruntersuchungen erwartet (7), wurde ein stetiger Anstieg der Temperatur während der Tumorbehandlung beobachtet. Beginnend mit einer intratumoralen Temperatur von $24 \pm 2^\circ\text{C}$ bzw. von $23 \pm 2^\circ\text{C}$, wurden nach einer 4-minütigen Expositionszeit im Magnetwechselfeld $63 \pm 10^\circ\text{C}$ und $73 \pm 24^\circ\text{C}$ in der proximalen bzw. der distalen Tumorperipherie gemessen. Während der Behandlung stieg die rektale Temperatur von $26 \pm 3^\circ\text{C}$ auf $28 \pm 2^\circ\text{C}$ an. Die histologischen Untersuchungen des behandelten Tumorgewebes wiesen auf zelluläre Veränderungen hin, die für frühe Stadien der Koagulationsnekrose typisch sind.

Nach 50 min p.i. betrug der Anteil des injizierten Eisens in der Leber, Milz, Lunge und im Blut der Tiere zwischen 2 und 7 %.

Schlußfolgerungen.

Die Untersuchungen zeigen, daß eine lokale Erwärmung von Tumoren auf therapeutisch relevante Temperaturen mittels magnetischer Thermoablation innerhalb weniger Minuten möglich ist, und daß signifikante Zellschädigungen induziert werden, die langfristig zu einer Eliminierung des Tumors führen können.

Ungeachtet der reichen Vaskularisierung des Tumorgewebes, wurden die Partikel des magnetischen Fluids innerhalb von

praktikablen Zeiträumen im Tumorgewebe zurückgehalten.

Literatur.

1. Gilchrist RK, Medal R, Shorey WD, Hanselman RC, Parrot JC; Taylor CB. Selective inductive heating of lymph nodes. *Annals of Surgery* 1957; 146: 596-606.
2. Anidjar M, Teillac P (1995). Non-surgical instrumental treatment of benign hypertrophy of the prostate. *Presse Med* 24: 1477-1480.
3. Hilger I, Andrä W, Bähring R, Daum A, Hergt R, Kaiser WA (1997). Evaluation of temperature increase with different amounts of magnetite in liver tissue samples. *Investigative Radiology* 32: 705-712.
4. Hilger I, Hergt R, Kaiser WA (2000). Effects of magnetic thermoablation in muscle tissue using iron oxide particles: an in vitro study. *Investigative Radiology* 35(3): 170-179.
5. Steel GG (1977). Growth rate of tumors. In Steel GG, ed. *Growth kinetics of tumors. Cell population kinetics in relation to the growth and treatment of cancer*. Oxford: Clarendon Press, 5-55.
6. Preu E, Winnefeld K, Drescher V, Yersin A (1985). Standardisierung der Bestimmung von Eisen im Lebergewebe. *Zbl. Pharm.* 124: 470-471.
7. Andrä W, d'Ambly CG, Hergt R, Hilger I, Kaiser WA. Temperature distribution as function of time around a small spherical heat source of local magnetic hyperthermia. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 1999; 194, 197-203.

List of participants

Dr. Christoph Alexiou
Hals-Nasen-Ohren-Klinik
Klinikum rechts der Isar
Ismaninger Straße 22
81675 München
Tel.: 089 99720703
Fax: 089 99720704
E-mail: c.alexiou@lrz.tu-muenchen.de

Nayim Bayat
TU Berlin
Institut für Werkzeugmaschinen
und Fabrikbetrieb
Pascalstr. 8-9
10587 Berlin
Tel.: 030 314
Fax: 030 31424456

Christian Bergemann
Chemicell GmbH iG
Bamberger Straße 51
10777 Berlin
Tel.: 030 2141481
Fax: 030 2142230
E-mail: chemicell@aol.com

Dr. Dmitri Berkov
INNOVENT e.V.
Felsbachstr.5
07745 Jena
Tel.: 03641 282537
Fax: 03641 282530
E-mail: db@innovent-jena.de

Prof. Dr. Elmars Blums
Institute of Physics
University of Latvia
Salaspils 1, LV 2169
Latvia
E-mail: eblums@tesla.sal.lv

Dr. Norbert Buske
Mediport Kardiotechnik
Wiesenweg 10
12247 Berlin
Tel.: 030 76942650
Fax: 030 76942647
E-mail: buske@mediport.net

Prof. Dr. Roy Chantrell
Physics Dept.
University of Durham
South road
Durham, DH1 3LE
UK
Tel.: +44 191 3743710
Fax: +44 191 3743749
E-mail: r.w.chantrell@durham.ac.uk

Dr. Jens Eggers
FB Physik
Uni Essen
45117 Essen
Tel.: 0201 1833941
Fax: 0201 1832120
E-mail: eggers@theo-phys.uni-essen.de

Jan Embs
Universität des Saarlandes
Theoretische Physik, Geb. 38
66041 Saarbrücken
Tel.: 0681 3023937
Fax: 0681 3024676
E-mail: jp.embs@rz.uni-sb.de

Prof. Dr. Andreas Engel
Otto-v.-Guericke Universität Magdeburg
PF 4120
39016 Magdeburg
Tel.: 0391 6712476
Fax: 0391 6711205
E-mail: andreas.engel@physik.uni-magdeburg.de

Prof. Dr. Ubbo Felderhof
Institut für Theoretische Physik A
RWTH Aachen
Templergraben 55
52056 Aachen
Tel.: 0241807019
Fax: 02418888188
E-mail: ufelder@physik.rwth-aachen.de

Alexander Fink
Universität Bayreuth
Lehrstuhl für Theoretische Physik III
95440 Bayreuth
Tel.: 0921 553355
Fax: 0921 555820
E-mail: alexander.fink@uni-bayreuth.de

Jörg Fleischer
ZARM - Universität Bremen
Am Fallturm
28359 Bremen
Tel.: 0421 - 2184790
Fax: 0421 - 2182521
E-mail: joerg@zarm.uni-bremen.de

Rene Friedrichs
Otto-v.-Guericke Universität Magdeburg
PF 4120
39016 Magdeburg
Tel.: 0391 6711347
Fax: 0391 6711205
E-mail: rene.friedrichs@physik.uni-magdeburg.de

Dr. Christian Gansau
Mediport Kardiotechnik
Wiesenweg 10
12247 Berlin
Tel.: 030 76942653
Fax: 030 76942647
E-mail: gansau@mediport.net

Prof. Dr. Peter Görnert
INNOVENT e.V.
Felsbachstr.5
07745 Jena
Tel.: 03641 282815
Fax: 03641 282830
E-mail: pg@innovent-jena.de

Christine Groß
Institut für Pharmazie der EMAU
Biopharmazie und Pharmazeutische Technologie
Friedrich-Ludwig-Jahn-Str.17
17487 Greifswald
Tel.: 03834 864807
Fax: 03834 864886
E-mail: chgross@pharmazie.uni-greifswald.de

Prof. Dr. Wolfgang Haase
Institut für Physikalische Chemie
TU Darmstadt
Petersenstraße 20
64287 Darmstadt
Tel.: 06151 163398
Fax: 06151 164924
E-mail: d54d@hrzpub.tu-darmstadt.de

Thomas Hähndel
BTU-Cottbus
Universitätsplatz 3-4
03044 Cottbus
Tel.: 0355 - 694139
Fax: 0355 - 694137
E-mail: thomas.haehndel@tet.tu-cottbus.de

Dr. Andreas Haller
Physikalisch-Technische Bundesanstalt Berlin
Abbestr. 2-12
10587 Berlin
Tel.: 030 3481518
Fax: 030 3481361
E-mail: haller@verdi.berlin.ptb.de

Prof. Dr. Rolf Hempelmann
Physikalische Chemie
Universität Saarbrücken
Im Stadtwald - Bau 9.2
66123 Saarbrücken
Tel.: 0681 3024750
Fax: 0681 3024759
E-mail: Hempelmann@mx.uni-saarland.de

Dr. Rudolf Hergt
IPHT
Winzerlaer Str. 10
07745 Jena
Tel.: 03641 206133
Fax: 03641 206199
E-mail: hergt@main.ipht-jena.de

Prof. Dr. Siegfried Hess
Institut für Theoretische Physik
TU Berlin
Hardenbergstr. 36
10623 Berlin
Tel.: 030 31423763
Fax: 030 31421130
E-mail: s.hess@physik.tu-berlin.de

Dr. Ingrid Hilger
Institut für Diagnostische und Interventionelle
Radiologie der F.S.U. Jena
Bachstraße 18
D-07740 Jena
Tel.: 03641 935037
Fax: 03641 936767
E-mail: Hilger@Landgraf.med.uni-jena.de

Dr. Arnim Hoell
Hahn-Meitner-Institut Berlin
Glienickestr. 100
14109 Berlin
Tel.: 030 80623181
Fax: 030 80623059
E-mail: hoell@hmi.de

Dr. Dirk Hoffmann
MPI für Kolloidforschung
Abteilung Kolloidchemie
Am Mühlberg, Haus 2
14476 Golm bei Potsdam
Tel.: 0331 5679527
Fax: 0331 5679502
E-mail: hoffmann@mpikg-golm.mpg.de

Dr. Christian Holm
MPI für Polymerforschung
Ackermannweg 10
55128 Mainz
Tel.: 06131 379268
Fax: 06131 379100
E-mail: holm@mpip-mainz.mpg.de

Björn Huke
Universität des Saarlandes
Theoretische Physik, Geb. 38
66041 Saarbrücken
Tel.: 0681 3023960
Fax: 0681 3024316
E-mail: huke@lusi.uni-sb.de

Dr. Peter Hulin
Hals-Nasen-Ohren-Klinik
Klinikum rechts der Isar
Ismaninger Straße 22
81675 München
Tel.: 089 99720703
Fax: 089 99720704
E-mail: p.hulin@lrz.tum.de

Martin Kammel
Hahn-Meitner-Institut Berlin
Glienickestr. 100
14109 Berlin
Tel.: 030 80622053
Fax: 030 80623059
E-mail: kammel@hmi.de

Dr. Roswitha Klein
Hals-Nasen-Ohren-Klinik
Klinikum rechts der Isar
Ismaninger Straße 22
81675 München
Tel.: 089 99720703
Fax: 089 99720704
E-mail: Rosi.Klein@lrz.tu-muenchen.de

Prof. Dr. Uwe Kreibitz
Institut für Theoretische Physik A
RWTH Aachen
Templergraben 55
52056 Aachen
Tel.: 0241807176
Fax: 02418888331
E-mail: kreibitz@physik.rwth-aachen.de

Dr. Martin Kröger
Institut für Theoretische Physik
TU Berlin
Hardenbergstr. 36
10623 Berlin
Tel.: 030 31425225
Fax: 030 31421130
E-mail: mk@polly.physik.tu-berlin.de

Dr. Walter Lachenmeier
DFG
Kennedyallee 40
53175 Bonn
Tel.: 0228 8852281
Fax: 0228 8852777
E-mail: walter.lachenmeier@dfg.de

Dr. Olaf Lammerschop
Henkel KGaA
Corporate Research VTR-FUM
Henkelstraße 67
40191 Düsseldorf
Tel.: 0211 7984394
Fax: 0211 79814394
E-mail: olaf.lammerschop@henkel.de

Dr. Katharina Landfester
MPI für Kolloidforschung
Abteilung Kolloidchemie
Am Mühlberg, Haus 2
14476 Golm bei Potsdam
Tel.: 0331 5679509
Fax: 0331 5679502
E-mail: Katharina.Landfester@mpikg-golm.mpg.de

Dr. Adrian Lange
Otto-v.-Guericke Universität Magdeburg
PF 4120
39016 Magdeburg
Tel.: 0391 6711347
Fax: 0391 6711205
E-mail: adrian.lange@physik.uni-magdeburg.de

Prof. Dr. Mario Liu
Institut für Theoretische Physik
Universität Hannover
Appelstr. 2
30167 Hannover
Tel.: 0511 7623265
Fax: 0511 7623023
E-mail: liu@itp.uni-hannover.de

Prof. Dr. Manfred Lücke
Universität des Saarlandes
Theoretische Physik, Geb. 38
66041 Saarbrücken
Tel.: 0681 302
Fax: 0681 302
E-mail: luecke@lusi.uni-sb.de

Prof. Dr. Georg Maret
Fakultät für Physik
Universität Konstanz
78457 Konstanz
Tel.: 07531 884151
Fax: 07531 883090
E-mail: Georg.Maret@uni-konstanz.de

Gunar Matthies
Otto-v.-Guericke Universität Magdeburg
Institut für Analysis und Numerik
PF 4120
39016 Magdeburg
Tel.: 0391 6712633
Fax: 0391 6718073
E-mail: matthies@mathematik.uni-magdeburg.de

Dr. Peter Meindl
Physikalisch-Technische Bundesanstalt Berlin
Abbestr. 2-12
10587 Berlin
Tel.: 030 3481208
Fax: 030 3481361
E-mail: peter.meindl@ptb.de

Katja Melzner
ZARM - Universität Bremen
Am Fallturm
28359 Bremen
Tel.: 0421 - 2184806
Fax: 0421 - 2182521
E-mail: melzner@zarm.uni-bremen.de

Frank Meyer
Physikalische Chemie
Universität Saarbrücken
Im Stadtwald - Bau 9.2
66123 Saarbrücken
Tel.: 0681 3024881
Fax: 0681 3024759
E-mail: f.meyer@rz.uni-sb.de

Dr. Stephanie Möller
INNOVENT e.V.
Felsbachstr.5
07745 Jena
Tel.: 03641 282528
Fax: 03641 282530
E-mail: sm@innovent-jena.de

Dr. Hanns Walter Müller
MPI für Polymerforschung
Ackermannweg 10
55128 Mainz
Tel.: 06131 379473
Fax: 06131 379340
E-mail: hwm@mpip-mainz.mpg.de

Dr. Robert Müller
IPHT
Winzerlaer Str. 10
07745 Jena
Tel.: 03641 206109
Fax: 03641 206199
E-mail: robert.mueller@ipht-jena.de

Dr. Arnim Nethe
BTU-Cottbus
Universitätsplatz 3-4
03044 Cottbus
Tel.: 0355 - 694139
Fax: 0355 - 694137
E-mail: arnim.nethe@tet.tu-cottbus.de

Dr. Stefan Odenbach
ZARM - Universität Bremen
Am Fallturm
28359 Bremen
Tel.: 0421 - 2184785
Fax: 0421 - 2182521
E-mail: odenbach@zarm.uni-bremen.de

Prof. Dr. Harald Pleiner
MPI für Polymerforschung
Ackermannweg 10
55128 Mainz
Tel.: 06131 379246
Fax: 06131 379340
E-mail: pleiner@mpip-mainz.mpg.de

Dr. Regina Reszka
Max Delbrück Zentrum
Tel.: 030 94063863
Fax: 030 94063212
E-mail: reszka@mdc-berlin.de

Manfred Rodemers-Mahler
ALMA-Verfahrens- und Anlagentechnik GmbH
Obere Heeg 5
97852 Schollbrunn
Tel.: 09394 970047
Fax: 09394 970040
E-mail: mrodemers-mahler@alma-group.de

Alexander Rothert
Experimentalphysik 5
Universität Bayreuth
95440 Bayreuth
Tel.: 0921 55
Fax: 0921 55
E-mail: Alexander.Rothert@uni-bayreuth.de

Astrid Schmidt
Cuvillestraße 22
81671 München
Tel.: 089 99720703
Fax: 089 99720704
E-mail: astrid.schmidt@hotmail.com

Dr. Rainer Patzwald
TU Berlin
Institut für Werkzeugmaschinen
und Fabrikbetrieb
Pascalstr. 8-9
10587 Berlin
Tel.: 030 31424450
Fax: 030 31424456
E-mail: patzwald@wzm.iwf.tu-berlin.de

Bert Reimann
Experimentalphysik 5
Universität Bayreuth
95440 Bayreuth
Tel.: 0921 551
Fax: 0921 553647
E-mail: bert.reimann@uni-bayreuth.de

Dr. Reinhard Richter
Experimentalphysik 5
Universität Bayreuth
95440 Bayreuth
Tel.: 0921 553351
Fax: 0921 553647
E-mail: reinhard.richter@uni-bayreuth.de

Erik Romanus
Institut für Pharmazie der EMAU
Biopharmazie und Pharmazeutische Technologie
Friedrich-Ludwig-Jahn-Str.17
17487 Greifswald
Tel.: 03641 947393
Fax: 03641 947372
E-mail: erik.romanus@uni-jena.de

Dr. Hans Martin Sauer
LS Prof. Dr. R. Birringer
Geb. 43
Universität des Saarlandes
66123 Saarbrücken
Tel.: 0681 3025190
Fax: 0681 3025222
E-mail: sauer@nano.uni-saarland.de

Prof. Dr. Rudi Schmitz
Institut für Theoretische Physik A
RWTH Aachen
Templergraben 55
52056 Aachen
Tel.: 0241807023
Fax: 02418888331
E-mail: rschmitz@physik.rwth-aachen.de

Dr. Matthias Schnabelrauch
INNOVENT e.V.
Felsbachstr.5
07745 Jena
Tel.: 03641 282548
Fax: 03641 282530
E-mail: MS@innovent-jena.de

Dr. Thomas Scholz
BTU-Cottbus
Universitätsplatz 3-4
03044 Cottbus

Dr. Dirk Schüler
MPI für marine Meeresbiologie
Celsiusstr. 1
28359 Bremen
Tel.: 0421 2028746
Fax: 0421 2028580
E-mail: dschuele@mpi-bremen.de

Manuela Schwalbe
FSU Jena
Klinik für Innere Medizin II
Onkologisches Forschungslabor
Erlanger Allee 101
07740 Jena
Tel.: 03641 939247
Fax: 03641 939542
E-mail: manu.schwalbe@med.uni-jena.de

Dr. Joachim Schwender
Ferrofluidics GmbH
Hohes Gestade 14
72622 Nürtingen
Tel.: 07022 927019
Fax: 07022 927010
E-mail: jschwender@ferrofluidics.de

Prof. Dr. Klaus Stierstadt
Ludwig-Maximilians Universität München
Sektion Physik
Schellingstr. 4
28199 München
Tel.: 089 - 21802762
Fax: 089 - 21803391

Prof. Dr. Andre Thess
TU Ilmenau
Maschinenbau
Postfach 100565
98684 Ilmenau
Tel.: 03677 692445
Fax: 03677 691281
E-mail: thess@tu-ilmenau.de

Steffen Thurm
ZARM - Universität Bremen
Am Fallturm
28359 Bremen
Tel.: 0421 - 2189422
Fax: 0421 - 2182521
E-mail: thurm@zarm.uni-bremen.de

Prof. Dr. Lutz Tobiska
Otto-v.-Guericke Universität Magdeburg
Institut für Analysis und Numerik
PF 4120
39016 Magdeburg
Tel.: 0391 6718650
Fax: 0391 6718073
E-mail: tobiska@mathematik.uni-magdeburg.de

Dr. Lutz Trahms
Physikalisch-Technische Bundesanstalt Berlin
Abbestr. 2-12
10587 Berlin
Tel.: 030 3481213
Fax: 030 3481361
E-mail: lutz.trahms@ptb.de

Thomas Völker
ZARM - Universität Bremen
Am Fallturm
28359 Bremen
Tel.: 0421 - 2184790
Fax: 0421 - 2182521
E-mail: voelker@zarm.uni-bremen.de

Joachim Wagner
Physikalische Chemie
Universität Saarbrücken
Im Stadtwald - Bau 9.2
66123 Saarbrücken
Tel.: 0681 3023229
Fax: 0681 3024759
E-mail: wagnerjch@rz.uni-sb.de

Dr. Zuowei Wang
MPI für Polymerforschung
Ackermannweg 10
55128 Mainz
Tel.: 06131 379268
Fax: 06131 379100
E-mail: wang@talao.unice.fr

Prof. Dr. Peter Weber
FSU Jena
Institut für Festkörperphysik
Helmholtzweg 5
07743 Jena
Tel.: 03641 930950
Fax: 03641 930952
E-mail: hauptpersonalrat@rz.uni-jena.de

Prof. Dr. Werner Weitschies
Institut für Pharmazie der EMAU
Biopharmazie und Pharmazeutische Technologie
Friedrich-Ludwig-Jahn-Str.17
17487 Greifswald
Tel.: 03834 864813
Fax: 03834 864886
E-mail: werner.weitschies@pharmazie.uni-greifswald.de

Dr. Albrecht Wiedenmann
Hahn-Meitner-Institut Berlin
Glienickestr. 100
14109 Berlin
Tel.: 030 80622283
Fax: 030 80623059
E-mail: wiedenmann@hmi.de

Carola Wiese
ZARM - Universität Bremen
Am Fallturm
28359 Bremen
Tel.: 0421 - 2184785
Fax: 0421 - 2182521

Helmut Wolf
LS Prof. Dr. R. Birringer
Geb. 43
Universität des Saarlandes
66123 Saarbrücken
Tel.: 0681 3025189
Fax: 0681 3025222
E-mail: h.wolf@nano.uni-saarland.de

The 3rd German Ferrofluid Workshop is sponsored by:

