

MAGNETISMUS

Flüssige magnetische Gebirge

Wie sich die Musterbildung in magnetischen Flüssigkeiten quantitativ untersuchen lässt

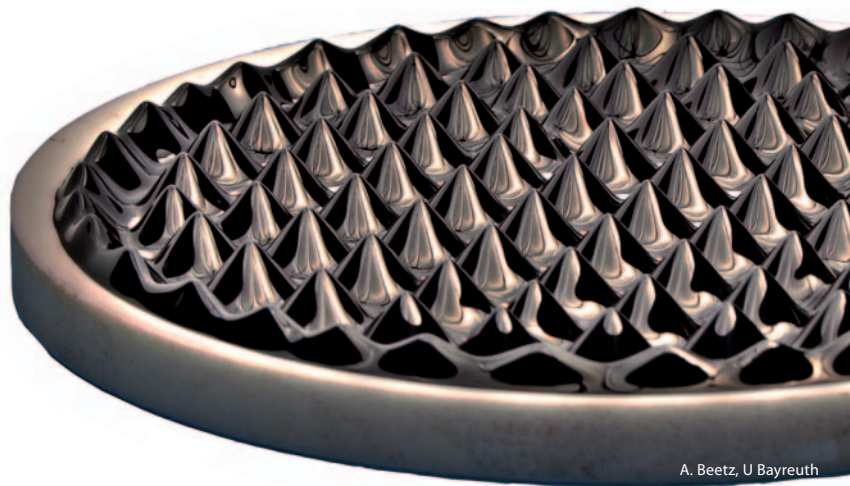
Reinhard Richter

Magnetische Flüssigkeiten können an ihren Oberflächen je nach Stärke und Orientierung eines äußeren Magnetfelds erstaunliche Strukturen zeigen. Mittlerweile lassen sich diese nicht nur qualitativ beobachten, sondern mithilfe von Röntgenstrahlen auch vermessen. Damit ist es möglich, die allgemeinen Prinzipien der Musterbildung an statischen Deformationen sehr genau zu untersuchen.

Die Oberflächen von Flüssigkeiten sind unserer Intuition nach entweder flach oder in Bewegung. Und doch gibt es mit den schwarzen, sanft metallisch schimmernden Ferrofluiden auch Flüssigkeiten, in denen sich ein „flüssiges Gebirge“ ausbilden kann, wenn ein vertikal angelegtes Magnetfeld ins Spiel kommt (Abb. 1). Die Landschaften aus statischen Stacheln faszinieren jeden, der sie zum ersten Mal sieht, da diese ruhenden Deformationen unseren üblichen Erwartungen an Flüssigkeiten völlig widersprechen. Dieses Phänomen wurde 1967 von Martin Cowley und Ronald Rosensweig zuerst beschrieben [1] und ist als sog. Rosensweig-Instabilität seither zum Wahrzeichen der Forschung an Ferrofluiden geworden.

Ferrofluide sind magnetische Flüssigkeiten, die sich in einem Träger wie Wasser oder Öl erzeugen lassen, indem man ferromagnetische Nanopartikel (meist aus Magnetit, Kobalt oder Kobaltferrit) dispergiert [2]. Die rund 10 Nanometer großen Partikel sind dabei entweder von einer Tensidhülle umgeben oder elektrisch geladen, um ihre Agglomeration zu vermeiden. Auf diese Weise werden magnetische Flüssigkeiten mit Suszeptibilitäten χ von 1 bis 10 hergestellt. Im Vergleich dazu hat das stärkste natürliche paramagnetische Fluid, flüssiger Sauerstoff, nur eine Suszeptibilität von $\chi \approx 10^{-3}$. Deshalb lässt sich mit Recht sagen, dass Ferrofluide „superparamagnetisches“ Verhalten zeigen.

Wie andere paramagnetische Materialien folgen Ferrofluide dem Feldgradienten zu Orten hoher Feldstärke, wo sie aufgrund ihrer großen Suszeptibilität gehalten werden können. Dieses Verhalten von Ferrofluiden kann man z. B. nutzen, um den Spalt einer Drehdurchführung in einem Festplattenlaufwerk abzudichten. Ferrofluide finden sich auch in leistungsstarken Lautsprechern. Die magnetischen Kräfte halten die Ferrofluide dabei an der Schwingspule und leiten die entstehende Wärme an das Chassis, sodass sich die Spule nicht überhitzen kann.



A. Beetz, U Bayreuth

Abb. 1 Ein Ferrofluid in einer Schale bildet ein faszinierendes Muster aus Stacheln, wenn es einem homogenen, vertikal orientierten Magnetfeld ausgesetzt wird.¹⁾

In einem homogenen Magnetfeld wirken die magnetischen Kräfte zunächst völlig gleichmäßig auf ein Ferrofluid. Doch bereits leichte Erschütterungen oder ein Luftzug genügen, um kleine Störungen an der Oberfläche zu verursachen. Dann erhöht sich in den Wellenbergen die magnetische Flussdichte, während sie in den Wellentälern sinkt. Übersteigt die Flussdichte des von außen angelegten Magnetfelds einen kritischen Wert, dann reichen diese selbstgenerierten Feldinhomogenitäten aus, um weiteres Ferrofluid gegen Gravitation und Oberflächenspannung anzuziehen. Die „flüssigen Berge“ wachsen weiter an, was wieder-

1) Ein Film, der die Entstehung des Musters im Experiment zeigt, ist zu finden auf <http://focus.aps.org/story/v15/st18>.

KOMPAKT

- Magnetische Flüssigkeiten (Ferrofluide) bestehen aus ferromagnetischen Nanopartikeln, die in Trägerflüssigkeiten wie Wasser oder Öl dispergiert sind.
- Eine ebene Schicht aus Ferrofluid bildet jenseits einer kritischen Feldstärke in einem homogenen Magnetfeld ein statisches Stachelmuster aus (Rosensweig-Instabilität).
- Die Muster bestehen ohne Energiedissipation. Die Experimente sind damit komplementär zu den bekannten Systemen, welche Musterbildung fern vom thermodynamischen Gleichgewicht untersuchen.
- Man beobachtet eine Vielzahl von Strukturen im vertikalen, schrägen, zeitlich und/oder räumlich variierenden Magnetfeld. Sie lassen sich mit linearen und nichtlinearen Modellen sowie numerisch gut beschreiben.

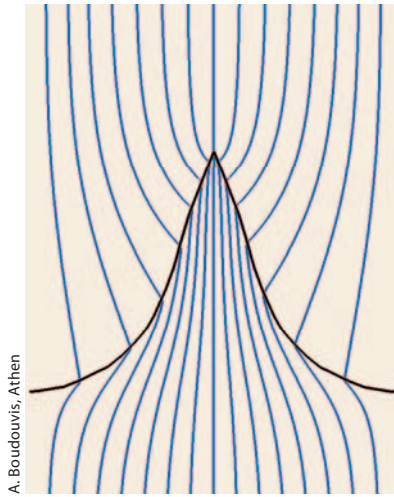
Dr. Reinhard Richter, Physikalisches Institut, Experimentalphysik V, Universität Bayreuth, 95440 Bayreuth

rum den Feldgradienten verstärkt. Schließlich entstehen sichtbare, statische Stacheln (Abb. 1, 2).

Über den großen ästhetischen Reiz der Rosensweig-Instabilitäten hinaus gibt es natürlich weitere Gründe dafür, dass diese Oberflächeninstabilität physikalisch interessant ist. Erstens dient sie als äußerst empfindliches Werkzeug, um die Physik der Ferrofluide tiefer zu ergründen. Da die Flüssigkeiten opak sind, widersetzen sie sich bisher erfolgreich den üblichen, optischen Messmethoden der Fluidmechanik. Ihre Oberflächen deformationen sind dagegen zugänglich und bieten interessante makroskopische Messgrößen, die kritisch vom Magnetfeld und den Fluidparametern abhängen.

Zweitens ist die Musterbildung selbst von großem Interesse. Musterbildung wird bisher hauptsächlich an Systemen fern des thermodynamischen Gleichgewichts untersucht [3]. Ein bekanntes Beispiel sind die komplexen Muster der Rayleigh-Bénard-Konvektion, die sich in einer von unten beheizten Flüssigkeitsschicht bilden. Im Unterschied dazu entstehen Deformationen in elastischen Hüllen unter einer äußeren Kraft, ohne dass kontinuierlich Energie dissipiert werden muss. Dies gilt auch für magneto- und elektrostatische Instabilitäten [4], die sich durch externe Felder gut kontrollieren lassen. Hier stellt sich die wichtige Frage, ob Musterbildung in der Nähe des Gleichgewichts nach anderen Gesetzen stattfindet als fern davon.

Diese und andere Gründe führten dazu, dass sich ein DFG-Schwerpunktprogramm²⁾ in den vergangenen sechs Jahren intensiv der Grundlagenforschung an Ferrofluiden und der Suche nach möglichen Anwendungen gewidmet hat [5]. Teil dieses Programms



A. Boudouvis, Athen

Abb. 2 Die magnetischen Feldlinien konzentrieren sich in den Spitzen eines Ferrofluids der Suszeptibilität $\chi=10$.

war auch die Erforschung der Rosensweig-Instabilität [6]. Dieses Phänomen möchten wir hier ausführlicher vorstellen und dabei die jüngsten experimentellen Ergebnisse zusammenfassen. Den Ausgangspunkt bilden zunächst kleine Auslenkungen an der Oberfläche, für die eine lineare Beschreibung möglich ist. Anschließend vermessen wir dann die voll ausgebildeten Stachel, um sie mit den Ergebnissen einer nichtlinearen Theorie zu vergleichen. Schließlich geht es um die Frage, wie die Instabilität variiert, wenn man das üblicherweise vertikal orientierte Magnetfeld um horizontale und zeitabhängige Feldkomponenten ergänzt.

Lineare Beschreibung

Beim Übergang von der flachen Oberfläche des Ferrofluids zu einer Landschaft aus „flüssigen Spitzen“ spielen die hydrostatische Energie (die sich aus der Höhenänderung der Flüssigkeitsschicht bestimmen lässt), die Oberflächenenergie und die Energie des magnetischen Feldes die entscheidende Rolle. Während die ersten beiden Energiebeiträge wachsen, wenn sich die Spitzen ausbilden, sinkt derjenige des Magnetfeldes.

Hier stellt sich zunächst die Frage, bei welcher kritischen Flussdichte B_c die ebene Ferrofluidfläche instabil wird, sodass sich die stationären Spitzen ausbilden können. Aus den drei oben genannten Energien lässt sich für kleine Störungen der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ die Dispersionsrelation einer unendlich tiefen Ferrofluidschicht ableiten [1]. Das Quadrat der Kreisfrequenz ω hängt von k demnach in drei Summanden linear, quadratisch und kubisch ab:

2) Sprecher: S. Odenbach

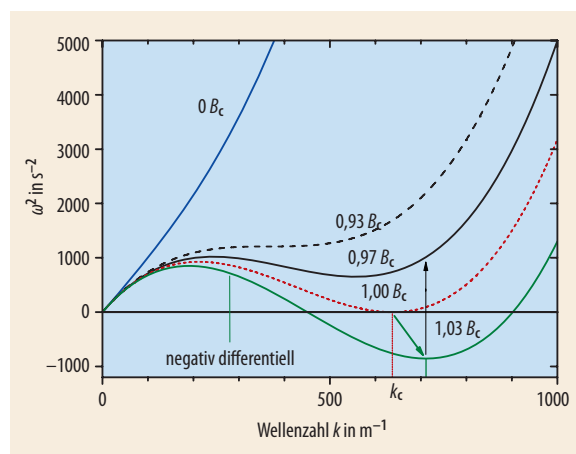


Abb. 3 Anhand der Dispersionsrelation in Gl. (1) lässt sich das Verhalten von Ferrofluiden bei unterschiedlichen magnetischen Flussdichten B charakterisieren (vgl. Text). Die Kurven wurden für ein Ferrofluid mit Dichte $\rho = 993,8 \text{ kg/m}^3$, Oberflächenspannung $\sigma = 2,4 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ und Suszeptibilität $\chi=0,8$ berechnet.

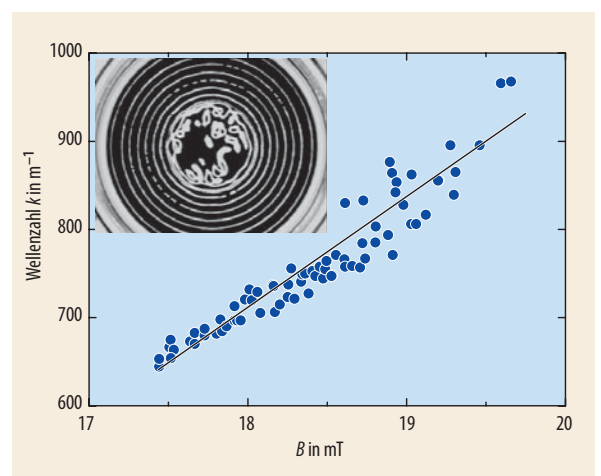


Abb. 4 Die Messpunkte (blau) bestätigen die theoretische Vorhersage (schwarze Linie, [7]), dass die Wellenzahl maximaler Wachstumsrate für Sprünge zu $B > B_c$ für Oberflächenmuster von kleiner Amplitude (Inset) mit der Flussdichte B wächst.

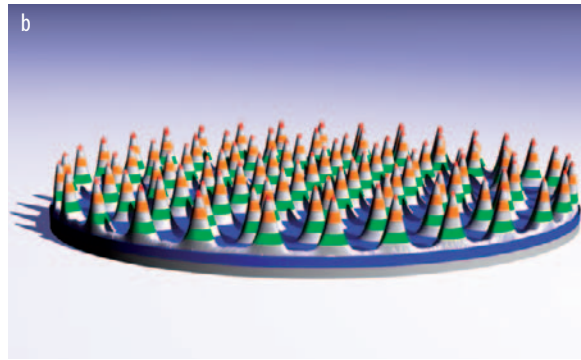
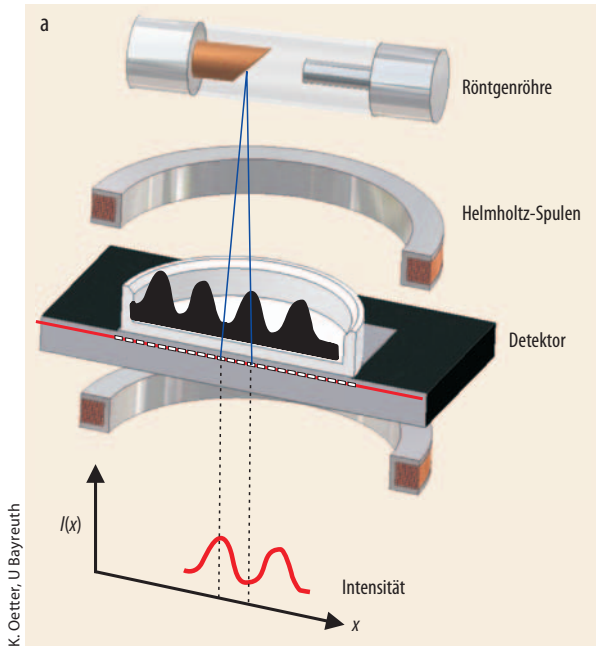


Abb. 5 Optische Standardtechniken eignen sich nicht, um die Oberflächenstrukturen der tiefschwarzen Ferrofluide zu charakterisieren. Das Oberflächenprofil des Ferrofluids lässt sich aber über die Abschwächung von Röntgenstrahlen vermessen, welche das ansonsten undurchsichtige Ferrofluid durchdringen können (a) [10]. Daraus lässt sich das Rosensweig-Muster rekonstruieren. Gezeigt ist hier ein Beispiel, das bei $B = 8,91$ mT generiert wurde (b). Ein Farbstreifen entspricht dabei der Höhe von einem Millimeter [11].

K. Oetter, U Bayreuth

$$\omega^2 = g_0 k - \frac{\chi^2}{\rho \mu_0 (\chi+1)(\chi+2)} B^2 k^2 + \frac{\sigma}{\rho} k^3 \quad (1)$$

Der erste Term mit der Erdbeschleunigung g_0 beschreibt die Schwerewellen, der letzte die durch die Oberflächenspannung σ hervorgerufenen Kapillarwellen, die beide auch bei herkömmlichen Flüssigkeiten auftreten. Dagegen ist der zweite Summand spezifisch für Flüssigkeiten mit der Suszeptibilität $\chi > 0$. Erhöhen wir die magnetische Induktion B , so wird der negative Beitrag des magnetischen Terms immer wichtiger: Die Kurve wird nicht-monoton jenseits von $B \approx 0,93 B_c$ und berührt die Abszisse (Abb. 3) für die kritische Flussdichte

$$B_c = \frac{\sqrt{2\mu_0(\chi+1)(\chi+2)} \sqrt{\rho g_0 \sigma}}{\chi}, \quad (2)$$

bei der kritischen Wellenzahl

$$k_c = \sqrt{\frac{\rho g_0}{\sigma}}. \quad (3)$$

Für Werte $B > B_c$ wird die Ferrofluidoberfläche instabil. Hier hat Gl. (1) nur noch eine rein imaginäre Lösung $\omega = 0 \omega_1 + i \omega_2$, mit reellen ω_1, ω_2 . Nach der linearen Stabilitätsanalyse entwickelt sich eine kleine Störung der planen Oberfläche proportional zu $\exp[-i(\omega t - \mathbf{kr})]$. Die imaginäre Lösung führt daher zu einem exponentiellen Anwachsen $\exp(\omega_2 t)$, einer Störung mit der Wachstumsrate ω_2 .

Die Dispersionsrelation (1) macht folgende Zusammenhänge verständlich: Für $B > B_c$ gibt es ein absolutes Minimum von $\omega^2(k)$, sodass Störungen mit dieser Wellenzahl besonders schnell anwachsen. Dieses Minimum verschiebt sich mit B zu (i) höheren Wellenzahlen, sowie zu (ii) negativeren Werten von ω^2 (grüner Pfeil in Abb. 3). Somit sollte im Experiment die Wellenzahl und die Wachstumsrate des entstehenden Musters mit B zunehmen. Dies wurde lange nicht beobachtet, da die Messung innerhalb von Millisekunden stattfinden muss, um die schnell anwachsenden Strukturen noch im linearen Bereich zu erfassen. Durch schnelle Messungen mit kurzen magnetischen Pulsen [7, 8, 9] konnte

meine Arbeitsgruppe jedoch die Vorhersagen von A. Lange [7, 12], die in einer umfassenderen Dispersionsrelation die Viskosität und eine endliche Füllhöhe berücksichtigen, im Experiment bestätigen, z. B. in Bezug auf die Wellenzahl (Abb. 4).

Für unterkritische Felder ($B < B_c$) ist die Kreisfrequenz reell. Hier erzeugen wir Oberflächenwellen mit einer Wellenzahl um k_c (schwarzer Pfeil in Abb. 3). Mit Annäherung an B_c wird ω_1 immer kleiner. Entsprechend verlangsamt sich die Wellengeschwindigkeit $v = \omega_1/k$, bis ein statisches Muster entsteht. Ein vergleichbares Verhalten wurde an einer elektrostatischen Instabilität gemessen [4]. Auch die Dispersionsrelation (1) selbst wurde vermessen. So gelang es jüngst J. Embs den schwer zugänglichen Bereich mit negativer Steigung aufzulösen (vgl. Abb. 3) [13].

Nichtlineare Beschreibung

Wenn die Störung weiter wächst, verlassen wir sehr schnell den Bereich kleiner Amplituden, sodass eine nichtlineare Beschreibung nötig ist. Das Wachstum der Stacheln wird begünstigt, weil so die Feldlinien möglichst lange im Ferrofluid verlaufen (Abb. 2). Infolge der hohen Suszeptibilität χ des Ferrofluids reduziert sich so die magnetische Feldenergie der Anordnung. Dem weiteren Wachstum wirken die zunehmende Energie im Gravitationsfeld und die Oberflächenenergie entgegen.

Alle drei Energieterme lassen sich in der Flächenenergiedichte $F(B)$ für eine Schicht Ferrofluid lokal variierender Höhe bei der angelegten Induktion B zusammenfassen [14]. Die gegebene Flüssigkeitsmenge wird solange umverteilt, bis das Energiefunktional \bar{F} ein relatives Minimum einnimmt. Durch Minimierung von \bar{F} wurden Amplitudengleichungen erhalten, deren Lösung hexagonale, quadratische und kamm-artige Oberflächenreliefs beschreiben [14]. Überschreitet die

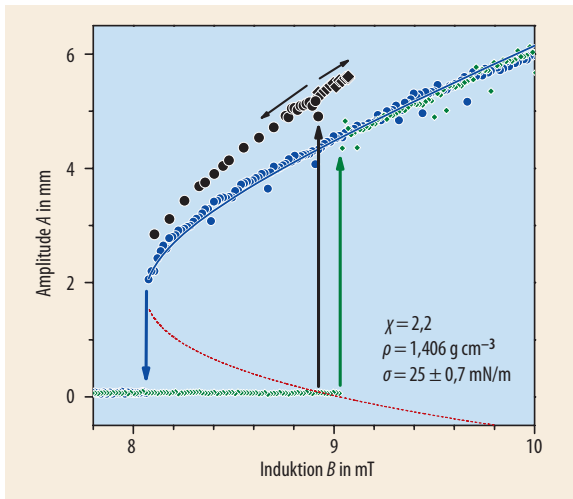


Abb. 6 Die Amplitude des Rosensweig-Musters als Funktion der angelegten magnetischen Induktion für ein Ferrofluid [11]: Diese Äste geben die stabile und instabile Lösung von Gl. (4), welche an die Messdaten gefittet wurde (mit $\gamma = 0,281$ und $g = 0,062$). Die grünen Rauten markieren Messwerte für ansteigendes B , die blauen Punkte solche für absteigendes B .

Flussdichte B den kritischen Wert B_c , so wird die ebene Oberfläche zuerst zugunsten einer hexagonalen Stachelanordnung instabil. Ihre stationäre Amplitude ist gegeben durch

$$A_H(\epsilon) = \frac{\gamma(1+\epsilon) + \sqrt{\gamma^2(1+\epsilon)^2 + 4\epsilon g}}{2g}, \quad (4)$$

wobei der Bifurkationsparameter $\epsilon = (B^2 - B_c^2)/B_c^2$ den skalierten Abstand von B_c misst und die Parameter g und γ von der Wellenzahl k und der Suszeptibilität χ abhängen.

Diese Vorhersagen prüft man am besten an Stachelstrukturen im Zentrum der mit Ferrofluid gefüllten Schale (Abb. 1), um so Randeffekte zu minimieren. Da die optischen Standardtechniken für die Vermessung von Oberflächenprofilen bei den tiefschwarz erscheinenden Ferrofluiden nicht funktionieren, haben wir eine Methode entwickelt, bei der wir die Flüssigkeit mit weicher Röntgenstrahlung (40 bis 60 keV) durchstrahlen [10]. Damit lassen sich im Zentrum Stachelform und Höhe vermessen (Abb. 5): Strahlen, welche die flüssigen Berge passieren, werden stärker absorbiert als solche, die Täler durchdringen. Nach Kalibrierung mit einem Normkörper erhält man aus dem Absorptionsbild das Höhenrelief. Das zugehörige Bifurkationsdiagramm zeigt den Verlauf der Stachelamplitude für aufsteigendes sowie absteigendes B (Abb. 6). Der hysteretische Verlauf wird gut vom blauen und roten Wurzelast beschrieben. Neben diesen Ästen für die stabile und instabile Lösung von Gl. (4) ist ein weiterer Zweig zu sehen, der nicht von der Theorie vorhergesagt wurde.

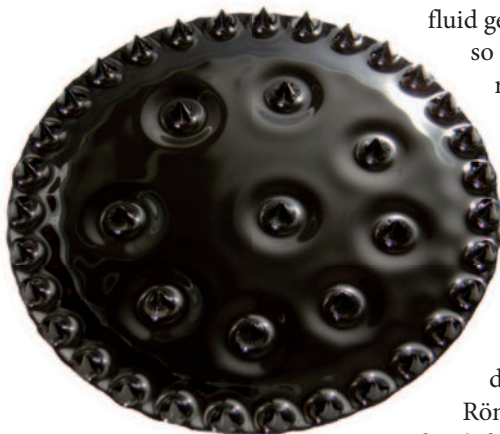


Abb. 7 Bilden sich mehrere Ferrosolitonen, so stoßen sie sich gewöhnlich durch magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung ab. In gewissen Parameterbereichen beobachtet man auch molekülartige Ensembles [11].

Höhe vermessen (Abb. 5): Strahlen, welche die flüssigen Berge passieren, werden stärker absorbiert als solche, die Täler durchdringen. Nach Kalibrierung mit einem Normkörper erhält man aus dem Absorptionsbild das Höhenrelief. Das zugehörige Bifurkationsdiagramm zeigt den Verlauf der Stachelamplitude für aufsteigendes sowie absteigendes B (Abb. 6). Der hysteretische Verlauf wird gut vom blauen und roten Wurzelast beschrieben. Neben diesen Ästen für die stabile und instabile Lösung von Gl. (4) ist ein weiterer Zweig zu sehen, der nicht von der Theorie vorhergesagt wurde.

Die erhöhten Amplituden gehören zu einem lokalisierten Zustand („Ferrosoliton“, Abb. 7). Wir können ihn im hysteretischen Bereich durch eine lokale Felderhöhung oder durch eine lokale Störung der Flüssigkeitsoberfläche erzeugen. Doch weshalb breiten sich diese Störungen nicht in die Fläche aus?

Lokalisierte Zustände sind seit ca. 20 Jahren beispielsweise von geschüttelten Fluiden und Granulat (Oszillonen) oder von Gasentladungen [15] bekannt. Bei diesen Nichtgleichgewichtssystemen wurde oft argumentiert, dass neben der Nichtlinearität die Energiedissipation für ihre Stabilisierung wesentlich sei. Dieses Argument kann im Fall der Ferrosolitonen nicht stichhaltig sein, da im stationären Zustand keine Energie dissipiert wird. Nach einer Idee von Yves Pomeau beobachten wir vielmehr ein Einrasten der sich ausbreitenden Struktur an ihrer intrinsischen Periodizität. Dieser Effekt wird im mikroskopischen Bereich, z. B. bei der Erstarrung von Kristallschmelzen, durch die thermische Anregung überdeckt. In unserem makroskopischen System ist diese Energie ($k_B T$) dagegen viel zu klein, um eine neue Stachelreihe zu ermöglichen. Die Wellenfront rastet ein. Mittlerweile wurden Ferrosolitonen auch numerisch gefunden, was unser Bifurkationsdiagramm bestätigt [16].

Wenden wir uns für eine quantitative Beschreibung noch einmal dem regulären Muster zu. Auf numerischem Wege erhalten wir das Stachelprofil mittels der Methode der finiten Elemente. Dazu wurden von G. Matthis auf einem hexagonalen Netz die für die Oberflächenenergie zuständige Young-Laplace-Gleichung sowie die gekoppelten Maxwell-Gleichungen unter Berücksichtigung der experimentellen Fluidparameter und der nichtlinearen Magnetisierung des Ferrofluides gelöst [17]. Das Ergebnis beschreibt die Messungen gut (Abb. 8).

Für höheres B sagt die Theorie [14] einen Übergang von hexagonaler zu quadratischer Stachelanordnung vorher. Wir haben den Übergang vermessen [18]. Aus den Höhenreliefs wurden Voronoi-Diagramme konstruiert (Abb. 9). Die schwarzen Punkte markieren die Stachelspitzen, die farbigen Voronoi-Zellen ihre nächste Umgebung. Die Seitenzahl des polygonen Umrisses

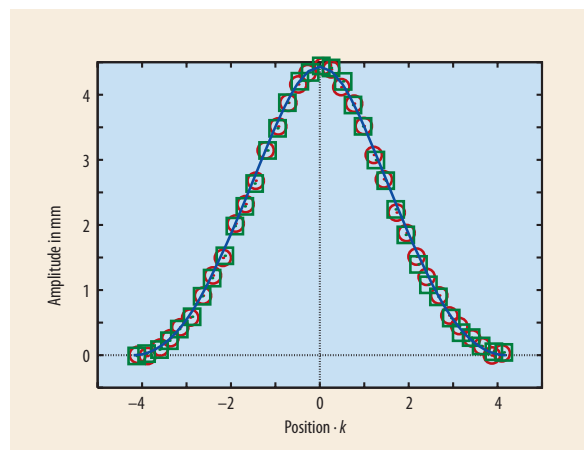
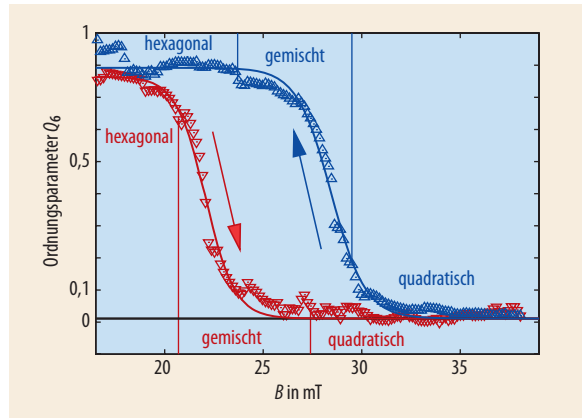
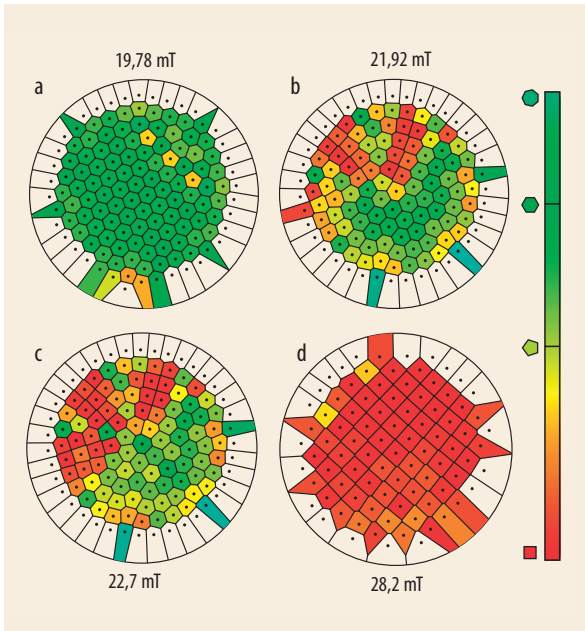


Abb. 8 Die numerischen Rechnungen (Linie) beschreiben die gemessenen Stachelprofile (Punkte) mit hoher Genauigkeit [17].



◀ **Abb. 9** Farbige Voronoi-Diagramme für die Stachelspitzen für wachsende Flussdichte B : Der Balken rechts veranschaulicht den Farbcode, der vom größten inneren Winkel φ jeder Musterzelle ermittelt wird [18].

▲ **Abb. 10** Der Ordnungsparameter Q_6 (Gl. 5) zeigt bei Variation des Magnetfelds eine vorausseilende, d. h. „umgekehrte Hysterese“ [18].

entspricht der Zahl der nächsten Nachbarspitzen. Wie der Farbcode illustriert, entstehen innerhalb des hexagonalen Musters für zunehmende Induktion sukzessive quadratische Domänen.

Ein geeigneter Ordnungsparameter für den Übergang ist die lokale Winkelkorrelationsfunktion

$$Q_6 = \left| \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e^{i6\varphi_i} \right|^2 \quad (5)$$

als Transformation der zentralen Winkel φ_i , welche die Verbindungslinien zwischen einem Maximum und seinen nächsten Nachbarn einschließen. Q_6 ergibt für reguläre Hexagone 1, für andere reguläre Polygone 0. Betrachtet man die Magnetfeldabhängigkeit von Q_6 , gemittelt über alle Zellen, so meint man auf den ersten Blick eine Hysterese zu erkennen (**Abb. 10**). Doch bei näherer Betrachtung entpuppt sich dies als ein dazu gegenläufiges Verhalten (siehe Pfeile): Bei einer Hysterese (*hysteros*, griechisch: nachher) eilt der Zustand der Änderung nach, hier beobachten wir jedoch ein Vorausseilen, sodass hier der Terminus Proteresis (von griech. *proteros* für vorher) passt, der in der Pharmakodynamik geprägt wurde. Gegenwärtig untersuchen wir, ob die Proteresis durch die seitliche Beugung der Stachel durch den Behälterrand entsteht oder allgemeinerer Natur ist.

Schräge und oszillierende Felder

Bisher haben wir die Normalfeldinstabilität untersucht, d. h. das Magnetfeld stand senkrecht zur Ferrofluidoberfläche. Wie für isotrope Systeme mit gebrochener vertikaler Symmetrie charakteristisch, wird hier die Oberfläche zunächst gegen Hexagone instabil. Wie reagiert das hexagonale Muster, wenn zusätzlich die horizontale Symmetrie durch eine waagerechte Feldkomponente B_x gebrochen wird? **Abb. 11** zeigt einen neuartigen Übergang, der zunächst eine Umorientierung

der Hexagone erzwingt, bevor diese flüssigen Kämmen Platz machen [19]. Die Kämmen sind parallel zu B_x ausgerichtet und werden durch das Schrägfeld stabilisiert. Auch diese Folge von Bifurkationen lässt sich mittels Amplitudengleichungen erfolgreich beschreiben [19, 20].

Die Palette an beobachtbaren Strukturen wird weiter bereichert, wenn dem statischen Magnetfeld ein Wechselfeld überlagert wird, das die Oberfläche zu Schwingungen anregt [21]. Als Beispiel sei zum Schluss ein Ring aus über hundert ferrofluidischen Stacheln gezeigt (**Abb. 12a**). Während zunächst alle Stacheln im Takt oszillieren, beobachten wir unter Erhöhung der Wechselfeldamplitude einen Übergang zu raum-zeitlich komplexem Verhalten. Das Raum-Zeit-Diagramm bildet im Takt des Wechselfeldes die Stachelspitzen als dunkle, die Zwischenräume als helle Punkte ab (**Abb. 12b**): Man erkennt die Bereiche im Takt schwingender Stacheln an den parallelen Streifen. Diese laminaren Bereiche werden für größere Wechselfeldamplitude kleiner. Nach einer Hypothese von Yves Pomeau dringt das unkorrelierte Verhalten in die la-

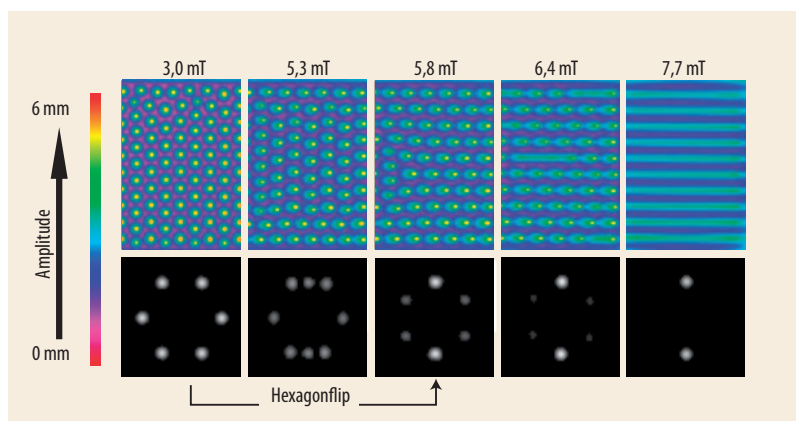


Abb. 11 Radioskopische Oberflächenabbildungen und ihre Fourier-Transformation (unten) für steigende Horizontalkomponente der Induktion B_x . Die Normalkomponente ist konstant $B_z = 18,6 \text{ mT}$ [19].

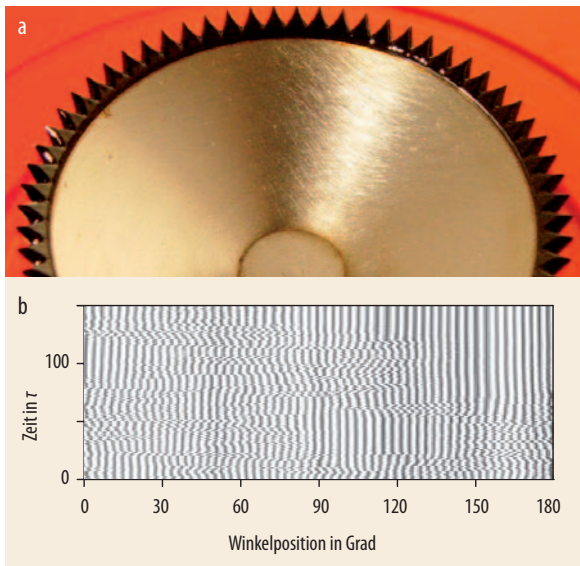


Abb. 12 Durch ein magnetisches Wechselfeld lässt sich ein Ring aus ferrofluidischen Stacheln auf dem Polschuh eines Elektromagneten (a, Durchmesser 40 mm) erzeugen [22]. Stroboskopische Aufnahmen der Stacheloszillationen im Raum-Zeit-Diagramm zeigen Domänen korrelierter Oszillationen (parallele Streifen), die durch unkorreliertes Verhalten unterbrochen sind (b). Gezeigt ist die Dynamik des halben Stachelkranzes für 150 Anregungsperioden ($\tau = 80$ ms).

minaren Bereiche ein wie Wasser in ein ideales poröses Medium. Das Modell der gerichteten Perkolation beschreibt den Vorgang statistisch. In unseren Analysen des raum-zeitlich intermittenten Übergangs fanden wir vier von fünf charakteristischen Exponenten des Modells [22], was bemerkenswert ist, da es sonst kaum experimentelle Beispiele für das Modell gibt.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Beispiel der Rosensweig-Instabilität zeigt eindrucksvoll, dass Musterbildung unter dem Einfluss einer äußeren Kraft auch ohne stetigen Energiedurchsatz stattfindet. Zunächst ist es uns gelungen Wellenzahl und Wachstumsrate an anwachsenden Strukturen zu vermessen. Danach haben wir ausgewachsene Strukturen in hexagonaler, lokalisierter und quadratischer Ausprägung untersucht. Des Weiteren ließen sich durch Brechung der horizontalen Symmetrie auch lineare Strukturen stabilisieren. Die statischen Oberflächenmuster sind mitunter komplex, jedoch immer reproduzierbar und lassen sich mittels eines röntgenoptischen Verfahrens sehr genau vermessen. Das sind gute Voraussetzungen für einen erfolgreichen Vergleich mit Modellbeschreibungen. Neben der erwähnten Energieminimierungsmethode scheint nun auch ein direkter Weg zu Amplitudengleichungen offen zu stehen, da jüngst die Lösung des adjungierten Problems gelang [23]. Dies macht Oberflächeninstabilitäten in Zukunft noch interessanter. In einem weiteren Projekt ersetzen wir die magnetische Flüssigkeit durch magnetisches Gel, um den Einfluss der Gelelastizität auf die Musterbildung [24] zu erforschen.

Darüber hinaus lassen sich durch zusätzliche Wechselfelder zeitabhängige Muster erzeugen, um so in das Gebiet der raum-zeitlich komplexen Strukturen vorzudringen, z. B. in Form von wandernden magnetischen Modulationen [25].

*

Ich danke allen meinen Mitstreitern für beharrliche Messungen und geistreiche Analysen in den letzten Jahren, insbesondere J. Bläsing, C. Gollwitzer, C. Groh, H. Knieling, B. Reimann, I. Rehberg und P. Rupp. Die Zusammenarbeit mit der Theorie (F. H. Busse, A. Engel, R. Friedrichs, A. Lange), und Numerik (A. Boudouvis, O. Lavrova, G. Matthis, L. Tobiska) habe ich als sehr fruchtbar empfunden. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Unterstützung meiner Projekte.

Literatur

- [1] M. D. Cowley und R. E. Rosensweig, *J. Fluid Mech.* **30**, 671 (1967)
- [2] R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics*, Cambridge University Press, Cambridge (1985)
- [3] M. C. Cross und P. C. Hohenberg, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 851 (1993)
- [4] P. Leiderer, *Phys. Rev. B* **20**, 4511 (1979)
- [5] *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 38 (2006) [Spezial Ferrofluide]
- [6] R. Richter und A. Lange, in: S. Odenbach (Hrsg.), *Colloidal Magnetic Fluids*, Springer, Berlin u. a. (2008, im Druck), Kap. 3
- [7] A. Lange, B. Reimann und R. Richter, *Phys. Rev. E* **61**, 5528 (2000)
- [8] H. Knieling et al., *Rev. E* **76**, 066301 (2007)
- [9] B. Reimann et al., *Phys. Rev. E* **68**, 036220 (2003)
- [10] R. Richter und J. Bläsing, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 1729 (2001)
- [11] R. Richter und I. V. Barashenkov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 184503 (2005)
- [12] A. Lange, *Europhys. Lett.* **55**, 327 (2001)
- [13] J. P. Embs et al., *Europhys. Lett.* **78**, 44003 (2007)
- [14] A. Gailitis, *J. Fluid Mech.* **82**, 401 (1977); R. Friedrichs und A. Engel, *Phys. Rev. E* **64**, 021406 (2001)
- [15] H.-G. Purwins und S. Amiranashvili, *Physik Journal*, Januar 2007, S. 31
- [16] O. Lavrova et al., *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 2657 (2006)
- [17] C. Gollwitzer et al., *J. Fluid Mech.* **571**, 455 (2007)
- [18] C. Gollwitzer, I. Rehberg und R. Richter, *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 2643 (2006)
- [19] C. Groh et al., *Phys. Rev. E* **76**, 055301(R) 1 (2007)
- [20] R. Friedrichs, *Phys. Rev. E* **66**, 066215 (2002); B. Reimann et al., *Phys. Rev. E* **71**, 055202(R) (2005)
- [21] T. Mahr und I. Rehberg, *Europhys. Lett.* **43**, 23 (1998); H. Ko, J. Lee und K. J. Lee, *Phys. Rev. E* **65**, 056222 (2002)
- [22] P. Rupp, R. Richter und I. Rehberg, *Phys. Rev. E* **67**, 036209 (2003)
- [23] S. Bohlius, H. Pleiner und H. R. Brand, *Phys. Fluids* **19**, 094103 (2007)
- [24] S. Bohlius, H. Pleiner und H. R. Brand, *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 2671 (2006)
- [25] A. Beetz et al., *J. Phys. Condens. Matter* **20**, 204109 (2008)

DER AUTOR

Reinhard Richter (FV Dynamik und Statistische Physik) studierte Physik in Erlangen und Tübingen, wo er 1994 zur Strukturbildung in Halbleitern promovierte. Nach einem zweijährigen Forschungsaufenthalt am Weizmann-Institut (Israel) ging er an die Universität Magdeburg und wandte sich den magnetischen Flüssigkeiten zu. Seit 1999 forscht er an der Universität Bayreuth und leitet dort die AG Ferrofluide. Für Arbeiten auf diesem Gebiet erhielt er 2002 den Emil-Warburg-Forschungspreis.

