非磁性液体への磁界効果

——モーゼ効果とエンハンストモーゼ効果——

解説

キーワード

磁気科学, 反磁性・常磁性物質, 磁界, モーゼ効果, エンハンストモーゼ効果

廣 田 憲 之
北 沢 宏 一

東京大学大学院

1. はじめに

皆さんは「モーゼの奇跡」をご存知だろうか。ご年配の方なら「十戒」という映画を連想されるかもしれない。あるいは若い人なら、ユニバーサルスタジオにある同映画の撮影の様子を紹介したアトラクションを思い浮かべるのだろうか。「モーゼ」は旧約聖書の中に登場する人物で、様々な奇跡を起こしてユダヤの民のエジプト脱出を成功させたとされる。いくつかある「モーゼの奇跡」のなかでもとりわけ有名なのが、追われる民が海によってその逃げ道を失ったとき、神通力で海を割り、道を作って彼らを助けたという奇跡ではないだろうか。水を二つに分けるなどということは到底不可能だと思われる。しかし、現代ではこのような現象は強磁界を用いることで実現できてしまう。

図1を見ていただきたい。これは水平型超電導磁石のボアの中に置いた水槽中の、(a)純水および(b)硫酸銅水溶液の形状を写真撮影したものである⁽¹⁾。中心で10 Tの磁界を印加することで、明らかに水面を割ったり、盛り上げたりすることができている。私たちはこれらの現象を「モーゼの奇跡」にちなんで、「モーゼ効果」，“逆モーゼ効果”と命名している。純水や水溶液、有機溶媒などは反磁性から常磁性のごく小さな磁化率しか有しない物質で、これらは磁界によって影響を受けないと考えられがちであったため、モーゼ効果は一般の人々にも大きな驚きをもって受け止められている。この現象のメカニズムは後述するが、ここ最近、モーゼ効果に代表されるように、従来は予想されていなかった現象が磁界によって引き起こされるということが見いだされつつある。これは、少し前まではごく一部の限られた機関の研究者しか扱うことができなかった強磁界が、最近の超電導磁石の目覚ましい発達で室温の大空間にも容易に発生させることができるようになり、広く一般の研究者がこのような研究に取り組むようになったためと考えられる。MRIなどの医療器具などで私たち自身が磁界に接する機会が増えてきている昨今、磁界と生物

の相互作用、化学反応や材料プロセスにおける磁界の影響が注目を集め、そこに対象を求める研究者も多くなりつつある。本解説では、化学や生物学あるいは工学の世界で形成され始めた“磁気科学”分野における最近の興味深い現象をかいつまんで紹介した後、ほぼ非磁性と考えられる液体に対する磁界効果について詳しく解説する。

2. 最近の磁気効果研究

反磁性・常磁性の物質や生物に対する磁界効果の研究は、何も最近になって始められたものではない。しかしながら、以前の研究には、一般の科学者に“うさん臭い”という印象を与えるものが多かった。この原因は、それらが、誰もが疑念を抱かないような形で「科学」として提示されるに至っていないためではないかと考えられる。他の研究機関では結果を再現できないようなものであったり、そもそも、発表者自身によっても再現性の確認がなされていない場合もあるようである。また、現象の報告のみにとどまって、その起源が議論されていないものが多いように思われる。これには、これまで強磁界が容易に手に入らないために、繰り返し再現性を見る実験がなされにくかったことも関係しているだろう。

しかし、近年の高温超電導体の実用化や超電導磁石技術の発達により強磁界が身近になったため、ほぼ非磁性の物質や生物に対する磁気効果の研究を推進し、普及させるチャンスが到来している。再現性を重視した数多くの研究により、“磁気科学”の分野を形成し確立してゆくためには、現在どのような研究がいかんして進められているか、どのような点が注目されているかを、それに従事する研究者たちが分野の垣根を越えて相互に知らしめることが重要である。そこで、このような研究に興味をもつ人々によって、1993年以来たびたび異分野研究者の交流の機会がもうけられている。そのなかから、興味深く、かつ信頼性が高いと私たちが判断するいくつかの例を紹介したいと思う。

2.1 均一な静磁界を利用した例

(1) 電気化学反応速度

化学反応への磁界効果として確立されてきた最初のもののは、おそらく電気化学反応である。1 T程度の磁界で、電気化学反応が促進されたり減速されたりする現象が北沢ら

Magnetic Field Effects on Non-Magnetic Liquids — Moses effect and enhanced Moses effect —

By Noriyuki Hirota & Koichi Kitazawa (Department of Superconductivity, University of Tokyo).

10 T の磁界中心で、純水の場合には液面が下がり、濃硫酸銅水溶液では液面が上がっているのがわかる。純水の場合の液面の高低差は 39 mm であった。写真は、超電導磁石のボア内で鏡を移動させながら撮影したものをつなぎ合わせている。また、変化を見やすくするため、縦横比を変更してある。

図 1 水平こう配磁界中で撮影した(a)純水および(b)濃硫酸銅水溶液の液面分布

によって報告された⁽²⁾。電気化学反応においては、イオンが溶液中を移動することになるので、ここに磁界を印加しておく、そのイオンにローレンツ力が働く。これによって溶液中に流れが発生し、物質移動が促進されるために反応自体も促進されるとして、促進効果の方は青垣らによって定量的に示されている^{(3)~(5)}。これは、MHD (Magneto-hydrodynamic) 効果として知られるようになった。阻害効果のほうは電子移行反応に対して磁界が影響を与えたものと考えられている⁽⁶⁾。青垣らは更に、MHD 効果を利用した CuSO_4 溶液からの銅の析出反応の際に印加磁界を 13 T まで掃引して、反応電流の磁場強度依存性も測っており、反応電流の大きさは磁界を大きくしてゆく過程（増磁過程）と、小さくしてゆく過程（減磁過程）で 2 通りの違う値を示すというヒステリシス効果をも見いだしている⁽⁷⁾。

(2) ラジカル反応に対する効果

かなり前のことになるが、化学反応に対して磁界は影響を与えないと考えられていた。これは、磁界が反応系に与える影響はゼーマン分裂程度のものと考えられ、その大きさは 1 T の磁界で、熱エネルギーに換算してたかだか 1 K

程度であり、反応の活性化エネルギーに比べてもごく小さなものでしかなかったためである。しかしながら、反応の過程でラジカルペアを経由するものに関しては 1 T 以下の磁界によっても反応生成物の収量などに影響が出ることが知られるようになった。1970 年代に入って、長倉、松崎、林らがこの効果をラジカル対機構で説明し、多くの反応についてそれを確立させた⁽⁸⁾。その後、この分野では日独米露を中心に盛んな研究が行われ、現在でも光化学反応や溶液中、固体のラジカル反応へ展開され、更に、初期に用いられていたよりも更に強い 10 T 以上の磁界を用いてその高磁界特性が詳細に調べられている。

反応の出発物質は光の照射などによって励起され、一重項ラジカル対（上向きスピンをもつラジカルと下向きスピンをもつラジカル組）となる。この一重項ラジカル対はその後、再結合してかご生成物を与えたり、散逸して溶媒など周囲の物質と反応を起こしたりして、散逸生成物を生じたりする。また、ある確率で、一重項-三重項ラジカル対変換（ST 変換）を起こす。このようにしてできた三重項ラジカル対は再結合できないので散逸生成物を与える。磁界はこの ST 変換の割合に影響を与えるため、結果とし

て、生成物の収量が変化する。この効果は現時点で最も確立された磁気効果ということができ、既に広範な解説もあるので、詳細なところはそちらに譲る⁽⁹⁾。

(3) 化学平衡のずれ

山口らは、 LaCo_5H_x や LaNi_5H_x などの金属電極の平衡電位を Ag/AgCl 参照電極に対して測定した。約 13 T の磁界の印加によって前者では 1.4 mV の可逆的なずれが生じるが、後者では変化がみられなかった。これは、前者のみが強磁性体であることから定量的に説明できると報告されている⁽¹⁰⁾。

また尾関らは、 H_2O 、 NO 、 O_2 などのガスをゼオライト、活性炭、シリカゲルなどの非磁性の物質と $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ などの強磁性物質へ吸着させ、1 T 弱の磁界を印加した際にその吸着量がどのように変化するかを気体の圧力をモニターすることによって測定している。磁界のオン、オフに伴い可逆的な圧力変化が見いだされている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。磁界誘起の吸着量変化は最大でも 5% 未満だが、熱力学的考察だけでは説明できない変化幅であり、現時点では分子-表面相互作用が磁界によって影響を受けているのではないかと考えられている。

(4) 相転移点のずれとモフォロジー

掛下らは、鉄系合金のマルテンサイト相転移に対する磁界効果を報告している^{(13)~(15)}。マルテンサイト変態は形状記憶合金のもつ性質としても知られているもので、無拡散で原子の連携的運動によって引き起こされる構造相転移であり、マルテンサイト相の生成量が時間に依存しない非等温変態と依存する等温変態の異なる機構をもつとして知られていた。非等温変態のものに、相転移点よりも高い温度で 30 T 程度のパルス磁界（時間的には μs オーダ）を印加し、低温相への変態が起こるかを観測した結果、80~90 K も相転移点がずれることがわかった。また、得られた組織が磁界により配向効果を受けることも見いだされた。相転移点のずれは母相とマルテンサイト相の 2 相に対する磁界の影響が異なっていることに起因し、熱力学的な考察

が与えられた。配向効果の原因は今のところ明らかになっていないが、形状磁気異方性の可能性があると考えられる。その後、等温変態を示す物質が、本来、長時間の観測でも変態を示さないような温度でも磁界によりただちに変態が起こるという現象が観測され、このことから、掛下らは非等温・等温両変態の統一的な説明を試みている⁽¹⁵⁾。

この項で紹介した効果は、強磁性を示す物質についてのものであり、また、強磁性ゆえに観測されたものではあるが、変化の大きさ、現象の面白さからここで取り上げることにした。今後、強磁性以外の物質で相転移に関する磁界効果が研究されることを期待している。

(5) 結晶成長のモフォロジー

茂木らは、硝酸銀水溶液と銅片を用いた銀の無電解析出に際して磁界を印加し、その効果を調べた。図 2 に示したのは、(a) ゼロ磁界下と (b) 8 T の磁界印加時において観測された、銀の金属葉の様子である。8 T の磁界により、成長端が美しい円を描く密な形態に成長しているようすがわかる⁽¹⁶⁾。金属葉が反時計回りに回転しているのがわかるが、これはローレンツ力のためとされる。イオンの拡散長の減少、それによる拡散層の形態変化、拡散律速から反応律速への移行などが磁界によって誘起されているのではないかと考えられている。

また、勝木らは銀の無電解析出をこう配磁界下で行い、銅のワイヤの周囲に成長する銀の金属葉の成長が磁界中心近傍で顕著に抑制されることを報告している⁽¹⁷⁾。

(6) 微生物の成長速度

正田らは、大腸菌の栄養要求性変位株で致死的ダメージに対して sensitive にしたものをを用いてその培養を 11.7 T の磁界下で行った。致死的ダメージに対して sensitive にした理由は、磁界が遺伝子レベルでダメージを与える場合、それが個体数の減少に直結し、大腸菌を数十世代（条件にもよるが、1 世代は約 20 分）培養した際に、はっきりとその効果を見ることができからである。結果としては、磁界は遺伝子には影響を与えていないこと、培地が富

(a) 0 T, (b) 8 T, 8 T の磁界中では成長端が美しい円を描く密な形態をとっている。

図 2 茂木らによって観測された、硝酸銀溶液から析出した銀の金属葉の磁界による形態変化

栄養の場合成長が磁界により促進され、貧栄養の場合は抑制されることがわかった⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。また、培地に加えるアミノ酸の種類を変化させて同様の実験を行ったところ、その種類によって磁界効果が異なって現れることから、強磁界が微生物の特異的な部位に作用しているというよりも、アミノ酸の関連する複数の代謝反応や酵素に影響を与えていることが示唆された。今のところ、異方的な物質の配向を含め、機械的な相互作用が原因であると考えられている。

生物に対する磁界効果の研究は、環境の設定など再現性を得るうえで困難な課題が多い。上で紹介した研究も FT-NMR 用の超電導マグネットを用いており、均一磁界空間が小さく、大がかりに環境を整えることは難しかった。そこで正田らは、超電導磁石を用いて均一な強い磁界を広い範囲に発生させ、その中に多くの試料をおき、磁気シールド中におかれた対照試料と同じステージに乗せて、振とうと温度コントロールを両方の試料で同様に行うことができるようにした微生物培養装置を試作した⁽²⁰⁾。この装置では冷凍機の併用によって液体ヘリウムの蒸発を抑え、メンテナンスが非常に楽なものになっているため、今後、繰返しの実験により再現性の高い結果が得られることが期待されている。

(7) マグネットロピズム

松永らは、ある種の細菌が磁力線を感知して、それと平行に運動することについて詳細に報告している⁽²¹⁾。磁性細菌と呼ばれるこれらの細菌では、菌体内に 50~100 nm 程度のマグネタイト単結晶の微粒子が、10~20 個ほど連なったマグネットソームと呼ばれるチェーンを合成する。マグネットソームは非常に磁気モーメントが大きい単磁区構造をとるため、0.5 ガウスという非常に弱い地磁気を感知して、磁力線の方向に平行に配向する。そして、鞭毛を用いて磁界と平行に泳動するので、磁力線の方向を制御することにより細菌の移動方向をコントロールできる。これを利用して、磁性細菌にくすりをもたせ、体内の患部に薬剤を磁気誘導する可能性も示唆されており興味深い。

(8) 粒子や分子の配向

山岸らは、血液中の赤血球の磁界による配向効果を報告している⁽²²⁾。それによると、8 T の磁界を印加した場合、処理を施さない生の状態の赤血球は、ヘモグロビンの脱酸素状態（常磁性）と酸素結合状態（反磁性）に依存せず、その異方的反磁性帯磁率のために円盤面が磁界に平行になるように配向するが、薬品で固定化した場合には円盤面を磁界に垂直に配向するという。つまり、赤血球は生の状態と固定化した状態ではその磁気異方性の振舞いが全く逆になってしまう。詳細な実験により、赤血球の磁性がヘモグロビン蛋白に起因することが明らかになったが、磁気異方性の変化についてはこれからの課題である。

また伊藤らは、パラヒドロキシ安息香酸とポリエチレンテレフタレートランダムコポリマペレットの熱処理を 6 T の磁界下において行い、220°C 以上では分子鎖の配向を報告している⁽²³⁾。配向度は熱処理の温度と時間に依存す

るが、230°C では数分で配向が始まっている。しかし、配向は観測されているものの、結晶化までは至っていない。

2.2 こう配をもつ静磁界を利用した例

(1) 超微粒子の分離

磁界のこう配を利用した例として微粒子の分離は古くから知られた代表例である。一般的には、均一な静磁界中に強磁性線をおき、その周囲に形成されるこう配磁界を用いて液体中もしくは気体中に拡散している微粒子を分離する⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾。小原は磁気力による超微粒子の分離に関して、磁気力と拡散力が競合する粒径と粒子の磁化率についての考察を行い、常磁性・反磁性粒子の場合、分離の限界粒径が 2 T で 10^{-7} m 程度であると見積もっている⁽²⁶⁾。

(2) 火炎の形状と気体の対流

中心での印加磁界が 2 T 程度のときに形成されるこう配磁界によって、炎の形状や煙の立ちのぼり方に変化が現れることが上野、若山らによって紹介された⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾。上野らは、この効果を煙のみにとどまらず、酸素を含む場合、含まない場合と雰囲気ガスを制御したうえで、二酸化炭素や窒素のガス流が磁界によって受ける影響を調べ、常磁性の酸素の存在に起因する磁気カーテンを見いだした⁽²⁹⁾。更に若山は、こう配磁界によるガス流の視覚化や、磁界中での燃焼の詳細な実験を行い、対流をこう配磁界により制御できることを見だし、燃焼反応の磁界制御の可能性を示唆している⁽³⁰⁾。

(3) 水中の溶存酸素量

上野らは、8 T の磁界を発生させた際に形成されるこう配磁界のもとで水中の溶存酸素量の測定を溶存酸素計により行い、磁界中心でその濃度が 10% 以上高いレベルとなることを報告した⁽³¹⁾。また亀井は、核磁気共鳴法を用いたスピン-格子緩和速度の測定から、磁界中におかれた純水中とオリズラン中の酸素濃度を測定し、両方で磁界のない場合よりも高い酸素濃度を得ている⁽³²⁾。このような観測は水中生物や植物の代謝に磁界効果があることを確実視させ、更には陸上動物の体内酸素量の増加など、生物の代謝制御に磁界が重大な影響を及ぼす可能性も示唆する。

3. モーゼ効果・逆モーゼ効果の観測

1991 年、フランス・グルノーブルの強磁界施設から、水やプラスチック片、木片など小さな寸法のいくつかの反磁性物質を 27 T 程度の超電導磁石を用いて浮上させることができたこと、Nature 誌にごく簡単に報告された⁽³³⁾。上野らは、生物に対する磁界効果の視点から水への磁界の効果に関心をもち、水平型の超電導マグネットの室温ボア中に水槽に入れた深さ 2 cm 程度の水を導入、その中心に 8 T の磁界を印加し「モーゼ効果」を見いだした⁽³⁴⁾。更に、廣田らはこの効果が液体の磁化率に起因する磁界ポテンシャルの効果であることの定量的証明を目的として、反磁性から常磁性までの磁化率を有する液体を用いて、超電導磁石のボア中で磁界の変化と共に変わる液面のプロファイルを図 1 のように撮影することにより観測した⁽¹⁾。この結果

は、液体の磁化率の符号と大きさに対応して液面の変形
の方向と（中心で、液面が下がったか、あるいは上がったか
ということ）その大きさが変化することを見だし、定量的
にもよく合うことを示した。

さきにも述べたように、これまで反磁性物質やごく一部
を除く常磁性物質への磁界効果は非常に小さいとされ、関
心が抱かれていなかった。しかし、単位体積当たりの磁界
のエネルギーは磁界の2乗に比例して大きくなることを考
え、従来から用いられてきた1 T程度の常電導磁石
に比べ、最近広く普及してきた超電導磁石の使用により
100倍以上の効果が期待できる。上記のような観測は、数
Tの磁界下においては、反磁性体や常磁性体のような弱
い磁性しか示さない物質に対しても磁界が重力と同程度の
効果を与えることを如実に示したものである。以下に定量的
な考察を紹介するが、これに基づくと、水面の高さの変
化は80 Tの磁界になると、なんと2 mを超える。これが
「モーゼの奇跡」の原理ではないかと想像するのはなかな
か面白い（もちろん、そんなに強い磁界をパルスとしてで
はなく静磁界として発生させることは現在でも不可能なこ
とではあるが）。また、液体を常磁性にすれば逆モーゼ効
果が観測されることもわかる。

ここで、話を定量的にするために液体表面の磁界による
ポテンシャルエネルギーと重力による位置エネルギーを考
える。図3(a)のような磁界分布のもとで、図3(b)のよ
うな液面の分布ができている状態を考える。この液面は時
間的に安定に存在しているので、地点 x_1 と地点 x_2 では両
エネルギーの和は一定になると考えることができるから

$$\rho gh(x_1) - \frac{1}{2} \mu_0 \chi H(x_1)^2 = \rho gh(x_2) - \frac{1}{2} \mu_0 \chi H(x_2)^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 χ は液体の体積磁化率、 μ_0 は真空透磁率、 x は水
平方向の位置、 $H(x)$ は磁界、 ρ は液体の密度、 g は重力
加速度、そして $h(x)$ は水平位置 x における液面の高さで
ある。

これを磁界の大きさの違う2点の間の液面高低差を表す
式として書き換えると、

$$\Delta h = h(x_1) - h(x_2) = \frac{\mu_0 \chi}{2 \rho g} \{H(x_1)^2 - H(x_2)^2\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。特徴的なことは、磁界の部分の係数の大きさが、
 χ/ρ で決まるところである。すなわち、一つの磁石を用い
て実験した際には、実験に用いた液体固有の物性値であ
る、密度と体積磁化率の比でモーゼ効果の大きさが決定さ
れることになる。

水の体積磁化率 -7.187×10^{-7} (cgs 電磁単位系) をこ
の式に適用すれば図1(a)の結果は定量的によく説明でき
る。また、図1(b)で用いた濃硫酸銅水溶液の体積磁化率
は $+6.682 \times 10^{-7}$ であるので、水とちょうど逆の方向で同
程度の大きさの「逆モーゼ効果」を生じたものと説明でき
る。

(a) のような磁界分布のもと、(b) のような液面分布が形成
されていたとすると、表面にある微小体積の液体の磁界による
エネルギーと重力によるエネルギーの和は x 方向のどの地点に
おいても一定でなければならない。

図3 (a) 超伝導磁石ボア中でのこの配磁界の様子、
(b) この配磁界下での反磁性液体の液面分布

更に、この考察によれば、1 Tの磁界下と無磁界の部分
の液面の高低差は約0.4 mmと予想される。このことが、
これまで常電導磁石や永久磁石によってこれらの液体の表
面形状に関する効果が観測されてこなかった理由であろ
う。ここで注意しておきたいのは、この関係は磁界の印加
方向には依存せず、各場所の磁界強度のみで決定されるこ
とである。

4. エンハンストモーゼ効果

更に廣田らは、1 液体の表面形状に対するこの配磁界効
果の延長で、2 液体の積層に磁界を印加した際の界面の形
状効果について興味をもち考察を行っている⁽³⁵⁾。1 液体の
場合と同様にして、界面近傍の液体の微小体積のもつ二つ
のポテンシャルエネルギー、すなわち磁気エネルギーおよ
び位置エネルギーを考える。図4のような界面の分布を考
える。地点 x_1 の界面直上に存在する液体Aの微小体積を
地点 x_2 の界面直下の液体Bの微小体積と交換する。この
ような作業を繰り返せば、最終的には界面の形状を変化さ
せることができる。

液体Aの微小体積の移動前後の位置エネルギー変化は
 $[\rho_A g \{h(x_1) - h(x_2)\}] dV$ であり、磁界によるポテンシ
アルエネルギーの変化は、 $[\mu_0 \chi_A \{H(x_1)^2 - H(x_2)^2\} / 2] dV$
であるから、液体Aの微小体積の移動によるエネルギー変
化 ΔE_a は、

$$\Delta E_a = \left[\frac{1}{2} \mu_0 \chi_A \{H(x_1)^2 - H(x_2)^2\} - \rho_A g \{h(x_1) - h(x_2)\} \right] dV \quad \dots\dots\dots (3)$$

界面の場合は形状変化の方向は2液の磁化率の相対関係で決まる。この図では、 $\rho_A < \rho_B$ および $\chi_A < \chi_B$ を仮定しているの、2液界面はエンハンスト逆モーゼ効果で中央が盛り上がっている。

図4 こう配磁界中におかれた2液体の積層

と表すことができる。

同様にしてBの微小体積の移動によるエネルギー変化 ΔE_b は次式のように表される。

$$\Delta E_b = \left[-\frac{1}{2} \mu_0 \chi_B \{H(x_1)^2 - H(x_2)^2\} + \rho_B g \{h(x_1) - h(x_2)\} \right] dV \quad (4)$$

ただし、ここで、 ρ_A 、 ρ_B は液体A、Bの密度、 χ_A 、 χ_B は液体A、Bの体積磁化率を表す。微小体積の交換前後のエネルギー変化 ΔE は、 ΔE_a と ΔE_b の和で表され、界面の形状が平衡に達したときにはエネルギーは最小となるので、 $\Delta E = 0$ である。従って、位置 x_1 、 x_2 の間の2液間界面の高低差は(3)、(4)式より、

$$\Delta h = h(x_1) - h(x_2) = \frac{\mu_0 (\chi_A - \chi_B)}{2(\rho_A - \rho_B)g} \{H(x_1)^2 - H(x_2)^2\} \quad (5)$$

と表すことができる。この式と(2)式を比較して特徴的なのは、磁界の2乗の差の係数部分が $(\chi_A - \chi_B)/(\rho_A - \rho_B)$ 、すなわち2液体の密度差と磁化率差の比で決定されるということである。このことは、たとえ小さい値であったとしても $\chi_A - \chi_B$ が有限の値をもつ限り、 $\rho_A - \rho_B$ を小さくすることで界面の形状変化の大きさを任意に拡大できることを意味する。常磁性や反磁性の単独液体の場合には、その密度の大きさゆえに表面の変形に強磁界を必要としたが、密度の近い2液体によって形成した界面では、密度差の小ささのために、その分磁界が小さくても、大きな界面変形を起こすことができる。

図5にこの実例を示す。上層の透明な液体がモノクロルベンゼンで、下層の青い液体が硫酸銅水溶液である。水に対する硫酸銅五水和物の溶解量を調節することで溶液の密度がコントロールできるため、2液体の密度差は 0.01 g/cm^3 以内にしている。磁界は、 0.56 T の永久磁石を用いて印加している。上層液体の表面が磁界によって全く変化していないにもかかわらず、2液間の界面は 20 mm 近くの変形が起こっている。このような2液間界面で観測される形状の大きな変化は、「エンハンストモーゼ効果」、「エンハンスト逆モーゼ効果」と呼ぶのがふさわしい。

二つの磁極の中心に 0.56 T の磁界がかかっている。上層の透明な液体はモノクロルベンゼン、下層（中心に集まっているが）の青い液体は硫酸銅水溶液。モノクロルベンゼンの表面が水平であることからわかるように、この程度の磁界では、これらの液体単独ではその形状を変化させることはできない。しかし、密度の近い二つの液体で積層を形成したとき、たとえ 0.56 T という弱い磁界でもその界面形状は顕著に変形する。

図5 永久磁石を用いた「エンハンスト逆モーゼ効果」の実演例

5. 液滴形成への磁界効果

第3、4章で述べたモーゼ効果・エンハンストモーゼ効果は、ほぼ非磁性の液体形状に対する水平方向のこう配磁界の効果である。これらの現象をこれまではエネルギーという観点から考察を進めてきたが、見方を変えて力で考えてみることもできる。1液体の場合、水平方向の磁界こう配によって働く磁気力が強磁界を用いることによって重力と同程度になったために、両者の合力が鉛直方向から十分にずれ、液面が変形する結果を招いた。2液の場合には、密度の近い液体を用いたことで界面における重力が、永久磁石による弱い磁気力と同程度にまで小さくなったことが変形の原因であった。つまり、水平方向のこう配磁界を使うことで、ほぼ非磁性の液体に対して、見掛けの重力の方向とその大きさのある程度の範囲で制御することができた。しかし、重力の大きさを自在にコントロールするということまではゆかない。これには縦方向のこう配磁界が必要となってくる。

実は、この縦方向のこう配磁界を用いて反磁性の物質群を浮上させたのが、さきに触れたグルノーブルのBeaugnonとTournierの仕事である⁽³³⁾。しかし、これには 27 T もの強磁界が必要であった（厳密には磁気力は磁界と磁界こう配の積で決定されるので、もっとこう配を急峻にすることができればこれほどの磁界は必要ない）。私たちのグループでは、ほぼ非磁性の液体への縦方向のこう配磁界の影響をより低い永久磁石程度の磁界でもデモンストレーションする方法として、キャピラリーを用いた液体の滴下を思いついた。

キャピラリーに一定の速度で液体を供給すると、その先

モノクロルベンゼン中で硫酸銅水溶液の滴下を行っている。滴下位置を変化させて、(a) 磁気力が重力と同じ方向に働くようにした場合と、(b) 逆方向に働くようにした場合で形成される液滴の体積が大きく変化しているのがわかる。永久磁石の中心磁界は 0.53 T。

図 6 永久磁石による縦方向のこう配磁界中の液体の滴下

端に次第に液滴が形成される。これを重力に抗して支えるのはその液体の表面張力である。両者がつり合ったとき、液滴は落下することになる。このプロセスを縦のこう配磁界で行うと、キャピラリー先端の磁界分布に対応して上下に磁気力が働くため、落下する液滴の体積が変化することが期待される。詳細な実験条件や定量的な説明は他で行うが⁽³⁶⁾、条件次第では永久磁石を用いた場合でも図 6 に示すように液滴の大きさを顕著に変化させることができる。

6. モーゼ効果の応用

第 3 章において紹介した磁界効果の応用を考えてみるととても面白い。例えば、磁界の分布やその時間的な変動を制御し、様々な液体形状を実現させることができる。うまく利用すればスイッチなどにも応用できるのではないだろうか。

また、図 7 のように、縦方向にこう配磁界をもつ磁界中に二つの混ざり合わない液体の積層を導入する事を考えてみる。もしも上層の液体の体積磁化率が下層の液体よりも正の方向に大きければ、磁界を強くしてゆくに連れて液体界面は不安定になり、ついには上下の逆転が生ずるものと予想される。一方が固体であれば、液体中での固体の浮き沈みを磁界により制御できることになるだろう。

(a) 二つの混ざり合わない液体。上の液体は下の液体に比べ、密度が小さく磁化率は正の方向に大きい。このような液体を、(b) のようなこう配磁界下に置くと、液体の上下が入れ換わることが予想される。

図 7

以上のようなことは、これまで地上において重力によって制約されていた物体の安定位置を、磁界と重力との相対効果によりコントロールできることを示唆する。この知見を生かすことによって、自由で多様な系の設計・制御が可能になり、化学反応装置、あるいはセラミックスや食品、その他の工業プロセスにおいても種々の興味ある応用が考えられよう。

また、生体内では何種類かの異なった液体の界面、あるいはフレキシブルな膜を介して異なった液体が接触する領域が多数ある。この場合、いずれにせよ関与する液体の密度は近接していると予想され、磁界によりこの界面が影響を受けることも考えられる。このようなことは生体に対する磁界効果を調べてゆくうえでも重要な知見であると考えている。

7. おわりに

本解説で紹介した数多くの磁気効果の研究は、一般の研究室においても、室温の比較的大きな空間に強い磁界を発生させることができるようになってきたために、最近になって見いだされてきたものである。これまでの磁界効果の研究の多くは疑いの目でみられていた面があるが、これは冒頭でも述べたように、再現性の確認が不十分なものであったり、不思議な現象の報告のみにとどまり、その原因が納得のゆく形で議論されてこなかったためであると考えられる。しかしながら、最近になって超電導磁石がかなり容易に扱えるようになってきたため、今後、再現性の高い研究が種々行われるようになることを期待したい。このような観点から特筆すべき進展は、高温超電導体を利用したパワーリードの実用化に伴い、液体ヘリウムを必要とせず、小型の冷凍機のみで運転可能な 10 T 程度の、大きな室温ボアを有する非常にコンパクトな超電導磁石が実用化され、市販が開始されたことである⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾。これによって、研究者は煩雑な液体ヘリウムの移送や回収から解放され、多くの時間を実験自体にさくことができるようになった。

これらのことから、私たちは今後、強磁性物質以外を対象とする、新たな磁気科学・工学が開花することを期待している。

(平成8年6月12日受付)

文 献

- (1) N. Hirota, T. Homma, H. Sugawara, K. Kitazawa, M. Iwasaka, S. Ueno, H. Yokoi, Y. Kakudate, S. Fujiwara & M. Kawamura: *Japan. J. Appl. Phys.*, **34**, L 991 (1995)
- (2) K. Kitazawa, S. Asakura, K. Fueki & T. Mukaibo: *J. Electrochem. Soc. Japan*, **37**, 45 (1969)
- (3) R. Aogaki, K. Fueki & T. Mukaibo: *Denki Kagaku*, **43**, 504 (1975)
- (4) R. Aogaki, K. Fueki & T. Mukaibo: *ibid.*, **43**, 509 (1975)
- (5) R. Aogaki, K. Fueki & T. Mukaibo: *ibid.*, **44**, 89 (1976)
- (6) S. Yamanaka, R. Aogaki, M. Yamato: E. Ito & I. Mogi: *Sci. Rep. RITU A*, **1**, 38, 399 (1993)
- (7) R. Aogaki, T. Negishi, M. Yamato, E. Ito & I. Mogi: *Physica B*, **201**, 611 (1994)
- (8) 林 久治: 現代化学: No. 5, p. 12 (昭59)
- (9) U. E. Steiner & T. Ulrich: *Chem. Rev.*, **89**, 51 (1989)
- (10) M. Yamaguchi, I. Iwamoto, M. I. Bartashevich, T. Goto & S. Miura: *Zeit. Phys. Chem.*, **NF 179**, 439 (1993)
- (11) H. Uchiyama, S. Ozeki & K. Kaneko: *Chem. Phys. Lett.*, **166**, 531 (1990)
- (12) H. Uchiyama, S. Ozeki & K. Kaneko: *Langmuir*, **8**, 624 (1992)
- (13) T. Kakeshita, S. Furikado, K. Shimizu, S. Kijima & M. Date: *Mater. Trans. JIM*, **27**, 477 (1986)
- (14) T. Kakeshita, K. Kuroiwa, K. Shimizu, T. Ikeda, A. Yamagishi, & M. Date: *ibid.*, **34**, 415 (1993)
- (15) T. Kakeshita, K. Kuroiwa, K. Shimizu, T. Ikeda, A. Yamagishi, & M. Date: *ibid.*, **34**, 423 (1993)
- (16) I. Mogi, S. Okubo & Y. Nakagawa: *J. Phys. Soc. Japan.*, **60**, 3200 (1991)
- (17) A. Katsuki, S. Watanabe, R. Tokunaga, & Y. Tanimoto: *Chem. Lett.*, p. 219 (1996)
- (18) K. Okuno, T. Ano & M. Shoda: *Biotechnol. Lett.*, **13**, 745 (1991)
- (19) K. Okuno, K. Tuchiya, T. Ano & M. Shoda: *J. Ferment. Bioeng.*, **75**, 103 (1993)
- (20) M. Okuda, K. Saito, T. Kamikado, S. Ito, K. Matsumoto, K. Okuno, K. Tsuchiya, T. Ano, & M. Shoda: *Cryogenics*, **35**, 41 (1995)
- (21) T. Matunaga, C. Nakamura, J. G. Burgess & K. Sode: *J. Bacteriol.*, **174**, 2748 (1992)
- (22) 山岸昭雄: 阪大強磁場, No. 7, 43 (平5)
- (23) H. Sata, M. Yamato, & E. Ito: *Rep. Prog. Polym. Phys. Japan.*, **36**, 199 (1993)
- (24) J. H. P. Watson: *J. Appl. Phys.*, **44**, 4209 (1973)
- (25) S. Ueno: *ibid.*, **67**, 5904 (1990)
- (26) 小原健司: 電気学会第3回超電導磁気分離技術調査専門委員会資料
- (27) S. Ueno & K. Harada: *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-23**, 2752 (1987)
- (28) 若山信子: パウンダリー, p. 48 (平5)
- (29) S. Ueno: *J. Appl. Phys.*, **65**, 1243 (1989)
- (30) N. I. Wakayama: *Combustion & Flame*, **93**, 207 (1993)
- (31) S. Ueno, M. Iwasaka and T. Kitajima: *J. Appl. Phys.*, **75**, 7174 (1994)
- (32) 亀井裕孟: 電気学会研資, MAG-92-221 (平4)
- (33) E. Beaunon & R. Tournier: *NATURE*, **349**, 470 (1991)
- (34) S. Ueno & M. Iwasaka: *J. Appl. Phys.*, **75**, 7177 (1994)
- (35) N. Hirota, H. Sugawara, T. Homma, M. Ohta, T. Sakihama, M. Sakai, M. Iwasaka, S. Ueno & K. Kitazawa: (in preparation)
- (36) K. Kitazawa, et al.: (in preparation)
- (37) 超電導コミュニケーションズ (SUPER COM), **3**, No. 3, 6 (1994)
- (38) 超電導コミュニケーションズ (SUPER COM), **3** No. 4, 3 (1994)

廣 田 憲 之 (学生員) 1969年11月13日生。1992年東京大学工学部合成化学科卒業。現在、同大学大学院工学系研究科超伝導工学専攻博士課程在学中。酸化物超電導体の磁気物性研究を経て、現在は磁気科学研究に従事。

北 沢 宏 一 (非会員) 1943年4月17日生。1972年マサチューセッツ工科大学材料科学研究科博士課程修了。東京大学工学部物理工学科講師、助教授を経て、現在、同大学大学院工学系研究科応用化学専攻、超伝導工学専攻教授。超電導材料、磁気科学、フラーレンなどの固体機能材料の研究に従事。D. Sc.