

方位磁石結晶における強磁性と反強磁性

斎藤吉彦 大阪市立科学館 大阪市北区中之島4-2-1
西松 毅 東北大学金属材料研究所 仙台市青葉区片平2-1-1

1. はじめに

方位磁石を規則正しく多数並べたものを方位磁石結晶と名づける。著者の一人、斎藤は方位磁石結晶が磁性を持つことを初めて示した^{1,2}。これは「自発的対称性の破れ」の最初の可視化でもあった。斎藤が受賞した大塚賞はこの成果に対してである。著者のもう一人、西松は方位磁石結晶に興味を持ち、有限系双極子結晶の安定解を求める数値計算ソフトを開発し、多くの安定解を得た³。さらに、著者の2人は、方位磁石結晶による現象を双極子結晶の安定解から考察するなどして、新たな知見を得た。記念講演ではこれら大塚賞以降の研究成果をも紹介した。本稿ではその要旨を述べる。すなわち、実際の方位磁石結晶によるシミュレーション結果と数値計算による解析を与える。また、方位磁石結晶を用いて素粒子の質量起源や宇宙の相転移における「自発的対称性の破れ」の解説を試みる。

2. 方位磁石結晶

方位磁石はカーアクセサリ用のものである(図1)。この方位磁石は強力な磁石で、方位磁石同士の相互作用に対して地磁気との相互作用が無視できるので、方位磁石結晶の物性を観察することができる。



図1. カーアクセサリ用の方位磁石

方位磁石結晶による実験

方位磁石結晶を円形の容器に1000個詰め込んだのが図2である。一つの方位磁石の近傍で磁気モーメントが同じ向きに揃うという性質が見えるであろう。これは鉄など強磁性体のミクロ構造と同じである。つまり、鉄を

1億倍の顕微鏡で見ることができたら、方位磁石1個が鉄原子1個に、方位磁石の矢印が鉄原子の磁気モーメントの向きに、それぞれ対応して図2のように見えるのである。ただし、図2は三角格子結晶である。

このように方位磁石結晶は結晶構造によってまったく異なる磁性を示す。

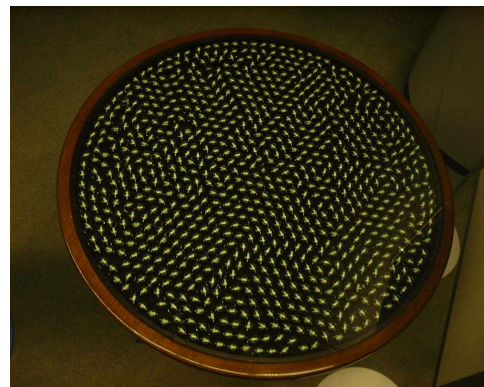


図2. 方位磁石を1000個並べた場合。強磁性の性質が見える。

正方格子結晶の場合は図3のようになる。三角格子結晶とは異なって、一つの方位磁石の近傍では磁気モーメントの和が0となる傾向が分かる。これは反強磁性である。

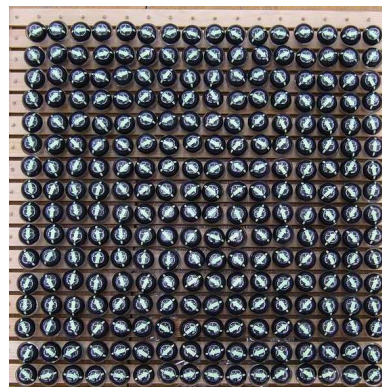


図3. 正方格子方位磁石結晶。反強磁性が見える。すなわち、任意の方位磁石の近傍で磁気モーメントの和が0になるのが分かる。

強磁性体と方位磁石結晶

強磁性体のもっとも簡単な模型は2次元イジング模型であろう。イジング模型では最近接間の相互作用（隣り合う「分子磁石」どうしの相互作用，近距離相互作用）のみを考える。また，「分子磁石」は「上向き」か「下向き」かの2通りの状態のみを取る。「分子磁石」がお互い平行になるのが安定，反平行の時不安定と仮定する。その結果2次元以上の系では「分子磁石」が同じ方向に揃った秩序状態が現れ，さらに温度に対して相転移を示す。

しかし，実際の鉄やニッケルなどの強磁性体では「分子磁石」どうしの相互作用は近距離相互作用に加え，長距離で異方性の大きい双極子 - 双極子相互作用を持つ。また，本研究の方位磁石結晶は双極子 - 双極子相互作用のみを持つ。その結果，固体表面（2次元系なら系の縁（へり））の静磁エネルギーを緩和する作用として，図4（左）のように複数の「磁区」が形成される⁴。すなわち，磁力線をできるだけ外に出さないようにする作用である。その一方で，磁区と磁区との境，磁壁にはいわゆる欠陥エネルギーが蓄積される。この固体表面の静磁エネルギーと磁壁の欠陥エネルギーとの兼ね合いで磁区構造が決まる。図4（右）のように，強磁性体に作用する外磁場を強くすると，その方向を向く磁区が成長し，逆向きものは小さくなる。すなわち，磁壁が移動することで強磁性体が磁化されるのである。

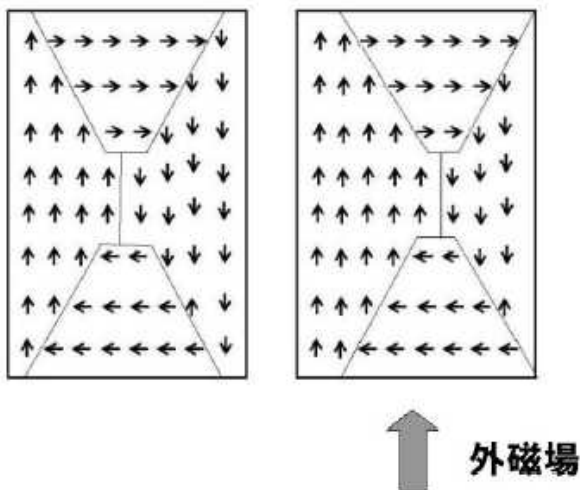


図4．磁区と磁壁の移動：外磁場がない場合（左）とある場合（右）

図2は，三角格子方位磁石結晶が上記の強磁性体と同じ磁区構造を持つことを示している。磁壁の移動はまだ観察できていないが，磁気ヒステリシスは図5のように確認できる。また，図6のように，緩和過程も観察できる。

三角格子方位磁石結晶は鉄など強磁性体のマイクロ構造とほとんど同じものを見せてくれるのである。

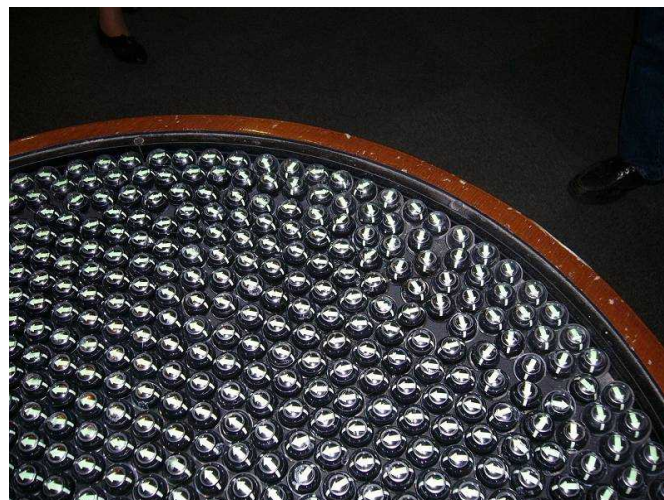
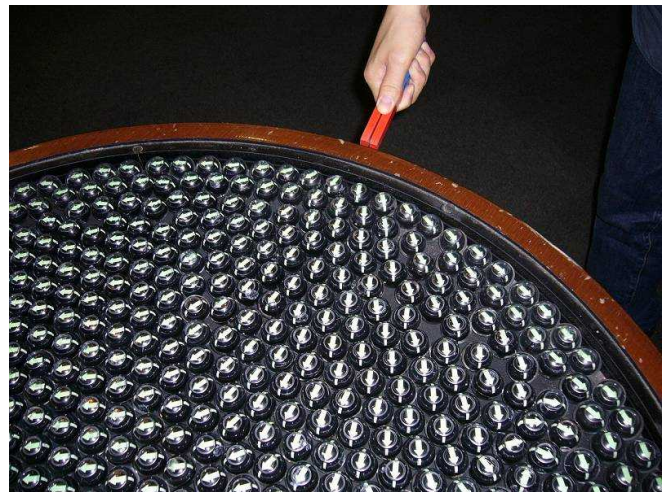


図5．方位磁石結晶の磁気ヒステリシス。上は初期状態。これに磁石を近づけ（中），そして遠ざける（下）。左側の磁区は初期状態に戻るが，右側の磁区の磁化の方向が外場の方向へ変化したのが分かる。

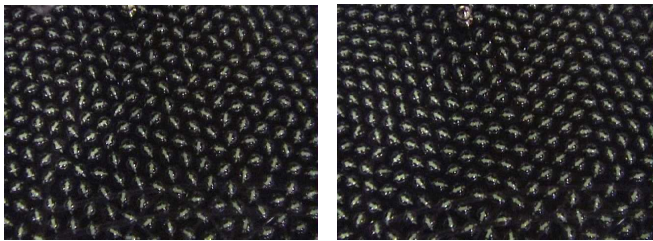


図6 . 緩和過程。磁石で磁区を乱した不安定な状態(左)から、数秒で磁区が形成される(右)

3. 方位磁石結晶の物理

本稿で使用している方位磁石は直径 30mm のプラスチック容器の中でフェライト磁石の付いた矢印がオイルに浮いて水平方向に回転するものである。フェライト磁石の形状は $8 \times 6 \times 3$ mm と 30mm の容器に対して小さいので、以降の数値解析では、方位磁石を磁気双極子として扱う。

双極子 双極子相互作用はイジング模型より自由度が高く、また、異向性が大きい。代表的な向きとエネルギー比を表 1 に与えた。

表 1. 双極子 - 双極子相互作用

双極子の向き				
エネルギー比	- 2	- 1	1	2

とりあえず最隣接近似の計算で本質が現れることを期待するのであるが、方位磁石結晶はそれを許してくれない。なぜなら、三角格子結晶の場合、図 7 に示したように、最隣接近似では強磁性より反強磁性が安定となり、図 2 のような結果は得られないのである。つまり、方位磁石結晶の磁性は長距離相互作用が効くのである。

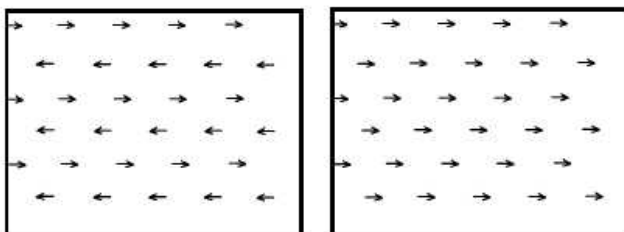


図 7 . 三角格子結晶の場合、最隣接近似の計算では、左(反強磁性)の方が右(強磁性)より安定である。

そこで西松は全ての双極子同士の相互作用を考慮した双極子結晶の解析ソフトを開発し、多くの双極子結晶の解析例を与えた³。基底状態を含むエネルギー極小の

状態を求めるものである。以下の有限系双極子結晶の計算結果は西松のソフトを使用した計算結果である。

三角格子方位磁石結晶

縁(へり)のない無限系三角格子の場合、基底状態は全ての双極子が同じ向きに揃ったのが基底状態で、任意の方向が許される⁵。すなわち、基底状態は無限連続的に縮退している。結晶系は 6 回対称であるにもかかわらず、基底状態は無限連続の任意の方向を許すのは非常に興味深い。

有限系の場合には表面エネルギーを緩和するような作用により磁区構造ができる。つまり磁力線が外に出ない構造をとる。図 8 はその計算例である。基底状態以外にエネルギー極小の安定な状態が多数得られる。図 2 のような実際の三角格子方位磁石結晶とほとんど同様の構造が得られる。

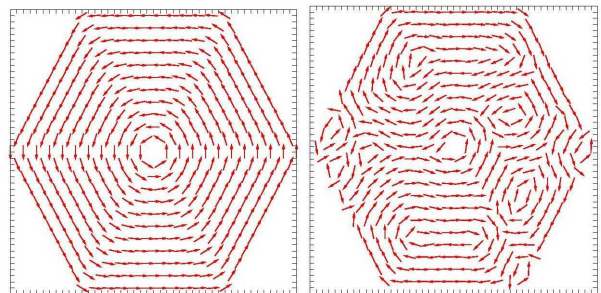


図 8 . 基底状態(左)とエネルギー極小状態(右)。表面では磁力線を外に出さないように表面に沿って各双極子が向きを揃えている。

正方格子方位磁石結晶

無限系正方格子の場合、基底状態は反強磁性である。図 9 に示したように、基底状態は連続無限に縮退していることが知られている⁶。三角格子結晶と同様である。

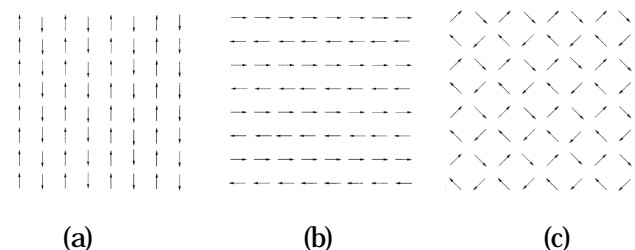


図 9 . 正方格子方位磁石結晶の基底状態。(a)と(b)の線形結合も基底状態で、基底状態は連続無限個存在する。(c)はその一例で、(a)と(b)の 1:1 の線形結合である。

有限系の場合には表面エネルギーを緩和するように、磁力線が外に出ない構造をもつ。図 10 にその計算例を与える。基底状態以外にエネルギー極小の安定な状態が多数得られる。実際の正方格子方位磁石結晶とほとんど同じ構造である。

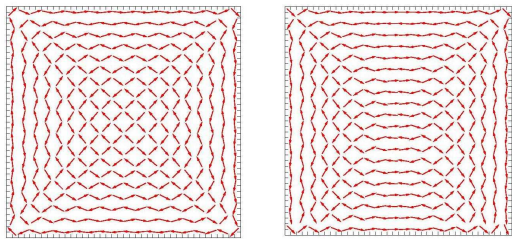


図10．基底状態(左)とエネルギー極小状態(右)。磁力線を外に出さないように表面で双極子が向きを揃えている。

強磁性 - 反強磁性転移

三角格子から正方格子への変形を試みたのが図11で、正方格子結晶に強磁性パターンが残った(図11(b))。図11(b)にわずかな振動を与えると強磁性パターンは消失し、反強磁性パターンとなった(図11(c))。

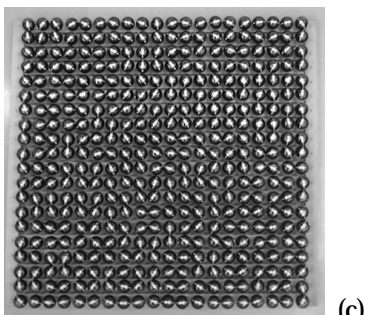
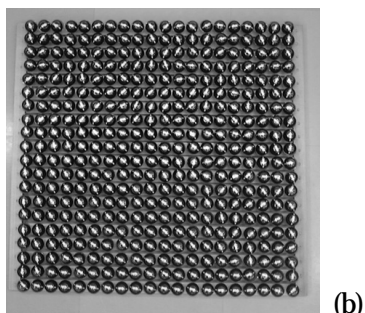
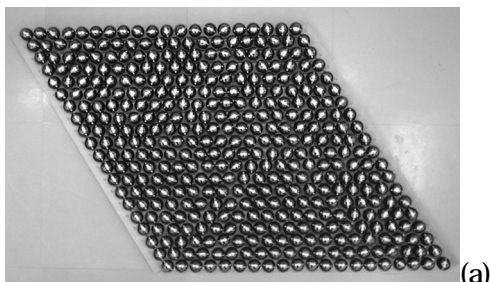
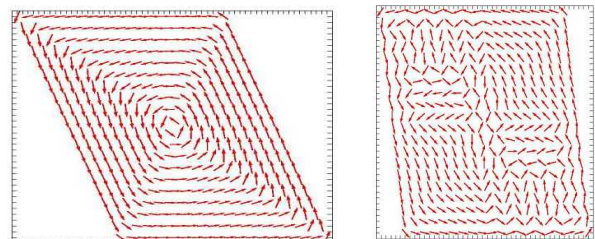
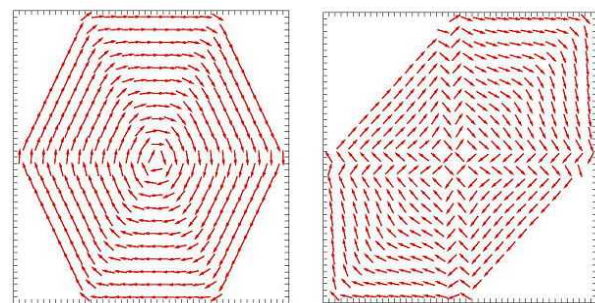


図11．三角格子から正方格子への変形。強磁性パターンが正方格子結晶に残るが、わずかな振動でこのパターンは消失し、反強磁性パターンとなる。



=120° =97.7°

図12．ひし形有限系における基底状態から正方格子結晶への変形。(結晶軸間の角度)が120°から97.7°まで左上と右下で反強磁性が成長する。97.7°を超えると強磁性部分は消滅し、全領域で反強磁性となる。



=120° =92.6°

図13．正六角形有限系における基底状態から正方格子結晶への変形。(結晶軸間の角度)が120°から92.6°まで強磁性を保持するが、それを超えると強磁性部分は消滅し、全領域で反強磁性となる。

これは過冷却や過飽和などに対応するものであろうか？数値計算で再現を試みたのが図12と図13である。ここで、 θ は結晶軸間の角度を表す。図12は左上と右下で反強磁性の成長する様子を示している。磁壁の不安定な部分から反強磁性が成長することが分かる。また、強磁性から反強磁性への転移する時の角度は系の形状(境界条件)に依存することが分かる。無限系の場合は、 θ が120°から約100°の領域で強磁性、約100°から90°で反強磁性が優勢である。したがって、 θ が100°近傍では強磁性と反強磁性とが混在した安定な状態が期待される。図12(右)や図14はその例である。これら数値計算の結果から、図11(b)は“過”とも考えられるが、次のような状況も否定できない。摩擦で微弱トルクでは方位磁石が安定な方向に回転できないので、不安定であるが強磁性優勢の配列で落ち着いているのかもしれない。あるいは、フェライト磁石がプラスチック容器内の中心から10%程度動くので、強磁性優勢の配列で落ち着いているのかもしれない。これらの考察は、過飽

和や過冷却など実際に生じる“過”現象を再考させるものである。

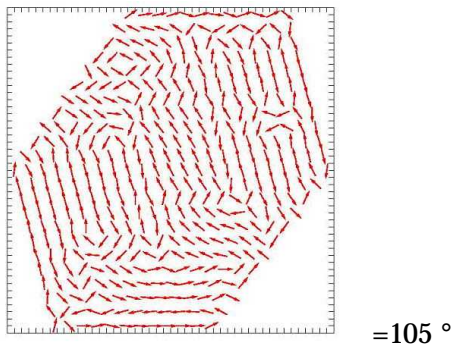


図 14 . 強磁性と反強磁性の混在する状態

4 × 4 方位磁石系

4 × 4 個の少数系でも方位磁石結晶は示唆に富んだ現象を見せる。図 15 は 4 × 4 系の安定状態で、(a)は基底状態、(b)(c)は極小状態で、(d)は鞍点である。(d)が鞍点となるのは次の意味で非常に興味深い。

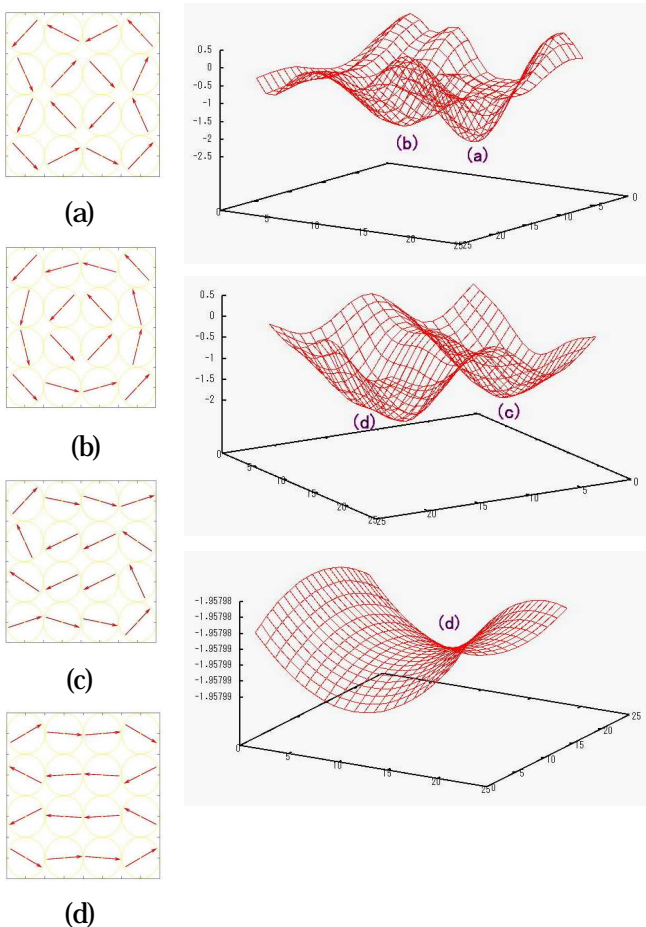


図 15 . 4 × 4 系の安定な状態と各状態近傍のエネルギー曲線。(a)は基底状態、(b)(c)はエネルギー極小の状態、(d)は鞍点。

図 16 のように 2 × 4 個のクラスターに分離して、充分離れたところに置けば基底状態になるはずである。なぜなら、2つのクラスターが充分離れていれば、それぞれのクラスターが基底状態で、お互いが独立の存在となるからである。図 16 は点線を軸にして線対称である。この状態から2つのクラスターの距離を縮めると、あるところで線対称性が破れて、図 15(c)のような極小状態に落ち着くことが予想される。2つのクラスター間の距離を温度の逆数と思えば、後述するヒッグス場の相転移と似ていて興味深い。

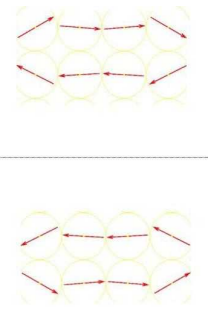


図 16 . 2つのクラスターに分解し、線対称を保ちながら十分離す。十分離れていれば安定であるが、2つのクラスターが近づくと鞍点になる。

図 15 に対応する状態が図 17 である。図 17(d)は上述の予想に反して、図 16 の状態から2つのクラスターを近づけることで実現される。図 15(d)は鞍点であるにもかかわらず、図 17(d)は非常に安定である。これは図 11(b)についての議論と同じように、方位磁石内の摩擦あるいは理想位置からのずれが効いているからと考えられる。

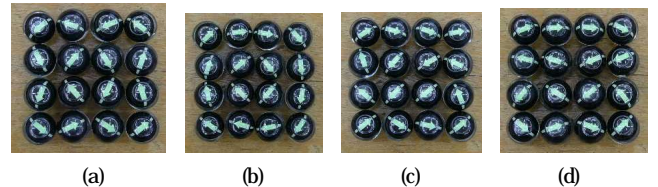


図 17 . 方位磁石結晶の安定な状態。図 15 の(a) ~ (d)にそれぞれが対応する。(d)は双極子系では鞍点であるが、方位磁石系では非常に安定である。

4 . 自発的対称性の破れ

ここで、三角格子方位磁石結晶を用いて自発的対称性の破れの解説を試みる。先に述べたが無限系においては基底状態はどの方向に磁化してもよく、その一つが実現される。これは自発的対称性の破れの一例である。図 2 や図 6 (右) の一つの磁区に注目すると、どの方向に磁化されてもよいという対称性が破れて、ある方向に磁化されているのである。さて、素粒子論においては素粒子の質量起源が自発的対称性の破れで与えられる⁷。ヒッグス場がその役目を果たすのであるが、これは三角格子方位磁石結晶と同じようなものと考えてよい。すなわち、ヒッグス場は図 2 や図 6 (右) のように近傍が揃った状

態が基底状態である。ヒッグス場と素粒子との相互作用は、図2や図6(右)のように近傍が揃った状態のとき、素粒子の運動の変化を妨げる効果を与える。つまり素粒子は質量を持つようになるのである。一方、図6(左)のような状態のときは素粒子の運動の変化を妨げない。すなわち素粒子には質量がないのである。素粒子の運動方程式の質量項がヒッグス場の状態に変化するのである。また、宇宙誕生時のインフレーション時期にもヒッグス場は重要な役目を担う⁸。すなわち、宇宙初期は超高温でヒッグス場が図6(左)のような状態にあり、素粒子の質量は0であった。この状態から宇宙は膨張とともに冷却する。ヒッグス場は過冷却状態となり宇宙は急激な膨張を始める。そして、ヒッグス場は図6(右)のように対称性を破り、素粒子は質量を持つ。このときに放出される潜熱でビッグバンが始まるのである。これが宇宙の相転移と呼ばれている。現在ではこの役目をヒッグス場が担うのは困難とされ、別の場でインフレーション宇宙を説明するシナリオが主流となっているようである。いずれにせよ、素粒子が質量を持つときや宇宙が誕生するときには、ヒッグス場などが図6のような自発的対称性の破れという秩序化を起こしているのである。図6(左)が素粒子に質量のない宇宙創生の時期で、図6(右)が素粒子が質量を持ったビッグバン以降の宇宙に対応するのである。

5. まとめ

方位磁石結晶は強磁性や反強磁性を示し、その現象は生の目で観察することが出来る。そして、現代物理学の基本概念である自発的対称性の破れを例示するものであり、素粒子論や宇宙論の紹介にも有益である。初学者へ

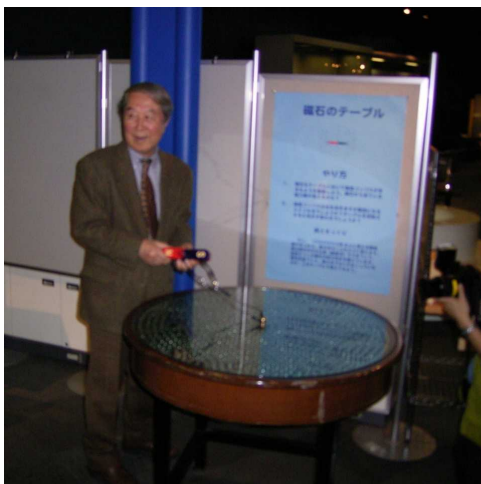


図18. 方位磁石結晶を楽しむ南部陽一郎先生。

の導入はもちろんのこと、生の現象を専門家も楽しむことが出来る。図18は方位磁石結晶を楽しむ南部陽一郎先生で、南部先生は自発的対称性の破れによる素粒子の質量起源を最初に論じた理論物理学者である。

方位磁石結晶は大阪市立科学館で、双極子結晶解析ソフトは西松のWebページ³で公開しているので、ぜひ楽しんでいただきたい。

また、方位磁石結晶は図19のように磁力線の観察も可能で、初心者も物理現象を楽しむことが出来る。

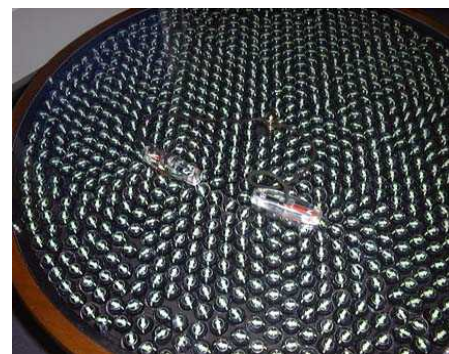


図19. 方位磁石結晶で見る磁力線

¹ Y.Saito and K.Yasue: Frontier Perspectives 10 (2001)28-31

² 斎藤吉彦：物理教育 53(2005) 103-108

³ <http://loto.sourceforge.net/compasses/>

⁴ キッテル：「固体物理学入門」丸善(1988)

⁵ V. M. Rozenbaum, V. M. Ogenko, and A. A. Chuć.ko, Sov.:Phys. Usp. 34(1991) 883

⁶ K. De'Bell, A. B. MacIsaac, I. N. Booth, and J. P. Whitehead:Phys. Rev. B 55 (1997)15108

⁷ 戸塚洋二：「素粒子物理」岩波(1992)

⁸ 小玉英雄：「相対論的宇宙論」丸善(1991)

大阪市立科学館^A 東北大学金属材料研究所^B

“Ferromagnetism and Antiferromagnetism on Magnetic Compass Crystal” by SAITO Yoshihiko^A and NISHIMATSU Takeshi^B

080110 「近畿の物理教育」へ投稿
080225 改定