

特 集

はじめに：低次元量子スピン系の特集にあたって

京都大学大学院理学研究科 吉村一良

(kyhv@kuchem.kyoto-u.ac.jp)

(2000 年 6 月 13 日受理)

最近注目を集めている、低次元量子スピン磁性体の実験（特に無機系）にスポットを当てて特集を組むことになった。このテーマは非常に新しく、最近流行のテーマの一つであるが、低次元磁性体の問題は実は非常に古い問題であって、古くから様々な研究が盛んに行われてきた。理論的にも扱い易いことから、Spin Peierls 転移をはじめ、Bonner-Fisher モデル[1]、交替スピン鎖モデル[2]、ダイマーモデル[3]、ハルデンギャップ問題（F. D. M. Haldane のお告げ）[4]、共鳴原子価結合状態（P. W. Anderson のお告げ）[5]、スピン梯子（ラダー）系についての T. M. Rice の理論[6, 7]、軌道秩序による $S=1$ 系三角格子のスピン三重項形成（G. A. Sawatzky らの予言）[8]などのいくつかの非常におもしろいモデル・予言（お告げ）が理論家によって提案され、それらをモチベーションに盛んに研究が行われてきている。そしてご存じのように1986年に至って銅酸化物高温超伝導体が二次元モット反強磁性体の近傍に発見され、そして、更には、アンダードープ超伝導体においてスピンギャップ現象が見つかり、高温超伝導の発現との関係が取りざたされるようになって[9-13]、低次元特有の量子効果としてのスピンギャップ現象が再認識・注目されてきていると言える。

ここにあげたような低次元特有の、そして非常に魅力的な理論のお告げが有るわけだが、しかしながら、実際にそれに対応するような系が見つからないと、いくらおもしろいお告げであっても、机上の空論、絵に描いた餅ということになってしまう。純粹に理論だけに興味がある場合はそれでも良いのかもしれないが、しかし実例が見つかり、現実が伴った方が格段に広範の興味を引くわけであり、そこで実験家の登場となるわけである。やはり、科学は自然をいかに理解していくかという学問であるのだから。（いろいろもの作りをやっているとつくづく自然は偉大だと思ひ知らされる。高温超伝導体のようなとんでもない物質がまだまだ自然界には眠っている気がする。）いや、実験家の立場からすれば実験が第一で、奇妙な振る舞いが実験によって見つかり、それを理論が説明していき、新しい概念が生まれ

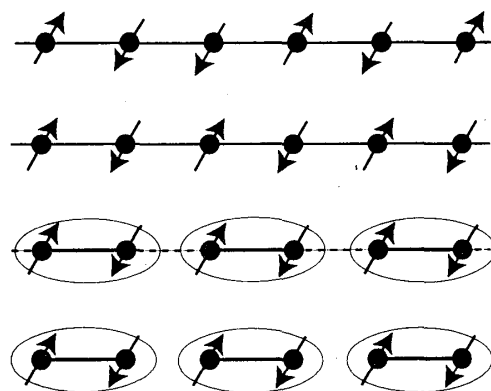


図 1. 一次元反強磁性スピン鎖.

てくるという、実験主導型の研究が理想であるが、いずれにしても言いたいことは、実験と理論との相互作用が大変重要で有るということである。銅酸化物高温超伝導体が見つかっていなければ、固体物理・固体化学が現在こんなに注目されていないのではないかと思う。この特集号には、数々の低次元磁性化合物が登場するが、これらはみな低次元系の理論モデルの典型例、または、近い物質が多い。それは実験家の努力の結晶であり、また、理論家の有益なるモデル構築の賜であろう。さて、ここでは、この特集に寄せられた解説記事に必要と思われる理論のモデル・お告げを例に取りながら概説していこう。

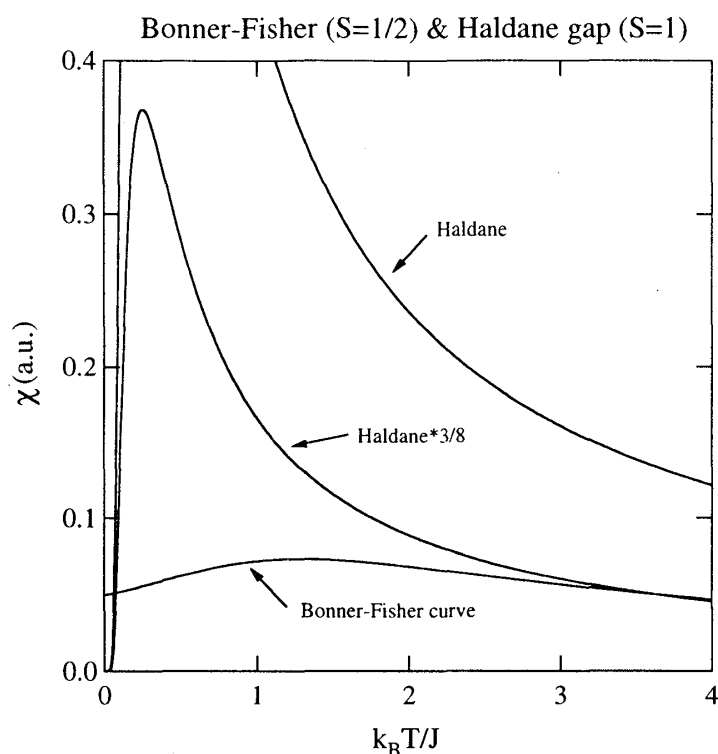


図 2. Bonner-Fisher モデル($S=1/2$)と Haldane ギャップ系($S=1$)の磁化率の温度依存性。

1. Bonner-Fisher モデルから交替スピン鎖モデル、そしてダイマーモデルへ

まず、典型的な低次元磁性体のモデルとして、図 1 のような、一次元磁性鎖を考えることができる。酸素などを介した超交換相互作用によって、磁性スピン間にスピンを同じ向き（強磁性的）、または、反対向き（反強磁性的）にそろえようとする力が働き、温度を下げると徐々にスピンは鎖の中でそろっていく（図 1 の最上段から二段目へ）。そのあたりのスピン統計を扱ったモデルが Bonner-Fisher モデル[1]である。図 2 にこのモデルに典型的なパラメータを入れて、計算させた帯磁率の振る舞いを示した[14]。このモデル ($S=1/2$) では磁化率がスピン内の交換相互作用の大きさ (J) のエネルギーに対応した温度のあたりで極大を取るのが特徴である。系の温度が絶対零度に近づくと、熱力学の第三法則によってエントロピーはゼロに向かわなければならない。そこに至る有限の温度で、強磁性、反強磁性などの長距離秩序を持ってしまうとエントロピーを失い熱力学的に安定な状態になるのであるが、完全に 1 次元、2 次元の系ではそれは許されない。1 次元、2 次元の磁性体では長距離秩序は存在しないということが厳密に証明されていて「Mermin-Wagner の定理」[15]（高橋秀俊氏と van Hove 氏の証明も踏まえて）として知られている。（ただし、2 次元系の Kosterlitz-Thouless 転移[16]は除く）。ちなみに完全な 1 次元系、2 次元系では超伝導転移も存在しないことが Bogoliubov の不等式を用いて Hohenberg によって証明されてい

る (Hohenberg の定理) [17]。完全に 1 次元や 2 次元の物質は存在しないので、実際によく見られるのは、磁性鎖間や磁性層間に弱くても必ず 3 次元的な相互作用が働いて、低温で 3 次元オーダーしてエントロピーを吐き出すことになる場合である。

さて、完全な、またはそれに近い 1・2 次元系ではエントロピーを失うために、低温でスピン一重項をとらなければならないが、その際、熱揺らぎのエントロピーを量子揺らぎに繰り込むわけで、非常に大きな量子揺らぎを伴うことになる。従って、低次元系、特に 1 次元系では、電荷密度波 (CDW) やスピン密度波 (SDW) がたっている揺らぎの大きな状態が起こり易く、また、朝永-Luttingere 液体[18, 19]のように臨界揺らぎが非常に大きく現れ易く、特異な臨界現象が現れることが知られている。一般に 1 次元系でスピン系が一重項 (シングレット ($S=0$)) を組む時、半整数スピンの場合には基底状態のシングレット状態は励起状態 (スピン波励起である) との間にエネルギーギャップを持たないことが示されていて、Lieb-Schultz-Mattis の定理[20]として知られている。すなわちハミルトニアンに $S_{\pm}$ の非対角項がありスピン反転によってエネルギーを下げることで、反強磁性相互作用の系では最低温度でも長距離秩序のない状態が安定で、励起はスピン波励起となって基底状態とギャップがないわけだ。

Bonner-Fisher モデルでは、最近接のスピン間の反強磁性交換相互作用の大きさ J は全て等しいが、化学結合のボンド長が異なるなどが原因で、 J が一つおきに強い (J) 弱い (J') と変化する場合があります。交替スピン鎖モデル (図 1 の 3 段目) と言われている[2]。 J' を $J=J'$ の極限 (uniform) から、 $J=0$ の孤立ダイマーの極限 (ギャップ有) [3]

(図 1 の最下列) まで変化させていくと、途中で量子臨界点をよぎり新しい量子効果が見つかる可能性があり興味を持たれている[2]。このことは、なにも 1 次元に限らず、2 次元、3 次元でも起こる可能性がある。例えば、最近注目されている、2 次元直行ダイマー系物質 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ [21] は、ダイマー間の相互作用 J' がダイマー内の交換相互作用 J に比べ約 70% 程度になっていることが明らかにされており量子臨界点の近傍の物質であることがわかってきた[22]。一般に、2 次元系、3 次元系でも、ダイマー間の相互作用 J' が J に比べ弱い場合には、交替スピン鎖モデルを用いた平均場近似で扱えることが指摘されている。このような 1 次元スピン系 ($S=1/2$) については、最近の D. C. Johnston 氏の大論文[23]が有るので参照されたい。

また、稜共有の Cu-O_2 鎖 (図 3) の化合物においては、理論的に最近接の交換相互作用 J_1 と第二近接の J_2 の大きさが計算され、実験との比較が議論されている[24]。この理論によると、このような稜共有の場合最近接の超交換相互作用は Cu-O-Cu のパスで起こり、その大きさ J_1 は結合角 θ に大きく依存し、 $\theta=94^\circ$ の時を境に符号も変えてしまうこと

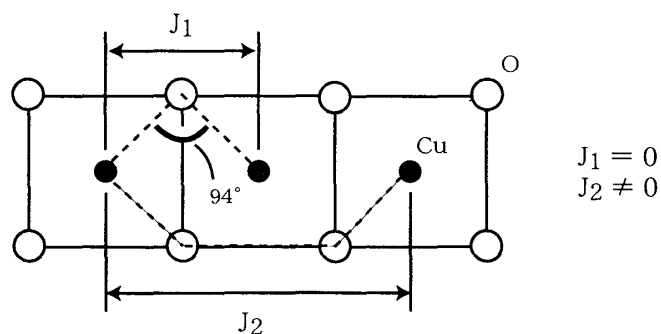


図 3. 稜共有 CuO_2 鎖の J_1 と J_2 (Y. Mizuno et al. [24]).

が明らかになった。 $\theta=94^\circ$ では $J_1=0$ で最近接の交換相互作用は消えてしまう。それに対し、第二近接間の J_2 は Cu-O-O-Cu のパスの超交換相互作用であり、あまり結合角に依存せず常に反強磁性的である。従って、 $\theta=94^\circ$ が実現しているような物質では、Cu サイトが一つおきの二つの副格子としてお互い独立に振る舞うような場合が期待される。実際そのような物質も見つかってきていて、反強磁性サイトとシングレットサイトが共存するような物質[25]も見つかってきていて興味を持たれる。

2. スピン・パイエルス (Spin-Peierls) 転移

一次元系では、Peierls 不安定性があって、半整数スピン系では、スピン系が格子系とカップルして Spin-Peierls 転移と呼ばれる格子歪みを伴った二量体化 (dimerization) の相転移を引き起こすことがある。有機物質では、いくつか Spin-Peierls 物質は見つかっているが、無機系では、Hase, Terasaki, Uchinokura によって CuGeO_3 において初めてこの転移が見出され[26]、今日まで非常に注目されている。Spin-Peierls 転移の場合、図 4 (下列) に示したように、二量化によってダイマー間の距離に比べてダイマー内では格子間距離が縮むという格子歪みが起こることになり、反強磁性の長距離秩序を起こす場合のように X 線回折、中性子線回折に鎖方向に格子の単位の数倍周期の超格子ピークが現れることになる。従って、反強磁性と区別が難しい場合があるが、Spin-Peierls 転移であれば、 CuGeO_3 のように磁化率が転移温度以下で等方的にゼロに向かう。反強磁性転移の場合には、転移温度以下で磁化率が異方的であり区別がつくし、また、核磁気共鳴やスピン分極中性子線回折で容易に判別できる。 CuGeO_3 に続く Spin-Peierls 物質を多くの研究者が探索しているが、現在のところ、2 つ目の Spin-Peierls 無機物質は見つかっていない。本特集で磯部・上田両氏による解説に出てくる $\alpha\text{-NaV}_2\text{O}_5$ も発見当初、第二の Spin-Peierls 物質であると考えられていた[27]が、この物質における相転移は電荷の秩序化によるものであることが後に明らかになった。この電荷の秩序化 (Charge Order) の問題もその後大いに注目され、低次元系の重要課題の 1 つになっている。

最近では、 LiVGe_2O_6 が Spin-Peierls 物質ではないかという論文[28]が発表されたが、反強磁性転移であることが、核磁気共鳴[29]と中性子線回折[30]の実験によって明らかにされた。今後も CuGeO_3 に続く第二の Spin-Peierls 物質探索が多数続けられるであろう。

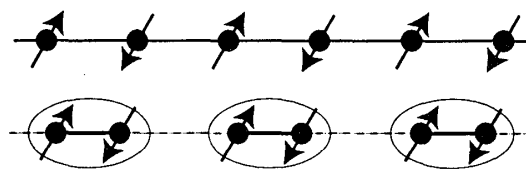


図 4. Spin-Peierls 転移前 (上) 後 (下) の一次元スピン鎖。

3. Haldane ギャップ系 (整数スピン系のスピン・ギャップ、Haldane のお告げ)

半整数スピン系の Lieb-Schultz-Mattis の定理[20]に対して、整数スピン系の場合には、基底一重項と励起状態の間にはエネルギーギャップを伴っていることが、F. D. M. Haldane によって予想されている[4]。この場合、図 5 に示したように原子内のフントの規則を破って隣接原子のスピンと反強磁性的にカップルしてシングレットが形成

され、その結果、格子の並進対称性が失われずにスピン・シングレットが形成される。図 2 に Haldane 系 ($S=1$) の帯磁率の温度依存性を適当なパラメータを入れ計算させた結果を示したが、 $S=1/2$ の Bonner-Fisher モデルが絶対零度で有限の値にとどまるのに対し、Haldane 系では帯磁率に極大を持った後、低温で磁化率がゼロに向かって減少していきギャップの存在を示している。Haldane の予測[4]が出されて以来、数多くの理論的・実験的研究が行われ、現在までに Haldane の予測が正しいことが明らかになっている。実験的には NEMP という有機系物質の Ni^{2+} ($S=1$) 鎖の Haldane ギャップを強磁場磁化過程を測定して直接証明した Katsumata らの研究が有名 [31]。また、無機系においても、 Y_2BaNiO_5 が Haldane 系の物質であることが見出されている [32]。また、Haldane 系は格子の並進対称性を有したスピン間相互作用が一様な系であるが、この系に、交替ボンドを導入するとある条件下でエネルギーギャップが消えるという予想もあり (Affleck - Haldane 予想) 現在も広く興味を集めている [33, 34]。Haldane 系については、日本物理学会論文選集 VIII [35] も参照されたい。

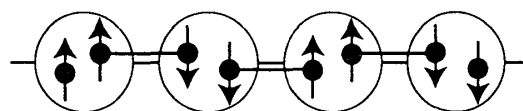


図 5. Haldane ギャップ系 ($S=1$) の基底一重項状態。○は一つの磁性原子を表す。

4. スピン・ラダー系 (Rice の予想)

$(\text{VO})_2\text{P}_2\text{O}_7$ に対して、Dagotto, Riera and Scalapino [36]により、量子スピン梯子系(スピン・ラダー系)が実現していること、そして量子スピン梯子系が超伝導になりうるということが指摘され、スピン・ラダー系が注目された。しかしながら、 $(\text{VO})_2\text{P}_2\text{O}_7$ は現在では様々な実験から、ギャップを持った $S=1/2$ の交替スピン鎖系であることが明らかになっている。これに関しては、本特集の菊地・元屋両氏の解説、東・高野両氏の解説を見ていただきたい。その後、東らによって高圧合成で見いだされた SrCu_2O_3 , $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ [37]が 2 本足、3 本足のスピン・ラダー系になっていることが Rice らによって指摘された[6, 7]。図 6 に 2 本足(a)、3 本足(b)のスピン・ラダー系を示した。T. M. Rice らは偶数足の梯子にはスピン・ギャップが存在するが、奇数足の梯子にはギャップが存在しないことを予想し、実験が確かになりスピン・ラダー系が一気に注目を集めることになった。更に、ホールがドーピングされたラダー系(実際にはチェーンとラダーの 2 サイトがある)である $(\text{Sr-Ca})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ が高圧下で超伝導を示すことが Nagata, Akimitsu, Môri らによって見いだされた[38]。このことは Dagotto, Riera and Scalapino [36]や Rice ら[6, 7]

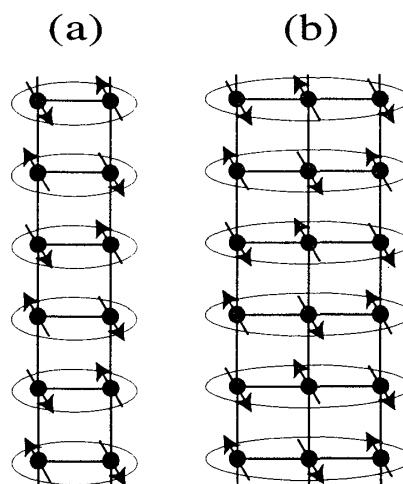


図 6. スピンラダー系. 2本足梯子(a)と 3本足梯子(b).

の理論的予想が正しかったことを示していて非常に注目され、益々、スピン・ラダー系へ興味が向けられている。スピン・ラダー系の超伝導に関しては、本特集の永田・秋光両氏の解説を見ていただきたい。

5. 共鳴原子価結合 (Resonating Valence Bond) 状態 (スピン液体モデル, Anderson のお告げ)

RVB に関しては、高温超伝導の研究者には、あまりにも有名な Anderson のスピン液体モデルであるが、そもそも Anderson はこのモデルを二次元三角格子磁性体の系に対して提案している[5]。Anderson は銅高温超伝導体が発見されるやすぐにこのモデルを高温超伝導発現のモデルとして二次元正方格子 (CuO_2 面) に適応した[39]。図 7 に二次元三角格子に対し考えられた RVB を図示した。隣同士のスピン ($S=1/2$) が反強磁性的に結合し、 $S=0$ のスピン・シングレットを形成し、そのスピン・シングレットを組む相手を時々刻々変えていく (例えば、図 7 では白抜きのボンドからグレーのボンドへ) というのが、RVB スピン液体モデルである。図 8 には、Anderson が二次元正方格子へ RVB を導入した時のモデルが図示されている。ここで、キャリアーとして導入されたホール (その擬似粒子ホロン) とホールの導入によりスピン・シングレットを組む相手を失ったスピン (その擬似粒子スピノン) も記されている。この RVB モデルが高温超伝導を記述しているモデルになっているかどうかは、現在でも議論の分かれるところだが、このモデルの物性物理の進歩に対する貢献は大きい。

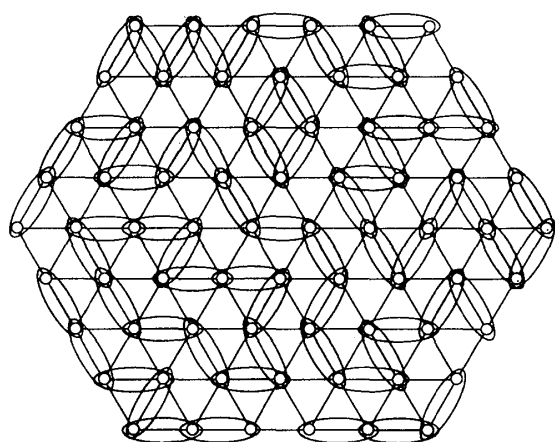


図 7. 二次元三角格子に導入された RVB.

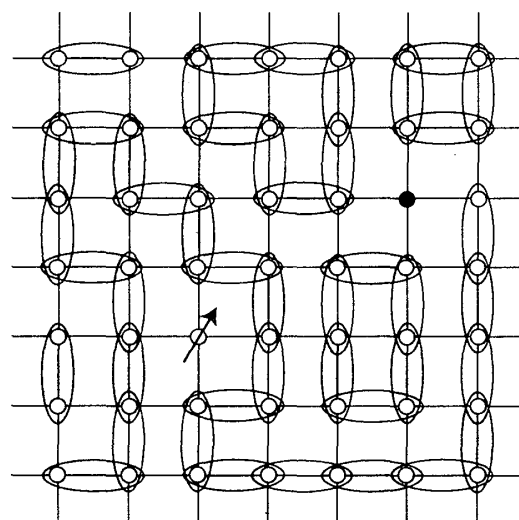


図 8. 二次元正方格子の RVB. 高温超伝導の Anderson のモデル.

6. 軌道秩序による $S=1$ 系の 3 量体化現象 (Sawatzky らの Model)

$S=1$ の二次元三角格子系でのスピン・シングレット形成機構が Pen, Sawatzky らによって最近提出された[8]。このモデルは、今はやりの軌道秩序によってスピン・シングレットを形成するというもので、その概念を図 9、図 10 に簡単に図示した。例えば

図 9 のグレーをつけた三角を形成している磁性原子の結合軌道が同じになって（グレーの軌道）軌道秩序を起こしている。このときに、Haldane ギャップの時と同様に、原子内でのフント則が破れて隣同士の $S=1/2$ が結合し、スピン・シングレットを形成し、三角全体で 3 量体 (trimer) を形成する (図 10)。その際、格子変形を伴い並進対称性が破れることが予想される。かごめ(Kagomé)格子でもこの機構によってスピン・シングレット状態を取りうるがそのことを示したのが図 11 である。また、このモデルに近いモデルとして、Goodenough らのモデル[40]があるが、彼らのモデルでは、全体の分子軌道を考えることによるスピン・シングレット形成を提案している。これらの機構によってスピン・シングレットを形成している $S=1$ の 2 次元三角格子のモデル物質がまだ明確には明らかになっていないが、候補はいくつか存在しこの機構が実験的に証明される日も近いと期待される。2 次元三角格子に関しては、長谷田泰一郎・目片守両氏の解説も参照されたい[41]。

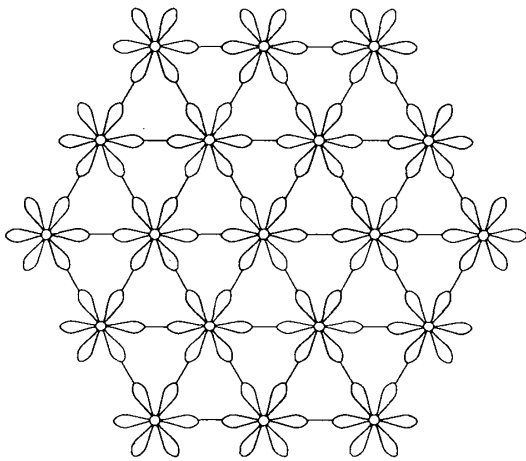


図 9. 二次元三角格子系の軌道秩序の Sawatzky らのモデル.

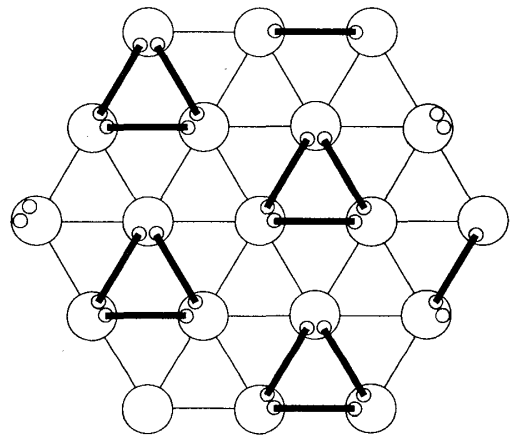


図 10. 二次元三角格子 ($S=1$) でのシングレット形成の三量体モデル.

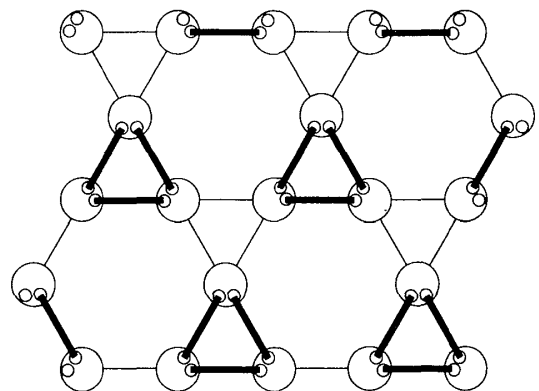


図 11. Kagomé 格子での三量体モデル.

おわりに

本特集では、次章から順に、菊地・元屋両氏による、 $(VO)_2P_2O_7$ での $S=1/2$ 交替スピン鎖における 2 つのスピン・ギャップの問題についての解説、東・高野両氏によるスピン梯子化合物についての解説、永田・秋光両氏によるホールがドーピングされたスピン梯子系 (14-24-41 系) の超伝導についての解説、水戸・北岡両氏による 14-24-41 系の NMR の解説、磯部・上田両氏によるバナジウムブロンズ系酸化物の電荷秩序問題の解説、大濱氏によるバナジウムブロンズ系の NMR の解説、伊藤正行氏によるチタン酸化物およびバナジウム酸化物の軌道秩序と電荷秩序を NMR で明らかにした解説、稲垣・網代両氏による弱いダイマー間相互作用のある系の磁化過程についての解説、陰山・上田両氏の二次元直交ダイマー系 $SrCu_2(BO_3)_2$ の解説、野尻氏による ESR による低次元系のスピン・ギャップの直接観測についての解説、太田・菊地両氏による $S=1$ ボンド交替鎖系での ESR の解説、超電導工研のグループ (伊藤豊氏ら) による 2 次元 CuO_2 面での磁性不純物による効果を核スピン・格子緩和によって正しく見積もることにより見えてくるホストのスピンギャップの振る舞いについての解説、と多彩な解説が登場する。忙しい研究生活の中で、私の無理な要請に対してすばらしい解説記事を書いて下さった各氏に深く感謝する。

また、都合により、ここに掲載されていない解説が 5~6 あるので、遅からず特集第 2 弾として出版する予定である。第 2 弾で予定している解説は、「スピン・パイルス系」、「2 次元直交ダイマー系の核磁気共鳴」、「ホールがドーピングされた $Cu-O_2$ 一次元鎖化合物系」、「スピン・フラストレーション系」などに関するものである。

昨年度から、科研費の特定研究(A)「伝導性酸化物における量子効果」(代表：東北大金研・前川禎通教授、理論班班長：東大工・永長直人教授、スピン班班長：京大化研・山田和芳教授、電荷班班長：東大新領域・内田慎一教授、物質班班長：京大理・小菅皓二教授)が走り始めた。去年は、総括班のみで、今年度から本格的に動き出した。この科研費は、「高温超伝導体」および「モット転移」の重点領域研究から受け継がれてきたもので、強相関電子系における、「電荷・スピン・軌道」という自由度が絡み合っ出てくる様々な量子効果を伴った物性を明らかにしていくことが課題である。上述の 4 つのグループから形成されているが、新しい物質を探索することを目的とする物質班の役割は大きいと言われている。新しい量子効果をねらって行くには、やはり量子揺らぎの大きく現れる低次元量子スピン系の物質研究が不可欠であろう。従って、この特集に出て来る物質は、全てこの科研費の対象物質となりうる。執筆して下さった方々の中にもこの科研費に属する人が多い。斯く言う私も物質班の一員であるが、公募研究の枠もたくさんあるので我と思わん方は是非参加されたい。今後の、活躍・成果が期待される。この科研費では、最終的に、これらの量子多重自由度のおりなす新しい量子効果をめざし、その結果として電気伝導を示す酸化物の創製(というのは難しいが、探査・探索と言うべきか)を目指している。この特集中の青山学院大・永田・秋光両氏の解説にある 14-24-41 の系は、この目的を満たしている物質の一つであろう。この特定研究で本特集にあるような低次元系の新物質がどんどん見つかって来ることが望まれ、そういった系にいかんしてにキャリアを導入していく

か、そしてその際に、スピン・軌道の自由度がどのように関わってくるかが非常に重要であろう。理論と実験がうまくかみ合い、この特定研究を中心として我が国がこの分野で世界をリードしていくことを期待している。

本稿は実験家である私の理解のもとに書かれたもので、曖昧な部分が多々あり、理解が不十分の箇所も少なからずあるかもしれないが、筆者の力不足によるものである。ご容赦頂きたい。より深く厳密に理論的な理解を望む向きには、物理学会の論文選集 VI:「物性物理における場の理論的方法」[42]や永長直人氏の著書[43, 44]、および、川上則雄・梁成吉両氏の著書[45]を参照されたい。

本稿の執筆に当たり、様々なディスカッションにつき合ってくれ、図面も提供してくれた院生の新高誠司君に感謝する。

文献

- [1] J. C. Bonner and M. E. Fisher, *Phys. Rev.* 135 (1964) A640.
- [2] J. C. Bonner, H. W. J. Blöte, J. W. Bray and I. S. Jacobs, *J. Appl. Phys.* 50 (1979) 1810.
- [3] R. L. Carlin, *Magnetochemistry* (Springer-Verlag, Berlin, 1986), Chap. 5, p. 75.
- [4] F. D. M. Haldane, *Phys. Lett.* 93A (1983) 464.
- [5] P.W. Anderson, *Mat. Res. Bull.* 8 (1973) 153.
- [6] T. M. Rice, S. Gopalan and M. Sigrist, *Europhys. Lett.* 23 (1993) 445.
- [7] E. Dagotto and T. M. Rice, *Science* 271 (1996) 618.
- [8] H. F. Pen, J. van den Brink, D. I. Khomskii, and G. A. Sawatzky, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 1323.
- [9] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys. B* 64 (1986) 189.
- [10] J. R. Schrieffer, X. G. Wen, and S. C. Zhang, *Phys. Rev. B* 39 (1989) 11663.
- [11] E. Dagotto, J. Riera, and D. Scalapino, *Phys. Rev. B* 45 (1992) 5744.
- [12] M. Troyer, H. Tsunetsugu and D. Würts, *Phys. Rev. B* 50 (1994) 13515.
- [13] T. Tanimoto, H. Kohno, and H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* 63 (1994) 2739.
- [14] W. E. Hatfield, *J. Appl. Phys.* 52 (1981) 1985.
- [15] N. D. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 1133.
- [16] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 6 (1973) 1181.
- [17] P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* 158 (1967) 383.
- [18] S. Tomonaga, *Prog. Theor. Phys.* 5 (1950) 544.
- [19] J. M. Luttinger, *J. Math. Phys.* 4 (1963) 1154.
- [20] E. H. Lieb, T. Schultz and D. J. Mattis, *Ann. Phys. (New York)* 16 (1961) 407.
- [21] H. Kageyama, K. Yoshimura, R. Stern, N. V. Mushnikov, K. Onizuka, M. Kato, K. Kosuge, C. P. Slichter, T. Goto, and Y. Ueda, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3168.
- [22] S. Miyahara and K. Ueda, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3701.
- [23] D. C. Johnston, R. K. Kremer, M. Troyer, X. Wang, A. Klümper, S. L. Bud'ko, A. F. Panchula and P. C. Canfield, cond-mat/0003271 (to be published in *Phys. Rev. B*).
- [24] Y. Mizuno, T. Tohyama, S. Maekawa, T. Osafune, N. Motoyama, H. Eisaki, and S. Uchida, *Phys. Rev. B* 57 (1998) 5326.
- [25] 吉村一良, 廣井善二, 低次元量子スピン特集 2, 物性研究に掲載予定.
- [26] M. Hase, I. Terasaki and K. Uchinokura, *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 3651.
- [27] M. Isobe and Y. Ueda, *J. Phys. Soc. Jpn.* 65 (1996) 1178.
- [28] P. Millet, F. Mila, F. C. Zhang, M. Mambrini, A. B. Van Oosten, V. A. Pashchenko, A.

- Sulpice and A. Stepanov, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4176.
- [29] J. L. Gavilano, S. Mushkolaj, H.R. Ott, P. Millet and F. Mila, cond-mat/0005534.
- [30] M.D. Lumsden, G.E.Granroth, D. Mandrus, S.E. Nagler, J.R. Thompson, J.P. Castellan and B.D. Gaulin, cond-mat/0006216.
- [31] K. Katsumata, H. Hori, T. Takeuchi, M. Date, A. Yamagishi and J. P. Renard, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 86.
- [32] J. Darriet and L. P. Regnault, Solid State Comm. 86 (1993) 409.
- [35] I. Affleck and F. D. M. Haldane, Phys. Rev. B 36 (1987) 5291
- [34] S. Yamamoto, J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994) 4327.
- [35] 物理学論文選集 VIII : Haldane Gap-スピン系におけるマクロな量子現象 (勝又 紘一・田崎晴明編集, 日本物理学会, 1997).
- [36] E. Dagotto, J. Riera and D. Scalapino, Phys. Rev. B 45 (1992) 5744.
- [37] M. Azuma, Z. Hiroi, M. Takano, K. Ishida, Y. Kitaoka, Phys. Rev. Lett. 146 (1994) 3463.
- [38] T. Nagata, M. Uehara, J. Goto, J. Akimitsu, N. Motoyama, H. Eisaki, S. Uchida, H. Takahashi, T. Nakanishi and N. Môri, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1090.
- [39] P. W. Anderson, Science 235 (1987) 1196.
- [40] J. B. Goodenough, G. Dutta and A. Manthiram, Phys. Rev. B 43 (1991) 10170.
- [41] 長谷田泰一郎, 目片守, 三角格子上の物理 (共立出版, 物理学最前線 26, 1990).
- [42] 物理学論文選集 VI : 物性物理における場の理論的方法 (青木秀夫・川上則雄・永長直人編集, 日本物理学会, 1995).
- [43] 永長直人, 物性論における場の量子論 (岩波書店, 1995).
- [44] 永長直人, 電子相関における場の量子論 (岩波書店, 1998).
- [45] 川上則雄・梁成吉, 共有場理論と1次元量子系 (岩波書店, 新物理学選書, 1997).