

2次元スピン系の磁化プラトーにおける Insulator-Conductor 転移描像

筑波大学 物理学系 桃井 勉、 理研 磁性研 戸塚 圭介¹

近年、いくつかの1次元系で、磁場中でエネルギーギャップの開いた状態が現れ、磁化曲線中にプラトー構造を作ることが見つかった [1]。この磁化プラトーの出現は、磁場をかけたことにより磁性励起の insulator-conductor 転移が起る結果として理解されている。一方、以前から2次元、及び3次元系では、磁化プラトーが理論 [2, 3] と実験 [4, 5] で観測されている。我々は、今回の研究で、これらの2次元系における磁化プラトーも磁場により誘起された insulator-superfluid 転移であることを示す。

ここでは3つの例を議論する。

(1) 三角格子上のスピン系。

三角格子上のスピン $1/2$ 反強磁性ハイゼンベルグ模型 (AFT) では、磁化 $m/m_{\text{sat}} = 1/3$ に磁化プラトーが現れることが知られている [2, 4]。最近、2次元固体 ^3He の理論モデルの多体交換模型 (MSE) で、 $m/m_{\text{sat}} = 1/3$ でなく $1/2$ にプラトーが現れることが見つかった [3]。

(2) Shastry-Sutherland 格子上のスピン $1/2$ 反強磁性ハイゼンベルグ模型 [6]。

最近、陰山ら [5] により $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ が Shastry-Sutherland 格子と同じ格子構造を持つことが見つかった。また、磁化曲線中に $m/m_{\text{sat}} = 1/8$ と $1/4$ にプラトーが観測されている。

(3) $1/5$ -depleted 正方格子上のスピン $1/2$ AF ハイゼンベルグ模型。

この系は、 CaV_4O_9 の理論模型と思われる。

これら3つ全ての系は、磁性励起の種類は異なるが、それぞれの場合で磁性粒子の insulator-superfluid 転移により磁化プラトーが現れることが分った。我々は、それぞれの場合に低エネ

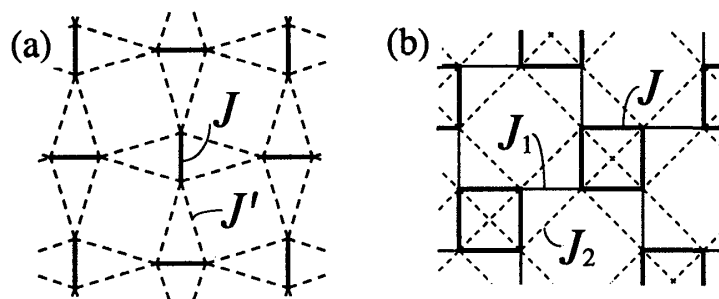


図 1: (a) Shastry-Sutherland 格子、(b) $1/5$ -depleted 正方格子。

¹現在：九州大学 理学部 物理

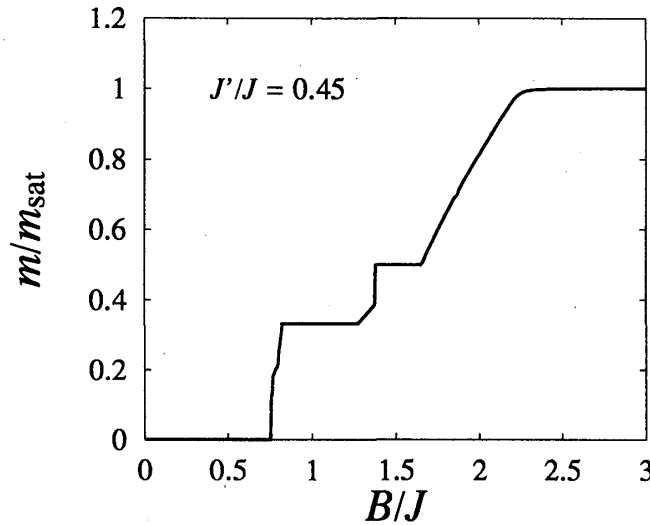


図 2: Shastry-Sutherland 模型 ($J'/J = 0.45$) における磁化曲線。

ルギーで一番効く励起を粒子（ハードコア ボゾン）とみなして、このボゾンについての有効ハミルトニアンを摂動計算により導き出した。これらの粒子は磁気モーメントを持っているため、粒子密度が磁場によりコントロールされ、粒子密度の μ 依存性は元のスピン系の磁化曲線に対応する。まず、最初の例（AFT と MSE 模型）では、一つの反転されたスピン自由度が有効な磁性粒子として働く。粒子描像を導入することにより、プラトー上の状態を粒子の CDW 構造を持った絶縁体とみなすことができる [3]。2つの系でプラトーの磁化の値が異なるのは、粒子間斥力が多対交換模型の方がハイゼンベルグ模型よりも長距離に働くからである。第2の例、Shastry-Sutherland 模型 (図 1(a)) は、厳密なダイマー状態が $J'/J < 0.69$ [6] で基底状態となるため、ダイマーボンド上の $S^z = 1$ の triplet 励起が有効な粒子として働く。摂動により有効ハミルトニアンを導き、その古典極限を調べ磁化曲線 (図 2) を求めた。その結果、 $m/m_{\text{sat}} = 1/2$ と $1/3$ に磁化プラトーが現れ得ることがわかった。これらのプラトー状態は図 3 の CDW 構造を持つ。第3番めの系、 $1/5$ -depleted 正方格子 (Fig. 1(b)) は、基底状態に plaquette singlet 状態が実現しているため、低磁場中では一つの plaquette 上の triplet 励起が有効な粒子として働く。この系の有効ハミルトニアンの形から、磁化プラトーが $m/m_{\text{sat}} = 1/8, 1/4, 1/2$ に現れることが、予言される。これらの計算は論文 [7] に報告されている。

ここで導かれた有効ハミルトニアンはすべて強結合領域にあり、そのため insulator-superfluid 転移を起こし得る。これが、磁化曲線中のプラトーとして観測されている。プラトー上のスピン状態は、磁性粒子の CDW 構造を持った Mott 絶縁体とみなされる。プラトーが現れる磁化の値は、(i) 磁性粒子の成分、(ii) 粒子間斥力の働く範囲、(iii) 格子構造、の3つにより決まる。プラトー以外の相は、磁性粒子が動き周り、超流動と CDW が共存している “supersolid”

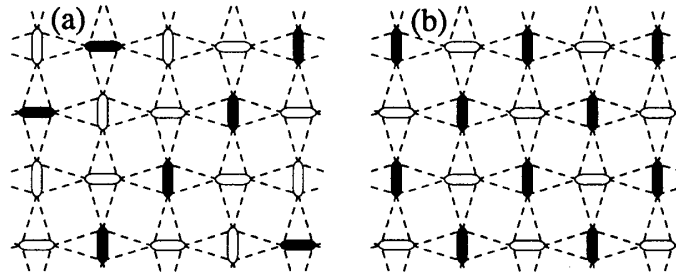


図 3: $m/m_{\text{sat}} = 1/3$ (a) と $1/2$ (b) のプラトー状態におけるスピン構造。白いボンドがシン
グレットダイマー, 黒がトリプレットダイマーを表す。

になる。プラトー相が無くなる臨界磁場は、ちょうど超流動成分が生ずる値に一致する。以
下、この相転移の振舞いを 2 次相転移に限って議論する。この転移は通常の相互作用するボ
ゾン系の有効ハミルトニアン of 低密度極限で良く記述されると思われる。そのため 動的臨
界指数は $z=2$ となり、磁化が臨界点から線形 $|H - H_c|$ で、立ち上がることがわかる。(た
だし、純粋 2 次元では、 $\log$ の補正がつく。) この振舞いは 1 次元の時と大きく異なる点である。

参考文献

- [1] K. Totsuka, Phys. Rev. B **57**, 3454 (1998);
Y. Narumi et al., Physica B **246-247**, 509 (1998) and references therein.
- [2] H. Nishimori and S. Miyashita, J. Phys. Soc. Jpn. **55**, 4448 (1986).
- [3] K. Kubo and T. Momoi, Z. Phys. B. **103**, 485 (1997);
T. Momoi, H. Sakamoto, and K. Kubo, Phys. Rev. B, **59**, 9491 (1999).
- [4] H. Nojiri et al., J. Phys. (Paris) **49** Suppl. C8, 1459 (1988).
- [5] H. Kageyama et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 3168 (1999).
- [6] S. Shastry and B. Sutherland, Physica **108B**, 1069 (1981);
S. Miyahara and K. Ueda, Phys. Rev. Lett. (1999), in press.
- [7] T. Momoi and K. Totsuka, preprint.