

4. Models

(a) δ -関数型相互作用を持つ Bose ガス系

弱相互作用極限を考える．Bose 場の運動方程式を古典的にとり扱い，Zakharov と Shabat³⁾ による非線形シュレーディンガー方程式の解より $\epsilon_i(p_i)$, $A_{ij}(p_i, p_j)$ を求め，Bethe 仮設法 $\hat{\epsilon}_i$, $\hat{A}_{ij}$ の弱相互作用極限の式と比べると両者は一致することが示される．⁴⁾

(b) 戸田格子

量子戸田格子についての Sutherland,⁵⁾ Mertens⁶⁾ の Bethe 仮設法に従い，希薄・古典極限において $\hat{\epsilon}_j$, $\hat{A}_{ij}$ を求めると，古典戸田格子の ϵ_i , A_{ij} ⁷⁾ と一致する．自由エネルギーの $\hbar \rightarrow 0$ の極限については研究中である．

References

- 1) N. Theodoropoulos, KSI, 1984.
- 2) C.N. Yang and C.P. Yang, J. Math. Phys. **10** (1969), 1115.
- 3) V.E. Zakharov and A.B. Shabat, Sov. Phys. --JETP **37** (1973), 823.
- 4) M. Ishikawa and H. Takayama, J. Phys. Soc. Jpn. **49** (1980), 1242.
- 5) B. Sutherland, Rock. Mount. J. Math. **8** (1978), 413.
- 6) F.G. Mertens, Z. Phys. **B55** (1984), 353.
- 7) N. Theodoropoulos and F.G. Merteus, Phys. Rev. **B28** (1983), 3512.

磁気ソリトンのダイナミクス

京大教養 川 崎 辰 夫

1 軸性の異方性を持った 1 次元ハイゼンベルグ磁性体にソリトン励起が存在していることを Meikeska が最初に示してより，¹⁾ 実験的研究が盛んに行われているが，直接的な検出は仲々難しい．一方理論的研究の発展の方向は，不純物が加えられた場合や系の本来の性質として考慮すべき格子の離散性の影響に向けられた．^{2~6)} このレポートでは後者の問題についての数値解析の結果を報告する．

古典スピン系のモデル・ハミルトニアン

$$H = -J \sum S_i \cdot S_{i+1} + \frac{D}{2} \sum S_i^2 - H \sum S_i^x \quad (1)$$

の下での運動方程式は ($X = S^x$, $Y = S^y$, $Z = S^z$)

$$\begin{aligned} \dot{X}_i &= J(Y_i F_i^z - Z_i F_i^y) - D Y_i Z_i \\ \dot{Y}_i &= J(Z_i F_i^x - X_i F_i^z) + D X_i Z_i + H Z_i \\ \dot{Z}_i &= J(X_i F_i^y - Y_i F_i^x) - H Y_i \end{aligned} \quad (2)$$

$$F_i^\alpha \equiv S_{i+1}^\alpha - 2S_i^\alpha + S_{i-1}^\alpha$$

となる。Meikeska は、 $\theta^2 \ll 1$ および連続体近似の範囲で

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - J D \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} = D H \sin \phi \quad (3)$$

$$\theta = \dot{\phi} / 2D \quad (S = 1)$$

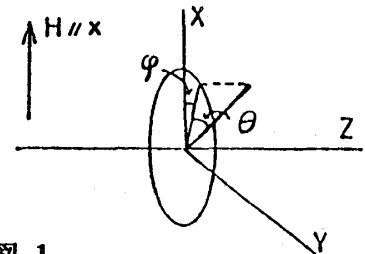


図 1

座標関係

を導いた。

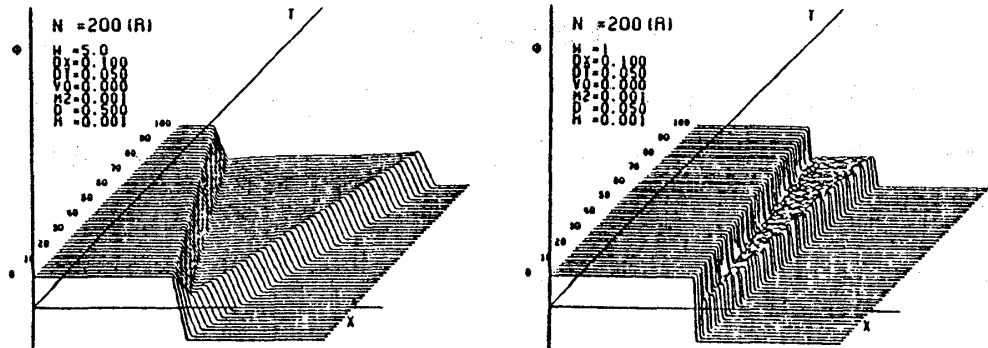
ここでの研究は方程式群(2)と(3)との間でどのような差異が現れるかしらを数値的に調べることである。一般に離散格子上でのソリトンに期待される現象は、Damping, Oscillation, および pinningである。数値計算には、4次のRunge-Kutta法を用い、初期波形にはa) (3)の1-kink解である

$$\tan \phi / 4 = \exp \{ \gamma b^{1/2} (z - vt) \}$$

およびb) スピンの xy 面内の単純な回転 (M 格子間隔に ϕ を 2π 進める) を用いた。1-kink 解については他所へ報告したので、後者についてのみ記す。b) のような形を採用した理由は、この波は(3)の解になっていないので、孤立した波の幅を系のパラメータに無関係に変えられるからである。

図 2

sG解入力



方程式(3)に従った波の進行は、図2のようになり、波の伝搬速度は $\sqrt{D}$ に比例する。この性質は、 D を十分小さくしても勿論変わることがない。(2)に従う運動は図3のようになり、1軸



平面回転波入力の場合
の時間空間構造
 $D < D_c$ 以下では併進なし



ドメイン運動と

(ϕ, θ) の関係

異方性のパラメータ D に臨界値があり、それ以上では $\sqrt{D-D_c}$ に比例するが、 D_c 以下では図 3 に見られるごとく、重心運動はなく、静止点周りの振動が観測される。十分小さい D の値に対しては、静止する。

図 4 は kink の運動エネルギーが(3)の第 2 式 $\phi = D \sin \theta$ によっていることを示している。即ち spin の z 方向の傾き θ が 0 でなくなった位置でのみ ϕ の回転運動が行われる。勿論全エネルギーは保存されているので、磁場方向にドメインが広がる損は z 成分の傾きによるゲインでまかなわれている。

以上の数値解析から離散格子の効果である Pinning と Oscillation が磁気ソリトンの運動にも見られることが判かる。また Damping は、このレポートのデータのみでは何とも言えないが、他のデータと総合して考えると、小振幅の線型波を発生しつつ減衰していくことが判かる。

References

- 1) H. Meikeska, J. Phys. **C11** (1978), L29.
- 2) P. Kumar, Phys. Rev. **B25** (1982), 483; Physica **D5** (1982), 359.
E. Magyari and H. Thomas, Phys. Rev. **B25** (1982), 531.
- 3) G. Wysin, A. R. Bishop and P. Kumar, J. Phys. **C15** (1982), L337.
- 4) R. Liebmann, M. Schobinger and D. Hackenbracht, J. Phys. **C16** (1983), L633.
- 5) G. Wysin, A. R. Bishop and P. Kumar, J. Phys. **C17** (1984), 5975.
- 6) J. F. Curie, S. E. Trulinger, A. R. Bishop and J. A. Krumhansl, Phys. Rev. **B15** (1977), 5567.

擬 1 次元導体におけるソリトン型励起と電子構造

京大・理 村 尾 剛

擬 1 次元導体におけるソリトンまたはソリトン型励起状態についての論文は数多く見られるが、その電子状態までを考慮して議論したものは、ポリアセチレンを除いてはほとんど見当らない。通常の金属から見ると、ポリアセチレンは特殊な系であり、もう少し通常の金属につながる仕事が望まれる。そのような意味で、金属で大変成功を収めた擬ポテンシャルの方法を基礎にした筆者の擬 1 次元系の仕事を用いて、ソリトン型励起を考察した。

詳細は原論文¹⁾にゆずることにして、ここではその要旨だけを述べることにしよう。擬ポテ