

Title	メゾスコピック自由磁壁における環境自由度の効果(摩擦の物理,研究会報告)
Author(s)	柴田, 絢也
Citation	物性研究 (2001), 76(2): 195-199
Issue Date	2001-05-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/97002
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

メゾスコピック自由磁壁における環境自由度の効果

東北大学大学院理学研究科物理学専攻 柴田 絢也¹

メゾスコピック自由磁壁における集団自由度の量子力学に対して、遷移振幅の定量的解析により、環境自由度の効果を考察する。環境自由度の影響の強さは、磁性体の縦磁気異方性と横磁気異方性の比 ($\equiv \alpha$) で決まり、 $\alpha \ll 1$ の場合、両自由度のタイムスケールの分離が著しく、集団自由度の量子力学的振る舞いは、環境によって乱されることは無い。一方、 $\alpha \sim 1$ で両自由度のタイムスケールが同程度にもかかわらず、環境の影響が全く効かない磁壁の量子力学的状態が存在するということが分かった。

1 Introduction

近年の実験技術、特にナノテクノロジーと称される微細加工技術などの発展に伴い、準一次元メゾスコピック強磁性細線の作成が可能となり、細線中の磁壁に関して興味ある研究が行われている [1]。特に巨視的量子現象に関する理論的研究の例を挙げると、Macroscopic Quantum Tunneling (MQT) における磁壁中心の depinning [2]、磁壁の chirality の Macroscopic Quantum Coherence (MQC) [3] などである。これらは、トンネル現象を記述する変数が、マクロ変数（関与する自由度がマクロ）であるにもかかわらず、量子力学的な振るまいが期待されるとあって、量子力学の基本的問題にも関係しており、非常に重要な研究である [4]。磁壁は多数のスピンからなる多自由度系であり、少数のマクロ変数（以下、集団自由度と呼ぶ）のみで系の量子力学的振る舞いを記述できる保証は、微視的な理論によって裏付けられる。その為に、微視的モデルから出発し、多自由度系を集団自由度とそれ以外の自由度、即ち、環境自由度に仕分け、集団自由度のみで記述される部分が量子力学的に時間発展するということを確かめ、更に、環境自由度との影響を考察する必要がある。

本研究は、自由磁壁（外部磁場及びピン止めの無い）の系を考え、量子ダイナミクス、即ち、遷移振幅を考察することを目標とし、その為に上記の方法により議論を進めて行く。紙数の都合上、詳しい計算及び式の表記は避ける。詳しくは、文献 [5] を参照されたい。

2 自由磁壁の量子力学

自由磁壁の量子ダイナミクスを考察するため、以下の Hamiltonian を採用する。

$$\hat{H} = -\tilde{J} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j - \frac{1}{2} \sum_j^{N_L} \{K \hat{S}_{j,z}^2 - K_{\perp} \hat{S}_{j,x}^2\}, \quad \tilde{J}, K, K_{\perp} > 0 \quad (1)$$

¹E-mail: shibata@cmpt.phys.tohoku.ac.jp

ここで、 \hat{S}_i は格子点 i におけるスピン演算子である。空間次元は一次元として、 x 方向にとり格子間隔は a とする。 $\langle i, j \rangle$ は最近接格子間隔どうしの和を表す。格子店の総数は N_L である。また、 \tilde{J} は交換結合定数であり、 K, K_\perp はそれぞれ縦、横磁気異方性定数である。横磁気異方性と縦磁気異方性との比を

$$\alpha \equiv \frac{K}{K_\perp}, \quad (2)$$

と置く。この比は今後重要なパラメーターとなってくる。

この系の量子ダイナミクス、即ち、遷移振幅を評価するためには、始終状態を決める必要がある。磁壁を表す状態を構成したいのであるが、詳細は文献 [5] に譲るとして、ここでは、次の "domain wall state" を始終状態として採用する。

$$|z_\beta\rangle := \bigotimes_j^{N_L} |\xi^s(ja; z_\beta)\rangle, \quad \beta = \text{I, F}, \quad (3)$$

$$\xi^s(ja; z_\beta) := \exp\left(-\frac{ja}{\lambda} + z_\beta\right), \quad (4)$$

ここで、 λ は磁壁の幅を表し、 z_β は

$$z_\beta \equiv q_\beta + i\phi_\beta, \quad q_\beta \equiv Q_\beta/\lambda, \quad (5)$$

と定義され、 q_β は磁壁中心を、 ϕ_β は chirality(磁壁中心におけるスピンの z 軸周りの回転角) を表す。この状態は、各格子点の状態を spin coherent state [6] とし、上の Hamiltonian を用いて得られる磁壁の配位を決める場の方程式を解くことによって得られる。

遷移振幅の評価は spin coherent state path integral を用いる。集団自由度と環境自由度に変数変換された遷移振幅は以下のように書くことができる。

$$\begin{aligned} & \langle z_F | e^{-i\hat{H}T/\hbar} | z_I \rangle \\ &= \lim_{N \rightarrow \infty} \int \prod_{n=1}^{N-1} N_{\text{DW}} S \frac{dz(n)dz^*(n)}{2\pi i} \prod_k 2S \frac{d\eta_k(n)d\eta_k^*(n)}{2\pi i} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathcal{S}[z^*, z; \eta^*, \eta]\right), \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 N_{DW} は磁壁に含まれるスピンの数であり、 z は集団自由度を表す変数、 η は環境自由度を表す変数である。作用 $\mathcal{S}[z^*, z; \eta^*, \eta]$ は集団自由度のみを含む部分、環境自由度のみを含む部分と両者の相互作用を含む部分に分けられる。環境自由度に関する積分を実行することにより、遷移振幅は、集団自由度の経路積分の形で書くことができる。

$$\langle z_F | e^{-i\hat{H}T/\hbar} | z_I \rangle = \int \prod_{n=1}^{N-1} N_{\text{DW}} S \frac{dz(n)dz^*(n)}{2\pi i} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathcal{S}^{\text{eff}}[z^*, z]\right) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{i}{\hbar} \mathcal{S}^{\text{eff}}[z^*, z] / N_{\text{DW}} S \\ &= \sum_{n=1}^N \left[-\frac{1}{2} \left\{ z^*(n)z(n) + z^*(n-1)z(n-1) \right\} + z^*(n)z(n-1) - i\epsilon\Omega \cosh\{z^*(n) - z(n-1)\} \right] \\ & - 2 \sum_{m,l=1}^N \theta_{m,l} \left(\cosh \frac{\tilde{\Delta}z(m+1)}{2} \right)^2 \Gamma(m-l) \left(\cosh \frac{\tilde{\Delta}z(l)}{2} \right)^2, \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、有効作用 $S^{\text{eff}}[z^*, z]$ の最後の項が環境の影響を表している。また、 $\Gamma(m-l)$ を通して時間に関して非局所的になっている。 $\Gamma(t)$ を時間の関数として図示すると、図1のようになる。図1

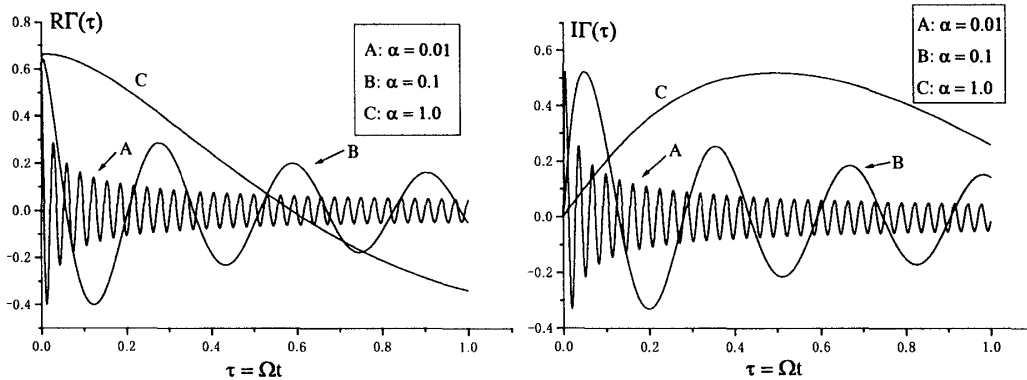


Figure 1: $\Gamma(t)$ の実部分と虚部分

から分かるように、 $\Gamma(t)$ の振る舞いは α の大きさによって大きく異なる。集団自由度のタイムスケール t_c は (8) から、 $t_c \sim 1/\Omega$ 、一方、環境自由度のそれは $t_c^{\text{env}} \sim \alpha/\Omega$ である。従って、 $\alpha \ll 1$ の時は、 $t_c^{\text{env}} \ll t_c$ であり、集団自由度と環境自由度のタイムスケールの分離が著しく、集団自由度の量子力学的振る舞いは環境自由度に乱されることはないと思われ。実際に、遷移振幅 (7) を停留作用近似のもとに評価すると、その遷移確率の時間的振る舞いは環境自由度がなかった場合の振るまいと殆ど変化がない。環境自由度を無視した場合の、典型的な始終状態に対する遷移確率を図2にて示す。この遷移確率から、磁壁に関して量子力学的な波束の概念を導入することが出来る。即ち、磁壁中心は平均位置、chirality は平均運動量とみなすことが出来る。図2(a) は、始終状態の chirality が同じで $\pi/2$ の場合、異なる磁壁中心に見出される確率を時間の関数として表したものである。この時、波束の中心速度は零であるが、波束の広がりがみとれる。また、始終状態における chirality が $-\pi/3$ の時、中心速度が $\sqrt{3}\lambda\Omega/2$ で、波束が広がって行く様子がみとれる (図2(b))。この結果から、環境自由度を無視した場合、磁壁の集団自由度による量子力学的振る舞いは、量子力学的自由粒子と同等であることが分かる。しかし、ここでは省略するが、磁壁はスピンから構成されているものであるから、その非線形性に由来する効果もある [5]。

次に、 $\alpha \sim 1$ の場合を考える。この時、集団自由度と環境自由度のタイムスケールは同程度であり、 $\Gamma(t)$ を通して、集団自由度の量子力学的振る舞いに、環境自由度が影響を及ぼすと予想される。実際、始終状態における chirality が $-\pi/3$ の時の遷移確率に最も寄与する項を評価すると、図3のように、初期において確率が増える (これも環境の影響である) が、 $\Omega T > 1$ においては、異なる位置に磁壁中心が見出される確率は零である。これは、環境の影響により磁壁中心の位置がばやけてしまい、集団自由度によって磁壁の量子力学的振るまいを考察することに意味がなくなることを示している。つまり、予想通り、 $\alpha \sim 1$ で chirality が $-\pi/3$ の時、磁壁の量子力学的振る舞いは期待できないことが分かった。また、chirality が $\pi/2$ 以外 (中心波束速度が有限の場合) も同様に、環境自由度によって、量子力学的振るまいが乱される。しかし、詳しい計算結果は省略するけれども、始終状態における chirality が $\pi/2$ の時は、 $\alpha \sim 1$ においてさえも、

環境自由度の影響は全く受けない [7]. この時の遷移確率は図 2(a) と同じである. このことから, chirality が $\pi/2$ の時は, 今後, 巨視的量子現象を考察する観点から, α の大きさにかかわらず, 非常に良い量子力学的状態といえる.

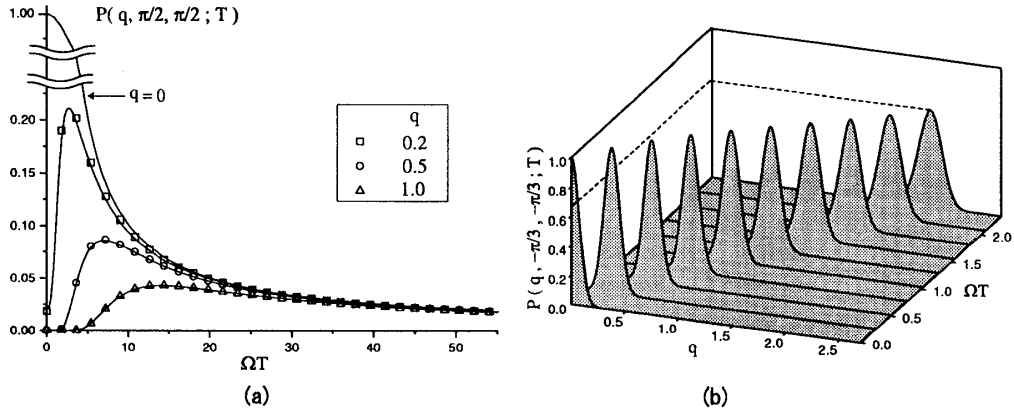


Figure 2: 遷移確率, (a): $\phi_F = \phi_I = \pi/2$, (b): $\phi_F = \phi_I = -\pi/3$

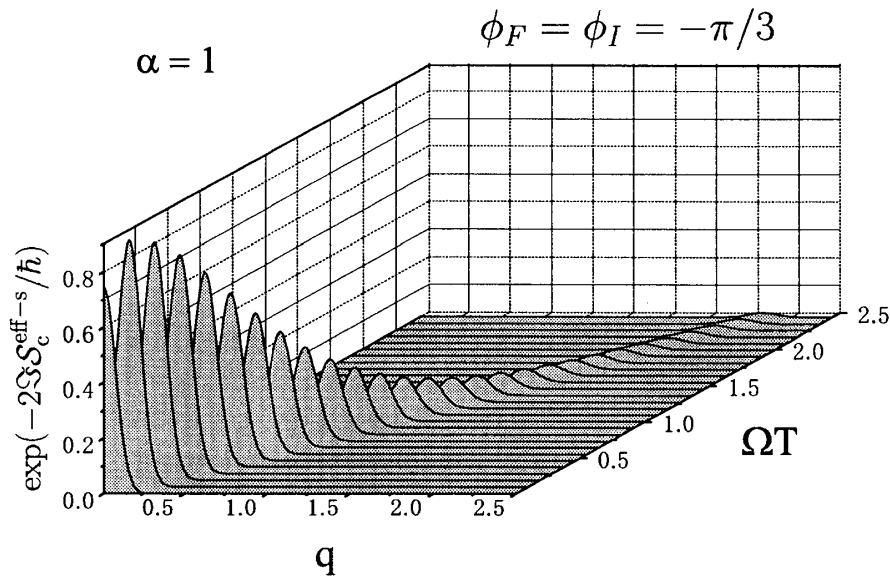


Figure 3: 遷移確率に最も寄与する項 ($\phi_F = \phi_I = -\pi/3$)

3 まとめ

メゾスコピック自由磁壁における量子ダイナミクスを、遷移確率を定量的に評価することによって、考察した. 微視的理論から出発し、多スピン系を集団自由度と環境自由度に仕分けすることによって、集団自由度の量子力学に着目し、更に、環境自由度との影響を考察した. 環境自由度の影響は縦磁気異方性と横磁気異方性の比 α の大きさによって変わってくることをみた. $\alpha \ll 1$ の時は、集団自由度と環境自由度のタイムスケールの分離が著しく、集団自由度の量子力学的振

る舞いは環境自由度によって乱されることがないということ、遷移確率を通して理解することができた。この条件をみたま、磁壁の巨視的量子現象が期待されるが、今後、更なる考察が必要である。一方、 $\alpha \sim 1$ の時は、両自由度のタイムスケールは同程度になり、多くの場合は集団自由度の量子力学的振る舞いは、環境自由度によって乱され、量子力学的振る舞いは期待できないけれども、chirality が $\pi/2$ という状況においては、環境自由度の影響を全く受けないということのみた。つまり、巨視的量子現象の観点からすれば、この状態は非常に良い状態といえる。今後、これらを基礎に磁壁の巨視的量子現象を研究していきたい。

References

- [1] *Quantum Tunneling of Magnetization*, Proceedings of the NATO workshop, Chichilianne, France, 1994, edited by L. Gunther and B. Barbara (Kluwer Academic, Norwell, MA, 1995).
- [2] H. B. Braun and D. Loss, Phys. Rev. B **53**, (1996),3237.
- [3] S. Takagi and G. Tatara, Phys. Rev. B **54**, (1996),9920.
- [4] A. J. Leggett, Prog. Theor. Phys. Suppl. **69**, (1980),80.
- [5] J. Shibata and S. Takagi, Phys. Rev. B **62**, (2000),5719.
- [6] J. M. Radcliffe, J. Phys. A **4**, 313 (1971).
- [7] 柴田絢也、博士論文、東北大学(2000) (準備中)