

量子ドットの軌道磁性に対する超伝導相関の効果

東北大院情報

鈴木剛, 林正彦, 今村裕志, 海老澤丕道

Superconducting Correlation for Orbital Magnetism in Quantum Dots

GSIS, Univ. of Tohoku.

T.Suzuki¹, M.Hayashi, H.Imamura and H.Ebisawa

量子ドットの軌道磁性は高温において Landau 反磁性を示すが、低温では量子効果としてメゾスコピック揺らぎが顕著に現れる。超伝導・常伝導 (S-N) 接合を持つ同軸円筒状のメゾスコピック系に対して、新奇な磁氣的ふるまいが Müller-Allinger と Mota[1] によって観測された。その報告では、超伝導近接効果により誘発されるはずの Meissner 反磁性が低温において抑制されるのみならず、常磁性的なふるまいまでもが観測されている。いくつかの理論研究が常磁性の発現機構に関してなされているが[2]、この帯磁率異常の問題はいまだ解決には至っていない。我々は、特に Bruder と Imry[3] により提案された “glancing state” に注目して研究を行った。“glancing state” とは内側の S 領域に触れないで N 領域エッジ近傍に局在する軌道であり、常磁性永久電流を与える可能性が指摘されている。以下 S-N 円盤量子ドットの軌道磁性について我々の研究成果を報告する。

我々は 2 次元 S-N 円盤 (N 領域が S 領域を囲む) に閉じ込められた電子系の軌道磁性を計算した。以下では内径を R_s (S-N 境界)、外径を R_n (N と真空の境界) とする。超伝導相関は S 領域で一定のペアポテンシャル Δ として扱い、またベクトルポテンシャル $\mathbf{A} = A(r)\mathbf{e}_\phi$ を N 領域でのみ一様磁場が印加されているように選んでいる。これらの仮定のもとに Bogoliubov-de Gennes 方程式

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2m}(\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A})^2 - \mu & \Delta \\ \Delta^* & -\frac{1}{2m}(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2 + \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}, \quad (1)$$

を数値的に解いた。得られたエネルギー準位 E を図 1(a) に示す。エネルギー単位を閉じ込めエネルギー $\hbar\omega_0 = \hbar^2/(2mR_n^2)$ にとっている。横軸 ω_B はサイクロトロン振動数、整数 l は角運動量量子数である。この報告書では、半径比、化学ポテンシャル、超伝導ギャップを、それぞれ、 $R_s/R_n = 0.8$ 、 $\mu = 1000\hbar\omega_0$ 、 $\Delta = 50\hbar\omega_0$ とする。

また我々は磁化 $\mathbf{M}$ を閉じ込めポテンシャル中の電子系が持つ全双極子モーメントとして計算した。磁化は $\mathbf{M} = \int d^2r \frac{1}{2c} [\mathbf{r} \times \mathbf{J}(\mathbf{r})]$ で与えられる。ここで $\mathbf{J} = J(r)\mathbf{e}_\phi$ はドットの電流密度分布であり、 $J(r)$ は式(1)の固有状態を用いて次式で表現される。

$$J(r) = -\frac{1}{\pi} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{e\hbar}{m} \left(\frac{l}{r} \right) + \frac{e^2}{mc} A(r) \right] [u_{ln}^2(r)f(E_{ln}) + v_{ln}^2(r)f(-E_{ln})], \quad (2)$$

ここで自然数 n は動径方向の量子数であり、また $f(E)$ は Fermi 分布関数 $f(E) = [\exp(E/T) + 1]^{-1}$ 、 T は温度である。式(2)を用いて計算した電流密度分布から磁化 $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$ を数

¹suzuki@cmt.is.tohoku.ac.jp

値積分により求めた。磁化の単位を Bohr 磁子 μ_B にとり、温度 $T = 0.1\hbar\omega_0$ の低温で計算した磁化曲線を図 1(b) に示す。

図 1(a) においていくつかの準位がギャップ以下に現れるが、これらの準位は図 1(b) からわかるように磁化のメゾスコピック揺らぎを引き起こしている。図 1(b) の大きな振幅を持った滑らかな磁化の振動は典型的なメゾスコピック揺らぎであり、調和振動子型の閉じ込めポテンシャルを持つ正常金属量子ドットにおいても見ることできる振動である [4]。期待されるように磁化の振動は温度の上昇とともに抑制され磁化曲線は直線へ移行していく。その傾きは Landau 反磁性帯磁率にほぼ一致することを確認した。

図 1(a) と (b) において ω_B 軸上の点 A,B,C は、それぞれ同一の磁場を示している。図 1(a) では Fermi 準位 ($E = 0$) に最も近い準位がこれらの磁場でエネルギーの極小値をとっている。他方、図 1(b) では磁化 M の傾き、すなわち微分帯磁率が正の最大値を取り常磁性的な寄与を与えている。また点 A,B,C の磁場でエネルギーが極小となる 3 つの準位の状態は、それぞれ量子数 $(l, n) = (-26, 1), (+25, 1), (-27, 1)$ で指定される。ギャップ以下にあるその他の準位は角運動量 $l = \pm 3, \pm 5, \pm 7, \pm 12, \pm 15, \pm 18, +21, -22$ を持つのに対して、比較的大きな角運動量 $l = -26, +25, -27$ を持っていることがわかる。それゆえこれらの状態は N 領域エッジ付近に局在していると期待される。

そこで我々はギャップ以下の準位の状態を把握するために、さらに準粒子波動関数の動径部分を計算した。その結果、ギャップ以下の準位は次のような特性を持っていることがわかった。

1. 常磁性的寄与を与えている最低励起状態の波動関数は、エネルギーが極小となる磁場 A,B,C 付近の狭い磁場領域以外では、粒子・ホール各成分の片方だけが支配的である。点 A から離れた磁場 $\omega_B = 2\omega_0$ における最低励起状態の波動関数を太線で図 1(c) に示した。実線が粒子成分 $u(r)$ を、破線がホール成分 $v(r)$ を表している。
2. この支配的成分は極小点を与える磁場で粒子からホールへ (あるいはホールから粒子へ) 入れ替わる。極小点を与える磁場 A,B,C において粒子成分とホール成分は互いに一致する。
3. 低励起準位とは異なり、ギャップに近い準位は粒子・ホール両方の成分がほぼ同じ振幅を持っている。例として $l = 18$ の波動関数を図 1(c) に示した。これらのギャップに近い準位は全磁場領域に渡って Andreev bound state に対応するものと考えられる。

また電流密度分布を式(2) から計算した。点 A,B,C 付近の磁場領域で電流分布はともに常磁性的なふるまい ($J(r) \gtrsim 0$) を示すが、特に点 A 付近の磁場領域で電流分布は N 領域に局在していることを確認している。

以上のことから Fermi 準位に近い低励起状態は、ある磁場でエネルギーが極小となる磁場依存性を持ち、その極小点近傍を除いた磁場領域では “glancing state” の性質を有しており確かに大きな常磁性的寄与を与えていることがわかった。

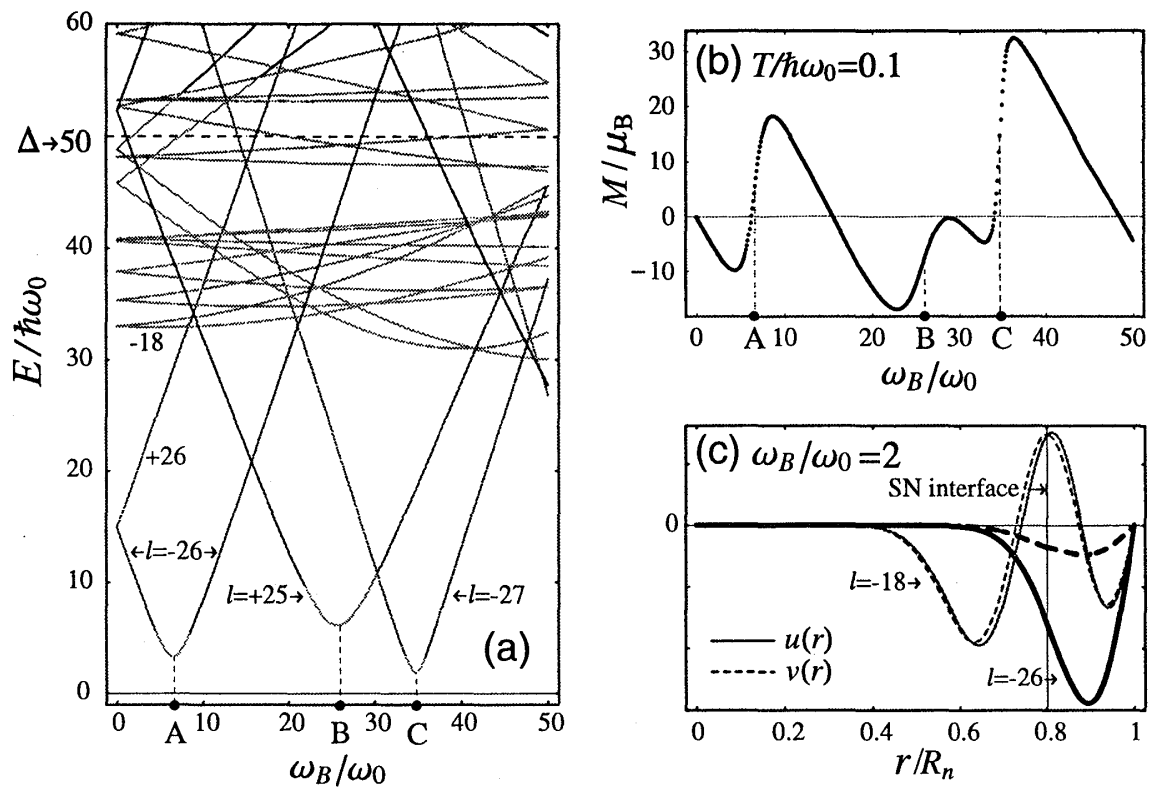


図 1: (a) エネルギー準位の磁場依存性; $\hbar\omega_0$ は閉じ込めエネルギー、 ω_B はサイクロトロン振動数、角運動量量子数は l で示されている。(b) 低温 ($T = 0.1\hbar\omega_0$) での磁化曲線; 点 A, B, C の磁場において常磁性帯磁率は最大値をとる。(c) エネルギーが極小となる磁場 A から離れた $\omega_B = 2\omega_0$ における準粒子波動関数; u と v は、それぞれ粒子成分、ホール成分である。

参考文献

- [1] F. B. Müller-Allinger and A. C. Mota, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3161.
- [2] A. L. Fauchère, W. Belzig and G. Blatter, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3336.
- [3] C. Bruder and Y. Imry, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 5782.
- [4] Y. Ishikawa and H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn **68** (1999) 2405.