

外磁场中单畴反铁磁颗粒的宏观量子效应*

聂一行^{1)†} 石云龙²⁾ 张云波¹⁾ 梁九卿¹⁾

¹⁾ 山西大学物理系, 山西大学理论物理研究所, 太原 030006)

²⁾ 雁北师范学院物理系, 大同 037000)

蒲富恪

(中国科学院物理研究所, 北京 100080; 广州师范学院物理系, 广州 510400)

(1999 年 11 月 3 日收到, 2000 年 2 月 24 日收到修改稿)

用瞬子方法研究了外加磁场对单畴双轴反铁磁颗粒宏观量子效应的影响. 当外磁场沿易磁化方向时, 简并基态中的一个能量抬高, 变为亚稳态, 其隧穿衰变率随外磁场增大; 当外磁场沿中间磁化方向时, 能级的隧穿劈裂随外磁场的变化而振荡. 从而提出一种观察单畴反铁磁颗粒中宏观量子相干和隧穿现象的实验方法.

关键词: 量子隧穿, 衰变率, 能级劈裂

PACC: 7280N, 7360, 7865

1 引 言

磁介质中的磁化强度是一宏观量. 然而, 近年来, 磁性体系宏观量子现象的理论和实验研究表明: 当体系由于磁晶各向异性或外加磁场的影响而存在两个或更多个易磁化方向时, 体系的磁化强度矢量的取向可以从一个亚稳态隧穿势垒而衰变到另一能量较低的稳定态, 或者在两个简并的易磁化方向之间相干振荡^[1-9]. 在文献中, 前一类现象称为宏观量子隧穿 (MQT), 后一类称为宏观量子相干 (MQC). 有关磁宏观量子现象的研究主要涉及: 1) 单畴磁性颗粒不同磁化方向间的宏观量子隧穿和相干^[1, 2]; 2) 在外磁场作用下, 磁性材料中的量子成核^[3]; 3) 磁畴壁的量子隧穿和相干^[7]. 目前为止, 在磁弛豫^[9]、磁共振^[10]及磁滞回线实验^[11]中都找到了磁宏观量子现象存在的有力证据.

由于单畴反铁磁颗粒比同体积的铁磁颗粒有较大的量子隧穿率和较高的交界温度, 因而反铁磁颗粒的研究倍受重视^[6, 12]. 通常采用双子晶格模型处理反铁磁问题, 但是, 这种模型中磁性颗粒的净磁矩为零, 不能用来讨论外加磁场对量子隧穿的影响. 此外, 通常的理论计算只精确到量子隧穿率的 WKB 指数因子^[12], 即只考虑了经典路径对量子隧穿率的

贡献. 文献 [6] 克服了这些不足, 发展了一套计算反铁磁颗粒基态量子隧穿率前因子的方法, 但难以处理热助量子隧穿. 本文采用非补偿双子晶格模型, 借助自旋相干态路径积分, 把外磁场中的双轴反铁磁颗粒自旋系统变换成一个在有效势场 $-V(\phi)$ 中运动的赝粒子. 用瞬子方法计算了围绕经典轨道的量子涨落的贡献, 给出了包括前因子在内的完整的量子隧穿率对磁场的依赖关系, 从而提供了一种观察单畴反铁磁颗粒中的宏观量子现象的实验方法, 这种方法很容易推广到热助量子隧穿的实验观察.

2 双轴反铁磁颗粒的有效 Lagrangian

双子晶格模型把反铁磁颗粒看成由两个磁矩相等而反向的子晶格组成. 由于净磁矩为零, 外加磁场不起作用. 我们考虑两子晶格磁矩未完全抵消的小铁磁颗粒 (称为非补偿双子晶格模型). 对于易磁化方向沿 x 轴, xy 平面为易磁化面的双轴反铁磁颗粒, 当外磁场方向在易磁化面内时, 系统的哈密顿算符可写为

$$\hat{H} = \sum_{\alpha=1,2} (k_{\perp} \hat{S}_{\alpha}^z + k_{\parallel} \hat{S}_{\alpha}^y - \gamma H_x \hat{S}_{\alpha}^x - \gamma H_y \hat{S}_{\alpha}^y) + J \hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2, \quad (1)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 19775033) 和山西省自然科学基金 (批准号: 971008 和 981002) 资助的课题.

† 通讯地址: 山西大同雁北师范学院物理系, 大同 037000.

其中 $k_{\perp}, k_{\parallel} > 0$ 是各向异性常量, J 是交换常量, γ 是旋磁比, \hat{S}_1, \hat{S}_2 代表两个子晶格中的自旋算符, 其对易关系为 $[\hat{S}_\alpha^i, \hat{S}_\beta^j] = i\hbar \epsilon_{ijk} \delta_{\alpha\beta} \hat{S}_\alpha^k$ ($i, j, k = x, y, z$; $\alpha, \beta = 1, 2$). 在自旋相干态表象中, 借助于相干态路径积分, 演化算符的矩阵元可以表示为

$$N_f |e^{-2i\hat{H}T/\hbar} |N_i = \int \left[\prod_{k=1}^{M-1} d\mu(N_k) \right] \cdot \left[\prod_{k=1}^M N_k |e^{-i\epsilon\hat{H}/\hbar} |N_{k-1} \right]. \quad (2)$$

这里定义 $|N = |n_1 |n_2 \rangle, |N_M = |N_f = |n_{1f} |n_{2f} \rangle, |N_0 = |N_i = |n_{1i} |n_{2i} \rangle, t_f - t_i = 2T, \epsilon = 2T/M$. 自旋相干态由 $|n_\alpha = e^{-i\theta\hat{A}_\alpha} |S_\alpha, S_\alpha \rangle$ ($\alpha = 1, 2$) 定义, 其中 $\hat{A}_\alpha = \sin\phi_\alpha \hat{S}_\alpha^x - \cos\phi_\alpha \hat{S}_\alpha^y, n_\alpha = (\sin\theta_\alpha \cos\phi_\alpha, \sin\theta_\alpha \sin\phi_\alpha, \cos\theta_\alpha)$ 是单位矢量, $|S_\alpha, S_\alpha \rangle$ 是参考自旋态. 测度为

$$d\mu(N_k) = \prod_{\alpha=1,2} \frac{2S_\alpha + 1}{4\pi} dn_{\alpha,k}, \quad dn_{\alpha,k} = \sin\theta_{\alpha,k} d\theta_{\alpha,k} d\phi_{\alpha,k}. \quad (3)$$

在大自旋极限下可以得到

$$N_f |e^{-2i\hat{H}T/\hbar} |N_i = \exp\left[-i \sum_{\alpha=1,2} S_\alpha (\phi_{\alpha f} - \phi_{\alpha i})\right] \cdot \int \sum_{\alpha=1,2} \mathcal{D}\phi_\alpha \mathcal{D}\theta_\alpha \exp\left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} (L_0 + L_1) dt\right], \quad (4)$$

其中 Lagrangian $L_0 = \sum_{\alpha=1,2} S_\alpha (\dot{\phi}_\alpha \cos\theta_\alpha - JS_1 S_2 [\sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos(\phi_2 - \phi_1) + \cos\theta_1 \cos\theta_2])$,

$$L_1 = - \sum_{\alpha=1,2} (k_{\perp} S_\alpha^2 \cos^2\theta_\alpha + k_{\parallel} S_\alpha^2 \sin^2\theta_\alpha \sin^2\phi_\alpha + \gamma H_x S_\alpha \sin\theta_\alpha \cos\phi_\alpha + \gamma H_y S_\alpha \sin\theta_\alpha \sin\phi_\alpha).$$

由于 S_1, S_2 几乎反平行, 可以把 θ_2, ϕ_2 表示为 $\theta_2 = \pi - \theta_1 - \epsilon_\theta$ 和 $\phi_2 = \pi + \phi_1 + \epsilon_\phi$, $\epsilon_\theta, \epsilon_\phi$ 表示微小角变量, 对 ϵ_θ 和 ϵ_ϕ 积分后, 并令 $\theta = \theta_1, \phi = \phi_1$ (4) 式简化为

$$N_f |e^{-2i\hat{H}T/\hbar} |N_i = e^{-iS_0(\phi_f - \phi_i)} \int \prod_{\alpha=1,2} \mathcal{D}\phi \mathcal{D}\theta \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} (L' dt)\right), \quad (5)$$

$$L' = \Omega \left[\frac{m}{r} \dot{\phi} \cos\theta + \frac{\chi_{\perp}}{\gamma^2} (\dot{\theta}^2 + \dot{\phi}^2 \sin^2\theta) \right] - V(\theta, \phi),$$

其中 $V(\theta, \phi) = \Omega (K_{\perp} \cos^2\theta + K_{\parallel} \sin^2\theta \sin^2\phi - mH_x \sin\theta \cos\phi - mH_y \sin\theta \sin\phi)$, Ω 是反铁磁颗粒的体积, $S_0 = S_1 + S_2, \chi_{\perp} = \gamma^2/J, m = \gamma\hbar(S_1 - S_2)$, $\Omega, K_{\perp} = 2k_{\perp} S^2/\Omega$ 和 $K_{\parallel} = 2k_{\parallel} S^2/\Omega$ 分别表示横向和纵向各向异性常量. 考虑很强的各向异性, 即 $K_{\perp} \gg K_{\parallel}$, 这时 Néel 矢量被约束在 xy 平面附近, 即 $\theta = \pi/2 + \eta_\theta, \eta_\theta$ 代表 xy 平面附近的小扰动, 对 η_θ 积分后得

$$N_f |e^{-2i\hat{H}T/\hbar} |N_i = e^{-iS_0(\phi_f - \phi_i)} \int \mathcal{D}\phi \cdot \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} L_{\text{eff}} dt\right), \quad (6)$$

其中 $L_{\text{eff}} = \frac{I}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi)$ 是有效 Lagrangian, $V(\phi) = \Omega K_{\parallel} (\sin^2\phi - 2h_x \cos\phi - 2h_y \sin\phi)$ ($h_x = H_x/H_c, h_y = H_y/H_c, H_c = 2K_{\parallel}/m$) 是有效势, $I = \Omega(I_f + I_a), I_a = \chi_{\perp}/\gamma^2$ 和 $I_f = m^2/(2\gamma^2 K_{\perp})$ 分别是有效反铁磁和铁磁转动惯量. 通过 Wick 转动 $t = i\tau$ (6) 式给出一个 Euclidean 路径积分. 描述质粒子在经典禁区(势垒)内运动的 Euclidean Lagrangian 和运动

方程分别为

$$L_E = \frac{I}{2} \left(\frac{d\phi}{d\tau}\right)^2 + V(\phi), \quad (7)$$

$$\frac{I}{2} \left(\frac{d\phi_c}{d\tau}\right)^2 - V(\phi_c) = 0. \quad (8)$$

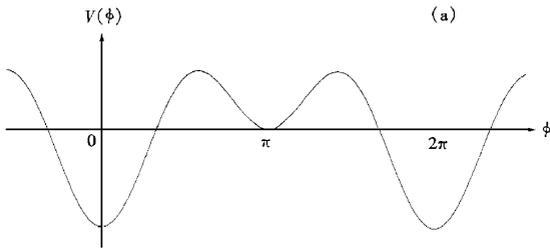
没有外磁场时, 势能具有 \sin -Gordon 势的形式, Néel 矢量有两个简并的稳定平衡方向($\phi = 0, \pi$). 当有外磁场时, 双子晶格的非补偿效应破坏了势能的对称性, 图 1 给出了外磁场沿 x 和 y 轴方向时的有效势.

3 外磁场沿 x 轴时的 bounce 解和衰变率

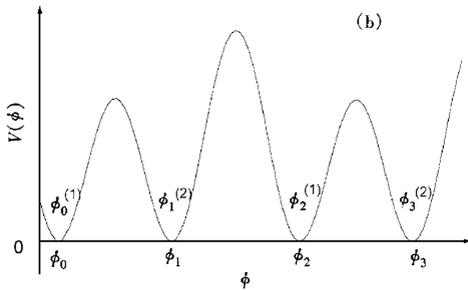
当外磁场沿 x 轴方向时, 方程(8)式中的有效势 $V(\phi) = \Omega K_{\parallel} [\sin^2\phi - 2h(1 + \cos\phi)]$ ($h = H/H_c$) (见图 1(a)), 剩余磁矩在外磁场中的能量使 $\phi = \pi$ 的方向变成亚稳态. 于是在低温下, Néel 矢量通过量子隧穿从亚稳态方向穿透势垒向稳定态方向($\phi = 0$)衰变. 方程(8)的 bounce 解为

$$\phi_c = \pi \pm \arctan[\beta \operatorname{sech}(\omega\tau)], \quad (9)$$

其中 $\beta^2 = (1 - h)/h, \omega^2 = 2\Omega K_{\parallel}(1 - h)/I$. 相应的



(a) 外磁场沿易磁化方向时的有效势



(b) 外磁场沿中间磁化方向时的有效势

图 1

Euclidean 作用量为

$$S_E(\phi_c) = \int_{-\infty}^{\infty} I \left[\frac{d\phi_c}{d\tau} \right]^2 d\tau = 4I\omega M, \quad (10)$$

其中 $M = 1 - \ln(\beta + \sqrt{1 + \beta^2}) / (\beta \sqrt{1 + \beta^2})$. 衰变率由亚稳态的能量的虚部决定. 为了获得这一能量虚部, 考虑下面矩阵元:

$$\begin{aligned} \phi_f, T | \phi_i, -T &= \phi_f | e^{-2\hat{H}T/\hbar} | \phi_i \\ &= \phi_f | 0 \ 0 | \phi_i e^{-2E_0 T/\hbar} \end{aligned} \quad (11)$$

其中 ϕ_i, ϕ_f 是初末位置; $|0 \ 0\rangle$ 是哈密顿算符 \hat{H} 的基态 $2T = \tau_f - \tau_i$. 上式等号左边可写成路径积分形式

$$\begin{aligned} \phi_f, T | \phi_i, -T &= \int D[\phi(\tau)] \exp \left\{ -\frac{1}{\hbar} \right. \\ &\quad \left. \cdot \int_{-T}^T \left[\frac{I}{2} \left(\frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 + V(\phi) \right] d\tau \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

令 $\phi(\tau) = \phi_c(\tau) + \eta(\tau)$, $\eta(\tau)$ 表示相对经典轨道 $\phi_c(\tau)$ 的涨落. 于是

$$\begin{aligned} \phi_f, T | \phi_i, -T &= \exp \left[-\frac{S_E(\phi_c)}{\hbar} \right] \\ &\quad \cdot \int D[\eta] \exp \left(-\frac{\delta S_E}{\hbar} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\delta S_E = \frac{1}{2} \int_{-T}^T \eta \hat{M} \eta d\tau,$$

$$\hat{M} = -I \frac{d^2}{d\tau^2} + V''(\phi_c).$$

(13) 式中的路径积分代表量子涨落的贡献. 按照文献 [13], 借助于 shift 方法和 Faddeev-Popov 技术, 可以得到 n 个 bounce 传播子

$$\begin{aligned} K_n(\phi_i, \phi_f; 2T) &= \frac{(2T)^n}{n!} \left[-i \frac{4\beta I \omega^2}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{\pi \hbar}{I \omega}} \right. \\ &\quad \left. \cdot \exp \left(-\frac{4IM\omega}{\hbar} \right) \right]^n \sqrt{\frac{I \omega}{\pi \hbar}} \exp(-\omega T). \end{aligned} \quad (14)$$

考虑到各种路径的贡献, 传播子等于 K_n 对 n 求和, 即

$$\begin{aligned} \phi_f, T | \phi_i, -T &= \sum_n K_n = \sqrt{\frac{I \omega}{\pi \hbar}} \exp(-\omega T) \\ &\quad \cdot \exp \left[-i 8T \sqrt{\frac{I \omega^3 \beta^2}{\pi \hbar}} \exp \left(-\frac{4IM\omega}{\hbar} \right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

比较 (11) 与 (15) 式可以得到能量虚部

$$\text{Im} E_0 = 4 \sqrt{\frac{I \omega^3 \beta^2 \hbar}{\pi}} \exp \left(-\frac{4IM\omega}{\hbar} \right), \quad (16)$$

于是从亚稳态向稳定态衰变的量子隧穿率为

$$\Gamma = \frac{2 \text{Im} E_0}{\hbar} = 8 \sqrt{\frac{I \omega^3 \beta^2}{\pi \hbar}} \exp \left(-\frac{4IM\omega}{\hbar} \right). \quad (17)$$

图 2 给出了衰变率随外磁场的变化关系 (采用的参数值为 $K_{\parallel} = 10^{-2} \text{ J/cm}^3, K_{\perp} = 10^0 \text{ J/cm}^3, r = 3 \text{ nm}, \chi_{\perp} = 10^4, |S_1 - S_2| = 50$). 结果表明: 衰变率随着外磁场的增加而显著地增大, 这是因为外磁场降低 Néel 矢量隧穿的势垒高度.

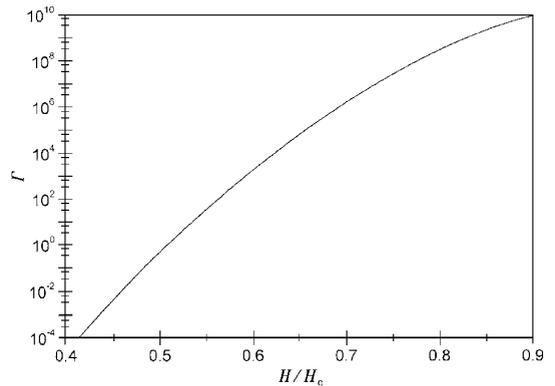


图 2 衰变率 Γ 随外磁场 H/H_c 的变化

4 外磁场沿 y 轴时的瞬子解和能级的隧穿劈裂

当外磁场沿 y 轴方向时, (8) 式中的有效势可

以表示为 $V(\phi) = \Omega K_{\parallel}(\sin\phi - h)$ (见图 1(b)). 剩余磁矩在外磁场中的能量使沿磁场方向的势垒高度降低, 相反方向的势垒高度增加, 形成不对称的双势垒. 低温下, Néel 矢量将隧穿两个不同势垒而在两个势阱间振荡. 方程 (8) 对应于两个不同势垒的两种瞬子解为

$$\phi_c^{(1)} = \frac{\pi}{2} + 2\arctan\left[\lambda_1 \operatorname{th}\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)\right], \quad (18a)$$

$$\phi_c^{(2)} = \frac{3\pi}{2} - 2\arctan\left[\lambda_2 \operatorname{th}\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)\right], \quad (18b)$$

其中 $\lambda_j = \sqrt{1 - h^2} \mathcal{K}(1 - (-1)^j h)$ ($j = 1, 2$), $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - h^2}$, $\omega_0 = \sqrt{2K_{\parallel} \Omega / I}$ 是没有外磁场时势阱底部的小振动频率. 假设 $|\phi_{2n}^{(1)}\rangle$ 和 $|\phi_{2n+1}^{(2)}\rangle$ 分别代表势阱位于 $\phi_{2n} = 2n\pi + \phi_+$ 和 $\phi_{2n+1} = (2n+1)\pi - \phi_+$ ($\phi_+ = \arcsinh$) 处的谐振子哈密顿算符基态, 于是隧穿两个不同势垒的跃迁概率幅为

$$A^{(1)} = \langle \phi_0^{(1)} | e^{-2\hat{H}T/\hbar} | \phi_1^{(2)} \rangle \\ = \exp\left(-\frac{2T\epsilon_0}{\hbar}\right) \sinh\left(\frac{2T\Delta\epsilon_0^{(1)}}{\hbar}\right), \quad (19a)$$

$$A^{(2)} = \langle \phi_1^{(2)} | e^{-2\hat{H}T/\hbar} | \phi_2^{(1)} \rangle \\ = \exp\left(-\frac{2T\epsilon_0}{\hbar}\right) \sinh\left(\frac{2T\Delta\epsilon_0^{(2)}}{\hbar}\right), \quad (19b)$$

其中 $\Delta\epsilon_0^{(j)}$ 是由于隧穿两种势垒而引起的能级分

裂. (19) 式中的矩阵元又可以写成下列路径积分形式:

$$A^{(j)} = K^{(j)}(\phi_f, \phi_i, 2T) = \int \mathcal{D}[\phi] \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \int_{-T}^T L_E d\tau\right) \\ = \exp[-S_E(\phi_c^{(j)})] \int \mathcal{D}[\eta] \exp(-\delta S_E d\tau) \\ (j = 1, 2), \quad (20) \\ \delta S_E^{(j)} = \frac{1}{2} \int_{-T}^T \eta \hat{M}^{(j)} \eta d\tau, \\ \hat{M}^{(j)} = -I \frac{d^2}{d\tau^2} + V'(\phi_c^{(j)}),$$

式中 η 代表围绕经典轨道的涨落, 即 $\phi(\tau) = \phi_c^{(j)}(\tau) + \eta(\tau)$. 沿经典轨道的作用量是

$$S_E(\phi_c^{(j)}) = 2I\omega_0 \left(\frac{\lambda_j^2 - 1}{\lambda_j} \arctan\lambda_j + 1 \right) \\ (j = 1, 2). \quad (21)$$

考虑稀薄瞬子气体近似, 计算 (20) 式中的路径积分, 得到一个瞬子加 n 个瞬子-反瞬子对的贡献为

$$K_{2n+1}^{(j)} = \frac{1}{(2n+1)!} \left[2T\omega_0 \sqrt{\frac{I\omega}{\pi\hbar}} \frac{\lambda_j}{\lambda_j^2 + 1} \right. \\ \left. \cdot \exp\left(-\frac{S_E(\phi_c^{(j)})}{\hbar}\right) \right]^{2n+1} \sqrt{\frac{I\omega}{\pi\hbar}} \exp(-T\omega), \quad (22)$$

对各种贡献求和, 得到跃迁概率幅

$$A^{(j)} = \sum_n K_{2n+1}^{(j)} \\ = \left(\frac{2K_{\parallel} \Omega}{\pi\hbar\omega_0} \right)^{1/2} (1-h^2)^{1/4} e^{-\omega T} \sinh\left[\frac{2T}{\hbar} \left(\frac{\omega_0 \hbar K_{\parallel} \Omega}{2\pi} \right)^{1/2} (1-h^2)^{1/4} \exp\left(-\frac{S_E(\phi_c^{(j)})}{\hbar}\right) \right], \quad (23)$$

比较 (23) 与 (19) 式, 得到能级劈裂

$$\Delta\epsilon_0^{(j)} = A_0 (1-h^2)^{1/4} \exp\left\{-2B \left[\sqrt{1-h^2} + h\phi_+ + (-1)^j \frac{\pi\hbar}{2} \right]\right\} \quad (j = 1, 2), \quad (24)$$

$$A_0 = \sqrt{\omega_0 \hbar K_{\parallel} \Omega \mathcal{K}(2\pi)}, \\ B = 2K_{\parallel} \Omega \mathcal{K}(\omega_0 \hbar). \quad (25)$$

$\Delta\epsilon_0^{(j)}$ 只是隧穿单个势垒而引起的能级劈裂. 为了得到能直接与实验结果比较的能级劈裂, 可以把 $V(\phi) = V(2n\pi + \phi)$ 的周期性处理为一维超晶格, 其能谱由 Bloch 理论决定. 具有 2π 周期边界条件的 Bloch 态可以表示为^[14]

$$|\Psi\rangle = \sum_n \left(e^{i(\xi+S_0)\phi_{2n}} |\phi_{2n}^{(1)}\rangle + e^{i(\xi+S_0)\phi_{2n+1}} |\phi_{2n+1}^{(2)}\rangle \right), \quad (26)$$

其中 ξ 为 Bloch 波矢, $e^{i(\xi+S_0)\phi_{2n}}$ ($e^{i(\xi+S_0)\phi_{2n+1}}$) 是附加的拓扑相位. 把 (26) 式代入薛定谔方程 $\hat{H}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$ 在紧束缚近似下, 得到能谱公式

$$E = \epsilon_0 - \Delta\epsilon_0^{(1)} \cos[(\xi + S_0)\pi - 2\phi_+] \\ - \Delta\epsilon_0^{(2)} \cos[(\xi + S_0)\pi + 2\phi_+], \quad (27)$$

$\Delta\epsilon_0^{(j)}$ 实际上就是交叠积分. ξ 在第一布里渊区可以取 0 和 π ^[14], 于是能级劈裂为

$$\Delta\epsilon_0 = 2E_h \left[e^{\pi B h} + (-1)^{S_0} e^{\pi B h} \right] \\ \cdot |\sin[(2S_0 + 1)\arccosh h]|, \quad (28) \\ E_h = A_0 (1-h^2)^{1/4} \exp\left[-B \sqrt{1-h^2} + h \arcsinh h\right].$$

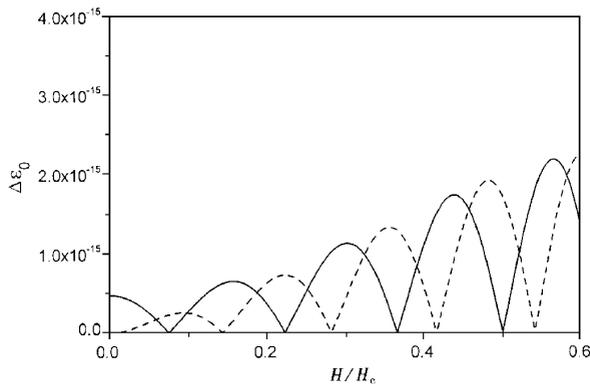


图3 能级分裂 $\Delta\epsilon_0$ 随外磁场 H/H_c 的变化(实线代表 $S =$ 整数,虚线代表 $S =$ 半整数)

当 $h = 0$ ($H = 0$) 时,对 $S_0 =$ 半整数, $\Delta\epsilon_0 = 0$, MQC 被压缩为零,这一结论与 Krammers 定理一致.外加磁场破坏了自旋系统的时间反演对称性, Krammers 简并被消除,能级劈裂随外磁场的变化如图 3 所示, $\Delta\epsilon_0$ 一方面随外磁场的增加而增加,同时又随外磁场振荡,当 $H/H_c = \cos[\frac{l\pi}{2S_0 + 1}]$ (l 为整数) 时,无论 $S_0 =$ 整数还是半整数,都有 $\Delta\epsilon_0 = 0$. 这种

压缩与 Krammers 简并无关系,类似于文献 [15] 中铁磁颗粒的情况,是隧穿两种势垒的量子态位相干涉的结果.这个结论与文献 [6, 8] 中的结论有所不同,文献 [6, 8] 中的结果相当于计算了隧穿概率幅的绝对值,而用 Bloch 方法相当于计算了隧穿概率幅的实部,若取隧穿概率幅的绝对值则与文献 [6, 8] 中的结果一致.铁磁颗粒能级隧穿劈裂随磁场的振荡现象已被 Fe_8 分子团簇实验证实 [16]. 类似的振荡也应在反铁磁颗粒的实验中被观察到.

5 结 论

本文用瞬子方法计算了强各向异性的双轴单畴反铁磁颗粒在外磁场中 Néel 矢量的量子隧穿率.结果表明,当外磁场沿易磁化方向时,衰变率随外磁场而增强;当外磁场沿中间磁化方向时,能级劈裂随外磁场增大,同时随外磁场的变化而振荡.由于磁场的可调性,这种结果提供了一种实验手段以观察单畴反铁磁颗粒中宏观量子相干和隧穿现象.

作者聂一行、石云龙感谢雁北师范学院的资助.

- [1] E. M. Chudnovsky, L. Gunther, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 611.
- [2] M. Enz, R. Schilling, *J. Phys.*, **C19**(1986), 711; A. Garg, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993) 4249.
- [3] E. M. Chudnovsky, L. Gunther, *Phys. Rev.*, **B37**(1988) 9455.
- [4] B. Z. Li, W. D. Zhong, *Magnetic Macroscopic Quantum Effects*, in eds. F. C. Pu *et al.*, *Aspects of Modern Magnetism* (World Sci. Pub., Singapor, 1996) p. 57.
- [5] J. Q. Liang, Y. B. Zhang, H. J. W. Müller-Kirsten, J. G. Zhou, F. C. Pu, *Phys. Rev.*, **B57**(1998) 529.
- [6] R. Lü, P. Zhang, J. L. Zhu, L. Chang, *Phys. Rev.*, **B56**(1997), 10993; R. Lü, J. L. Zhu, X. B. Wang, L. Chang, *Phys. Rev.*, **B58**(1997) 8542.
- [7] P. C. E. Stamp, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991) 2802; G. H. Kim, *Phys. Rev.*, **B55**(1997) 15033.
- [8] X. B. Wang, F. C. Pu, *J. Phys.: Condens. Matter*, **9**(1997), 693.
- [9] J. Tejada, X. X. Zhang, L. Balcells, *J. Appl. Phys.*, **73**(1993), 6709.
- [10] D. D. Awschalm, J. F. Smyth, G. Grinstein, D. P. DiVincenzo, D. Loss, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992) 3092.
- [11] J. R. Friedman, M. P. Saracik, J. Tejada, R. Ziolo, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996) 3830.
- [12] B. Barbara, E. M. Chudnovsky, *Phys. Lett.*, **A145**(1990) 205.
- [13] J. Q. Liang, H. J. W. Müller-Kirsten, *Phys. Rev.*, **D45**(1992), 2963.
- [14] J. Q. Liang, H. J. W. Müller-Kirsten, J. G. Zhou, F. Zimmer-schied, F. C. Pu, *Phys. Lett.*, **B393**(1997) 368.
- [15] A. Garg, *Europhys. Lett.*, **22**(1993) 205.
- [16] W. Wernsdorfer, R. Sessoli, *Science*, **284**(1999) 133.

MACROSCOPIC QUANTUM EFFECT IN SINGLE DOMAIN ANTIFERROMAGNETIC PARTICLES IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD*

NIE YI-HANG^{a,b)} SHI YUN-LONG^{b)} ZHANG YUN-BO^{a)} LIANG JIU-QING^{a)}

^{a)} *Department of Physics and Institute of Theoretical Physics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*

^{b)} *Department of Physics, Yanbei Teachers College, Datong 037000, China*

PU FU-KE (PU FU-CHO)

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China ;

Department of Physics, Guangzhou Teachers College, Guangzhou 510400, China)

(Received 3 November 1999; revised manuscript received 24 February 2000)

ABSTRACT

The effect of the external magnetic field on macroscopic quantum tunneling in biaxial single domain antiferromagnetic particles is studied with the help of the instanton method. It is shown that the decay rate increases with increasing external magnetic field applied along the easy axis of the magnetization, and that the tunneling splitting oscillates with respect to the external magnetic field in the direction of the medium axis. Our results may be helpful for experimental observation of the macroscopic quantum coherence and the tunneling decay in single domain antiferromagnetic particles.

Keywords : quantum tunneling, decay rate, level splitting

PACC : 7280N, 7360, 7865

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19775033) and by the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant Nos. 971008 and 981002).