

磁三明治结构巨磁阻的量子解析理论^{*}

董正超

(淮阴师范学院物理系, 淮阴 223001)

(1997 年 1 月 27 日收到)

运用量子统计的格林函数方法研究磁三明治结构中的巨磁阻效应, 推出一个既适用于薄膜又适用于薄膜的电导统一公式, 讨论经典理论与量子理论间的联系和过渡.

PACC: 7210; 7215G; 7570

1 引 言

近年来各种铁磁/非铁磁多层结构的巨磁阻(GMR)效应引起了实验和理论工作者的广泛兴趣, 研究工作取得了一定的进展. 磁多层结构巨磁阻效应的理论模型主要有准经典的玻耳兹曼输运方程近似^[1-4]和量子统计的线性响应计算^[5-8], 两种理论模型虽然近似方法不同, 但都能定性地解释一些实验现象^[9,10], 然而就目前理论而言, 两种理论间是否等效, 能否相互转化, 以及经典理论能否被应用到高纯度的超薄层情况, 这方面的讨论尚不多见. 本文在已有工作的基础上^[11,12], 研究一个具有磁三明治结构(Fe/Cr/Fe)巨磁阻的量子理论, 推出一个广泛适用的电导率统一公式, 进一步研究半经典理论与量子理论间的联系和过渡, 以及在磁三明治结构中, 各种散射机制, 诸如杂质、表面和界面引起的散射率能否简单相加等问题.

2 量子模型与格林函数方法

对一个 Fe/Cr/Fe 三明治结构, 两边的铁磁层厚度分别为 a , c , 中间的非磁层厚度为 b , 如图 1 所示, 系统的哈密顿量可写为

$$H = H_0 + H_i + H_s + H_l, \quad (1)$$

其中 H_0 表示限制在厚度为 $d = a + b + c$ 的理想金属薄膜中的自由电子哈密顿量, H_i 表示杂质散射哈密顿量, H_s 表示两金属表面散射哈密顿量, H_l 表示系统中两界面散射哈密顿量, 其具体形式可分别写为^[11,12]

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + V[\theta(-z) + \theta(z-d)], \quad (2a)$$

$$H_i = \sum_{\alpha} U \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\alpha}), \quad (2b)$$

^{*} 江苏省教育委员会基金资助的课题.

$$H_s = V[f_1(\mathbf{r}_{//})\delta(z) + f_2(\mathbf{r}_{//})\delta(z-d)], \quad (2c)$$

$$H_I = V_1 g_1(\mathbf{r}_{//})\delta(z-a) + V_2 g_2(\mathbf{r}_{//})\delta(z-a-b). \quad (2d)$$

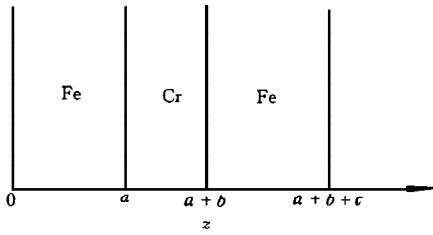


图1 Fe/Cr/Fe 三明治结构示意图

上面诸式中 V 表示两表面的束缚势强度; $f_1(\mathbf{r}_{//})$, $f_2(\mathbf{r}_{//})$ 分别表示两表面的无规粗糙; U 是杂质散射势强度; V_1 , V_2 分别表示处在 $z=a$, $z=a+b$ 处的界面散射势强度; $g_1(\mathbf{r}_{//})$, $g_2(\mathbf{r}_{//})$ 分别对应着两界面的无规粗糙. 假定三明治中各子层的杂质散射平均自由程相同^[3], 在表面散射势强度取无穷大情况下, 由 H_0 , H_I , H_s 的哈密顿量可推出电子两点传播的格林函数表示式(具体推导过程参见文献[11])

$$G_s(\mathbf{k}_{//}, z, z') = \frac{m}{i\bar{k}[1 - R_1^{1/2} R_2^{1/2} T(2d)]} \{ T(|z - z'|) + R_1^{1/2} R_2^{1/2} T(2d - |z - z'|) - R_1^{1/2} T(z + z') - R_2^{1/2} T(2d - z - z') \}, \quad (3)$$

其中 $R_1 = [(1 - \bar{k}Q_1)/(1 + \bar{k}Q_1)]^2$, $R_2 = [(1 - \bar{k}Q_2)/(1 + \bar{k}Q_2)]^2$ 分别表示两表面的有效镜向反射系数; Q_1 , Q_2 分别表示两不同表面的粗糙度参数

$$Q_1 = \pi^2 \langle |f_1|^2 \rangle > n_c(n_c + 1)(2n_c + 1)/12d^3,$$

$$Q_2 = \pi^2 \langle |f_2|^2 \rangle > n_c(n_c + 1)(2n_c + 1)/12d^3,$$

$n_c = \text{Int}(k_F d/\pi)$ 表示取 $k_F d/\pi$ 的整数, $T(z) = \exp(i\bar{k}z) \cdot \exp(-k_F z/2\bar{k}\lambda)$, λ 是电子的平均自由程, $\bar{k}^2 = k_F^2 - k_{//}^2$.

(3)式是没有考虑界面散射, 且电子的能量取费密能情形下的结果, 如果进一步考虑到 H_I 的哈密顿量, 由 Dyson 方程, 可确定有界面散射时电子传播格林函数为

$$G(\mathbf{k}_{//}, z, z') = G_s(\mathbf{k}_{//}, z, z') + \iint dz_1 dz_2 G_s(\mathbf{k}_{//}, z, z_1) \Sigma_I(\mathbf{k}_{//}, z_1, z_2) G(\mathbf{k}_{//}, z_2, z'). \quad (4)$$

这里 Σ_I 是界面散射的正规自能

$$\Sigma_I = \sum_l \int \frac{d\mathbf{q}_{//}}{(2\pi)^2} V_l^2 |g_l(\mathbf{k}_{//} - \mathbf{q}_{//})|^2 \delta(z - z_l) \delta(z' - z_l) G(\mathbf{q}_{//}, z, z'), \quad (5)$$

其中 $l=1, 2$ 表示对两个界面求和. 通过对界面粗糙的无规分布取平均进一步得

$$\Sigma_I(\mathbf{k}_{//}, z, z') = -i\delta(z - z') \sum_l P_l \delta(z - z_l), \quad (6)$$

而

$$P_l = -\text{Im} \left[V_l^2 \int \frac{d\mathbf{q}_{//}}{(2\pi)^2} \langle |g_l|^2 \rangle G(\mathbf{q}_{//}, z_l, z_l') \right]. \quad (7)$$

在推导(6)式时取的是自能虚部, 它的实部已被归化到重新定义的能级参考面中去, 另外在推导(7)式时, 利用了白噪声假设^[5,6], 认为 $\langle |g_l(\mathbf{k}_{//} - \mathbf{q}_{//})|^2 \rangle$ 与动量无关, 即取 $\langle |g_l(\mathbf{k}_{//} - \mathbf{q}_{//})|^2 \rangle = \langle |g_l|^2 \rangle$ 为一常数. 如在(7)式中用零阶格林函数 $G_0^{[11,12]}$ 近似代替 G , 则可计算出

$$P_1 = \frac{m}{d} \langle |g_1|^2 \rangle = V_1^2 \left[\frac{n_c}{2} - \frac{\cos(n_c + 1)\pi a d^{-1} \sin n_c \pi a d^{-1}}{2 \sin \pi a d^{-1}} \right]; \quad (8a)$$

$$P_2 = \frac{m}{d} \langle |g_2|^2 \rangle = V_2^2 \left[\frac{n_c}{2} - \frac{\cos(n_c + 1)\pi(a + b)d^{-1} \sin n_c \pi(a + b)d^{-1}}{2 \sin \pi(a + b)d^{-1}} \right]. \quad (8b)$$

将(6)和(3)式一并代入到(4)式,经一系列的代数运算可得不同区间电子两点传播格林函数.

当 $0 < z < a, 0 < z' < a$ 时,

$$\begin{aligned} G(k_{//}, z, z') = & \frac{m}{i\bar{k}[1 - R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T(2d)]} \{ T(|z - z'|) \\ & + R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T[2d - |z - z'|] - R_1^{1/2} T(z + z') \\ & - R_2^{1/2} T_1 T_2 T[2d - (z + z')] \}; \end{aligned} \quad (9a)$$

当 $a < z < a + b, a < z' < a + b$ 时,

$$\begin{aligned} G(k_{//}, z, z') = & \frac{m}{i\bar{k}[1 - R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T(2d)]} \{ T(|z - z'|) \\ & + R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T[2d - |z - z'|] - R_1^{1/2} T_1 T(z + z') \\ & - R_2^{1/2} T_2 T[2d - (z + z')] \}; \end{aligned} \quad (9b)$$

当 $a + b < z < d, a + b < z' < d$ 时,

$$\begin{aligned} G(k_{//}, z, z') = & \frac{m}{i\bar{k}[1 - R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T(2d)]} \{ T(|z - z'|) \\ & + R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T[2d - |z - z'|] - R_1^{1/2} T_1 T_2 T(z + z') \\ & - R_2^{1/2} T[2d - (z + z')] \}; \end{aligned} \quad (9c)$$

当 $0 < z < a, a < z' < a + b$ 或 $0 < z' < a, a < z < a + b$ 时,

$$\begin{aligned} G(k_{//}, z, z') = & \frac{m T_1^{1/2}}{i\bar{k}[1 - R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T(2d)]} \{ T(|z - z'|) \\ & + R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_2 T[2d - |z - z'|] - R_1^{1/2} T(z + z') \\ & - R_2^{1/2} T_2 T[2d - (z + z')] \}; \end{aligned} \quad (9d)$$

当 $a < z < a + b, a + b < z' < d$ 或 $a < z' < a + b, a + b < z < d$ 时,

$$\begin{aligned} G(k_{//}, z, z') = & \frac{m T_2^{1/2}}{i\bar{k}[1 - R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T(2d)]} \{ T(|z - z'|) \\ & + R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T[2d - |z - z'|] - R_1^{1/2} T_1 T(z + z') \\ & - R_2^{1/2} T[2d - (z + z')] \}; \end{aligned} \quad (9e)$$

当 $0 < z < a, a + b < z' < d$ 或 $0 < z' < a, a + b < z < d$ 时,

$$\begin{aligned} G(k_{//}, z, z') = & \frac{m T_1^{1/2} T_2^{1/2}}{i\bar{k}[1 - R_1^{1/2} R_2^{1/2} T_1 T_2 T(2d)]} \{ T(|z - z'|) \\ & + R_1^{1/2} R_2^{1/2} T[2d - |z - z'|] - R_1^{1/2} T(z + z') \\ & - R_2^{1/2} T[2d - |z + z'|] \}. \end{aligned} \quad (9f)$$

上面诸式中 $T_1^{1/2} = \bar{k}/(\bar{k} + P_1 m)$, $T_2^{1/2} = \bar{k}/(\bar{k} + P_2 m)$. 在计算时, 我们认为界面散射是很弱的, 即 $P_1 m \ll \bar{k}$ 和 $P_2 m \ll \bar{k}$, 已经忽略了 $P_1 m/(\bar{k} + P_1 m)$, $P_2 m/(\bar{k} + P_2 m)$ 这些小量, 由以前的工作^[12], 不难发现 $\bar{k}/(\bar{k} + P_1 m)$, $\bar{k}/(\bar{k} + P_2 m)$ 表示电子在两界面处的透射波幅, 而 $r_1 = P_1 m/(\bar{k} + P_1 m)$, $r_2 = P_2 m/(\bar{k} + P_2 m)$ 表示在两界面的反射波幅. 一般情形下 ($r_1 \neq 0$, $r_2 \neq 0$) 的格林函数计算没有什么原则困难, 只是计算公式过于冗长, 为了简明地给出解析结果, 在(9a)–(9f)式中已经忽略了电子在界面处的反射, 或可看作把电子在界面处的镜向反射归并到漫散射(沿界面方向散射)中去, 这种近似处理对于界面是弱散射情形是合理的. 在用经典的玻耳兹曼输运方程处理界面散射时, 也是出于这种简化, 没有计入界面处的反射系数, 仅计入透射系数作为界面的边界条件^[1–3].

有了电子传播格林函数表示式, 从 Kubo 公式^[13], 可得沿金属薄膜方向的平行电导率^[11, 12]

$$\sigma(z, z') = \frac{e^2}{m^2} \int_{k_{\parallel} \leq k_F} \frac{d\mathbf{k}_{\parallel}}{(2\pi)^3} k_{\parallel}^2 |G(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z')|^2 \quad (10)$$

由于实验测量到的电导率表现的是宏观效应, 所以应对上式求平均即

$$\sigma = \frac{1}{d} \int_0^d dz \int_0^d dz' \sigma(z, z'), \text{ 再作积分变量变换 } k_{\parallel} \rightarrow \bar{k}, \text{ 则}$$

$$\sigma = \frac{e^2}{4\pi^2 m^2 d} \int_0^{k_F} d\bar{k} \int_0^d dz \int_0^d dz' \bar{k} (k_F^2 - \bar{k}^2) |G(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z')|^2 \quad (11)$$

从(9)式可看出, 每一区间的两点传播格林函数都包含四项传播行为, 于是可以把积分中的 $|G|^2$ 分为两部分: 一部分来自各项独立的模方和, 另一部分来自各项之间交叉干涉项的和, 可以证明所有交叉干涉项的贡献比模方项的贡献要小很多, 作为近似可以忽略这些干涉项, 在(11)式中, 完成对 z, z' 的积分后, 可得到

$$\sigma = \frac{e^2}{4\pi^2 d} \int_0^{k_F} d\bar{k} \frac{(k_F^2 - \bar{k}^2)}{\bar{k}} \frac{\left[\frac{2\bar{k}\lambda}{k_F} (1 - R_1 R_2 T_1^2 T_2^2 E_d^2) d + 2 \left(\frac{\bar{k}\lambda}{k_F} \right)^2 V \right]}{1 - 2 R_1^{1/2} R_2^{1/2} E_d T_1 T_2 \cos(2\bar{k}d) + R_1 R_2 T_1^2 T_2^2 E_d^2}. \quad (12)$$

这里

$$\begin{aligned} V = & (E_a - 1) \left[(1 - R_1) + R_2 T_1^2 T_2^2 E_b^2 E_c^2 E_a (1 - R_1) + \frac{R_1}{2} (E_a + 1) \right. \\ & \left. - \frac{R_2 T_1^2 T_2^2 E_b^2 E_c^2}{2} (E_a + 1) \right] + (E_b - 1) \left[(1 - R_1 T_1^2 E_a^2) + R_2 T_2^2 E_b E_c^2 (1 - R_1 T_1^2 E_a^2) \right. \\ & \left. + \frac{R_1 T_1^2 E_a^2}{2} (E_b + 1) - \frac{R_2 T_2^2 E_c^2}{2} (E_b + 1) \right] + (E_c - 1) \left[(1 - R_1 T_1^2 T_2^2 E_a^2 E_b^2) \right. \\ & \left. + R_2 E_c (1 - R_1 T_1^2 T_2^2 E_a^2 E_b^2) + \frac{R_1 T_1^2 T_2^2 E_a^2 E_b^2}{2} (E_c + 1) - \frac{R_2}{2} (E_c + 1) \right] \\ & + T_1 (E_a - 1) (E_b - 1) (1 + R_1 E_a) (1 + R_2 T_2^2 E_b E_c^2) \\ & + T_1 T_2 E_b (E_a - 1) (E_c - 1) (1 + R_1 E_a) (1 + R_2 E_c) \\ & + T_2 (E_b - 1) (E_c - 1) (1 + R_2 E_c) (1 + R_1 T_1^2 E_a^2 E_b^2). \end{aligned} \quad (13)$$

上述两式中的 $E_x = \exp[-k_F x / \bar{k}\lambda]$ ($x = a, b, c, d$). 仔细地分析(12)式的被积函数,

发现被积函数的分母是一周期为 π/d 的振荡函数,且在 $\bar{k} = q_n$ 处有极小值.为了方便地积分(12)式,可将其分为 n_c 个积分小区间,每个小区间的积分范围为 $[q_n - \pi/2d, q_n + \pi/2d]$,于是(12)式的积分变为 $\sum_{n=1}^{n_c} \int_{q_n - \pi/2d}^{q_n + \pi/2d} d\bar{k}$.在每个积分小区间里,除了 $\cos 2\bar{k}d$ 函数变化很快外,其余的一些变量函数,诸如 $E_a, E_b, E_c, E_d, R_1, R_2, T_1, T_2$ 都是变化很慢的,可把这些函数中的变数 $\bar{k}$ 近似用 q_n 代替而作为常数,通过这样近似处理,最后得到电导率为

$$\sigma = \sigma_i \left\{ 1 + \frac{\lambda}{2\pi k_F d^2 N_e} \sum_{n=1}^{n_c} q_n (k_F^2 - q_n^2) \frac{V(q_n)}{1 - R_1(q_n) R_2(q_n) T_1^2(q_n) T_2^2(q_n) E_d^2(q_n)} \right\}, \quad (14)$$

其中 $N_e = \frac{1}{2\pi d} \sum_{n=1}^{n_c} (k_F^2 - q_n^2)$, $\sigma_i = \frac{N_e e^2 \lambda}{k_F}$ 分别表示金属系统中电子的数密度与杂质散射电导率.

以上计算中,没有计及电子的自旋效应,就目前而言,不论是准经典理论还是量子理论,都把磁多层结构中巨磁阻效应归因于铁磁/非铁磁界面和铁磁层内部与自旋有关的散射.在(2)式的量子散射模型中,如果认为界面散射势强度跟自旋有关,即 $V_1(\sigma), V_2(\sigma)$ 都是自旋函数^[5-7],那么我们所得到的界面处透射系数也应依赖于自旋,此时用 T_{1s}, T_{2s} 代替前面的 T_1, T_2 来标记两界面的透射系数, s 表示取自旋向上($\uparrow$)和自旋向下($\downarrow$)两种取向.因为磁多层结构中巨磁阻指的是相邻 Fe 层的磁化方向处于反平行(反铁磁耦合)和平行(铁磁耦合)两种位形下样品电阻率之差,而在铁磁(F)和反铁磁(AF)耦合下的电导分别为^[2]

$$\begin{aligned} \sigma_F &= \sigma(\uparrow\uparrow) + \sigma(\downarrow\downarrow), \\ \sigma_{AF} &= \sigma(\uparrow\downarrow) + \sigma(\downarrow\uparrow). \end{aligned} \quad (15)$$

上式中的 $\sigma(ij)$ 可由(14)式的单自旋通道求出.由(14), (15)式可求出计入电子自旋效应的磁三明治结构的电导率公式为

$$\sigma = \sigma_i \left\{ 1 + \frac{\lambda}{4\pi k_F d^2 N_e} \sum_s \sum_{n=1}^{n_c} q_n (k_F^2 - q_n^2) \frac{V(q_n, T_{1s}, T_{2s})}{1 - R_1 R_2 T_{1s}^2 T_{2s}^2 E_d^2} \right\}. \quad (16)$$

3 讨 论

(16)式是本文所得到的主要结果,下面对该结果作简短讨论.

在(16)式中,如忽略界面散射,即取 $T_{1s} = T_{2s} = 1$,则(16)式就过渡到厚度为 d 的金属薄膜电导公式^[12]

$$\frac{\sigma}{\sigma_i} = 1 - \frac{\lambda}{2\pi k_F d^2 N_e} \sum_{n=1}^{n_c} q_n (k_F^2 - q_n^2) \frac{(1 - E_d)[(1 - R_1 R_2 E_d) + (E_d - 1)(R_1 + R_2)/2]}{1 - R_1 R_2 E_d^2}. \quad (17)$$

在上式中如进一步令 $\lambda \rightarrow \infty$,又过渡到仅有表面散射的电导公式

$$\sigma_s = \frac{e^2}{4\pi} \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{q_n} \frac{(1 + R_1)(1 + R_2)}{1 - R_1 R_2}. \quad (18)$$

在(16)式中如令 $R_1 = R_2 = 1$, $\lambda \rightarrow \infty$, 则又过渡到仅有界面散射的电导公式

$$\begin{aligned} \sigma_1 = & \frac{e^2}{4\pi} \sum_s \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{q_n d^2} \frac{1}{1 - T_{1s}^2 T_{2s}^2} \left\{ \frac{T_{1s}^2 T_{2s}^2}{2} (3a^2 + 2b^2 + 3c^2) \right. \\ & + \frac{1}{2} [a^2 + T_{1s}^2 b^2 + T_{2s}^2 b^2 + c^2] + 2T_{1s} ab(1 + T_{2s}^2) \\ & \left. + 2T_{2s} bc(1 + T_{1s}^2) + 4T_{1s} T_{2s} ac \right\}. \quad (19) \end{aligned}$$

针对(16)式的量子结果还可得出 $d \gg \lambda$ 和 $d \ll \lambda$ 两种极限下的情形. 对于 $d \gg \lambda$ ($a \gg \lambda$, $b \gg \lambda$, $c \gg \lambda$) 厚膜情形, 可忽略量子尺寸效应, 能级由离散变为连续谱, 令 $\mu = q_n/k_F$ 作为连续变量, (16)式对 n 的求和变成对 μ 的积分, 其积分区间近似为从 0 到 1, 经简单计算可得

$$\sigma = \sigma_0 \left\{ 1 + \frac{3\lambda}{4(a + b + c)} \sum_s \int_0^1 d\mu \mu (1 - \mu^2) \frac{V(\mu, T_{1s}, T_{2s})}{1 - R_1 R_2 T_{1s}^2 T_{2s}^2 E_d^2} \right\}, \quad (20)$$

式中 $\sigma_0 = e^2 k_F^2 \lambda / 3\pi^2$, 即是大块金属中的杂质散射电导率, 过渡为经典电子论的结果, 而式中其它参量变为

$$E_x = \exp(-x/\lambda\mu) \quad (x = a, b, c, d),$$

$$R_1 = [(1 - \mu k_F Q_1)/(1 + \mu k_F Q_2)]^2, \quad R_2 = [(1 - \mu k_F Q_2)/(1 + \mu k_F Q_1)]^2,$$

$$T_{1s} = [\mu k_F / (\mu k_F + P_{1s} m)]^2, \quad T_{2s} = [\mu k_F / (\mu k_F + P_{2s} m)]^2.$$

而对 $d \ll \lambda$ 的情形, 可作近似 $E_x \approx 1 - k_F x / q_n \lambda + \frac{1}{2} (k_F x / q_n \lambda)^2$, 再考虑到表面和界面散射的微扰处理, 把 Q_1 , Q_2 和 P_{1s} , P_{2s} 视为小量, 取它们的最低阶近似, 即取 $R_1 = 1 - 4q_n Q_1$, $R_2 = 1 - 4q_n Q_2$, $T_{1s} = 1 - 2P_{1s}/q_n$, $T_{2s} = 1 - 2P_{2s}/q_n$, 在这些近似下, (16)式又过渡为

$$\sigma = \frac{e^2}{4\pi k_F d} \sum_s \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{\lambda^{-1} + 2q_n(Q_1 + Q_2)(k_F d)^{-1} + 2(P_{1s} + P_{2s})(k_F d)^{-1}}. \quad (21)$$

上式表明在薄膜极限和表面、界面散射的最低阶近似下, 系统总电导率等于各个子能级通道和单自旋通道的电导率之和, 而在各子能级通道和单自旋通道中, 杂质、表面和界面产生的散射率是可相加的.

4 结 语

以上的讨论表明, 我们所得的(16)式具有普适性, 既适用于厚膜情形, 也适用于极薄的薄膜情形, 它揭示了经典理论与量子理论间的联系和过渡. 从我们的结果中, 可以推出各种单独散射下的电导公式, 如三明治结构中的杂质散射电导公式、表面散射电导公式和界面散射电导公式. 另外, 在表面和界面散射处理上, 也将完全不同于经典理论中的唯象处理方法, 即通过引入一些常数分别表示表面的镜面反射系数和界面的透射系数, 而本文

则利用量子统计方法,从理论上较为严格地把这些系数推导出来,这些系数不仅依赖于电子的入射角而且依赖于各自表面和界面的粗糙度参数.有关电导率随膜厚度作周期性振荡现象^[7,10],我们的结果中也有所体现,这方面的详细讨论请见文献[12].总之,本文的讨论是具有普遍意义的.当然,在我们的理论中,如还能考虑到铁磁层中自旋不对称的杂质散射,以及计入粗糙界面处自旋不对称的反射系数对巨磁阻的贡献,那么我们的理论将会更趋完善,有关这方面的工作,将在以后作进一步讨论.

感谢南京大学物理系邢定钰教授和盛利博士的悉心指导和帮助.

- [1] R. E. Camley and J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 644.
- [2] M. Liu and D. Y. Xing, *Phys. Rev.*, **B47**(1993), 12272.
- [3] L. Sheng and D. Y. Xing, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 1001.
- [4] A. Barthelemy and A. Fert, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 13124.
- [5] P. M. Levy, S. Zhang and A. Fert, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 1643.
- [6] S. Zhang, P. M. Levy and A. Fert, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 8689.
- [7] A. Vedyayev, B. Dieny and N. Ryzhanova, *Europhys. Lett.*, **19**(1992), 329.
- [8] A. Vedyayev, C. Cowache *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **5**(1993), 8289.
- [9] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 2472.
- [10] S. S. P. Parkin, N. More and K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2304.
- [11] 董正超、盛利、邢定钰、董锦明, *物理学报*, **45**(1996), 249.
- [12] 董正超、盛利、邢定钰、董锦明, *物理学报*, **46**(1997), 568.
- [13] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics*(Plenum, New York, 1981), p. 602.

QUANTUM ANALYTICAL THEORY FOR GIANT MAGNETORESISTANCE IN A MAGNETIC SANDWICH STRUCTURE

DONG ZHENG-CHAO

(*Department of Physics, Huaiyin Teachers College, Huaiyin 223001*)

(Received 27 January 1997)

ABSTRACT

Using the quantum-statistical Green's function approach, we have studied the giant magnetoresistance effect in magnetic sandwich structure, and developed a unified conductivity formula. The relation between the classical and quantum theories and the transition from classical to quantum result are also discussed.

PACC: 7210; 7215G; 7570