

多层金属圆柱线中量子输运的表面和 界面散射效应^{*}

董正超

(淮阴师范学院物理系, 淮阴 223001)

(1998 年 5 月 22 日收到)

考虑了量子尺寸效应以及来自杂质、粗糙表面和粗糙界面三方面的散射, 运用量子统计的格林函数方法和久保公式, 计算多层金属圆柱线中的各种散射电导率. 计算结果表明, 在杂质、表面和界面的弱散射极限下, 系统总电导率等于各个子能级通道的电导率之和, 而各子能级通道中杂质、表面和界面产生的散射率是可相加的.

PACC: 7210; 7360D; 7340

1 引 言

近年来准二维的金属薄膜、准一维的量子导线、零维的量子点等新型纳米材料, 以及由这些小尺寸系统为构元组成的多层结构吸引了科研工作者的浓厚兴趣, 并取得了很大进展^[1]. 小尺寸系统不同于大尺寸系统, 限制在小尺寸系统中的电子可形成离散的量子化能级和束缚态波函数, 对系统的各种物理性质都有影响, 产生量子尺寸效应. 此外在这些材料中, 由于表面原子在总的原子数中所占比例较多, 表面效应常常十分明显, 以致于对电子输运性质产生重要影响. 对于具有多层结构的纳米材料, 由于包含大量的界面原子, 其界面效应对系统性质亦将起至关重要的作用. 因此在研究这类多层结构纳米材料中的电子输运性质时, 必须同时考虑量子尺寸效应, 以及来自杂质、表面和界面散射效应.

早期的金属薄层和金属线系统的电子输运理论, 是建立在弛豫时间近似下的玻耳兹曼输运方程的基础上^[2,3]. 由于该理论没有考虑量子尺寸效应, 对表面散射的处理也过于简化, 它不能正确描述极小尺寸下金属系统的电子输运. 近年来, 又发展起一些量子输运理论来研究二维金属薄膜^[4-7]和一维金属线^[8-12]. 最近, 我们曾运用量子统计的格林函数方法建立了一个同时适用于薄膜和厚膜情形下的电导统一公式^[13], 研究了半经典理论与量子理论间的联系和过渡, 以及薄膜中的电导随膜厚的振荡行为. 接着我们又把该理论推广到金属双层膜^[14,15]和磁性三明治结构的材料中^[16], 进一步研究界面散射效应, 以及各种散射机制(包括杂质、表面和界面)引起的散射率能否简单相加等问题.

以往人们研究多层金属结构的电子输运大多限于二维多层薄膜的研究^[15-19], 很少

^{*} 江苏省教育委员会基金(批准号: JW970141)资助的课题.

涉及一维多层金属线的结构. 此外, 就目前已建立起的单层金属线的输运理论而言, 也仅限于考虑金属中的杂质散射而忽视表面散射, 因此这些理论还不能完全反映金属线中电子输运的物理特征. 为了完善这方面的理论, 本文将研究具有多层结构的金属圆柱线中的电子输运性质, 并着重研究表面和界面散射效应.

2 理想金属线的量子力学模型

对一个理想的金属线(不考虑杂质和表面粗糙引起对电子散射)可看作半径 a 很小的金属圆柱线. 限制在圆柱线中电子的运动可认为沿圆柱线平行方向(z 轴方向)是自由的, 而在圆柱线的横截面(x - y)内则受边界约束, 其单电子哈密顿量可写为

$$H_0 = P^2/2M_c + V\theta(\rho - a), \quad (1)$$

式中 M_c 为传导电子质量, V 为束缚势强度, θ 为单位阶跃函数, $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$. 在低温下, 由于电子不能穿透金属圆柱的侧面, 可认为 V 为无穷大, 由此可进一步得到电子能谱和波函数分别为

$$E_{nmk_z} = (q_{nm}^2 + k_z^2)/2M_c, \quad (2)$$

$$\Psi_{nmk_z} = \frac{1}{\sqrt{2}} R(q_{nm}\rho) \exp(im\phi + ik_z z), \quad (3)$$

而

$$R(q_{nm}\rho) = \sqrt{2} J_{|m|}(q_{nm}\rho) / [a J_{|m|+1}(q_{nm}a)]. \quad (4)$$

以上各式中 k_z 是电子沿 z 轴方向的连续波矢值, q_{nm} 是在 x - y 平面内的分立波矢值, $J_{|m|}$ 是 $|m|$ 阶贝塞耳函数, 其中 $n=1, 2, 3, \dots$, $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, q_{nm} 由下列边界条件决定:

$$J_{|m|}(q_{nm}a) = 0. \quad (5)$$

从(2)式的电子能谱, 可得金属线中电子的态密度

$$g(\epsilon) = \frac{2}{\Omega} \sum_{q_{nmk_z}} \delta(\epsilon - E_{nmk_z}) = \frac{2M_c}{\pi^2 a^2} \sum_{q_{nm}} (p^2 - q_{nm}^2)^{-1/2}, \quad (6)$$

式中 Ω 表示金属圆柱线的体积. 由(6)式即可得到电子平均数密度

$$N_e = \frac{1}{\Omega} \int d\epsilon f(\epsilon) g(\epsilon), \quad (7)$$

$f(\epsilon)$ 是费米分布函数. 在 $T=0$ 时, $\epsilon = \epsilon_F = k_F^2/2M_c$, 则(6)式和(7)式变为

$$g(\epsilon_F) = \frac{2M_c}{\pi^2 a^2} \sum_{q_{nm}} (k_F^2 - q_{nm}^2)^{-1/2}, \quad (8)$$

$$N_e = \frac{2}{\pi^2 a^2} \sum_{q_{nm}} (k_F^2 - q_{nm}^2)^{1/2}. \quad (9)$$

从(8)和(9)式可发现, 金属线中的态密度和电子平均数密度都跟圆柱截面半径有关, 这跟大块金属情形是不同的. 如令(8)和(9)式中的 $a \rightarrow \infty$, 此时 q_{nm} 由分立值变为连续谱, 求和变为

积分, 即 $\frac{1}{\pi^2 a^2} \sum_{q_{nm}} \rightarrow \int_0^{k_F} \frac{q dq}{2\pi}$, 不难验证 $g(\epsilon_F) = M_c k_F / \pi^2 = g_0(\epsilon_F)$, $N_e = k_F^3 / 3\pi^2 = n_0$, 即过

渡到大块金属结论. 另外, 由电子的能谱, 可得在动量表象中单电子传播的推迟格林函数

$$G_0(\mathbf{q}_{nm}, \mathbf{k}_z) = \langle n\mathbf{m}\mathbf{k}_z | \hat{G} | n\mathbf{m}\mathbf{k}_z \rangle = \frac{2M_c}{k_F^2 - k_z^2 - q_{nm}^2 + i0^-}. \quad (10)$$

(10)式将作为下一节各种散射微扰计算的出发点, 并将其记为零阶推迟格林函数.

3 杂质、表面和界面散射

对一个含有多层结构的金属圆柱线, 各种散射的哈密顿量可写为^[14-16]

$$H' = \sum_a U \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a) + Vf(\phi, z) \delta(\rho - a) + \sum_I V_I g_I(\phi, z) \delta(\rho - \rho_I), \quad (11)$$

式中第一项表示杂质散射微扰, 其中 U 是杂质散射势强度, $\mathbf{r}$ 为空间坐标, $\mathbf{R}_a$ 表示第 a 个杂质的位置; 第二项是表面散射微扰, $f(\phi, z)$ 表示表面的无规粗糙; 上式中的最后一项描述各界面散身微扰, V_I 表示第 I 个界面散射势强度, $g_I(\phi, z)$ 对应着第 I 个界面的无规粗糙起伏, 这里的界面形状是半径为 ρ_I 的圆柱侧面. 下面分三步逐一讨论杂质、表面和界面散射的微扰计算. 首先考虑杂质散射, 由杂质散射的微扰哈密顿量, 运用 Dyson 方程, 通过对杂质的无规分布取平均, 可得杂质散射的正规自能. 自能项包含实部与虚部, 可把自能中的实部归并到重新定义的能级参考面中去, 而自能虚部为^[17]

$$- \text{Im} \Sigma_i = \frac{\epsilon_F}{k_F \lambda}, \quad (12)$$

式中 Σ_i 表示杂质散射自能, λ 为杂质散射的平均自由程. 这里的 λ 不同于大块金属的平均自由程 λ_0 , 由文献[8]中的(16)式不难推出它是依赖于能带指标 m, n 的, 即杂质在各子能带中平均散射效应是不同的. 由上式容易得到含有杂质散射的单电子传播格林函数

$$G_1(\mathbf{q}_{nm}, \mathbf{k}_z) = \frac{2M_c}{k_F^2 - q_{nm}^2 - k_z^2 + i k_F / \lambda}. \quad (13)$$

下面再进行表面散射的微扰计算. 在 $V \rightarrow \infty$ 的极限情况下, 尽管金属圆柱表面处的波函数为零, 即 $R(\mathbf{q}_{nm}a) = 0$, 但 $V^{1/2} R(\mathbf{q}_{nm}a)$ 确为一有限值, 由简单的量子力学可证明

$$\lim_{V \rightarrow \infty} V^{1/2} R(\mathbf{q}_{nm}a) = q_{nm} / (M_c a)^{1/2}. \quad (14)$$

于是表面散射的矩阵元为

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \langle n\mathbf{m}\mathbf{k}_z | Vf(\phi, z) \delta(\rho - a) | n'\mathbf{m}'\mathbf{k}'_z \rangle = \frac{q_{nm} q_{n'm'}}{M_c a} f(m - m', k_z - k'_z), \quad (15)$$

这里

$$f(m - m', k_z - k'_z) = \int \frac{d\phi dz}{2\pi} f(\phi, z) \exp[-i(m - m')\phi - i(k_z - k'_z)z]. \quad (16)$$

对 Dyson 方程可写出计入杂质和表面散射后的格林函数 $G_s(\mathbf{q}_{nm}, \mathbf{k}_z)$ 的形式

$$G_s^{-1}(\mathbf{q}_{nm}, \mathbf{k}_z) = G_1^{-1}(\mathbf{q}_{nm}, \mathbf{k}_z) - \Sigma_s. \quad (17)$$

Σ_s 表示表面散射的正规自能. 考虑到(15)式, 由微扰理论可求出在状态 $|n\mathbf{m}\mathbf{k}_z\rangle$ 下的表面散射正规自能为

$$\Sigma_s = \frac{q_{nm}^2}{M_c a} \sum_{q_{n'm'}} \frac{q_{n'm'}^2}{M_c a} \int \frac{d\mathbf{k}'_z}{2\pi} |f(m - m', k_z - k'_z)|^2 G_s(q_{n'm'}, \mathbf{k}'_z). \quad (18)$$

通过对表面粗糙的无规分布取平均后,可得

$$\Sigma_s = -i \frac{q_{nm}^2}{M_c a} Q, \quad (19)$$

其中

$$Q = -\text{Im} \frac{\langle |f|^2 \rangle}{M_c a} \sum_{q_{n'm'}} q_{n'm'}^2 \int \frac{d\mathbf{k}_z'}{2\pi} G_s(q_{n'm'}, \mathbf{k}_z'). \quad (20)$$

在推导(19)式时取得的是自能虚部,它的实部也被归并到重新定义的能级参考面中.在推导(20)式时利用了白噪音(white noise)假设^[4-7],认为 $\langle |f(\mathbf{m} - \mathbf{m}', \mathbf{k}_z - \mathbf{k}_z')|^2 \rangle$ 与动量无关,所以取 $\langle |f(\mathbf{m} - \mathbf{m}', \mathbf{k}_z - \mathbf{k}_z')|^2 \rangle = \langle |f|^2 \rangle$ 而作为一常数.(17)和(20)式构成闭合的方程组,原则上可自洽地求解 $G_s(q_{nm}, \mathbf{k}_z)$ 和 Q . 作为最低阶近似,(20)式等号右端的 $G_s(q_{nm}, \mathbf{k}_z)$ 可用零阶推迟格林函数 $G_0(q_{nm}, \mathbf{k}_z)$ 代替,这样就容易求得

$$Q = \frac{\langle |f|^2 \rangle}{a} \sum_{q_{nm} \leq k_F} \frac{q_{nm}^2}{(k_F^2 - q_{nm}^2)^{1/2}}, \quad (21)$$

并相应得到

$$G_s(q_{nm}, \mathbf{k}_z) = \frac{2 M_c}{k_F^2 - q_{nm}^2 - k_z^2 + i(k_F/\lambda + 2 q_{nm}^2 Q/a)}. \quad (22)$$

有关界面散射的微扰计算,将按照与表面散射计算完全平行的方法.把(22)式当作界面微扰计算的出发点,由界面散射哈密顿量可得出散射矩阵元

$$\begin{aligned} & \lim_{\eta \rightarrow \infty} \langle n m k_z | \sum_I V_I g_I(\phi, z) \delta(\rho - \rho_I) | n' m' k_z' \rangle \\ &= \sum_I R(q_{nm} \rho_I) R(q_{n'm'} \rho_I) V_I g_I(\mathbf{m} - \mathbf{m}', \mathbf{k}_z - \mathbf{k}_z'). \end{aligned} \quad (23)$$

而

$$g_I(\mathbf{m} - \mathbf{m}', \mathbf{k}_z - \mathbf{k}_z') = \int \frac{d\phi dz}{2\pi} g_I(\phi, z) \exp[-i(\mathbf{m} - \mathbf{m}')\phi - i(\mathbf{k}_z - \mathbf{k}_z')z] \quad (24)$$

在态 $|n m k_z\rangle$ 下界面散射的正规自能为

$$\Sigma_I = \sum_I R^2(q_{nm} \rho_I) \sum_{q_{n'm'}} V_I^2 R^2(q_{n'm'} \rho_I) \int \frac{d\mathbf{k}_z'}{2\pi} |g_I(\mathbf{m} - \mathbf{m}', \mathbf{k}_z - \mathbf{k}_z')|^2 G(q_{n'm'}, \mathbf{k}_z'). \quad (25)$$

通过对界面的无规粗糙取平均和类似于表面散射的近似计算,进一步得

$$\Sigma_I = -i \sum_I R^2(q_{nm} \rho_I) P_I, \quad (26)$$

$$P_I = M_c V_I^2 \langle |g_I|^2 \rangle \sum_{q_{n'm'}} \frac{R^2(q_{n'm'} \rho_I)}{(k_F^2 - q_{n'm'}^2)^{1/2}}. \quad (27)$$

至此,在多层金属线中,计入各种散射的电子传播格林函数可表达为

$$G(q_{nm}, \mathbf{k}_z) = \frac{2 M_c}{k_F^2 - q_{nm}^2 - k_z^2 + i(k_F/\lambda + 2 q_{nm}^2 Q/a + 2 M_c \sum_I R^2(q_{nm} \rho_I) P_I)}. \quad (28)$$

4 电导率的计算

下面我们利用久保理论并结合(28)式,推导多层金属线系统的电导公式.在该系统中,电流-电流相关函数为

$$\pi(i\omega) = -\frac{1}{\Omega} \int_0^\beta d\tau e^{i\omega\tau} \langle T_\tau [\hat{J}_z(\tau) \cdot \hat{J}_z(0)] \rangle, \quad (29)$$

其中 ω 为圆频率, $\beta = \frac{1}{k_B T}$, k_B 为玻尔兹曼常数, $\hat{J}_z$ 指 z 方向的电流算符

$$\hat{J}_z = -\frac{e}{M_c} \sum_{q_{nm}, k_z} k_z \hat{C}_{q_{nm}, k_z}^+ \hat{C}_{q_{nm}, k_z}. \quad (30)$$

如果忽略各种散射产生的顶角修正,那么(29)式的相关函数可近似地写为^[20]

$$\pi^{(0)}(i\omega) = \frac{2e^2}{M_c \Omega} \sum_{q_{nm}, k_z} k_z^2 \cdot \frac{1}{\beta} \sum_{i\gamma} G(q_{nm}, k_z, i\gamma + i\omega) G(q_{nm}, k_z, i\gamma), \quad (31)$$

式中的 $i\gamma$ 表示松原频率,上式对频率的求和可用回路积分作出(具体推导参见文献[20])

$$\begin{aligned} \pi^{(0)}(i\omega) &= \frac{2e^2}{M_c \Omega} \sum_{q_{nm}, k_z} k_z^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi} f(\varepsilon) A(q_{nm}, k_z, \varepsilon) \\ &\quad \times [G(q_{nm}, k_z, \varepsilon + i\omega) + G(q_{nm}, k_z, \varepsilon - i\omega)], \end{aligned} \quad (32)$$

式中 $A(q_{nm}, k_z, \varepsilon)$ 是单粒子格林函数的谱函数,且为

$$A(q_{nm}, k_z, \varepsilon) = i[G(q_{nm}, k_z, \varepsilon) - G^*(q_{nm}, k_z, \varepsilon)], \quad (33)$$

对(32)式的格林函数进行解析延拓,令 $i\omega = w + i\delta$,可得到相关函数 $\pi^{(0)}(w)$,再利用直流电导率与相关函数的关系

$$\sigma = -\lim_{w \rightarrow 0} \left\{ \frac{\text{Im}[\pi^{(0)}(w)]}{w} \right\}, \quad (34)$$

可得沿金属线方向的平行电导率为

$$\sigma = -\frac{e^2}{2M_c^2 \pi^2 a^2} \sum_{q_{nm}} \int_{-\infty}^{+\infty} k_z^2 dk_z \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi} [A(q_{nm}, k_z, \varepsilon)]^2 \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon}. \quad (35)$$

在 $T=0$ 时,由于 $\frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = -\delta(w)$,上式又变为

$$\sigma = \frac{e^2}{2M_c^2 \pi^2 a^2} \sum_{q_{nm} \leq k_F} \int_{-k_F}^{k_F} \frac{dk_z}{2\pi} k_z^2 [A(q_{nm}, k_z, k_F)]^2. \quad (36)$$

将(28)式代入(36)式,原则上应能求出系统的电导率,但该解析过程仍然是很复杂的.为了简明地给出计算结果,我们研究杂质、表面和界面弱散射极限情形,近似认为 $\Sigma_i \rightarrow 0$, $\Sigma_s \rightarrow 0$, $\Sigma_l \rightarrow 0$, 定义 $\Gamma_i = -\text{Im} \Sigma_i$, $\Gamma_s = -\text{Im} \Sigma_s$, $\Gamma_l = -\text{Im} \Sigma_l$, 则

$$\lim_{\substack{\Sigma_i \rightarrow 0 \\ \Sigma_s \rightarrow 0 \\ \Sigma_l \rightarrow 0}} A^2(q_{nm}, k_z, k_F) = \frac{4\pi M_c \delta(k_F^2 - q_{nm}^2 - k_z^2)}{\Gamma_i + \Gamma_s + \Gamma_l}. \quad (37)$$

再将上式代入(36)式可得

$$\sigma = \frac{2e^2}{k_F \pi^2 \sigma^2} \sum_{q_{nm} \leq k_F} \frac{(k_F^2 - q_{nm}^2)^{1/2}}{\frac{1}{\lambda} + \frac{2q_{nm}^2 Q}{k_F a} + \frac{2M_c \sum_I R^2(q_{nm} \rho_I) P_I}{k_F}}. \quad (38)$$

上式是本文所得的主要结果, 针对这一结果作简单讨论. 因为 λ 为杂质散射导致的平均自由程, 而参量 Q 和 P_I 分别描述表面和界面散射, 所以(38)式等号右端分母中的三项应分别作为各种散射的散射率的表征, 此外还发现这三种散射率有一共同特征, 就是都依赖于各子能级指标数(n, m), 不同的子能带引起的散射率是不同的. 这些结果表明: 在杂质、表面和界面的弱散射极限下, 多层金属线系统的总电导率等于各个子能级通道的电导率之和, 而每个子能级通道的散射率是杂质、表面和各个界面引起的散射率相加的结果. 这样由(38)式描述的电阻网络是有有限个子能级通道对应的电阻并联构成, 其中每一个通道的电阻又由杂质、表面和界面分别导致的电阻串联而得, 这里电阻率相加的马蒂森规则只适用于每个子能级通道, 而不适用于系统的整个电阻率^[5]. 故(38)式可视为马蒂森规则的推广形式.

在(38)式中, 如令 $Q=0, P_I=0$, 即忽略表面和界面散射, 此时(38)式就过渡为仅有杂质散射的电导率公式

$$\sigma_i = \frac{2e^2}{k_F \pi^2 a^2} \sum_{q_{nm} \leq k_F} \lambda (k_F^2 - q_{nm}^2)^{1/2}. \quad (39)$$

不难验证, 当 $a \rightarrow \infty, \lambda \rightarrow \lambda_0$, 将上式求和变为积分, 计算得 $\sigma_i = n_0 e^2 \lambda_0 / k_F$, 即变为大块金属的杂质散射电导公式. 在(38)式中如进一步令 $\lambda \rightarrow \infty, P_I=0$, 又过渡到仅有表面散射的电导率公式

$$\sigma_s = \frac{e^2}{\pi^2 a} \sum_{q_{nm} \leq k_F} \frac{(k_F^2 - q_{nm}^2)^{1/2}}{q_{nm}^2 Q}. \quad (40)$$

类似地, 如令 $\lambda \rightarrow \infty, Q \rightarrow 0$, 则又过渡到仅有界面散射的电导率公式

$$\sigma_I = \frac{e^2}{\pi^2 a^2 M_c} \sum_{q_{nm} \leq k_F} \frac{(k_F^2 - q_{nm}^2)^{1/2}}{\sum_I R^2(q_{nm} \rho_I) P_I}. \quad (41)$$

5 结 语

本文依据量子统计的格林函数理论, 研究了多层金属圆柱线的各种散射机制, 推导出在弱散射极限下的电导率公式, 并从中推导出各种单独散射下的电导率公式, 所得的公式显示了量子尺寸效应, 且具有广泛的适用性, 既适用于大尺寸的金属系统, 也适用于小尺寸的金属系统. 这对于进一步地研究纳米材料以及具有巨磁阻效应的磁多层结构可提供理论借鉴. 当然, 如还能进一步考虑到各种散射的顶角修正, 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.

衷心感谢南京大学物理系邢定钰教授和盛利博士的指导和帮助.

- [1] R. W. Siegel, *Phys. Today*, **46**(Oct.)(1993), 64.
- [2] K. Fuchs, *Proc. Cambridge. Philos. Soc.*, **34**(1938), 100.
- [3] R. B. Dingle, *Proc. Roy. Soc.*, **A201**(1950), 545; E. H. Sondheimer, *Adv. Phys.*, **1**(1952), 1.
- [4] Z. Tešannović, M. V. Jarić, S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 2760.
- [5] N. Trivedi, N. W. Ashcroft, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 12298.
- [6] G. Fishman, D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1302.
- [7] L. Sheng, D. Y. Xing, Z. D. Wang, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 7325.
- [8] M. J. Kearhey, P. N. Butcher, *J. Phys.*, **C19**(1986), 5429.
- [9] M. J. Kearhey, P. N. Butcher, *J. Phys.*, **C20**(1987), 47.
- [10] S. D. Sarma, X. C. Xie, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 9875.
- [11] P. Vasilopoulos, F. M. Peeters, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 10079.
- [12] I. I. Boiko, Y. M. Sirenko, P. Vasilopoulos, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 7216.
- [13] Z. C. Dong, L. Sheng, D. Y. Xing *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 568(in Chinese).
- [14] Z. C. Dong, L. Sheng, D. Y. Xiang *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **45**(1996), 249(in Chinese).
- [15] Z. C. Dong, L. Sheng, Wei. Y. Zhang *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.*, **B11**(1997), 2393.
- [16] Z. C. Dong, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 1801 (in Chinese).
- [17] H. E. Camblong, P. M. Levy, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2835.
- [18] P. M. Levy, S. Zhang, A. Fert, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 1634.
- [19] L. Sheng, D. Y. Xing, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 1001.
- [20] G. D. Mahan, *Many-Partical Physics* (Plenum, New York, 1981), pp. 599—602.

SURFACE AND INTERFACES SCATTERING EFFECT ON QUANTUM TRANSPORT IN MULTILAYERED CYLINDRICAL WIRE^{*}

DONG ZHENG-CHAO

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

(Received 22 May 1998)

ABSTRACT

Taking into account the quantum size effects and considering three types of scattering from bulk impurities, rough surface and rough interfaces, we use the quantum-statistical Green's function approach to calculate the conductivity in multilayered cylindrical wire. It is found that in the lowest-order approximation of impurities, surface and interfaces scattering, the total conductivity is given by a sum of conductivities of all the subbands; and the scattering rates for the individual subbands due to the impurities, surface and interfaces are additive.

PACC: 7210; 7360D; 7340

^{*} Project supported by the Foundation of Jiangsu Province Education Commission (Grant No. JW970141).