第 58 卷 第 5 期 2009 年 5 月
1000-3290/2009/58(05)/3390-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.58, No.5, May, 2009

AB 效应对自旋多端输运的影响

姚建明[1)] 杨 [2)]

1)(浙江海洋学院物理系,舟山 316000)

2)(忻州师范学院物理系,忻州 034000)

(2008 年 10 月 20 日收到;2008 年 11 月 19 日收到修改稿)

利用紧束缚近似和格林函数方法,研究了 AB 效应和 AB 环对电子自旋输运的影响.计算表明,当在 AB 环的不同位置上连接相同或不同属性的输出端时,在一些能量范围内,由不同的输出端所输出的自旋流的方向是相反的;当固定入射电子的能量时,在同一磁通范围,从两个输出端输出的自旋流属性也是相反的.从而,可以通过控制 AB 环的结构和环内的磁通在输出端得到不同属性的自旋流.

关键词:自旋极化输运,量子点,极化率,自旋流

PACC:7210,7225,2570E

1. 引 言

对电子自旋的研究已成为当今研究的一个热点课题,并逐渐形成了一个新的研究领域,即自旋电子学.自旋电子学中电子的自旋取代电子电荷作为信息储存和传输的载体.它研究具有某一自旋状态的电子的输运特性[1—8].与此同时量子点作为比较热门的自旋电子器件,人们对它的研究目前已经得到了极大的发展.其中在量子点中如何产生及输运自旋电子是量子点研究中的核心内容.目前在量子点中产生和输运自旋电子的机理主要有:1)极化自旋流的注入.由于铁磁材料中电子自旋在顺着内在磁矩方向(自旋向上)和背着内在磁矩方向(自旋向下)的的能态密度不同,在铁磁材料和量子点耦合体系中,不同方向自旋注入量子点的概率不同,即某一方向的自旋流入的居多,总体来说可以在量子点内呈现出自旋极化.但是由于铁磁材料与量子点的晶格常数的不匹配以及其他因素使得实际实验中自旋从铁磁材料注入到量子点中的概率很小.2)自旋-轨道耦合作用.某些材料存在有自旋轨道-耦合作用,当电子在其中运动时,电子的自旋也发生相应变化.电子从量子点的一端没有极化地注入,在量子点中受自旋轨道的作用自旋可能发生反转,从而在另一端有极化地输出.3)外加局域磁场诱导的自旋流.在量子点中电子的能级由于自旋和磁场耦合发生 Zeeman 分裂成两个自旋能级,而且使得这两个自旋能级有耦合,即电子的自旋在量子点中可以反转.除了这三种主要的机理外还有量子点中的杂质和缺陷所导致的自旋相关散射[9—17].

研究表明,电子的自旋激化输运可以通过对外加磁场的大小和方向以及量子点的本征能量即格点能量的控制来获得,具体而言,就是电子的自旋输运对外磁场的方向变化非常敏感,外磁场方向的轻微的改变都有可能使最后输出的激化电流发生非常大的变化;与此相对,其对格点能量的依赖则要稳定得多,因此通过控制量子点的本征能量来控制自旋流在实验中也许是一种更加稳定和可靠的方法.与此相对,对于多端输运问题,可以在一个比较大的能量窗口内得到出射自旋流,这些自旋流在不同的输出端呈现出不同的激化方向,即在同一能量范围内在不同的终端得到了自旋激化相反的自旋流.但其缺点或不足在于,对于多端问题,需要引入更多的外加磁场来控制自旋流的产生和输运,其必然会增加实验操作和理论计算的难度.鉴于此,我们尝试在多终端输运体系中加入 AB 环[18—20],通过 AB 环来控制接入点的能量.这样做的好处是,一,可以把 AB 环作为一个外加的调控装置,通过控制 AB 环来控制自旋流而不需要去改变电子输运的基本装置;二,AB 环以及 AB 效应自被发现以来已经得到了极大的研究,其理论和实验都已比较成熟,这更加有利于实际操作;三,输运电子经过不对称的 AB 环时,其通过上下两臂时所获得的相位是不同的,由此可以研究相位对电子输运的影响.

2. 模型的提出与物理实现

为了实现以上目的，我们建立如图 1 的输运模型.

如图 1 所示，假定左端量子线为输入端，相应的格点记为 $-N_L,\cdots,-1$，连接到环上的 L 点.右端和上端为输出端，分别记为 $0_R,1_R,\cdots,N_R$ 和 $0_U,1_U,\cdots,N_U$ 分别连接到环的 R 点和 U 点.三个电极（理想导线）分别和这三端相连，离散化后表示为 $-\infty,\cdots,-(N_L+2),-(N_L+1)$；$N_R+1,N_R+2,\cdots,\infty$ 和 $N_U+1,N_U+2,\cdots,\infty$. 第一个磁场即入射端的磁场加在点 $-N_L$ 上，沿 z 方向，出射端的磁场分别加在点 N_R 和 N_U 上，与 z 方向的夹角分别为 θ_1 和 θ_2.利用紧束缚近似，可以写出该系统的 Hamiltonian 为

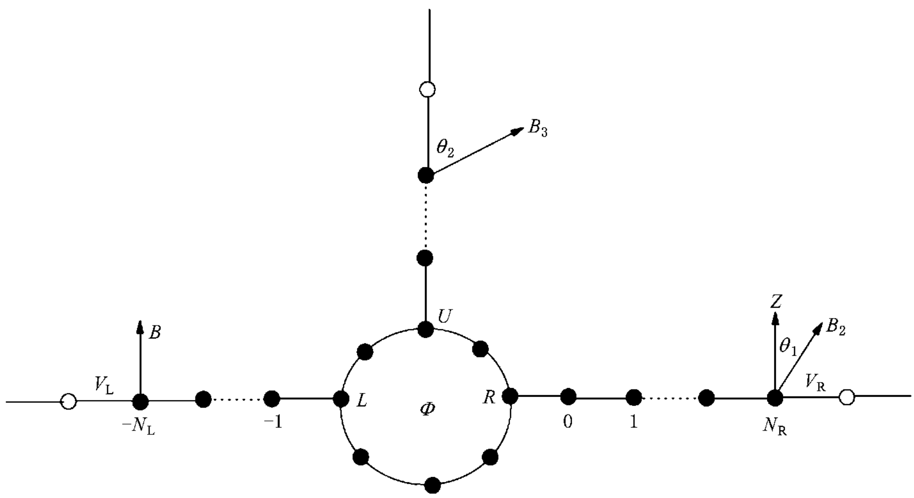

图 1　AB 环对电子多端输运的影响

$$H = H_0 + H_R + H_1,$$

其中

$$\begin{aligned}
H_0 = &\sum_{n=-N_L+1,\sigma}^{-1} \varepsilon_n a_{n,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} \\
&- \sum_{n=N_L+1,\sigma}^{-1} \left(t_{n,n+1}(\sigma)\, a_{n+1,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&+ \sum_{n=0_R,\sigma}^{N_R-1} \varepsilon_n a_{n,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} \\
&- \sum_{n=0_R,\sigma}^{N_R-1} \left(t_{n,n+1}(\sigma)\, a_{n+1,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} a_{n,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&+ \sum_{n=0_U,\sigma}^{N_U-1} \varepsilon_n a_{n,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} \\
&- \sum_{n=0_U,\sigma}^{N_U-1} \left(t_{n,n+1}(\sigma)\, a_{n+1,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&+ \left(\varepsilon_{-N_L} + \sigma g\mu B\right) a_{-N_L,\sigma}^{+} a_{-N_L,\sigma} \\
&+ \left(\varepsilon_{N_R} + \sigma g\mu B_1 \cos\theta_1\right) a_{N_R,\sigma}^{+} a_{N_R,\sigma} \\
&+ g\mu B_1 \sin\theta_1 \left(a_{N_R,\sigma}^{+} a_{N_R,-\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&+ \left(\varepsilon_{N_U} + \sigma g\mu B_2 \cos\theta_2\right) a_{N_U,\sigma}^{+} a_{N_U,\sigma} \\
&+ g\mu B_2 \sin\theta_2 \left(a_{N_U,\sigma}^{+} a_{N_U,-\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&+ \sum_{n\leqslant -(N_L+1),\sigma} \varepsilon_L a_{n,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} \\
&- \sum_{n\leqslant -(N_L+2),\sigma} \left(t_{n,n+1}(\sigma)\, a_{n+1,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&+ \sum_{n\geqslant N_R+2,\sigma} \varepsilon_R a_{n,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} \\
&- \sum_{n\geqslant N_R+2,\sigma} \left(t_{n,n+1}(\sigma)\, a_{n+1,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&+ \sum_{n\geqslant N_U+1,\sigma} \varepsilon_R a_{n,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} \\
&- \sum_{n\geqslant N_U+1,\sigma} \left(t_{n,n+1}(\sigma)\, a_{n+1,\sigma}^{+} a_{n,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&- V_L(\sigma)\left(a_{-N_L-1,\sigma}^{+} a_{-N_L,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&- V_R(\sigma)\left(a_{N_R+1,\sigma}^{+} a_{N_R,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right) \\
&- V_U(\sigma)\left(a_{N_U+1,\sigma}^{+} a_{N_U,\sigma} + \mathrm{h.c.}\right),
\end{aligned}$$

$$H_{\mathrm{R}}=\sum_{j=1}^{N}\varepsilon_j c_{j,\sigma}^{+}c_{j,\sigma}$$
$$-\sum_{j=1}^{N-1}(t_{\mathrm{c}}(\sigma)c_{j+1,\sigma}^{+}c_{j,\sigma}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}+\mathrm{h.c.})$$
$$-t_{\mathrm{c}}(\sigma)(c_{1,\sigma}^{+}c_{N,\sigma}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}+\mathrm{h.c.}),$$
$$H_{\mathrm{I}}=-V_0(\sigma)(c_{\mathrm{L},\sigma}a_{-1,\sigma}+\mathrm{h.c.})$$
$$-V_0(\sigma)(c_{\mathrm{R},\sigma}a_{0_{\mathrm{R}},\sigma}+\mathrm{h.c.})$$
$$-V_0(\sigma)(c_{\mathrm{U},\sigma}a_{0_{\mathrm{U}},\sigma}+\mathrm{h.c.}).$$

这里 H_0 是与介观环相连接的三个量子点线和相应的电极的 Hamiltonian；H_{R} 是介观环的 Hamiltonian，H_{I} 则表示量子点线与 AB 环之间的耦合．ε_n（$-N_{\mathrm{L}}\leqslant n\leqslant N_{\mathrm{R}}$ 和 $0_{\mathrm{U}}\leqslant n\leqslant N_{\mathrm{U}}$）为相应量子点的能量，$\varepsilon_{\mathrm{L}}$，$\varepsilon_{\mathrm{R}}$ 和 ε_{U} 分别为左端，右端和上端电极的格点能量．$a_{n,\sigma}^{+}$（$a_{n,\sigma}$）（$\sigma=\uparrow,\downarrow$）是相应格点上电子的产生和湮没算符．$t_{n,n+1}(\sigma)=\langle n+1|H|n\rangle$ 是相邻格点之间的耦合常数即跳跃积分．由于我们只在点 $-N_{\mathrm{L}}$，N_{R} 和 N_{U} 上加磁场，在这些点，由于磁场所引起的 Zeeman 分裂和自旋反转导致了不同的自旋拥有不同的耦合系数，所以可以认为只有在与这三个点相连时，$t_{n,n+1}(\sigma)$ 才与自旋相关，其他情况可视为与自旋无关，即 $t_{n,n+1}(\sigma)=t$（$n\neq-N_{\mathrm{L}}-1$，$-N_{\mathrm{L}}$，$N_{\mathrm{R}}-1$，N_{R}，$N_{\mathrm{U}}-1$ 和 N_{U}）且有 $t_{-N_{\mathrm{L}}-1,-N_{\mathrm{L}}}(\sigma)=V_{\mathrm{L}}(\sigma)$，$t_{N_{\mathrm{R}},N_{\mathrm{R}}+1}(\sigma)=V_{\mathrm{R}}(\sigma)$ 和 $t_{N_{\mathrm{U}},N_{\mathrm{U}}+1}(\sigma)=V_{\mathrm{U}}(\sigma)$．$\varepsilon_j$（$j=1,\cdots,N$）表征 AB 环上的第 j 个格点的能量本征值，N 为 AB 环上的总的格点数．$c_{j,\sigma}^{+}$，$t_{\mathrm{c}}(\sigma)$ 为相应的产生算符和跳跃积分．对于 AB 环内的磁通，我们采用量子磁通单位 $\Phi_0=\dfrac{hc}{e}$ 来表示，$\gamma=2\pi\alpha/N$ 是电子波函数在 AB 环上的相邻格点间输运时所获得的相位，其中 $\alpha=\dfrac{\Phi}{\Phi_0}$，$\Phi$ 即为 AB 环中的磁通．$V_0(\sigma)$ 是 AB 环与量子点列之间的耦合常数．

从定态薛定谔方程出发，该 Hamiltonian 的本征态可以写为

$$|\psi\rangle=\sum_{n=-\infty}^{\infty}C_{n,\sigma}a_{n,\sigma}^{+}|0\rangle+\sum_{j=1,\sigma}^{N}b_{j,\sigma}c_{j,\sigma}^{+}|0\rangle,$$

展开系数 $\{C_{n,\sigma}\}$ 满足下列方程：

$$(E-\varepsilon_n')C_{n,\sigma}+t_{n-1,n}(\sigma)C_{n-1,\sigma}+t_{n,n+1}(\sigma)C_{n+1,\sigma}=0,\tag{1}$$

$$(E-\varepsilon_{-1}')C_{-1,\sigma}=-V_0(\sigma)b_{\mathrm{L},\sigma}-t_{-2,-1}(\sigma)C_{-2,\sigma},\tag{2}$$

$$(E-\varepsilon_{0_{\mathrm{R}}}')C_{0_{\mathrm{R}},\sigma}=-V_0(\sigma)b_{\mathrm{R},\sigma}-t_{0_{\mathrm{R}},1_{\mathrm{R}}}(\sigma)C_{1_{\mathrm{R}},\sigma},\tag{3}$$

$$(E-\varepsilon_{0_{\mathrm{U}}}')C_{0_{\mathrm{U}},\sigma}=-V_0(\sigma)b_{\mathrm{R},\sigma}-t_{0_{\mathrm{U}},1_{\mathrm{U}}}(\sigma)C_{1_{\mathrm{U}},\sigma}.\tag{4}$$

$\{b_{j,\sigma}\}$ 满足方程

$$(E-\varepsilon_j)b_{j,\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma}b_{j-1,\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}b_{j+1,\sigma}=0,\ j\neq\mathrm{L,R,U},\tag{5}$$

$$(E-\varepsilon_{\mathrm{L}})b_{\mathrm{L},\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{L}-1,\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{L}+1,\sigma}+V_0(\sigma)C_{-1,\sigma}=0,\ j=\mathrm{L},\tag{6}$$

$$(E-\varepsilon_{\mathrm{R}})b_{\mathrm{R},\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{R}-1,\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{R}+1,\sigma}+V_0(\sigma)C_{0_{\mathrm{R}},\sigma}=0,\ j=\mathrm{R},\tag{7}$$

$$(E-\varepsilon_{\mathrm{U}})b_{\mathrm{U},\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{U}-1,\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{U}+1,\sigma}+V_0(\sigma)C_{0_{\mathrm{U}},\sigma}=0,\ j=\mathrm{U}.\tag{8}$$

在(1)式中，n 分别对左端，右端和上端的量子点列取值．对左端 n 的取值范围为 $-\infty\to-N_{\mathrm{L}}\to-1$，对右端其范围为 $0_{\mathrm{R}}\to N_{\mathrm{R}}\to+\infty$，对上端取值时，则为 $0_{\mathrm{U}}\to N_{\mathrm{U}}\to+\infty$．利用上面的方程，我们可以消去所有的系数 $C_{n_{\mathrm{U}},\sigma}$，则(8)式可以写为

$$(E-\varepsilon_{\mathrm{U}}-\varepsilon_{\mathrm{U}}^{0})b_{\mathrm{U},\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{U}-1,\sigma}+t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}b_{\mathrm{U}+1,\sigma}+V_0(\sigma)C_{0_{\mathrm{U}},\sigma}=0,\ j=\mathrm{U},\tag{9}$$

其中

$$\varepsilon_{\mathrm{U}}^{0}=\cfrac{V_0^2(\sigma)}{E-\varepsilon_{1_{\mathrm{U}}}-\cfrac{t^2}{E-\varepsilon_{2_{\mathrm{U}}}-\cfrac{t^2}{\cdots}}}$$
$$\cfrac{V_{\mathrm{U}}^2(\sigma)}{E-\varepsilon_{0_{\mathrm{U}}}-\sum^{\mathrm{U}}(E)}$$

表示上端理想导线对连接点 U 的影响，$\varepsilon_{\mathrm{U}}+\varepsilon_{\mathrm{U}}^{0}$ 为相应 U 点的有效能量．$\sum^{\mathrm{U}}(E)=V_{\mathrm{U}}^2(\sigma)G^{\mathrm{U}}(E)$ 是由于上端连接到 U 点从产生的自能．$G^{\mathrm{U}}(E)$ 为点 n_{U} 处的 Green 函数，满足下列方程：

$$G^{\mathrm{U}}(E)=[E-\varepsilon_{\mathrm{U}}-t^2G^{\mathrm{U}}(E)]^2,$$

其解为

$$G^{\mathrm{U}}(E)=\frac{1}{2t^2}\{(E-\varepsilon_{\mathrm{U}})-\mathrm{i}[4t^2-(E-\varepsilon_{\mathrm{U}})^2]^{1/2}\}.$$

通过上面的化简，我们就把竖直端对系统输运的影响归结为自能和有效能量，从而把一个一端输入两端输出的问题转化为一端输入一端输出的问题．

对于 AB 环，我们假设其上半弧有 n 个点，下半弧有 m 个点，这样整个 AB 就有 $n+m+2=N$ 个格

点.把上式写为矩阵形式,则有

$$\begin{bmatrix} b_{\mathrm{R},\uparrow} \\ b_{n,\uparrow} \\ b_{\mathrm{R},\downarrow} \\ b_{n,\downarrow} \end{bmatrix} = M(j,E)^{n} \begin{bmatrix} b_{1,\uparrow} \\ b_{\mathrm{L},\uparrow} \\ b_{1,\downarrow} \\ b_{\mathrm{L},\downarrow} \end{bmatrix}, \tag{10}$$

$M(j,E)$为 AB 环上的转移矩阵,于是我们可以得到

$$b_{1,\uparrow} = \frac{1}{M_{11}^{n}} C_{\mathrm{R},\uparrow} - \frac{M_{12}^{n}}{M_{11}^{n}} C_{\mathrm{L},\uparrow},$$

$$b_{1,\downarrow} = \frac{1}{M_{33}^{n}} C_{\mathrm{R},\uparrow} - \frac{M_{34}^{n}}{M_{33}^{n}} C_{\mathrm{L},\uparrow}.$$

同理,对下半弧进行计算,可以得到

$$b_{-1,\uparrow} = \frac{1}{(M_{11}^{n})^{*}} C_{\mathrm{R},\uparrow} - \frac{(M_{12}^{n})^{*}}{(M_{11}^{n})^{*}} C_{\mathrm{L},\uparrow},$$

$$b_{-1,\uparrow} = \frac{1}{(M_{33}^{n})^{*}} C_{\mathrm{R},\uparrow} - \frac{(M_{34}^{n})^{*}}{(M_{331}^{n})^{*}} C_{\mathrm{L},\uparrow}.$$

于是,我们有

$$\begin{bmatrix} C_{0,\uparrow} \\ b_{\mathrm{R},\uparrow} \\ C_{0,\downarrow} \\ b_{\mathrm{R},\downarrow} \end{bmatrix} = M(\mathrm{R},E)M(\mathrm{L},E) \begin{bmatrix} b_{\mathrm{L},\uparrow} \\ C_{-1,\uparrow} \\ b_{\mathrm{L},\downarrow} \\ C_{-1,\downarrow} \end{bmatrix} = P(E) \begin{bmatrix} b_{\mathrm{L},\uparrow} \\ C_{-1,\uparrow} \\ b_{\mathrm{L},\downarrow} \\ C_{-1,\downarrow} \end{bmatrix}, \tag{11}$$

其中,$M(\mathrm{R},E)$和 $M(\mathrm{L},E)$分别在 R 点和 L 点的转移矩阵,其具体形式为

$$M(\mathrm{R},E) = \begin{bmatrix} -\dfrac{E-\varepsilon'_{\mathrm{R}}}{V_0(\uparrow)} & -\dfrac{t_{\mathrm{R}}}{V_0(\uparrow)} & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\dfrac{E-\varepsilon'_{\mathrm{R}}}{V_0(\downarrow)} & -\dfrac{t_{\mathrm{R}}}{V_0(\downarrow)} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix},$$

$$M(\mathrm{L},E) = \begin{bmatrix} -\dfrac{E-\varepsilon'_{\mathrm{L}}}{t_{\mathrm{L}}} & -\dfrac{V_0(\uparrow)}{t_{\mathrm{L}}} & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\dfrac{E-\varepsilon'_{\mathrm{L}}}{t_{\mathrm{L}}} & -\dfrac{V_0(\uparrow)}{t_{\mathrm{L}}} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

这里,$\varepsilon'_{\mathrm{L}}$ 和 $\varepsilon'_{\mathrm{R}}$ 是在 L 点和 R 点上的有效格点能量,$t_{\mathrm{L}}, t_{\mathrm{R}}$ 为有效的跃迁积分.

$$\varepsilon'_{\mathrm{L}} = \varepsilon'_{\mathrm{R}} = \varepsilon - t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}\frac{M_{12}^{n}}{M_{11}^{n}} - t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma}\frac{(M_{12}^{m})^{*}}{(M_{11}^{m})^{*}},$$

$$t_{\mathrm{L}} = \frac{t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\gamma}}{M_{11}^{n}} + t_{\mathrm{c}}(\sigma)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\gamma}\frac{1}{(M_{11}^{m})^{*}}, \tag{12}$$

$$t_{\mathrm{R}} = (t_{\mathrm{L}})^{*}.$$

可以看出矩阵 $P(E)$把波函数的系数从左端的 −1 点传到了右端的 0 点.对整个系统有

$$\begin{bmatrix} C_{n+1,\sigma} \\ C_{n,\sigma} \\ C_{n+1,-\sigma} \\ C_{n,-\sigma} \end{bmatrix} = M(n,E) \begin{bmatrix} C_{n,\sigma} \\ C_{n-1,\sigma} \\ C_{n,-\sigma} \\ C_{n-1,-\sigma} \end{bmatrix}. \tag{13}$$

利用平面波展开,归一化的系统波函数可以写为[21]

$$C_{n,\sigma} = \mathrm{e}^{\mathrm{i}K_{\sigma}^{\mathrm{L}}na} + r_{\sigma}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}K_{\sigma}^{\mathrm{L}}na}, n \leqslant -(N_{\mathrm{L}}+1),$$

$$C_{n,\sigma} = t_{\sigma}^{\mathrm{R}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}K_{\sigma}^{\mathrm{R}}na}, n \geqslant N_{\mathrm{R}}+1. \tag{14}$$

t_{σ}^{R} 为波函数在右端的透射系数,而 r_{σ} 则为左端的反射系数 则(13)式可改写为

$$\begin{bmatrix} t_{\sigma} \\ 0 \\ t_{-\sigma} \\ 0 \end{bmatrix} = T(E) \begin{bmatrix} 1 \\ r_{\sigma} \\ 1 \\ r_{-\sigma} \end{bmatrix}. \tag{15}$$

解上式方程,可以得到相应的反射系数和透射系数为

$$r_{\uparrow} = \frac{-\left(\dfrac{T_{21}}{T_{22}} + \dfrac{T_{23}}{T_{22}}\right) + \dfrac{T_{24}}{T_{22}}\left(\dfrac{T_{41}}{T_{44}} + \dfrac{T_{43}}{T_{44}}\right)}{1 - \dfrac{T_{24}}{T_{22}}\dfrac{T_{42}}{T_{44}}}.$$

$$r_{\downarrow} = \frac{-\left(\dfrac{T_{41}}{T_{44}} + \dfrac{T_{43}}{T_{44}}\right) + \dfrac{T_{42}}{T_{44}}\left(\dfrac{T_{21}}{T_{22}} + \dfrac{T_{23}}{T_{24}}\right)}{1 - \dfrac{T_{24}}{T_{22}}\dfrac{T_{42}}{T_{44}}},$$

$$t_{\uparrow}^{R} = T_{11} + T_{12} r_{\uparrow} + T_{13} + T_{14} r_{\downarrow},$$
$$t_{\downarrow}^{R} = T_{31} + T_{32} r_{\uparrow} + T_{33} + T_{34} r_{\downarrow}.$$

从而可以得到透射率

$$T_{\uparrow}^{R} = \frac{V_R(\uparrow)}{V_L(\uparrow)} |t_{\uparrow}^{R}|^2,$$
$$T_{\downarrow}^{R} = \frac{V_R(\downarrow)}{V_L(\downarrow)} |t_{\downarrow}^{R}|^2.$$

于是总透射率 T_{tot}^{R} 和相对透射率即净透射率 ΔT^{R} 分别为

$$T_{tot}^{R} = T_{\uparrow}^{R} + T_{\downarrow}^{R},$$
$$\Delta T^{R} = T_{\uparrow}^{R} - T_{\downarrow}^{R}.$$

从净透射率出发,利用 Laudauer-Buticker 公式,就可以得到系统的电导和自旋流.

同样的,我们可以得到入射电子在上端的透射率和相应的净透射率

$$\Delta T^{U} = T_{\uparrow}^{U} - T_{\downarrow}^{U}.$$

3.数值计算和讨论

在具体的数值计算里,我们假设电子在最近邻格点之间的跃迁积分 $t(\sigma)$,量子点与 AB 环之间的耦合系数 $V_0(\sigma)$ 和 $t_c(\sigma)$ 均为 1 个单位的能量常数而与自旋的取向无关,即 $t(\sigma) = t_c(\sigma) = 1$,同时量子点列与正常导线之间的耦合系数取值为 $V_L(\uparrow) = V_R(\uparrow) = V_U(\uparrow) = t$;和 $V_L(\downarrow) = V_R(\downarrow) = V_U(\downarrow) = 0.8t$.所有的格点能量均取为 $2t$;$g\mu B_1 = g\mu B_2 = 1t$;$\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2}$,而整个 AB 环由 8 个量子点组成,右端点列连接在其第五个量子点而上端则连接在第 3 个量子点上(图 1).在图 2 中,在固定 AB 环中的磁通为一常数 0.5 的情况下,我们给出了自旋流(净透射率 ΔT)随入射电子能量的关系曲线,其中实线代表从左端入射而在上端出射的情况,虚线则表示从左端入射而在右端出射的情况.

可以看出,电子从右端出射的概率要比从上端出射的概率小很多,这是因为在计算中,我们假设了在右端的量子点列上有 4 个量子点,而在上端的量子点列上只有 1 个量子点,即出射臂上的量子点的数目会对输出的结果有很大的影响.从图 2 还可以看出,在一些能量范围内从不同的的出射端得到的自旋流的自旋属性是相反的,例如当入射电子的能量介于 $0.34t$—$0.43t$ 之间时,从上端出射的自旋流

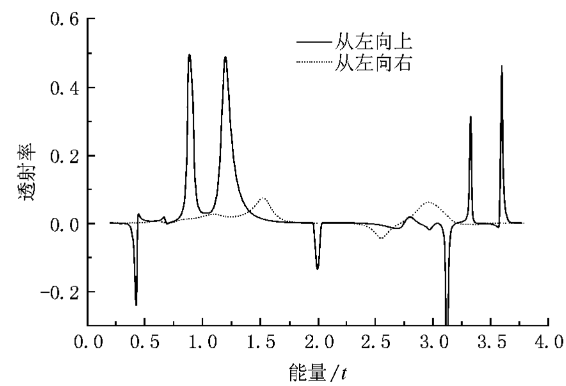

图 2 固定 AB 环的磁通,电子的多端输运随入射能量的变化

为自旋向下的(反映在图中曲线上则为小于零),而从右端出射的自旋流则是自旋向上的(大于零).而当入射电子的能量介于 $2.12t$—$2.29t$ 之间时,从上端出射的自旋流为自旋向上的,而从右端出射的自旋流则是自旋向下的.

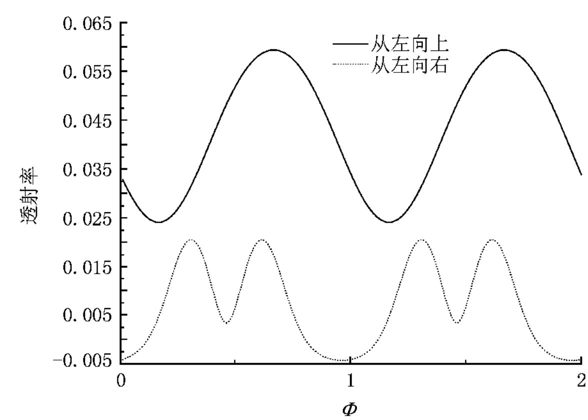

图 3 固定入射电子的能量,电子的多端输运随磁通的变化

在图 3 中,我们固定电子的入射能量为 $0.5t$,考察出射情况随 AB 环内磁通的变化规律.其中实线仍表示左端入射上端出射的情况,虚线表示左端入射右端出射的情况.可以看出,曲线呈周期性的变化规律,周期均为 1,一个明显的特点就是从上端出射的自旋流保持为恒定的自旋向上属性,而从右端出射的自旋流则在 $0.81\Phi_0$—$1.11\Phi_0$ 之间呈现自旋向下的属性,也就是说,对于具有固定入射能量的电子,其在输运过程中经过 AB 环时,由于受到 AB 环上量子点以及环内磁通的影响,可以在不同的输出端得到自旋属性不同(极化方向不同)的自旋流.由以上可以看出,从不同出射端出射的自旋流受入射电子能量,出射端的量子点数和 AB 环内的磁通的

影响，从而可以在不同的出射端得到自旋属性不同的自旋流.

4. 结　论

我们研究了 AB 效应对量子输运的多终端输出的影响.当在 AB 环的不同位置上连接上相同或不同的输出端时，在相同的能量范围内，由不同的输出端所输出的自旋流的方向是相反的，也就是说，当从右段输出的是自旋向上的自旋流时，从上端输出的自旋流为自旋向下的属性.当我们固定入射电子的能量时，在一些相同的磁通范围内，从两个输出端输出的自旋流属性也是相反的，从而，可以通过控制 AB 环内的磁通在输出端得到不同属性的自旋流.

[1] Wolf S A 2001 *Science* **294** 1488

[2] Prinz G A 1998 *Science* **282** 1660

[3] Yu H，Liang J Q 2005 *Eur*. *Phys*. *J*. B **43** 421

[4] Sun Q F，Wang J，Guo H 2005 *Phys*. *Rev*. B **71** 165310

[5] Zutic I，Fabian J，Sarma S D 2004 *Rev*. *Mod*. *Phys* **76** 323

[6] Murakami S，Nagaosa N，Zhang S C 2003 *Science* **301** 1348

[7] Sinova J，Culcer D，Niu Q，Sinitsyn N A，Jungwirth T，MacDonald A H 2004 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **92** 126603

[8] Kato Y K，Myers R C，Gossard A C，Awschalom D D 2004 *Science* **306** 1910
Wunderlich J，Kastner B，Sinova J，Jungwirth T 2005 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **94** 047204

[9] Shen S Q，Ma M，Xie X C，Zhang F C 2004 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **92** 256603

[10] Datta S，Das B 1990 *Appl*. *Phys*. *Lett*. **56** 665

[11] Culcer D，Sinova J，Sinitsyn N A，Jungwirth T，Mac-Donald A H，Niu Q 2004 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **93** 046602

[12] Rashba E I，Efros A L 2003 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **91** 126405

[13] Rokhinson L P，Larkina V，Lyanda-Geller Y B，Pfeiffer L N，West K W 2004 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **93** 146601

[14] Li Z J 2005 *Chin*. *Phys*. **14** 2100

[15] Wang J M，Wang R，Zhang Y P，Liang J Q 2007 *Chin*. *Phys*. **16** 2069

[16] Wang J M，Wang R，Liang J Q 2007 *Chin*. *Phys*. **16** 2075

[17] Gao Y F，Zhang Y P，Liang J Q 2005 *Chin*. *Phys*. **14** 196

[18] Perel V I，Tarasenko S A，Yassievich I N，Ganichev S D，Belkov V V，Prettl W 2003 *Phys*. *Rev*. B **67** 201304

[19] Tarasenko S A，Perel V I，Yassievich I N 2004 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **93** 056601

[20] Glazov M M，Alekseev P S，Odnoblyudov M A，Chistyakov V M，Tarasenko S A，Yassievich I N 2005 *Phys*. *Rev*. B **71** 155313

[21] Xu H Q 2002 *Phys*. *Rev*. B **66** 165305

Spin-dependent transport through a multi-electrodes controlled by an Aharonov-Bohm ring

Yao Jian-Ming[1)] Yang Chong[2)]

1)(*Department of Physics, Zhejing College of Marine, Zhoushan* 316000, *China*)

2)(*Department of Physics, Xinzhou Normal College, Xinzhou* 034000, *China*)

(Received 20 October 2008; revised manuscript received 19 November 2008)

Abstract

The multi-terminal quantum transport in a dot-array through an AB ring is studied via single-band tight-binding Hamiltonian. It is shown that the output spin current is a periodic function of the magnetic flux in the quantum unit Φ_0. Moreover, we can get the spin current with contrary spin polarization in the same energy range in different terminals.

Keywords: spin-polarized transport, quantum dot, polarization, spin current

PACC: 7210, 7225, 2570E