

第3章 基于自旋轨道耦合效应的三终端自旋结构

3.1 引言

电子自旋被认为是未来实现量子计算的理想比特单元^[116]。怎样产生和操纵自旋来实现自旋积累和自旋极化输运一直是自旋电子学的一个中心课题^[1]。对于介观量子点体系，由于其自旋自由度（特别是核自旋）的退相干时间很长^[11]，这一类系统是目前最重要、也是研究最多的一类自旋电子器件系统。这类体系中常规的实现自旋极化输运的方法是与铁磁材料电极耦合或外加电磁场。但这两类方法在实验上均存在一定的困难。铁磁电极中的自旋很难被注入到半导体材料中^[14,15]；对于外加磁场，将磁场局域在量子点这么小的区域内需要应用较高的实验技术。因此，如果能仅仅利用量子点内部的性质，而不借助附加的实验条件来实现自旋的极化输运将是非常有意义的。

自从 Datta 和 Das 提出场效应管的概念^[10]以来，自旋轨道耦合对电子输运性质的影响受到了越来越多的重视。自旋轨道耦合揭示了电子的运动对其自旋进动的影响。在过去二十多年中，已有大量基于自旋轨道耦合的研究来讨论怎样提高输运中的极化效率。近期实验中，二维电子气中类似 Hall 效应^[117,118]的 Rashba 自旋轨道耦合导致的自旋流已被实验所观测到^[119,120]。大多数的研究主要集中在体材料、隧道结的极化电流注入。近两年，量子点体系内的自旋轨道耦合效应对输运性质的影响引起了人们很大的兴趣。理论研究发现将含有 Rashba 自旋轨道耦合的量子点嵌入 AB 环一臂，这个体系会出现自旋极化输运^[89]。最近，Nowack 等人在双量子点体系实现了对单个电子自旋的电学操控^[86]，他们分析量子点内自旋的翻转是由于自旋轨道耦合机制所引起的。他们的工作为基于量子点电子自旋的固态量子计算方案提供了可行的方案。

最近，获得不伴随着电荷流产生的纯自旋流吸引了越来越多的关注，很多理论的工作探讨了这种称为“自旋电池”器件。纯自旋流是指自旋向上电子贡献的电流和自旋向下的电流大小相等，但具有相反的方向的电流。纯自旋流被认为是解决自旋注入的可能手段，可以由很多方式来获得纯自旋流，例如利用自旋霍尔效应^[117-120]、偏振光定位^[121-124]、绝热或非绝热自旋泵浦^[125-129]等。实验上在 ZnSe 和 GaAs 半导体中通过两束激光场的干涉获得了纯自旋流^[121-124]。

近几年很多研究关注到多终端量子器件输运性质的多样性^[130-133]。对比常规的二终端器件，多终端器件的可控参数增加，其输运性质要复杂和丰富得多。微观上电子的输运路径和相干路径的丰富，可以观察到很多新的物理现象。例如对于一个N终端的量子点系统，人们发现其电导的近藤峰被劈裂成N-1个^[132]，这有利于在非平衡输运中对近藤共振现象的理解。作为最简单的多终端器件，大量的研究集中在对三终端器件的研究上。迄今为止，很多三终端的自旋器件，如由铁磁电极和正常金属电极组成的自旋器件，被用来加强自旋注入效率。目前，利用三终端量子器件来获取纯自旋流的研究还很少，而且大多数工作仅限于理论上的讨论，这是因为纯自旋流的测量还存在一定的困难。Pareek研究了含有自旋轨道效应的Y型量子结构中纯自旋流的性质^[130]。王健等人建议以铁磁端口作为注入端口，在三终端量子点器件中获得纯自旋流^[131]。他们进而讨论了正常金属端口被超导端口取代后纯自旋流的性质。在这些器件中，人们发现了电流放大现象，并且可以通过调节电压和铁磁电极中电子注入角度来得到纯自旋流。

本章主要研究基于三终端器件分流性质获得直流纯自旋流。这个装置的优点在于无需外加磁场和铁磁电极，而直接利用量子点内禀的自旋轨道耦合效应来产生纯自旋流。同时讨论不同端口结构下的纯自旋流大小。

3.2 三终端器件中的纯自旋电流

本节主要介绍基于Rashba自旋轨道耦合效应的三终端器件来实现极化输运的物理机制。先考虑一个经典的三终端电子器件，将电极 L_0 作为电子注入端，调节电极间的电压： $V_0 > V_1, V_2$ 且 $V_1 = V_2$ 。此时电流的流向为电子从端口 L_0 流向端口 L_1 和 L_2 ， L_1 和 L_2 之间没有电流，此时流过端口 L_1 的电流流向为流入。当维持 V_0, V_2 ，同时抬高端口 L_1 的电压至 $V_1 = V_0$ ，此时电流流向为电子从端口 L_0 和 L_1 流向端口 L_2 ， L_0 和 L_1 之间没有电流，此时流过端口 L_1 的电流流向为流出。因此，在抬高端口 L_1 的电压过程中，流过端口 L_1 的电流发生了变向，变向处的电压和电路的电阻相关。而对于自旋极化的电流，自旋向上的电流和自旋向下的电流并不是同时改变流向，在三终端的器件中就可以实现自旋过滤的功能。

如图3.1所示，本章讨论的模型由三个普通金属电极耦合一个含有Rashba自旋轨道耦合的量子点组成。如果电流从上面的电极 L_0 可注入到量子点时，

Rashba 自旋轨道耦合会导致量子点与电极的耦合是与自旋相关的，这会导致量子点上费米能的劈裂，从而出现自旋极化的输运。对于一个二终端的器件，不同自旋的电流具有相同的流向，且电流方向由两端电极化学势的高低决定。而对于三终端的器件，电流的流向和可控参数要丰富得多。对于普通三终端电路，由基尔霍夫定律可知，可以调节某端电压来控制其中一端的电流方向。这对于量子器件同样适用。在非平衡情况下，Rashba 自旋轨道耦合会导致不同自旋电流的劈裂。当维持其中两端电压并调节第三端的电压时，可以把某端电流的电荷流调节为零，但不同自旋的电流并不同时改变其方向。因此在这一端可以得到完全极化，甚至纯的自旋流。

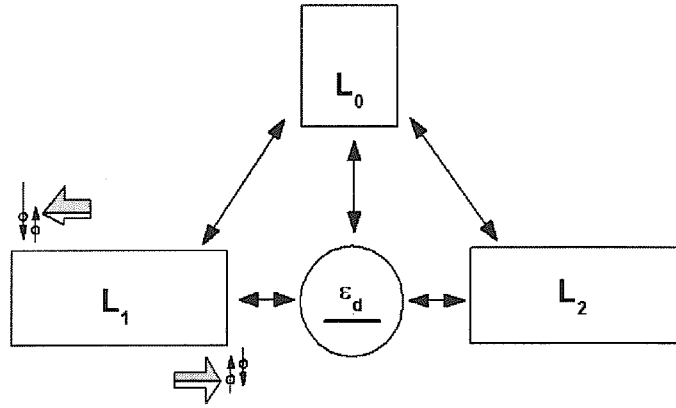


图 3.1 三终端自旋器件示意图。这个器件由三个正常金属电极耦合一个含有自旋轨道耦合效应的量子点组成，其中端口间的直接耦合是产生自旋流的必要条件。

3.3 理论模型

这个三终端自旋结构的哈密顿量为：

$$H = H_{\alpha} + H_D + H_T, \quad (3-1)$$

其中 $H_{\alpha} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_{\alpha k} c_{\alpha k \sigma}^{\dagger} c_{\alpha k \sigma}$ 表示电极 $\alpha (=0,1,2)$ 上传导电子的哈密顿量，其中 $\sigma (= \uparrow, \downarrow)$ 为自旋指标； $H_D = \sum_{\sigma} \varepsilon_d c_{d\sigma}^{\dagger} c_{d\sigma} + U c_{d\uparrow}^{\dagger} c_{d\uparrow} c_{d\downarrow}^{\dagger} c_{d\downarrow}$ 表示量子点的哈密顿量，其中 ε_d 为量子点能级， U 为库仑排斥能； $H_T = H_{T1} + H_{T2}$ ，其中

$H_{T1} = \sum_{k,\sigma} (t_{d0} c_{0k\sigma}^\dagger c_{d\sigma} + t_{d1} e^{-i\sigma k_R L} c_{1k\sigma}^\dagger c_{d\sigma} + t_{d2} e^{-i\sigma k_R L} c_{2k\sigma}^\dagger c_{d\sigma} + H.c.)$ 描述了量子点和电极间耦合的哈密顿量, $H_{T2} = \sum_{k,\sigma} (t_1 c_{0k\sigma}^\dagger c_{1k\sigma} + t_2 c_{0k\sigma}^\dagger c_{2k\sigma} + H.c.)$ 描述了电极间的直接耦合。对于单能级的量子点, 已经证明了 Rashba 自旋轨道耦合对二次量子化哈密顿量的影响是在耦合系数中出现了自旋相关的相因子 $\sigma\varphi = \sigma k_R L$ 。这里 L 表示量子点的尺寸, $k_R = \alpha_R m^* / \hbar^2$, 其中 m^* 和 α_R 分别代表电子的有效质量和量子点内 Rashba 自旋轨道耦合的强度。

Rashba 自旋轨道耦合项 $H_R = \alpha_R (\sigma_z p_x - \sigma_x p_z) / \hbar$ 可分为两项, 即 $H_{R1} = \alpha_R \sigma_z p_x / \hbar$ 和 $H_{R2} = -\alpha_R \sigma_x p_z / \hbar$ 。对于沿 $\hat{x}$ 轴向的输运, H_{R1} 导致自旋的进动, H_{R2} 则导致不同能级间的自旋翻转。这里仅考虑量子点内单能级情形, 因此在二次量子化 Rashba 自旋轨道耦合时其影响仅仅体现在产生一个自旋相关的相位 $\sigma k_R L$ 。此外, 如第二章所讨论的, 电极间的直接耦合提供了一条连续的相干路径, 这条路径对本系统实现自旋极化输运是必须的, 否则在有效耦合中的自旋相关相位会被抹掉。

哈密顿量 (3-1) 描述的量子输运可用标准 Keldysh 非平衡格林函数求解。利用文献[133]的结果, 从电极 α 端流出的电流可表示为:

$$I_\alpha^\sigma = \frac{e}{\hbar} \sum_{\alpha'} \int \frac{d\omega}{2\pi} [f_\alpha(\omega) - f_{\alpha'}(\omega)] T_{\alpha\alpha'}(\omega). \quad (3-2)$$

其中 $T_{\alpha\alpha'}(\omega) = \text{Tr}_\sigma [\Gamma_\alpha^\sigma G_d^r(\omega) \Gamma_{\alpha'}^\sigma G_d^a(\omega)]$ 为电极 α 和 α' 间的有效耦合系数, $f_\alpha(\omega)$ 为端口 α 的费米分布函数。这里我们假定电极由相同的材料组成, $\Gamma_\alpha^\sigma (= 2\pi\rho |t_{d\alpha}|^2)$ 为宽带近似下的线宽函数, ρ 代表电极上传导电子的态密度。

$G_d^{r,a}(\omega)$ 量子点上的延迟和超前格林函数。为简化起见, 假定 $t_{d1} = t_{d2} = t_d$ 且 $t_{d0} = \gamma t_d$ 。接下来的讨论中我们取 $\Gamma (= 2\pi\rho |t_d|^2)$ 作为能量归一。

利用标准的运动方程方法^[133,134], 可以得到对应的量子点的格林函数, 这里采用 Hatree-Fock 近似来截断高阶的格林函数。在这个近似框架下, 可以在量子点的谱函数中发现处于在 $\omega = \varepsilon_d$ 和 $\omega = \varepsilon_d + U$ 两个位置的共振洛仑兹峰, 这反映了库仑阻塞效应。利用量子点的小于格林函数可以来自洽求解不同自旋电子的

平均占据数。

3.4 结果讨论

在计算中选取库仑相互作用 $U=4$ ，化学势 $\mu_\alpha = V_\alpha$ ，这里 V_α 表示外加在电极 α 上的电压。图 3.2 给出了自旋流随 L_2 上电压 V_2 的变化。随着 V_2 从 0 开始减小，自旋向上的电流在 A 点变为 0，此时总电流只包含自旋向下的分量，为完全极化电流。随着 V_2 的进一步减小，自旋向上的电流开始反向的增加而此时自旋向下的电流分量继续减小，且在 B 点减小为 0。在 $V_B < V_2 < V_A$ 区域，不同自旋的电流分量流向相反，且在 C 点可得到纯自旋流。在这一点，总的电荷流为 0 而自旋流 $I_s = I_\uparrow - I_\downarrow = 2I_\uparrow$ 。在 $V_2 > 0$ 的区域有类似的性质。在自旋极化输运系统中，利用这种方向控制可以得到高极化度的自旋流，这种方式可能存在着广泛的应用前景。一方面这种方式几乎可以用于任何自旋极化输运系统，另一方面也没有给实验带来更多的困难。

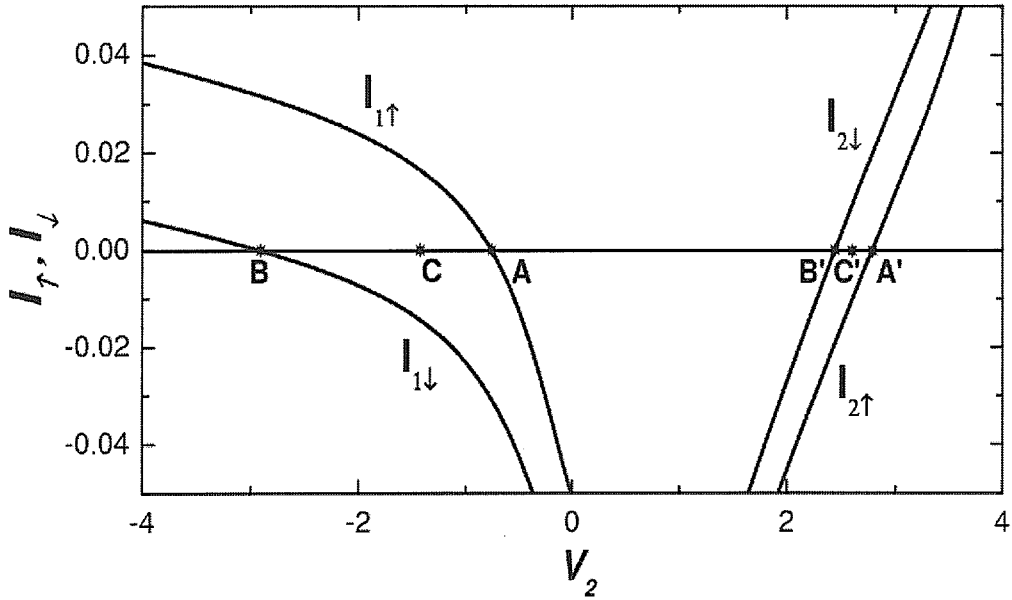


图 3.2 流过端口 L_1 和 L_2 的自旋电流随偏压 V_2 的变化。A、B 和 A'、B' 代表完全极化电流出现的位置。C 和 C' 代表纯自旋流出现的位置。其中 $t_1 = 0.1$ ， $t_2 = 0.2$ ， $\gamma = 0.8$ ， $U = 4.0$ ， $\phi = 0.5$ ， $V_1 = 0.0$ 。

对于当前讨论的自旋器件, Rashba 自旋轨道耦合引起的自旋进动角 φ , 量子点能级 ε_d , 电极直接耦合 $t_{1(2)}$ 和耦合系数 γ 可用以调节得到大的纯自旋流。作为例子, 我们讨论通过调节 V_2 来使电极 L_1 端产生纯自旋流。首先我们讨论 Rashba 自旋轨道耦合 φ 对纯自旋流的影响, φ 主要由量子点的尺寸和材料决定。在实验中, 已有的报道^[135]表明 Rashba 自旋轨道耦合强度 α_R 可以到达 $1 \times 10^{-11} \text{ eV m}$ 的量级, 这样对于有效质量 $m^* = 0.036m_e$ 的传导电子, $k_R = \alpha_R m^* / \hbar^2 = 0.015 / \text{nm}$, 由此得到对于尺寸为 $L \approx 100 \text{ nm}$ 的量子点 $\varphi = 0.6$ 。图 3.3(a) 给出了为维持 L_1 端的纯自旋流, V_2 随 φ 的变化。 V_2 和对应的纯自旋流 $I_{\uparrow\downarrow}(= -I_{\downarrow\uparrow})$ 均为 φ 以 2π 为周期的非单调变化函数。随着 φ 从 0 开始增加, $I_{\uparrow\downarrow}(= -I_{\downarrow\uparrow})$ 增加且自旋向下电流分量大于自旋向上分量。随着 φ 的继续增加, $I_{\uparrow\downarrow}(= -I_{\downarrow\uparrow})$ 在 $\varphi = \pi$ 的位置改变方向。这不同于铁磁电极构成的三终端自旋器件中纯自旋流总是在同一方向。此外, 纯自旋流总在 $\varphi = (2n-1)\pi/4$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 的位置达到峰值, 而在 $\varphi = n\pi/2$ 附近有极小值。

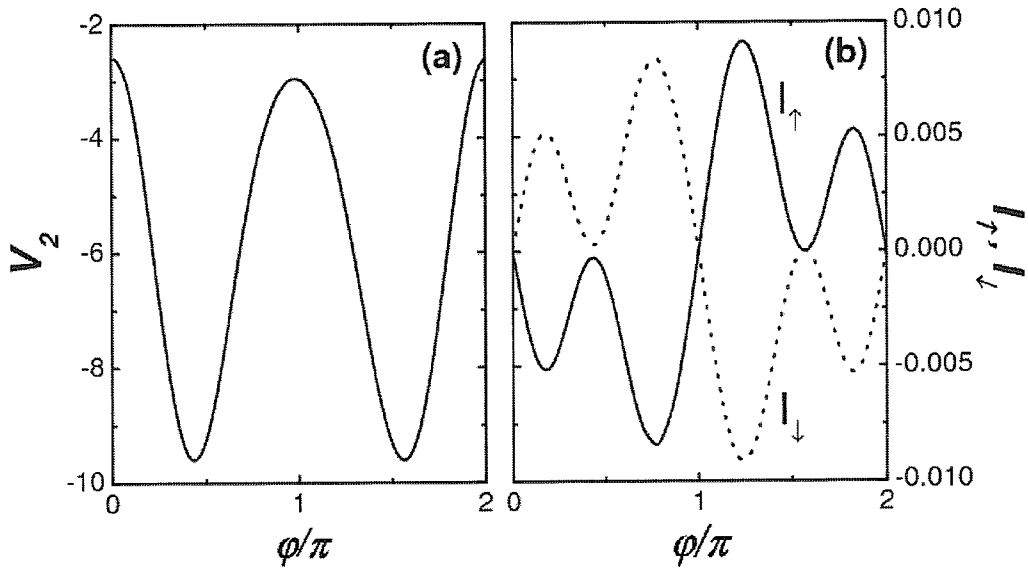


图 3.3 (a) 维持端口 L_1 电流为纯自旋流时偏压 V_2 随 Rashba 自旋轨道耦合强度 φ 的变化; (b) 对应的纯自旋流 $I_{\uparrow\downarrow}$ 随 φ 的变化。其他所取参数和图 3.2 中一致。

在实验中量子点上的能级 ε_d 可由外部的门电压控制。和 Rashba 自旋轨道耦合 φ 相比, ε_d 更易于实验上调节, 而且它本身对环境噪声非常敏感, 通过门电压来控制其大小非常重要。图 3.4 给出了 V_2 和对应的纯自旋流随量子点能级 ε_d 的变化。 $V_2 \propto \varepsilon_d$ 曲线每隔 U 即有一个峰值。在极大和极小 ε_d 极限下, 量子点几乎完全处于空占或双占的状态, 因此此时纯自旋流的强度趋近于零。随着 ε_d 的增加, $I_{\uparrow\downarrow}(= -I_{\downarrow\uparrow})$ 也会象 Rashba 自旋轨道耦合 φ 影响一样改变方向。纯自旋流呈现出多峰变化, 峰的间隔略微偏离于 U , 这可以看作是当改变 ε_d 时 V_2 也同时改变的结果。

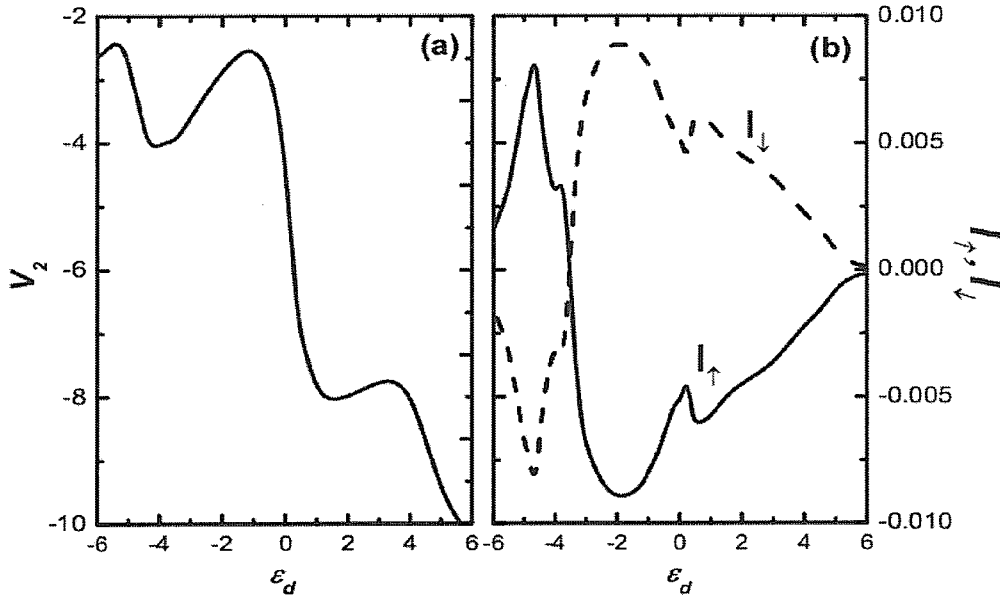


图 3.4 (a) 维持端口 L_1 电流为纯自旋流时偏压 V_2 随量子点能级 ε_d 的变化; (b) 对应的纯自旋流 $I_{\uparrow\downarrow}$ 随 ε_d 的变化。其他所取参数和图 3.2 一致。

电极间的构形也会对纯自旋流的大小产生影响。在一个具体实验中, 例如 STM 系统^[136-139], 探测端 L_0 的移动可以调节 t_1 、 t_2 和 t_{d0} 的大小。简化起见, 通过调节 t_1 或者 t_2 的大小来近似地反映这种移动。图 3.5 给出了 V_2 和对应的纯自旋流随 t_1 的变化。可以发现偏离 $t_1 = t_2$ 后纯自旋流获得了很大的增益。对于 $t_2 = 0.2$, 开始时纯自旋流随着 t_1 而减小并在特定的 t_1 时减小为零。随着 t_1 的继续

增加, $I_{\uparrow}(=-I_{\downarrow})$ 开始反向增加。当 $t_1=0$ 时, $I_{\uparrow}(=-I_{\downarrow})$ 具有最大值约为 0.03, 这是 $t_1=0.2$ 时电流大小的 6 倍。可以发现, 基于 Rashba 自旋轨道耦合的三终端自旋器件获得的纯自旋流大小并不弱于类似结构的由铁磁和超导材料为电极的器件^[131]。

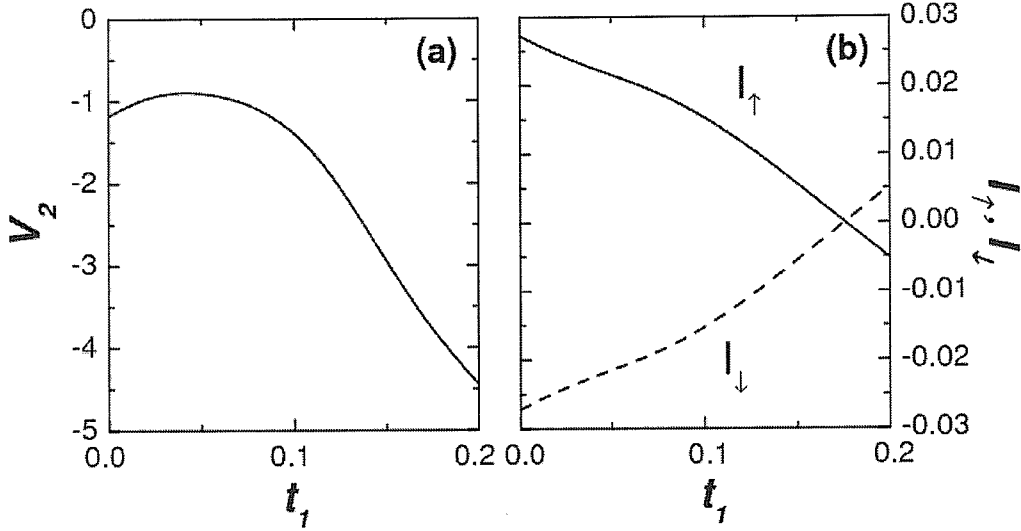


图 3.5 (a) 维持端口 L_1 电流为纯自旋流时偏压 V_2 随端口间耦合 t_1 的变化; (b) 对应的纯自旋流 $I_{\uparrow(\downarrow)}$ 随 t_1 的变化。其他所取参数和图 3.2 一致。

3.5 小结

本章提出了一种基于 Rashba 自旋轨道耦合的三终端自旋量子结构。这个结构由三个正常金属电极耦合一个含有 Rashba 自旋轨道耦合的量子点构成。这个结构可用来提高自旋运输的极化率, 并可用以得到完全极化电流甚至纯自旋流。我们讨论了 Rashba 自旋轨道耦合强度、量子点能级和电极间构形对纯自旋流大小的影响, 发现其大小和方向均可由以上参数调节。为得到较大的纯自旋流, 可以调节 $\varphi = (2n-1)\pi/4$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 或者改变电极间的耦合对称性。由于这个结构无须外加磁场和铁磁电极, 这个方案可以在当前技术下实现, 例如 STM 系统。

第4章 二能级Rashba量子点的泵浦纯自旋流

4.1 引言

在对介观体系量子输运特性研究的初期,大多数工作仅局限于与时间无关的现象。随着研究的不断深入,近几年来介观系统中含时输运问题引起了人们的广泛兴趣。自从电荷泵浦^[140]和自旋泵浦^[127]在量子点体系实现以来,绝热或非绝热地泵浦自旋流引起了大量的关注。对于一个介观电子输运体系,绝热泵浦是指当参数的变化比电子的渡越时间要慢很多的泵浦过程。在这种情况下泵浦电流依赖于泵浦参数的形状和大小,而与泵浦的时间演化无关,这体现为绝热泵浦体系的几何性质^[141]。非绝热泵浦是指泵浦参数的变化和可比拟或快于渡越时间的泵浦。关于单电子泵浦最早的理论要追溯到1983年 Thouless 的工作^[142]。实验上最早的单电子泵浦器件是由 Pothier 等人在1992年完成的^[143]。Cota 和 Aono 分别研究了量子点在库仑阻塞区^[144]和近藤区^[145]的输运性质。对于非绝热的情形,王伯根等人^[146]利用格林函数二阶微扰展开,得到了小参数振幅任意频率的参数量子泵理论。杨谋等人研究了二能级量子点泵浦场对 Fano 电导的影响^[147]和非对称耦合体系的泵浦效应^[148,149]。

对于量子点体系的自旋泵浦,通常考虑外加静态塞曼磁场来劈裂量子点能级内的自旋简并,继而施加一个含时的泵浦磁场来驱动两个塞曼能级间的跃迁来获取纯自旋流。对于这个模型,很多理论工作从不同的角度讨论了这个体系的输运性质^[125,129,150-152],例如顺序隧穿区域^[129]、库仑阻塞区域^[150]、非绝热泵浦^[125]、考虑电声子耦合效应^[151]或超导端口^[152]的影响等。然而,对于这些自旋泵浦方案,总需要含时变化的外加磁场来破缺自旋简并。怎样纯电学地控制自旋流是人们非常感兴趣的一个问题。实验上 Watson 等人最早在量子点体系中实现了自旋泵浦^[127],他们的工作吸引了很多理论工作的关注,但是目前量子点体系自旋泵浦的工作依然很少。最近 Nowack 等人^[86]利用自旋轨道耦合效应通过电学泵浦的方式操控了量子点内的单电子自旋,这项实验为量子点内自旋泵浦的研究提供了新的思路。

对于一个量子点体系, Rashba 自旋轨道效应主要导致两个结果^[89]: (i)它导致量子点和电极耦合矩阵元中一个自旋相关的相位。(ii)它会导致能级间的自旋

翻转。至今人们主要研究了第一种效应，例如在 Aharonov-Bohm(AB)环一臂嵌入一个含有自旋轨道耦合效应的量子点。当电子通过 AB 环时，对于不同自旋的电子两条路径变得不对称，因此在这个体系中存在自旋积累和自旋极化输运。对于能级间的自旋反转效应，尽管这也是非常有趣并存在潜在应用的一个效应，但是迄今为止并未受到重视。

本章主要讨论连接铁磁端口的二能级 Rashba 量子点体系的泵浦电流和散粒噪声的性质，借助于 Rashba 自旋轨道耦合效应引起的能级间翻转效应，在这个体系中可以产生纯自旋流，其强度由两能级的能级差和自旋翻转强度共同决定。此外，指出有限偏压下的电荷流噪声可以被用来判断产生的泵浦电流是否为纯自旋流。

4.2 理论模型和计算

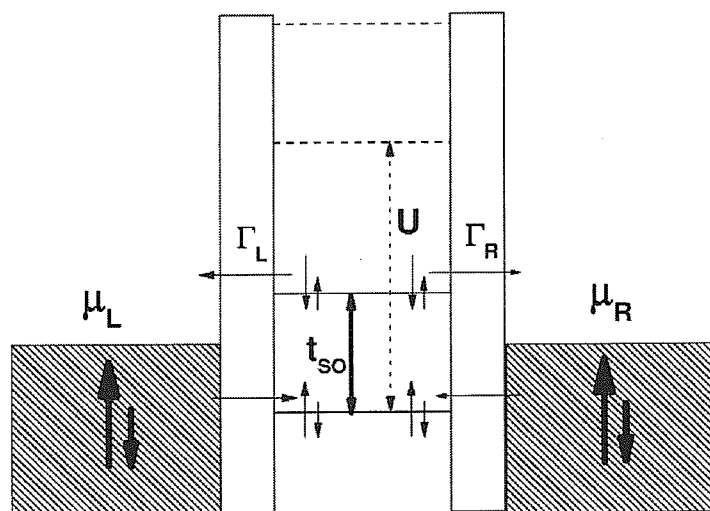


图 4.1 基于自旋轨道耦合效应的自旋场效应管示意图。由一个二能级 Rashba 量子点耦合两个平行排列的铁磁端口组成。通过电学地泵浦能级间自旋翻转强度来产生纯自旋流。

这里提出了一种同样基于自旋翻转的自旋场效应管，这个器件由一个二能级 Rashba 量子点耦合两个平行排列的铁磁端口组成。对比 Datta 和 Das 最早提出的自旋场效应管^[10]，其机理是一致的，这个器件可以看成零维的 Datta-Das

管，而一维和二维的情形在其他文献中已经讨论过^[10,153]。这个器件工作在零偏压下，通过泵浦能级间的自旋翻转强度来实现。Rashba 自旋轨道耦合效应是由于限制势的对称破缺所引起的，其强度可通过外加门电压来进行调节^[135,154]。通过调节控制量子点能级的门电压，可以使量子点内较高的能级在电极化学势以上，较低的能级处于化学势以下。考虑顺序隧穿和库仑阻塞的情形，电子进入量子点的低能级而从较高能级隧穿出量子点，同时由于库仑阻塞量子点只能同时容纳一个电子。当一个自旋为 σ (σ 为自旋指标) 进入量子点后，Rashba 自旋轨道耦合效应可以将其抬高到高能级，同时电子的自旋方向翻转成 $\bar{\sigma}$ 。由于高能级高于两端口的化学势，因此电子会以自旋 $\bar{\sigma}$ 的方向隧穿出量子点。对于平行排列的铁磁端口，某一方向的电子有较大的概率进入量子点，但它们只能以相反的自旋方向隧穿出。因此，通过泵浦能级间的自旋翻转强度来产生不伴随电荷流的纯自旋流。

对于二能级 Rashba 量子点，其能级间自旋翻转的二次量子化哈密顿量为：

$$H_{SO} = t_{SO}(a_{1\uparrow}^\dagger a_{2\downarrow} - a_{2\uparrow}^\dagger a_{1\downarrow} + H.c.), \quad (3-3)$$

其中 $a_{i\sigma}$ ($i=1,2$) 为量子点内第 i 个能级的电子湮灭算符， t_{SO} 代表能级间的自旋翻转强度。这里翻转项前的不同符号是由于时间反演不变性所要求的。Rashba 自旋轨道耦合禁止能级内的自旋翻转，这和磁场的效果很不相同。

在介绍哈密顿量以前，需要注意的是：(i) 不同于 AB 环，这里没有不依赖自旋的相干路径，而且考虑两个端口共线的情形，因此由自旋轨道耦合导致的耦合矩阵元中自旋相关的相位不影响输运性质。(ii) 这里假设两端口具有相同磁化率且平行排列。很容易证明对于反平行排列泵浦流不是自旋流。因此，这个器件的哈密顿量可写为：

$$H = H_\alpha + H_D + H_T, \quad (3-4)$$

其中

$$H_\alpha = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_{\alpha k} c_{\alpha k \sigma}^\dagger c_{\alpha k \sigma} \quad (3-5)$$

表示电极 $\alpha (= L, R)$ 上传导电子的哈密顿量，其中 $\sigma (= \uparrow, \downarrow)$ 为自旋指标；

$$\begin{aligned}
 H_D = & \sum_{\sigma} (\varepsilon_1 a_{1\sigma}^{\dagger} a_{1\sigma} + \varepsilon_2 a_{2\sigma}^{\dagger} a_{2\sigma}) + U a_{1\uparrow}^{\dagger} a_{1\uparrow} a_{1\downarrow}^{\dagger} a_{1\downarrow} + U a_{2\uparrow}^{\dagger} a_{2\uparrow} a_{2\downarrow}^{\dagger} a_{2\downarrow} \\
 & + U' \sum_{\sigma, \sigma'} a_{1\sigma}^{\dagger} a_{1\sigma} a_{2\sigma'}^{\dagger} a_{2\sigma'} + t_{SO} \cos \Omega t (a_{1\uparrow}^{\dagger} a_{2\downarrow} - a_{2\uparrow}^{\dagger} a_{1\downarrow} + H.c.) \quad (3-6)
 \end{aligned}$$

描述了量子点内的哈密顿量，其中 ε_1 、 ε_2 为量子点的两能级， U 为点内电子间的库仑排斥能，这里以频率 Ω 来周期性地调制能级间的自旋翻转强度；

$$H_T = \sum_{\alpha, k, \sigma} (V_{\alpha 1\sigma} c_{\alpha k\sigma}^{\dagger} a_{1\sigma} + V_{\alpha 2\sigma} c_{\alpha k\sigma}^{\dagger} a_{2\sigma} + H.c.) \quad (3-7)$$

描述了量子点和电极的耦合。简单起见，考虑 $U = U'$ ，对称耦合 $V_{L1\sigma} = V_{R1\sigma}$ ， $V_{L2\sigma} = V_{R2\sigma}$ 。假设端口由相同的铁磁材料组成，其极化率均为 p 。量子点的 j 能级和电极的耦合可以表示为 $\Gamma_{\alpha i\sigma} = 2\pi\rho_{\alpha\sigma} |V_{\alpha i\sigma}|^2$ ，其中 $\rho_{\alpha\sigma}$ 为电极 α 中的电子态密度。对于平行排列，能级展宽满足 $\Gamma_{L1\sigma} = \Gamma_{R1\sigma} = (1 + \sigma p)\Gamma_{10}$ 和 $\Gamma_{L2\sigma} = \Gamma_{R2\sigma} = (1 + \sigma p)\Gamma_{20}$ 。

假设量子点和电极的耦合较弱，在宽带近似下，这个结构在顺序隧穿下的电子输运可由主方程方法^[155-157]描述。在大 U 极限下，密度矩阵对角元的统计平均值 $\rho_i (i = 0, d\sigma, f\sigma)$ 描述了量子点内各状态的概率分布。其中 ρ_0 表示量子点内没有电子占据的概率， $\rho_{d\sigma}$ 和 $\rho_{f\sigma}$ 分别表示自旋为 σ 的电子占据量子点下能级和上能级的概率。而非对角元 $\rho_{d\sigma, f\bar{\sigma}}$ 则描述了两个能级间的跃迁。在旋波近似下，这个体系的主方程可以表示为：

$$\dot{\rho}_0 = \sum_{\sigma} [\Gamma_{1\sigma}^{-} \rho_{d\sigma} + \Gamma_{2\sigma}^{-} \rho_{f\sigma} - (\Gamma_{1\sigma}^{+} + \Gamma_{2\sigma}^{+}) \rho_0], \quad (3-8)$$

$$\dot{\rho}_{d\sigma} = \Gamma_{1\sigma}^{+} \rho_0 - \Gamma_{1\sigma}^{-} \rho_{d\sigma} - i\sigma t_{SO} \rho_{d\sigma, f\bar{\sigma}} + i\sigma t_{SO} \rho_{f\bar{\sigma}, d\sigma}, \quad (3-9)$$

$$\dot{\rho}_{f\sigma} = \Gamma_{2\sigma}^{+} \rho_0 - \Gamma_{2\sigma}^{-} \rho_{f\sigma} - i\bar{\sigma} t_{SO} \rho_{f\sigma, d\bar{\sigma}} + i\bar{\sigma} t_{SO} \rho_{d\bar{\sigma}, f\sigma}, \quad (3-10)$$

$$\dot{\rho}_{d\sigma, f\bar{\sigma}} = \frac{1}{2}(\Gamma_{1\sigma}^- + \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-)\rho_{d\sigma, f\bar{\sigma}} + i\Lambda\rho_{d\sigma, f\bar{\sigma}} + i\sigma t_{SO}(\rho_{f\bar{\sigma}} - \rho_{d\sigma}), \quad (3-11)$$

其中 $\Lambda(=\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \Omega)$ 为失谐量。温度相关的隧穿概率定义为 $\Gamma_{i\sigma}^\pm = \Gamma_{i\sigma} f_\sigma^\pm(\varepsilon_i)$ ，这里 $f_\alpha^+(\omega) = [1 + e^{(\omega - \mu_\alpha)/k_B T}]^{-1}$ 为端口 α 的费米分布函数， $f_\alpha^-(\omega) = 1 - f_\alpha^+(\omega)$ ， μ_α 为端口 α 的化学势。 $\Gamma_{i\sigma}^+$ ($\Gamma_{i\sigma}^-$) 描述了自旋为 σ 的电子进入 (隧穿出) 量子点的概率。此外，我们将平衡状态下左右电极的化学势取为能量的零点 ($\mu_L = \mu_R = 0$)。结合归一化条件 $\rho_0 + \sum_\sigma (\rho_{d\sigma} + \rho_{f\sigma}) = 1$ ，在定态下我们可以得到：

$$\rho_{d\sigma} = \frac{(\Gamma_{1\sigma}^+ + \Gamma_{2\bar{\sigma}}^+)M_\sigma + \Gamma_{1\sigma}^+ \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-}{(\Gamma_{1\sigma}^- + \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-)M_\sigma + \Gamma_{1\sigma}^+ \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-} \rho_0, \quad (3-12)$$

$$\rho_{f\sigma} = \frac{(\Gamma_{1\bar{\sigma}}^+ + \Gamma_{2\sigma}^+)M_{\bar{\sigma}} + \Gamma_{1\bar{\sigma}}^- \Gamma_{2\sigma}^+}{(\Gamma_{1\bar{\sigma}}^- + \Gamma_{2\sigma}^-)M_{\bar{\sigma}} + \Gamma_{1\bar{\sigma}}^- \Gamma_{2\sigma}^+} \rho_0, \quad (3-13)$$

其中 $M_\sigma = 4t_{SO}^2(\Gamma_{1\sigma}^- + \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-)/[4\Lambda^2 + (\Gamma_{1\sigma}^- + \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-)^2]$ 。对于一定的温度和偏压下，自旋流的大小主要取决于失谐量 Λ 和翻转强度 t_{SO} 。假设 $\Gamma_{10} = \Gamma_{20} = \Gamma_0$ ，我们考虑两个有趣的情形：共振 $\Lambda = 0$ 和大失谐 $\Lambda \gg \Gamma_0$ 两种情形。对于共振情形， $M_\sigma \approx 4t_{SO}^2/(\Gamma_{1\sigma}^- + \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-)$ ，这意味着低温下自旋流的大小主要取决于自旋翻转强度 t_{SO} 。对于电极和量子点的弱耦合情形， Γ_0 的量级一般为几十 μeV ，这个值远小于量子点内的能级差 $\Delta_\varepsilon(=\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ (量级为 1–10 meV)。因此，在大失谐情形下， $M_\sigma \approx \lambda^2(\Gamma_{1\sigma}^- + \Gamma_{2\bar{\sigma}}^-)$ ，这里 $\lambda = t_{SO}/\Lambda$ ，此时自旋轨道耦合对输运的影响主要取决于 $\lambda = t_{SO}/\Lambda$ 。粗略估计， t_{SO} 和 Δ_ε 是可比的。对于一个尺寸为 W 的量子点， $\Delta_\varepsilon \approx \hbar^2 \pi^2 / 2m^* W^2$ ， $t_{SO} \approx \hbar^2 k_R / m^* W$ ，因此 $t_{SO}/\Delta_\varepsilon (\approx 2k_R W / \pi^2)$ 大约在 0.1–10.0 这

个范围内变化,这也意味着自旋轨道耦合效应对输运的影响在大量子点中更加明显。在 $U \rightarrow \infty$ 情形下,从电极 α 流入量子点的自旋流 $I_{\eta\sigma}$ 可表示为:

$$I_{\eta\sigma}/e = \Gamma_{\eta1\sigma}^- \rho_{d\sigma} - \Gamma_{\eta1\sigma}^+ \rho_0 + \Gamma_{\eta2\sigma}^- \rho_{f\sigma} - \Gamma_{\eta2\sigma}^+ \rho_0. \quad (3-14)$$

4.3 结果讨论

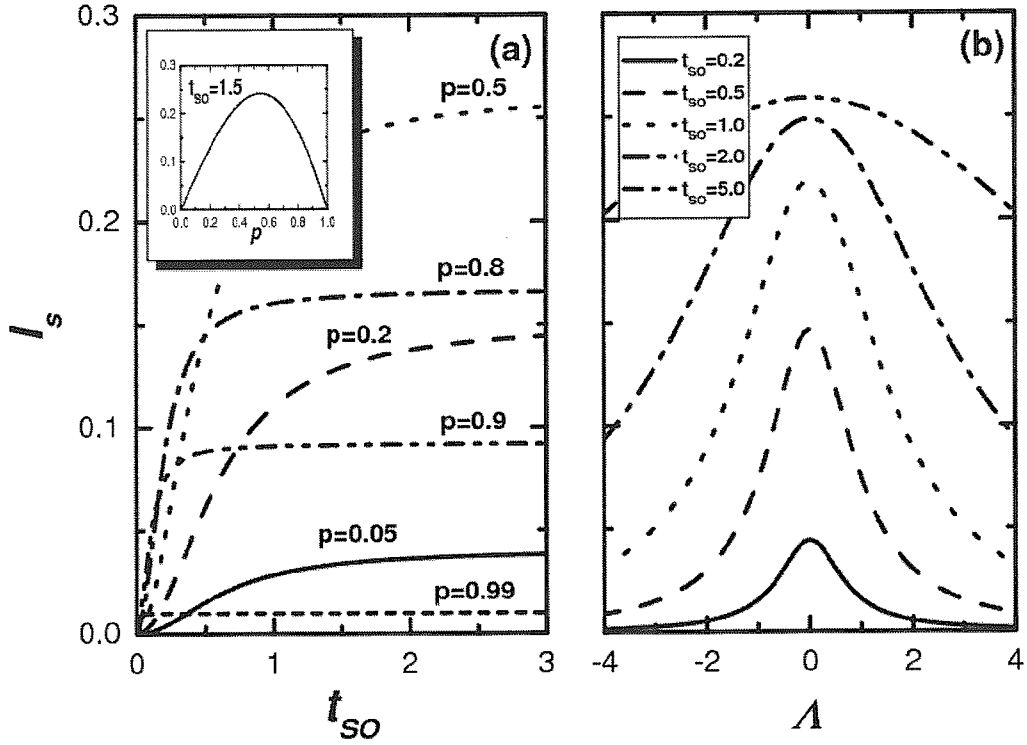


图 4.2 (a) 不同极化强度 $p=0.05, 0.2, 0.5, 0.8, 0.9$ 和 0.99 时自旋流 I_s 随自旋翻转强度 t_{so} 在共振情况下 ($\Lambda=0$) 的变化, 内插图为 I_s 随 p 在 $t_{so}=1.5$ 时的变化; (b) 不同自旋翻转强度 $t_{so}=0.2, 0.5, 1.0, 2.0$ 和 5.0 时自旋流 I_s 随失谐量 Λ 的变化。其他参数 $\varepsilon_1=-3.0$, $\varepsilon_2=1.0$, $T=0.1$ 。

图 4.2 分别给出了自旋流 $I_s (= I_{\uparrow} - I_{\downarrow})$ 随自旋翻转强度 t_{so} 和失谐量 Λ 的变化关系。可以看出自旋流随着翻转强度的增大而增大, 并且很小的自旋注入效率 ($p=0.05$) 就可以产生相当大的纯自旋流。自旋流并不是单调地依赖于极化率 p 。

随着 p 从零开始增加, 自旋流开始产生并随着 t_{so} 增大而增大。当量子点内自旋向上的电子被泵浦到上能级并变成自旋向下电子时, 对于较小的极化率 p 它们可以轻易地隧穿出量子点。如图 4.2(a) 中的插图所示, 自旋流在 $p \ll 0.5$ 时取得最大值, 然后开始减小, 当两端口完全极化时 ($p=1$), 自旋流减小至零。这是由于随着 p 的进一步增加, 端口内自旋向下的电子开始减少, 这会导致两个结果: 进入量子点内的自旋向下电子减少; 自旋向下电子与端口耦合的减小 $\Gamma_{\downarrow} = (1-p)\Gamma_0$, 于是处在量子点高能级的自旋向下电子逐渐被禁止隧穿出量子点。对应最大自旋流处的 $p_{\max}$ 是由量子点能级差和自旋翻转强度共同决定的。如图 4.2(b) 所示, I_s 在共振 $\Omega = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ 处取得最大值。自旋流的减小敏感地依赖于 t_{so} , 当 t_{so} 和 Δ_e 可比拟时自旋流可以维持一个较大的值。

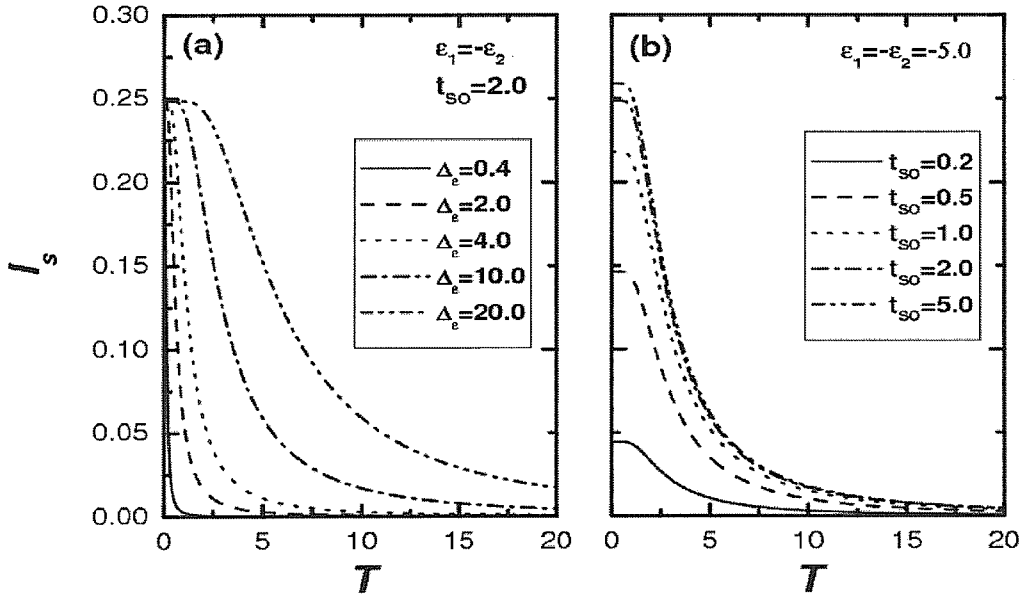


图 4.3 自旋流 I_s 随温度的变化。(a) 不同能级差 $\Delta_e = 0.4, 2.0, 4.0, 10.0$ 和 20.0 , 其中 $t_{so} = 2.0$; (b) 不同自旋翻转强度 $t_{so} = 0.2, 0.5, 1.0, 2.0$ 和 5.0 , 其中 $\Delta_e = 10.0$ 。其他参数 $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$, $\Lambda = 0.0$, $p = 0.5$ 。

对于介观量子器件, 人们很希望它能在较高的温度工作。前面提到对于这个自旋电池, 能级差 Δ_e 和翻转强度 t_{so} 是两个决定性的能量尺度。图 4.3 给出了不同 Δ_e 和 t_{so} 下自旋流对温度的依赖关系, 这里考虑共振情形 ($\Lambda = 0$) 并假定量子点的能级对称的分布在化学势的两边 ($\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$)。图 4.3(a) 显示能级差较大, 自

旋流消失的温度较高，而临界温度和自旋翻转强度 t_{SO} 关系不大[图 4.3(b)]。仅仅在温度较低时 t_{SO} 显著影响自旋流大小。可以大致估计这个自旋器件的工作温度。 Γ_0 和 Δ_ε 典型值分别为 $10\mu\text{eV}$ 和 1meV 。如图 3.8 所示，对于 $\Delta_\varepsilon = 20\Gamma_0$ ，自旋流在 $T \ll 20\Gamma_0$ 依然衰减很小。如果我们假设 $\Gamma_0 = 20\mu\text{eV}$ ，对应的温度为 $T \ll 20\Gamma_0 \approx 4.8\text{K}$ 。

和以前类似的方案相比，这里提出的自旋器件有很多优点。以前基于自旋翻转的方案需要外加一个旋转的磁场。但是，在技术上很难将这么大的一个磁场局域在量子点这么小的一个区域，外加强磁场也不利于以后基于量子点器件的集成及应用。这里提出的自旋器件，所有的参数都可以电学的操控。这里自旋翻转的强度可达到 1meV ，这个值和量子点内能级差为同量级。而提供相同自旋翻转强度，则需要 1 特斯拉强度的旋转磁场。因此，这里提出的自旋器件可以电学地产生大的自旋电流，并且可以工作在一个较高的温区。

从实验的角度看，有一个重要的问题：怎样确认能级间的跃迁是自旋翻转的机制，而不仅仅是电荷翻转(翻转时自旋指向不变)。这里我们提出可以通过散粒噪声来判断^[157-165]。最近自旋相关的散粒噪声受到了人们越来越多的重视。实验上总的电荷流散粒噪声 $S_{ij}^{ch} = S_{ij}^{\uparrow\uparrow} + S_{ij}^{\downarrow\downarrow} + S_{ij}^{\uparrow\downarrow} + S_{ij}^{\downarrow\uparrow}$ (i 和 j 为端口指标)比自旋流散粒噪声 $S_{ij}^{sp} = S_{ij}^{\uparrow\uparrow} + S_{ij}^{\downarrow\downarrow} - S_{ij}^{\uparrow\downarrow} - S_{ij}^{\downarrow\uparrow}$ 容易测量得多。这里假定电子跃迁的类型不随偏压的变化而显著变化，考虑大偏压的情形下的电荷流散粒噪声，即 $\mu_L \approx \varepsilon_2 > \varepsilon_1 \approx \mu_R$ 。在这种情形下如果不考虑自旋自由度，散粒噪声不依赖于翻转强度^[162]，此时 Fano 因子为 $F = 5/9$ 。图 4.4 显示了端口平行排列和反平行排列时 S^{ch} 随跃迁强度的变化。自旋翻转耦合相反自旋的电子，而电荷翻转耦合相同自旋方向的电子。对于电荷翻转情形， S^{ch} 不依赖于翻转强度。但是对于自旋翻转， S^{ch} 则显著依赖于翻转强度。平行排列的电荷流散粒噪声要大于反平行排列的情形。在强翻转极限下，这两种情形的 S^{ch} 趋于同一个值 $68/125$ ，对应的 Fano 因子 $F = 17/25$ ，这即为 $p = 0$ 时的散粒噪声^[164]。在平行排列情形下， S^{ch} 随着 t_{SO} 的增加而减小，此时自旋翻转主要表现为破坏相同电子的关联 $S_{ij}^{\uparrow\uparrow}$ 和 $S_{ij}^{\downarrow\downarrow}$ 。在反平行情形下， S^{ch} 随着翻转强度非单调的变化，这是自旋翻转过程和端口态密度相互作用的结果^[163]。由于能级间自旋翻转破坏相同自旋电子间的关联，

当 t_{so} 很小时 S^{ch} 随其增大而减小。当 t_{so} 继续增加时，不同自旋电子间的关联得到加强， S^{ch} 增大。

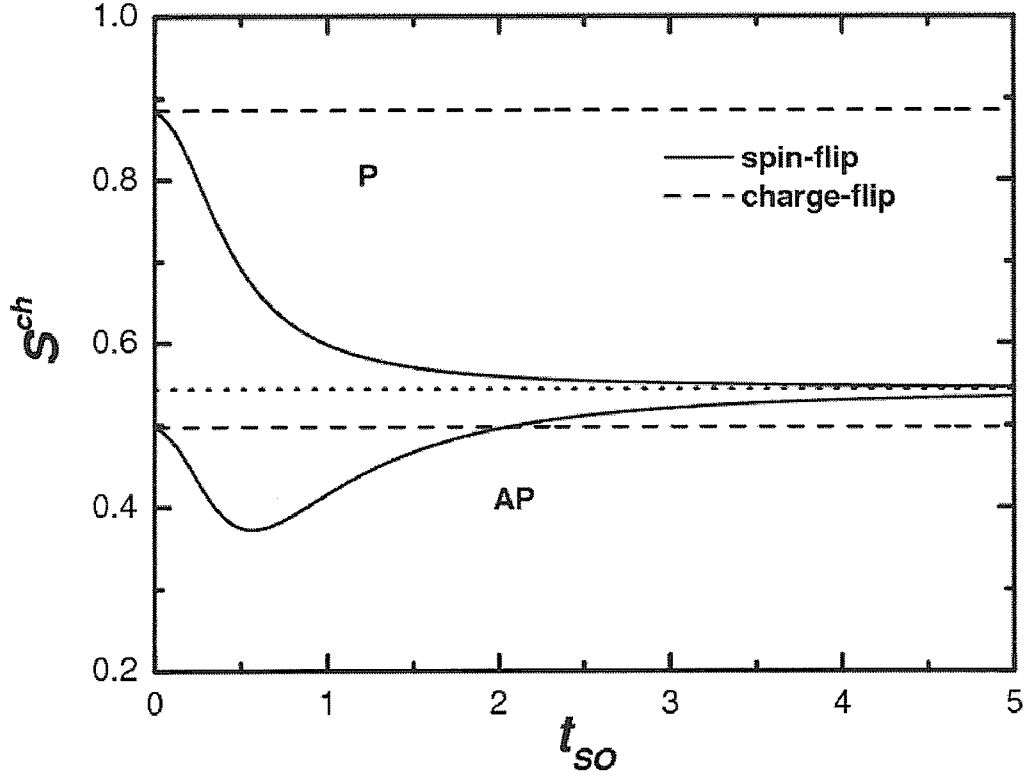


图 4.4 铁磁端口平行(上两条曲线)和反平行(下两条曲线)排列时总电荷流散粒噪声 S^{ch} 随能级间跃迁强度的变化。中间点线为无磁化端口的散粒噪声大小，其不随跃迁强度变化。在强自旋翻转的情形下，平行和反平行排列的散粒噪声 S^{ch} 趋近于同一个值 $68/125$ 。其他参数为 $\Delta_e = 4.0$ ， $\Lambda = 0.0$ ， $p = 0.5$ 。

4.4 小结

本章研究了通过泵浦调节一个二能级量子点内的 Rashba 自旋轨道耦合强度，利用能级间的自旋翻转来产生纯自旋流。泵浦的强度和频率可以由一个外加门电压来调控。和以前的方案相比，这里提出的器件可以获得较大的自旋流，工作在较高温度且可完全电学控制。自旋流衰减为零的临界温度取决于量子点

的能级间隔，而和泵浦强度的关系不大。此外，我们提出大偏压下的电荷散粒噪声可用来探测哪种翻转机制占主导地位，进而确认泵浦的电流为纯自旋流。

第 5 章 圆偏振光驱动自旋极化输运

5.1 引言

近几年,随着介观物理研究的深入,与量子光学学科的交叉推动了对介观体系光辐射与探测的研究^[166-169]。和真实的原子和分子类似,单个或双量子点内的电子也可以通过能级间的跃迁吸收或放出光子^[170-179]。但是原子和量子点有两个主要的区别:量子点吸收光子时光的频率处于微波频段,而原子吸收光的过程光的频率则处于可见光频段,这主要是由于量子点内能级差为 meV 量级,而原子的轨道间能级差为 eV 量级;另一个区别是量子点内电子能级是可调的,而且这些人造原子可以集成为一个非常复杂的电路^[170-172]。这些性质为人们研究介观体系的输运提供了可行的且更为精密的方式,反过来介观体系也可被用来探测微波频段光子的性质。

迄今为止已有大量的研究集中在介观量子点体系中的自旋流产生和测量。利用外加磁场和铁磁注入是产生自旋流的两种传统方式。但是,一个大的磁场很难局域在量子点区域且不利于操作,而铁磁注入的效率还亟待提高。自从 Datta 和 Das 提出自旋场效应管(SFET)的概念以来,自旋轨道耦合效应吸引了人们很大的兴趣,它提供了通过电子自旋在空间的进动从而电学操控自旋的可能性。在实验上,自旋轨道耦合效应引起的霍尔型自旋流已经在二维的电子型和空穴型半导体材料中观测到。然而,自旋轨道耦合效应在一个量子点器件很难控制和测量。因此需要更有效和更可行的方案来产生自旋电流。

光学自旋注入,例如光学极化和光学泵浦,通过圆偏振光将价带中特定自旋状态的电子泵浦到导带从而导致自旋极化电流。左旋和右旋的偏振光具有相同的角量子数和相反的磁量子数,当电子吸收光子时不仅总能量守恒而且角动量也要守恒。通过自旋轨道耦合效应电子的自旋被极化了。由于这种方法的高效率,光学自旋注入方法被广泛应用于电子自旋的弛豫,自旋相干弛豫和自旋极化输运。介观体系的光致极化输运也吸引了广泛的注意^[170-179]。文献^[173]讨论了量子点器件中偏振光导致自旋极化输运的可能性。另一个有趣的理论建议^[174]是将量子点置入光腔和光场耦合来产生极化电流,这可以作为以后自旋电路的基本单元。最近,Young 等人^[26]在量子点体系中实现了圆偏振光的存储和读取。

当某一偏振态光子被处于价带的特定自旋的电子吸收，这个电子会存取这个光子的偏振态并被激发到导带；当电子弛豫回价带时，它会释放出这个光子，从而实现读取功能。Leturcq 等人^[179]在串联的双量子点体系中实现了频率选择的单光子吸收。通过测量体系旁边量子点接触的含时电流性质就可以探测到体系对单光子的吸收。

上一章提出了电学地泵浦量子点内自旋轨道耦合强度来获得纯自旋流。最近的实验也已经实现了利用自旋轨道耦合对量子点内单电子自旋进行操控。而至今在实验上对单电子自旋操控最成熟的技术是光学操控。圆偏振光对自旋定位和探测是传统半导体材料研究的重要组成。由于光学技术的高精度和良好的可控性，利用光学技术来探测介观体系的相互作用也是目前实验最可靠和广泛关注的课题。本章将讨论顺序隧穿下圆偏振光导致量子点中的自旋极化输运。这部分研究内容和上一章有着很强的关联性，而且圆偏振光操控自旋本质上也是通过自旋轨道耦合效应对自旋的操控。所不同的是，泵浦自旋轨道耦合强度对特定的自旋没有选择性，需要外加铁磁端口来导致自旋简并的解除。而圆偏振光对电子的自旋具有选择性，这样就提供了一种不同的自旋操控方式。此外，实验上对光偏振度的调节相对比较容易而且很精确，可以避免铁磁注入困难等问题。

本章研究了圆偏振光驱动的二能级量子点中的自旋极化输运性质。这个自旋器件由一个二能级量子点耦合两个正常金属电极组成，不需要外加磁场而由施加圆偏振光来驱动。

5.2 理论模型

和上一章一样，考虑非常低的温度和端口量子点的弱耦合，此时这个体系的电子输运主要由最低阶的顺序隧穿贡献。这种情况下，考虑量子点能级和端口化学势的高低，体系共有四个不同的隧穿区域：(i) $\mu_L > \varepsilon_2 > \varepsilon_1 > \mu_R$ ；(ii) $\mu_L > \varepsilon_2 > \mu_R > \varepsilon_1$ ；(iii) $\varepsilon_2 > \mu_L > \mu_R > \varepsilon_1$ ；(iv) $\varepsilon_2 > \mu_L > \varepsilon_1 > \mu_R$ 。考虑强库仑排斥作用，量子点内仅允许一个多余的电子占据。由于使用正常金属电极，对于这四种情况不同自旋的电子均有相同的概率进入量子点。对于前三种情况，不同自旋的电子有相同的概率隧穿出量子点。所以对于前三种化学势能级位置并不出现自旋流，此时光场只是导致量子点内电子在能

级间做 Rabi 振荡，即电子在激光照射下将按其频率在量子点两能级间振荡，这只是延迟了某种自旋电子隧穿的渡越时间。而只有第四种情况，由于量子点内较高能级高于左端电极的化学势，自旋向上的电子被泵浦到高能级后，还可以隧穿回左电极，而下能级自旋向下的电子只能隧穿到右端口，因此可以产生部分极化的自旋电流。

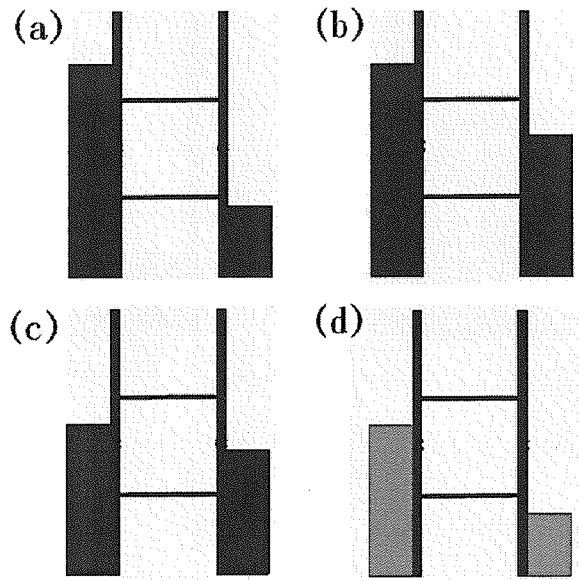


图 5.1 四种不同的化学势能级位置。(a) $\mu_L > \varepsilon_2 > \varepsilon_1 > \mu_R$; (b) $\mu_L > \varepsilon_2 > \mu_R > \varepsilon_1$; (c) $\varepsilon_2 > \mu_L > \mu_R > \varepsilon_1$; (d) $\varepsilon_2 > \mu_L > \varepsilon_1 > \mu_R$ 。

图 5.2 为这个器件的装置图，这个器件由两个正常金属端口耦合一个二能级量子点组成。选取如上分析的可以获取自旋电流的化学势能级位置。可以初步分析流过量子点的自旋电流极化度。考虑只有一种圆偏振光分量和泵浦光很强的情形，此时自旋向上电子和自旋向下电子有相同的概率进入量子点，进入量子点的自旋向下电子全部隧穿至右端口。由于强泵浦光，自旋向上电子有一半概率从下能级隧穿出，另一半由高能级隧穿出量子点。若考虑量子点与左右端口对称耦合，即 $\Gamma_L = \Gamma_R$ ，则这一半电子又有一半的概率以自旋向下的指向隧穿出量子点。因此隧穿至右端口自旋向上电子占参与输运电子总数的 $\frac{1}{4}$ ，自旋向上电子占 $\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \times \frac{1}{2} = \frac{5}{8}$ ，还有 $\frac{1}{8}$ 概率的电子隧穿回到左端口，所

以此时自旋电流的极化度为 20%。为了提高极化度，可以考虑选取强的入射端口，即 $\Gamma_L \gg \Gamma_R$ ，此时自旋向下的电子依然全部透射，而由于量子点与左端口的强耦合（仅和右端口相比），自旋向上的电子会大部分被抽运回左端电极，因此可以得到近乎完全极化的自旋电流。

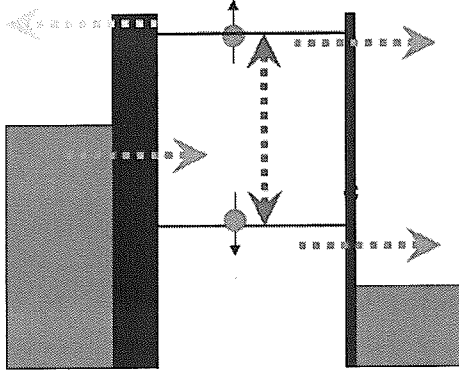


图 5.2 器件示意图。由两个正常金属电极耦合一个二能级量子点组成，其中量子点内能级间电子跃迁由一束圆偏振光驱动。

对于这样一个体系，其哈密顿量可写为：

$$H = H_\alpha + H_D + H_T, \quad (5-1)$$

其中

$$H_\alpha = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_{\alpha k} c_{\alpha k \sigma}^\dagger c_{\alpha k \sigma} \quad (5-2)$$

表示电极 $\alpha (= L, R)$ 上传导电子的哈密顿量，其中 $\sigma (= \uparrow, \downarrow)$ 为自旋指标；

$$H_D = \sum_{\sigma} (\varepsilon_1 a_{1\sigma}^\dagger a_{1\sigma} + \varepsilon_2 a_{2\sigma}^\dagger a_{2\sigma}) + (\Omega_1 e^{i\omega t} a_{1\uparrow}^\dagger a_{2\downarrow} + \Omega_2 e^{i\omega t} a_{1\downarrow}^\dagger a_{2\uparrow} + H.c.) \quad (5-3)$$

描述了量子点的哈密顿量，其中 ε_1 、 ε_2 为量子点内二能级， U 为点内电子间的库仑排斥能，这里频率 ω 的左旋和右旋偏振光和不同自旋电子间的耦

合强度分别为 Ω_1 和 Ω_2 ;

$$H_T = \sum_{\alpha,k,\sigma} (V_{\alpha 1\sigma} c_{\alpha k\sigma}^\dagger a_{1\sigma} + V_{\alpha 2\sigma} c_{\alpha k\sigma}^\dagger a_{2\sigma} + H.c.) \quad (5-4)$$

描述了量子点和电极的耦合。简单起见, 考虑强库仑排斥作用极限, 且端口和量子点内二能级耦合相同, 即 $V_{L1\sigma} = V_{L2\sigma}$, $V_{R1\sigma} = V_{R2\sigma}$ 。在宽带近似下, 量子点内 j 能级和电极的耦合可表示为 $\Gamma_{\alpha i\sigma} = 2\pi\rho_{\alpha\sigma} |V_{\alpha i\sigma}|^2$, 其中 ρ_{α} 为电极 α 中的电子态密度。假设端口由相同的正常金属材料组成, 则量子点和端口耦合强度满足:

$$\Gamma_{L1\sigma} = \Gamma_{L2\sigma} = \Gamma_L, \quad \Gamma_{R1\sigma} = \Gamma_{R2\sigma} = \Gamma_R.$$

在接下来的讨论中, 取 Γ_R 作为能量归一单位。

假设量子点和电极的耦合较弱, 这个器件在顺序隧穿下的电子输运可由主方程方法描述^[155]。在大 U 极限下, 密度矩阵对角元的统计平均值 $\rho_i (i=0, d\sigma, f\sigma)$

描述了量子点内各状态的概率分布。其中 ρ_0 表示量子点内没有电子占据的概率,

$\rho_{d\sigma}$ 和 $\rho_{f\sigma}$ 分别表示自旋为 σ 的电子占据量子点下能级和上能级的概率。而非对

角元 $\rho_{d\sigma, f\bar{\sigma}}$ 则描述了两个能级间的跃迁。在旋波近似和马尔可夫近似下, 在态空

间描述这个体系演化动力学行为的主方程可以表示为:

$$\frac{d}{dt}\rho = \begin{pmatrix} -2\Gamma_L & \Gamma_R & \Gamma_R & \Gamma_T & \Gamma_T & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Gamma_L & -\Gamma_R & 0 & 0 & 0 & -i\Omega_1 & 0 & 0 & i\Omega_1 \\ \Gamma_L & 0 & -\Gamma_R & 0 & 0 & 0 & -i\Omega_2 & i\Omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Gamma_T & 0 & 0 & i\Omega_2 & -i\Omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\Gamma_T & i\Omega_1 & 0 & 0 & -i\Omega_1 \\ 0 & -i\Omega_1 & 0 & 0 & i\Omega_1 & \Gamma_N & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i\Omega_2 & i\Omega_2 & 0 & 0 & \Gamma_N & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i\Omega_2 & -i\Omega_2 & 0 & 0 & 0 & \Gamma_N & 0 \\ 0 & i\Omega_1 & 0 & 0 & -i\Omega_1 & 0 & 0 & 0 & \Gamma_N \end{pmatrix} \rho \quad (5-5)$$

其中 $\Gamma_T = \Gamma_L + \Gamma_R$, $\Gamma_N = -\Gamma_L/2 - \Gamma_R + i\Lambda$, 这里 $\Lambda(= \varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)$ 为失谐量。由以上的方程组并结合归一化条件 $\rho_0 + \sum_{\sigma} (\rho_{d\sigma} + \rho_{f\sigma}) = 1$, 可以得到定态下各种状态的布居。

5.3 自旋电流

在共振情况下 ($\Lambda = 0$) 且考虑只有一种分量的圆偏振光 ($\Omega_2 = 0$), 自旋流 $I_s (= I_{\uparrow} - I_{\downarrow})$ 可表示为

$$I_s = \frac{\Gamma_L^2 \Gamma_R}{\Gamma_L^2 + 5\Gamma_L \Gamma_R + 2\Gamma_R^2 + \frac{(\Gamma_L + \Gamma_R)(2\Gamma_L + \Gamma_R)(\Gamma_L + 2\Gamma_R)\Gamma_R}{4\Omega_1^2}}. \quad (5-6)$$

从公式(5-6)可以看出自旋流随光场的增强而单调地增强。当光强很大时, 自旋电流

$$I_s \approx \begin{cases} \frac{\Gamma_R}{8}, & \Gamma_L = \Gamma_R. \\ \Gamma_R, & \Gamma_L \square \Gamma_R. \end{cases} \quad (5-7)$$

此时对应的电流极化度 $P_e = (I_{\uparrow} - I_{\downarrow}) / (I_{\uparrow} + I_{\downarrow})$ 为

$$P_e = \frac{\Gamma_L}{\Gamma_L + 4\Gamma_R + \frac{(\Gamma_L + \Gamma_R)(\Gamma_L + 2\Gamma_R)\Gamma_R}{2\Omega_1^2}}. \quad (5-8)$$

当光场很强时, 上式可以简化为

$$P_e \square \frac{\Gamma_L}{\Gamma_L + 4\Gamma_R}. \quad (5-9)$$

当 $\Gamma_L = \Gamma_R$ 时, 自旋流的极化度为 0.2, 这和上节的分析一致。但是我们可以选择较强的电子注入强度 Γ_L 来提高自旋流极化度。当输出强度很小

时($\Gamma_R \square \Gamma_L, \Omega_1$), 不同自旋的电子有相同的概率进入量子点。当一个自旋向上电子进入量子点后, 受到强光场驱动将很快地跃迁到高能级并且以很大的概率隧穿回左端口。然而自旋向下的电子进入后, 它只能缓慢的隧穿出量子点到达右端口。因此点内状态为自旋向下电子布居占主导, 自旋流几乎完全为自旋的($P_e \approx 1$)。

接下来讨论不同分量偏振光均存在的情形, 这里总光场强度 Ω 和极化度 P_o 定义为:

$$\Omega = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}, \quad P_o = \frac{\Omega_1^2 - \Omega_2^2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}. \quad (5-10)$$

图(5-3)给出了自旋流随总光场强度 Ω 和极化度 P_o 的变化, 其中选取 $\Gamma_L = 5\Gamma_R$ 。

可以发现对于一定的 $P_o \in (-1, 1)$, 自旋流非单调地依赖于光场的变化。当光场较弱时, 自旋流随着光场的增强而增大, 并在某一强度达到最大值; 随着光场的进一步增强, 自旋流开始衰减并逐渐减小至零。对于 $\Gamma_L \square \Gamma_R$, 自旋流大小及其极化度可简化为:

$$I_s \square \frac{4P_o\Omega^2\Gamma_L^2\Gamma_R}{10\Omega^4(1-P_o^2)+2\Omega^2\Gamma_L^2+2\Gamma_L^3\Gamma_R}, \quad (5-11)$$

$$P_e \square \frac{2P_o\Omega^2\Gamma_L^2}{4\Omega^4(1-P_o^2)+\Omega^2\Gamma_L^2+\Gamma_L^3\Gamma_R}. \quad (5-12)$$

这两个函数和(Ω, P_o)有着非常类似的函数关系。简单的分析可以发现对于一定

的 P_o , 当 $\Omega^2 = \frac{1}{2\sqrt{5}} \sqrt{\frac{\Gamma_L\Gamma_R}{1-P_o^2}} \Gamma_L$ 时自旋流获得最大值, 而自旋电流的极化度则

是在 $\Omega^2 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\Gamma_L\Gamma_R}{1-P_o^2}} \Gamma_L$ 处取得最大值。这两个描述自旋流主要性质的物理量

几乎在相同的总光强处取得最大值, 有趣的是此时它们并不象以往的讨论中是一对竞争的参量。从物理图象上看, 当 Ω 增加时, 光场增强的影响主

要体现在 Ω_1 的增强使自旋向上电子以更大的概率被泵浦到高能级, 此时自旋流开始出现并随光场的增强而增大。而随着 Ω 的继续增大, 光场增强的影响主要体现在 Ω_2 的增强使自旋向下的电子被抬到高能级并很快地隧穿到左端口。这种效应使自旋向下电子的布居 $\rho_{d\downarrow}$ 逐渐被抑制, 因此自旋流的强度和极化度均开始减小。

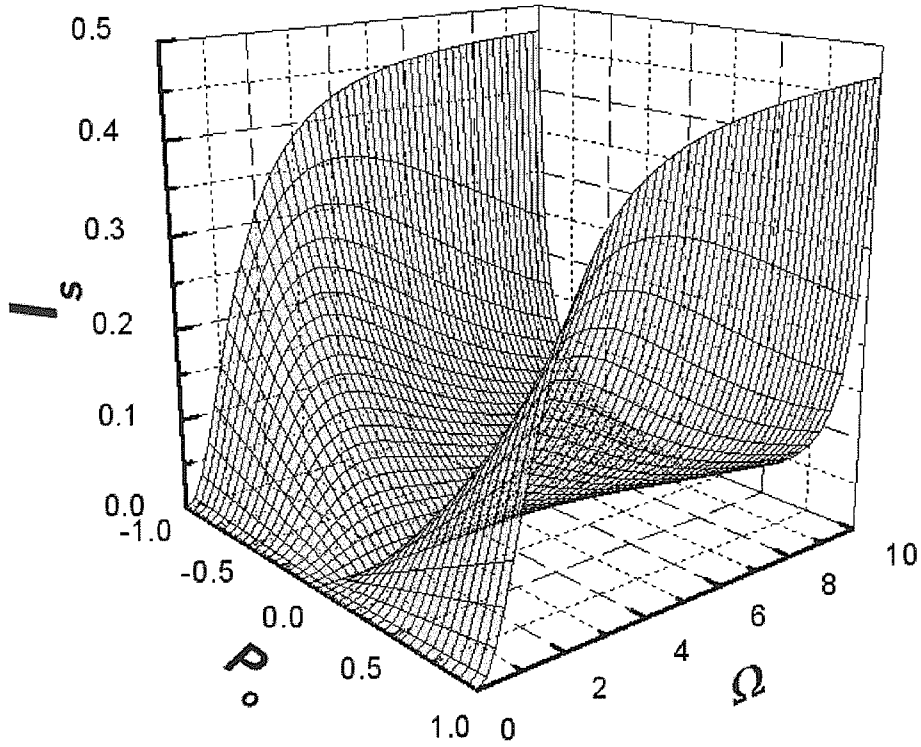


图 5.3 自旋电流 I_s 随总光场强度 Ω 以及光场极化度 P_o 的变化, 这里 $\Lambda = 0$, $\Gamma_L = 5\Gamma_R$ 。

和以前的方案相比, 基于极化光场的方案有很多优点。也有一些基于磁场导致自旋翻转产生自旋流的方案。但是, 在技术上将一个旋转的大磁场局域在量子点这样一个小尺度是很困难的, 这不符合以后电路集成的要求。而光场则可以相对精确的被操作。第四章介绍了一种通过电学泵浦自旋轨道耦合强度的自旋器件, 但这个器件需要铁磁注入。在这里提出的器

件中，自旋对称的破缺来自于极化光场的使用。从实验的角度看，这个器件可以在当前的技术下实现。最近相关的一些实验显示了自旋选择的光吸收和极化光子的量子点存储^[26]。量子光学和基于量子点的电子学交叉不再仅限于理论的讨论，相当多的实验都可以用来实现我们提出的器件，理论上只需将一般光场用圆偏振光即可。

5.4 自旋相关的散粒噪声

在这个器件中，散粒噪声是另一个非常重要的参数。最近自旋相关的散粒噪声吸引了实验和理论的广泛关注。自旋相关的散粒噪声被建议用来测量介观体系的相互作用、测量两电子自旋纠缠态的关联，这可能在未来的固态量子通信中有潜在的应用。对于一个二能级量子点体系，Sanchez 等人^[162]研究泵浦场下输运体系的散粒噪声和共振荧光谱，发现亚泊松和超泊松的电子散粒噪声和反映光子关联的共振荧光谱能够呈现在不同区域。他们的工作仅仅讨论了图(5-1a)和(5-1b)中化学势能级构型，而且没有考虑电子的自旋自由度。二能级体系自旋相关的散粒噪声尽管很基本但是却并未引起人们太多的注意。

顺序隧穿是量子点输运的主要区域，而高阶的共振隧穿，如共隧道隧穿和近藤效应，只在非常严格的条件下才会对输运产生主要的影响。在顺序隧穿区域，理论和实验^[180-186]发现大量的相互作用量子点体系由于动力学库仑阻塞效应，电流的散粒噪声会出现非常有趣的超泊松分布。通常由于电子间的费米统计特性，导致电流的散粒噪声为亚泊松分布。而在量子点体系中，强的库仑阻塞在某些情况下会使电子的关联出现类似玻色子的性质，使电流的散粒噪声体现为超泊松分布的状态。

自旋相关的散粒噪声分量定义为

$$S_{ij}^{\sigma\sigma'}(t-t') = \frac{1}{2} \left\langle \Delta I_i^\sigma(t) \Delta I_j^{\sigma'}(t') + \Delta I_j^{\sigma'}(t') \Delta I_i^\sigma(t) \right\rangle, \quad (5-13)$$

其中 $\Delta I_i^\sigma(t) = I_i^\sigma(t) - \langle I_i^\sigma \rangle$ ，这里 i 和 j 为端口指标。在实验中，总的电荷流散

粒噪声 $S_{ij}^{ch} = S_{ij}^{\uparrow\uparrow} + S_{ij}^{\downarrow\downarrow} + S_{ij}^{\uparrow\downarrow} + S_{ij}^{\downarrow\uparrow}$ 比自旋流散粒噪声 $S_{ij}^{sp} = S_{ij}^{\uparrow\uparrow} + S_{ij}^{\downarrow\downarrow} - S_{ij}^{\uparrow\downarrow} - S_{ij}^{\downarrow\uparrow}$ 易测得多，本节主要讨论总的电荷流散粒噪声性质。

首先考虑自旋简并的情形，即 $P_o = 0$ 。在缺少光场的情况下，电子仅从量子点的低能级隧穿。此时对应着单能级输运的情形，Fano 因子为：

$$F = 1 - 4\Gamma_L\Gamma_R / (2\Gamma_L + \Gamma_R)^2, \quad (5-14)$$

打开光场后，电子主要通过三条途径经过量子点：直接路径 $L \rightarrow D \rightarrow R$ 和两条间接路径 $L \rightarrow D \rightarrow U \rightarrow R$ ， $L \rightarrow D \rightarrow U \rightarrow L$ ，如图(5-4)所示。当光场很弱时，例如 $\Omega \ll \Gamma$ ，电子主要通过直接路径隧穿出量子点。在这种情况下，光场的影响主要体现在帮助量子点内的电子跃迁到高能级隧穿出，光场缩短了电子的渡越时间，因此电子的关联得到了加强，Fano 因子增加。当光场很大时($\Omega \gg \Gamma$)，电子会在量子点两能级间做快速的 Rabi 振荡。此时，直接路径和间接路径对输运的贡献相同，光场会延长电子在点内的渡越时间，因此电流的关联被减弱了，对应的 Fano 因子减小。

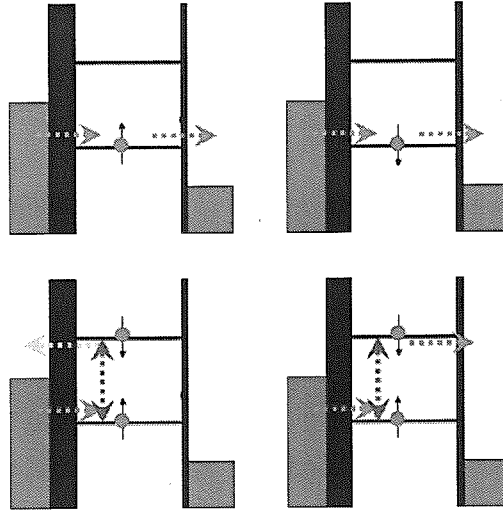


图 5.4 四种不同的隧穿过程。上面两图为光场不参与输运的隧穿过程，下图为光场驱动的输运过程。

图(5-5)给出了激光场作用下不同自旋分量间的电子关联。激光引起的能级间自旋翻转能耦合不同自旋间的电子关联。交叉关联 $S_{ij}^{\sigma\bar{\sigma}}$ 随着光场 Ω 的增强而增大，而相同自旋电子间的关联 $S_{ij}^{\sigma\sigma}$ 同时被抑制。当打开光场后， $S_{ij}^{\sigma\bar{\sigma}}$ 的增强占主

导地位，此时 Fano 因子增大。随着光场的继续增强， $S_{ij}^{\sigma\sigma}$ 被抑制占主导地位。因此 Fano 逐渐被抑制。图(5-5c)和(5-5d)给出了极化光场情况下的散粒噪声和 Fano 因子。在这种情况下，只有部分的电子关联被加强或抑制，以上的效应都减弱了。对于非对称的量子点-电极耦合(即 $\Gamma_L \neq \Gamma_R$)，散粒噪声靠近但始终低于泊松分布。

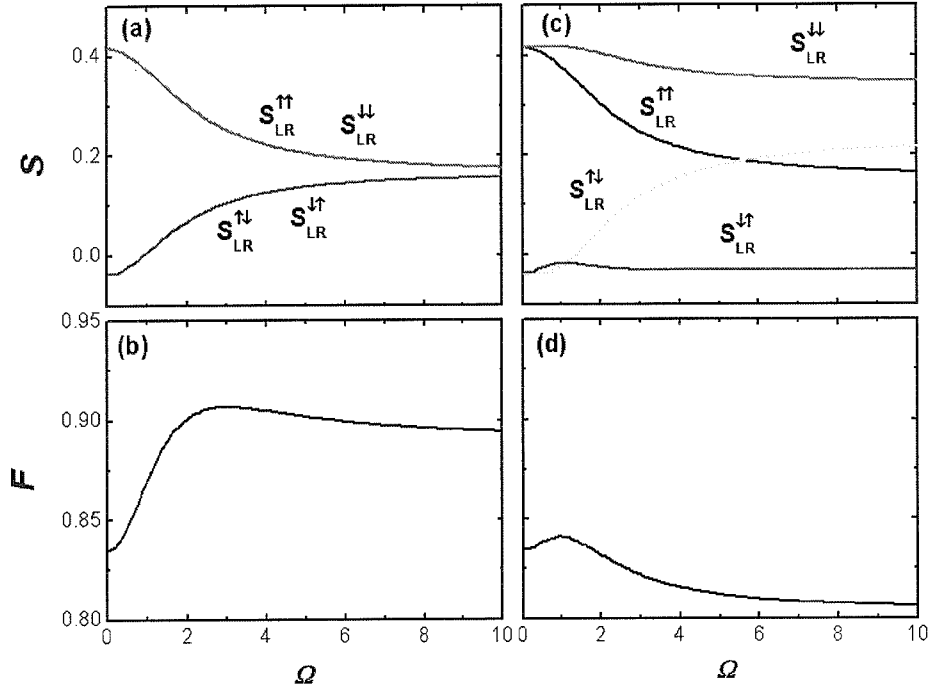


图 5.5 自旋相关的散粒噪声分量及其对应的 Fano 因子随驱动光场强度 Ω 的变化。其中(a)和(b)对应当两种圆偏振光分量同时时的散粒噪声和 Fano 因子；(c)和(d)对应只有一种圆偏振光分量时的散粒噪声和 Fano 因子。 $\Lambda=0.0$ ， $\Gamma_L=5\Gamma_R$ 。

5.5 小结

本章讨论了一种由圆偏振光驱动的二能级量子点在顺序隧穿区域的自旋极化输运。这个器件不需要外加磁场和铁磁注入，而且工作在特定的能级和化学

势区域，即注入端的化学势介于量子点二能级之间，输出端位于二能级之下。为了获得高极化度的自旋电流，可以设计非对称的端口耦合，即电子注入强度远大于输出强度。此外，自旋相关的散粒噪声可由光场非单调地调制并且呈现出亚泊松分布。

第6章 总结与展望

本文研究了几种介观量子点体系的自旋极化输运性质，主要讨论了自旋轨道耦合效应和圆偏振光对体系的自旋电流和相应散粒噪声性质的影响。取得的具有创新意义的结果概述如下：

1. 讨论了含有自旋轨道耦合量子点中的近藤效应和自旋极化输运性质。利用有限 U 的赝玻色子近似，我们研究了含有 Rashba 自旋轨道耦合效应的量子点在近藤区的自旋积累、自旋极化输运和散粒噪声性质。研究表明自旋轨道耦合会导致近藤峰和 Fano 型电导的劈裂。出现两个极化的电导峰，分别位于 $\varepsilon_d = -U/2$ 的两侧(ε_d 和 U 分别代表量子点的能级和库仑相互作用)。在大偏压极限且忽略自旋轨道耦合下，Fano 因子可由电极间直接耦合调制，而与库仑相互作用的大小无关。我们发现自旋轨道耦合可以增加或减小 Fano 因子，这取决于量子点能级和两端化学势的高低。当量子点能级低于两端化学势时，Rashba 自旋轨道耦合增加 Fano 因子；反之减小 Fano 因子。

2. 对于自旋电流的产生，如果能仅仅利用量子点内部的性质，而不借助附加的实验条件来实现自旋的极化输运将是非常有意义的。提出了一种基于自旋轨道耦合效应三终端纯自旋流量子结构。这个量子结构由三个正常金属电极耦合一个具有 Rashba 自旋轨道耦合的量子点组成。利用这个装置可以得到完全极化，甚至纯的自旋流。其物理本质是调节某端口电压时，不同自旋的电流并不是同时改变方向。这里自旋流地产生未用到磁性电极和外磁场，因此在实验上更易实现。

3. 研究了二能级 Rashba 量子点的泵浦自旋流及噪声。在量子点体系中，Rashba 自旋轨道效应会导致能级间的自旋翻转，基于这个效应我们提出了一种自旋场效应管，这种量子结构由一个二能级 Rashba 量子点耦合两个平行排列的铁磁端口组成，通过泵浦调节 Rashba 自旋轨道耦合强度来产生纯自旋流。泵浦的强度和频率可以由一个外加门电压来调控。和以前的方案相比，我们这里提出的器件可以获得较大的自旋流，工作在较高温度且可完全电学控制。自旋流衰减为零的临界温度取决于量子点的能级间隔，而和泵浦强度的关系不大。此外，我们提出可以用大偏压下的电荷流散粒噪声来探测哪种翻转机制占主导地

位, 进而确认泵浦的电流为纯自旋流。

4. 研究了由圆偏振光驱动的二能级量子点在顺序隧穿区域的自旋极化输运。这个器件不需要外加磁场和铁磁注入, 而且工作在特定的能级和化学势位置, 即注入端的化学势介于量子点二能级之间, 而输出端化学势低于二能级。为了获得高极化度的自旋电流, 可以设计非对称的端口耦合, 即电子注入强度远大于输出强度。此外, 自旋相关的散粒噪声可由光场非单调的调制并且呈现出亚泊松分布。

我们的研究工作还比较初步尚需进一步深化和拓展。例如, 如何将量子反馈引入到量子点系统, 研究反馈对量子点自旋电流输运性质的影响。研究纠缠光场中两量子点的纠缠性质及输运性质, 找到两量子点间的纠缠和输运之间的联系, 希望能够通过测量输运电流的关联性质得到纠缠的大小及变化。这些问题的解决对于量子信息处理和介观量子光学的发展有着积极的作用。

目前, 半导体自旋电子学正处于高速发展的阶段, 很多新的现象和应用不断被揭示和发现。介观量子点作为未来电子器件的基本单元, 在实验和理论上都吸引了大量的关注。量子点体系各种自旋相关的相互作用, 例如电子之间相互作用、自旋轨道耦合效应、自旋阻塞效应等, 正逐渐在实验上被广泛地加以研究。基于量子点体系的自旋电子学还有很多基础问题值得去研究, 我们将在这个领域进一步拓展我们的工作。

参考文献

- [1] Zutic I, Fabian J, Sarma S D. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 2004, 76:323-410.
- [2] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen Van Dau F, Petroff F, Eitenne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61:2472-2475.
- [3] Binasch G, Grunberg P, Saurenbach F, Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 1989, 39: 4828-4830.
- [4] Hartman U. *Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance*. Berlin: Springer, 2000.
- [5] Hirota E, Sakakima H, Inomata K. *Giant Magneto-Resistance Devices*. Berlin: Springer, 2002.
- [6] 焦正宽. 磁电子学. 杭州: 浙江大学出版社, 2007.
- [7] 沈顺清. 自旋电子学和自旋流. *物理*, 2008, 37:16-23.
- [8] Parkin S S P, Bhadra R, Roche K P. Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66:2152-2155.
- [9] Miyazaki T, Tezuka N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1995, 139:L231-L234.
- [10] Datta S, Das B. Electronic analog of the electrooptic modulator. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, 56:665-667.
- [11] Awschalom D D, Kikkawa J M. Electron spin and optical coherence in semiconductors. *Physics Today*, 1999, 52:33-38.
- [12] Das Sarma S, Fabian J, Hu X, Zutic I. Theoretical perspectives on spintronics and spin-polarized transport. *IEEE Trans. Magn.*, 2000, 36:2821-2826.
- [13] Cerletti V, Coish W A, Gywat O, Loss D. Recipes for spin-based quantum computing. *Nanotechnology*, 2005, 16:R27-R49.
- [14] Lee W Y, Gardelis S, Choi B C, Xu Y B, Smith C G, Barnes C H W, Ritchie D A, Linfield E H, Bland J A C. Magnetization reversal and magnetoresistance in a lateral spin-injection device. *J. Appl. Phys.*, 1999, 85:6682-6685.
- [15] Hammar P R, Bennett B R, Yang M J, Johnson M. Observation of spin injection at a ferromagnet semiconductor interface. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83:203-206.

- [16] Schmidt G, Ferrand D, Molenkamp L W, Filip A T, van Wees A T. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Phys. Rev. B*, 2000, 62:R4790-R4793.
- [17] Alvarado S F, Renaud P. Observation of spin-polarized electron tunneling from a ferromagnet into GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68:1387-1390.
- [18] Upadhyay S K, Louie R N, Buhrman R A. Spin filtering by ultrathin ferromagnetic films. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 74:3881-3883.
- [19] Jansen R, van't Erve O M J, Kim S D, Vlutters R, Anil Kumar P S, Lodder J C. The spin-valve transistor: Fabrication, characterization, and physics. *J. Appl. Phys.*, 2001, 89:7431-7436.
- [20] Meier F, Zakharchenya B P. Optical orientation. New York: North-Holland Press, 1984.
- [21] Hanson R, Kouwenhoven L P, Petta J R, Tarucha S, Vandersypen L M K. Spins in few-electron quantum dots. *Rev. Mod. Phys.*, 2007, 79:1217-1265.
- [22] Oestreich M, Brender M, Hubner J, Ruhle D H W W, Klar T H P J, Heimbrodt W, Lampalzer M, Voltz K, Stolz W. Spin injection, spin transport and spin coherence. *Semicond. Sci. Technol.*, 2002, 17: 285-297.
- [23] Gupta J A, Awschalom D D, Peng X, Alivisatos A P. Spin coherence in semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. B*, 1999, 59:10421-10424.
- [24] Yang C L, He H T, Ding L, Cui L J, Zeng Y P, Wang J N, Ge W K. Spectral dependence of spin photocurrent and current-induced spin polarization in an InGaAs/InAlAs two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:186605.
- [25] Ganichev S D, Belkov V V, Tarasenko S A, et al. Zero-bias spin separation. *Nature Physics*, 2006, 2:609-613.
- [26] Young R J, Dewhurst S J, Stevenson R M, Atkinson P, Bennett A J, Ward M B, Cooper K, Ritchie D A, Shields A J. Single electron-spin memory with a semiconductor quantum dot. *New J. Phys.*, 2007, 9: 365-371.
- [27] Rashba E I. Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop. *Sov. Phys. Solid State*, 1960, 2:1224-1238.
- [28] Dresselhaus G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Phys. Rev.*, 1955, 100:580-586.
- [29] Sahoo S, Kontos T, Furer J, Hoffmann C, Graber M, Cottet A, Schonenberger C. Electric field control of spin transport. *Nature Physics*, 2005, 1:99-102.

-
- [30] Stern N P, Steuerman D W, Mack S, Gossard A C, Awschalom D D. Drift and diffusion of spins generated by the spin Hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 91:062109.
- [31] 杜磊, 庄奕琪. 纳米电子学. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [32] 蒋建飞. 单电子学. 北京: 科学出版社, 2007.
- [33] Borovitskaya E, Shur M S. Quantum dots. New Jersey: World Scientific, 2002.
- [34] Moison J M, Houzay F, Barthe F, Leprince L, Andre E, Vatel O. Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, 64:196-198.
- [35] Tarucha S, Austing D, Honda T, van der Hage R J, and Kouwenhoven L P. Shell filling and spin effects in a few electron quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77:3613-3616.
- [36] Ciorga M, Sachrajda A S, Hawrylak P, Gould C, Zawadzki P, Jullian S, Feng Y, Wasilewski Z. Addition spectrum of a lateral dot from Coulomb and spin-blockade spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 2000, 61, R16315-R16318.
- [37] Yu L H, Natelson D. Transport in single-molecule transistors: Kondo physics and negative differential resistance. *Nanotechnology*, 2004, 15:S517-S524.
- [38] Yu L H, Natelson D. The Kondo effect in C60 single-molecule transistors. *Nano. Lett.*, 2004, 4:79-83.
- [39] Odom T W, Huang J, Kim P, et al. Atomic structures and electronic properties of single-walled carbon nanotubes. *Nature (London)*, 1998, 391: 62-64.
- [40] Dimitrakopoulos C D, Mascaro D J. Organic thin-film transistors: A review of recent advances. *IBM. J. Res. Develop.*, 2001, 45(1):11-27.
- [41] Johnson A C, Petta J R, Taylor J M, Yacoby A, Lukin M D, Marcus C M, Hanson M P, Gossard A C. Triplet-Singlet Spin Relaxation via Nuclei in a Double Quantum Dot. *Nature (London)*, 2005, 435:925-928.
- [42] Taubert D, Pioro-Ladriere M, Schroer D, Harbusch D, Sachrajda A S, Ludwig S. Telegraph noise in coupled quantum dot circuits induced by a quantum point contact. *arXiv:0801.4002*.
- [43] Shinkai G, Hayashi T, Hirayama Y, Fujisawa T. Controlled resonant tunneling in a coupled double-quantum-dot system. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90:103116.
- [44] Kouwenhoven L P, Austing D G, Tarucha S. Few-electron quantum dots. *Rep. Prog. Phys.*, 2001 64:701-736.
- [45] Kastner M A. The single-electron transistor. *Rev. Mod. Phys.*, 1992, 64:849-859.

-
- [46] Ingold G L, Nazarov Y V. Charge tunneling rates in ultrasmall junctions//Devoret M H, Grabert H. Single Charge Tunneling: Coulomb Blockade Phenomena in Nanostructures. New York: Plenum Press, 1992.
- [47] Gurvitz S A. Rate equations for quantum transport in multidot systems. Phys. Rev. B, 1998, 57:6602-6611.
- [48] Konig J, Martinek J. Interaction-driven spin precession in quantum-dot spin valves. Phys. Rev. Lett., 2003, 90:166602.
- [49] Braig S, Brouwer P W. Rate equations for Coulomb blockade with ferromagnetic leads. Phys. Rev. B, 2005, 71:195324.
- [50] Averin D V, Nazarov Y V. Macroscopic quantum tunneling of charge and co-tunneling//Devoret M H, Grabert H. Single Charge Tunneling: Coulomb Blockade Phenomena in Nanostructures. New York: Plenum Press, 1992.
- [51] Averin D V, Odintsov A A. Macroscopic quantum tunneling of the electric charge in small tunnel junctions. Phys. Lett. A, 1989, 140(5):251-257.
- [52] Goldhaber-Gordon D, Shtrikman H, Mahalu D, et al., Kondo effect in a single-electron transistor, Nature (London), 1998, 391:156-159.
- [53] Cronenwett T H O, Kouwenhoven L P. A tunable Kondo effect in quantum dots. Science, 1998, 281:540-544.
- [54] Hewson A C. The Kondo Problem to Heavy Fermions. Cambridge: Cambridge University Press, 1993.
- [55] Kondo J. Ground-state energy shift due to the s-d interaction. Phys. Rev., 1967, 154:644-647.
- [56] Ng T K, Lee P A. On-Site Coulomb repulsion and resonant tunneling. Phys. Rev. Lett., 1988, 61:1768-1771.
- [57] Meir Y, Wingreen N S, Lee P A. Low-temperature transport through a quantum dot: the Anderson model out of equilibrium. Phys. Rev. Lett., 1993, 70:2601-2604.
- [58] Kobayashi K, Aikawa H, Sano A, Katsumoto S, Iye Y. Fano resonance in a quantum wire with a side-coupled quantum dot. Phys. Rev. B, 2004, 70:035319; Y.Ji, Heiblum M, Sprinzak D, et al. Phase evolution in a Kondo-Correlated system. Science, 2000, 290:779-783.
- [59] Lee H C, Choi H Y. Slave-boson approach to the infinite-U Anderson-Holstein impurity model. Phys. Rev. B, 2004, 70:085114.
- [60] Li J, Schneider W D, Berndt R, et al. Kondo scattering observed at a single magnetic impurity. Phys. Rev. Lett., 1998, 80:2893-2896; Knorr N, Schneider M A, Diekhoner L, et al. Kondo effect of single Co adatoms on Cu surfaces. Phys. Rev. Lett., 2002, 88:096804.

-
- [61] Altshuler B L, Lee P A, Webb R A. Mesoscopic Phenomena in Solids. North-Holland: Elsevier, 1991.
- [62] Aharonov Y, Bohm D. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. Phys. Rev., 1959, 115:485-491.
- [63] Chambers R G. Shift of an electron interference pattern by enclosed magnetic flux. Phys. Rev. Lett., 1960, 5:3-5.
- [64] Webb R A, Washburn S, Umbach C P, Laibowitz R B. Observation of h/e Aharonov-Bohm oscillations in normal-metal rings. Phys. Rev. Lett., 1985, 54:2696-2699.
- [65] Yacoby A. Coherence and phase sensitive measurements in a quantum dot. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:4047-4050.
- [66] Schuster R, Buks E, Heiblum M, Mahalu D, Umansky V, Shtrikman H. Phase measurement in a quantum dot via a double slit interference experiment. Nature (London), 1997, 385:417-420.
- [67] Grbic B, Leturcq R, Ihn T, Ensslin K, Reuter D, Wieck A D. Aharonov-Bohm oscillations in the presence of strong spin-orbit interactions. Phys. Rev. Lett., 2007, 99:176803.
- [68] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. Phys. Rev., 1961, 124:1866-1878.
- [69] Adair R, Bockelman C, Peterson R. Experimental corroboration of the theory of neutron resonance scattering. Phys. Rev., 1949, 76:308-308.
- [70] Fano U, Cooper J. Line profiles in the far-uv absorption spectra of the rare gases. Phys. Rev., 1965, 137:A1364-A1379.
- [71] Cerdeira F, Fjeldly T, Cardona M. Effect of free carriers on zone-Center vibrational modes in heavily doped p-type Si. II. optical modes. Phys. Rev. B, 1973, 8:4734-4745.
- [72] Faist J, Capasso F, Sirtori C, West K W, Pfeiffer L N. Controlling the sign of quantum interference by tunnelling from quantum wells. Nature (London), 1997, 390:589-591.
- [73] Gores J, Goldhaber-Gordon D, Heemeyer S, Kastner M A, Shtrikman H, Mahalu D, Meirav U. Fano resonances in electronic transport through a single-electron transistor. Phys. Rev. B, 2000, 62:2188-2194.
- [74] Kobayashi K, Aikawa H, Katsumoto S, Iye Y. Tuning of the Fano effect through a quantum dot in an Aharonov-Bohm interferometer. Phys. Rev. Lett., 2002, 88:256806.

-
- [75] Kobayashi K, Aikawa H, Katsumoto S, Iye Y. Mesoscopic Fano effect in a quantum dot embedded in an Aharonov-Bohm ring. *Phys. Rev. B*, 2003, 68:235304.
- [76] Blanter Y M, Buttiker M. Shot noise in mesoscopic conductors. *Phys. Rep.*, 2000, 336:1-166.
- [77] Schottky W. Small-shot effect and flicker effect. *Phys. Rev.*, 1926, 28:75-103.
- [78] Martin T, Landauer R. Wave-packet approach to noise in multichannel mesoscopic systems. *Phys. Rev. B*, 1992, 45:1742-1755.
- [79] Martin A M, Buttiker M. Coulomb-Induced Positive Current-Current Correlations in Normal Conductors. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84:3386-3389.
- [80] Blanter Y M, Buttiker M. Transition from sub-Poissonian to super-Poissonian shot noise in resonant quantum wells. *Phys. Rev. B*, 1999, 59:10217-10226.
- [81] Sauret O, Feinberg D. Spin-current shot noise as a probe of interactions in mesoscopic systems. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92:106601.
- [82] Egues J C, Recher P, Saraga D S, Golovach V N, Burkard G, Sukhorukov E V, Loss D. Shot noise for entangled and spin-polarized electrons//*Quantum Noise in Mesoscopic Physics*, Nazarov Y V. Dordrecht:Kluwer, 2003.
- [83] Awschalom D, Loss D, Samarth N, *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*. Berlin:Springer, 2002.
- [84] Kato Y, Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D. Coherent spin manipulation without magnetic fields in strained semiconductors. *Nature (London)*, 2004, 427:50-53.
- [85] Kato Y, Myers R C, Driscoll D C, Gossard A C, Levy J, Awschalom D D. Gigahertz electron spin manipulation using voltage-controlled g-tensor modulation. *Science*, 2003, 299:1201-1204.
- [86] Nowack K C, Koppens F H L, Nazarov Y V, Vandersypen L M K. Coherent control of a single electron spin with electric fields. *Science*, 2007, 318:1430-1433.
- [87] 李华钟. 介观物理的粒子自旋轨道耦合和量子几何相位. *物理学进展*, 1999, 19:386-408.
- [88] 曾谨言. 量子力学卷 II (第三版). 北京: 科学出版社, 2000.
- [89] Sun Q F, Wang J, Guo H. Quantum transport theory for nanostructures with Rashba spin-orbital interaction. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:165310.
- [90] Sun Q F, Xie X C. Bias-controllable intrinsic spin polarization in a quantum dot: Proposed scheme based on spin-orbit interaction. *Phys. Rev. B*, 2005, 73:235301.
- [91] Lopez R, Sanchez D, Serra L. From Coulomb blockade to the Kondo regime in a Rashba dot. *Phys. Rev. B*, 2005, 76:035307.

-
- [92] Sun Q F, Xie X C, Wang J. Persistent spin current in nanodevices and definition of the spin current. *Phys. Rev. B*, 2008, 77:035327.
- [93] Aharonov Y, Casher A. Topological Quantum Effects for Neutral Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 53:319-321.
- [94] Mathur H, Stone A D. Quantum transport and the electronic Aharonov-Casher effect. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68:2964-2967.
- [95] Sun Q F, Xie X C, Wang J. Persistent spin current in a mesoscopic hybrid ring with spin-orbit coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98:196801.
- [96] Lobos A M, Aligia A A. Effects of interactions in transport through Aharonov-Bohm-Casher interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100:016803.
- [97] Kotliar G, Ruckenstein A E. New Functional Integral Approach to Strongly Correlated Fermi Systems: The Gutzwiller Approximation as a Saddle Point. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57:1362-1365.
- [98] Dong B, Lei X L. Kondo-type transport through a quantum dot under magnetic fields. *Phys. Rev. B*, 2001, 63:235306.
- [99] Ma J, Lei X L. Kondo correlation and spin-flip scattering in spin-dependent transport through a quantum dot coupled to ferromagnetic leads. *Europhys. Lett.*, 2004, 67:432-438.
- [100] Dong B, Lei X L. Nonequilibrium Kondo effect in a multilevel quantum dot near the singlet-triplet transition. *Phys. Rev. B*, 2002, 66:113310.
- [101] Ding G H, Kim C K, Nahm K. Fano resonance in electron transport through parallel double quantum dots in the Kondo regime. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:205313.
- [102] Coleman P. New approach to the mixed-valence problem. *Phys. Rev. B*, 1984, 29:3035-3044.
- [103] Hofstetter W, Konig J, Schoeller H. Kondo Correlations and the Fano Effect in Closed Aharonov-Bohm Interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87:156803.
- [104] Eric Yang S R, Hwang N Y. Single electron control in n-type semiconductor quantum dots using non-Abelian holonomies generated by spin orbit coupling. *Phys. Rev. B*, 2006, 73:125330.
- [105] Eric Yang S R. Degenerate states of narrow semiconductor rings in the presence of spin-orbit coupling: Role of time-reversal and large gauge transformations. *Phys. Rev. B*, 2006, 74:075315.
- [106] Eric Yang S R. Quantum shot noise spectrum of a point contact. *Solid State Commun.*, 1992, 81:375-378.
- [107] Shimizu A, Ueda M. Effects of dephasing and dissipation on quantum noise in conductors. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69:1403-1406.

-
- [108] Kubala B, Konig J. Flux-dependent level attraction in double-dot Aharonov-Bohm interferometers. *Phys. Rev. B*, 2002, 65:245301.
- [109] Maruyama I, Shibata N, Ueda K. Theory of Fano-Kondo effect in quantum dot systems: Temperature dependence of the Fano line shapes. *Physica B*, 2006, 938:378-380.
- [110] Dong B, Lei X L, Effect of the Kondo correlation on shot noise in a quantum dot. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2002, 19:4963-4976.
- [111] Takahashi J, Tasaki S. Nonlinear Transport and Current Fluctuation in an AB Ring with a Quantum Dot. *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl.*, 2005, 74:261-264.
- [112] Zhang G B, Wang S J, Li L. Shot noise in an Aharonov-Bohm interferometer with embedded double quantum dots. *Phys. Rev. B*, 2006, 74:085106.
- [113] Lopez R, Aguado R, Platero G. Shot noise in strongly correlated double quantum dots. *Phys. Rev. B*, 2004, 69:235305.
- [114] Golub A. Shot noise near the unitary limit of a Kondo quantum dot. *Phys. Rev. B*, 2006, 73:233310.
- [115] Kuznetsov V V, Mendez E E, Bruno J D, Pham J T. Shot noise enhancement in resonant-tunneling structures in a magnetic field. *Phys. Rev. B*, 1998, 58:R10159-R10162.
- [116] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, von Molnar S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 2001, 294:1488-1495.
- [117] Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C. Dissipationless Quantum spin current at room temperature. *Science*, 2003, 301:1348-1351.
- [118] Sinova J, Culcer D, Niu Q, Sinitsyn N A, Jungwirth T, MacDonald A H. Universal intrinsic spin-Hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92:126603.
- [119] Kato Y K, Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D. Observation of the spin Hall effect in semiconductors. *Science*, 2004, 306:1910-1913.
- [120] Wunderlich J, Kaestner B, Sinova J, Jungwirth J. Experimental observation of the spin-Hall effect in a two dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94:047204.
- [121] Hbner J, Rhle W W, Klude M, Hommel D, Bhat R D R, Sipe J E, van Driel H M. Direct observation of optically injected spin-polarized currents in semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90:216601.
- [122] Stevens M J, Smirl A L, Bhat R D R, Najmaie A, Sipe J E, van Driel H M. Quantum interference control of ballistic pure spin currents in semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90:136603.

-
- [123] Bhat R D R, Nastos F, Najmaie A, Sipe J E, Pure spin current from one-photon absorption of linearly polarized light in noncentrosymmetric semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94:096603.
- [124] Tarasenko S A, Ivchenko E L. Pure spin photocurrents in low-dimensional structures. *JETP Lett.*, 2005, 81:231-235.
- [125] Wang B, Wang J, Guo H. Quantum spin field effect transistor. *Phys. Rev. B*, 2003, 67:092408.
- [126] Romeo F, Citro R. Pure spin currents generation in magnetic tunnel junctions by means of adiabatic quantum pumping. *Eur. Phys. J. B*, 2006, 50:483-489.
- [127] Watson S K, Potok R M, Marcus C M, Umansky V. Experimental realization of a quantum spin pump. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91:258301.
- [128] Sharma P. How to create a spin current. *Science*, 2005, 307:531-533.
- [129] Dong B, Cui H L, Lei X L, Pumped spin-current and shot-noise spectra of a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94:066601.
- [130] Pareek T P. Pure spin currents and the associated electrical voltage. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92:076601.
- [131] Chen Z, Wang B, Xing D Y, Wang J. A spin injector. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85:2553-2555; Wang J, Chan K S, Xing D Y. Voltage-controllable spin polarization of current: Model of three-terminal spin device. *Phys. Rev. B*, 2005, 72:115311.
- [132] Sun Q F, Guo H. Kondo resonance in a multiprobe quantum dot. *Phys. Rev. B*, 2001, 64:153306.
- [133] Mahan G D. *Many-particle Physics*. New York: Plenum Press, 2000; Mello P A, Kumar N. *Quantum transport in mesoscopic systems: complexity and statistical fluctuations: a maximum-entropy viewpoint*. New York: Oxford University Press, 2004.
- [134] Meir Y, Wingreen N S. Landauer formula for the current through an interacting electron region. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68:2512-2515; Foxman E B, McEuen P L, Meirav U, Wingreen N S, Meir Y, Belk P A, Belk N R, Kastner M A, Wind S J. Effects of quantum levels on transport through a Coulomb island. *Phys. Rev. B*, 1993, 47:10020-10023; Wingreen N S, Jauho A P, Meir Y. Time-dependent transport through a mesoscopic structure. *Phys. Rev. B*, 1993, 48:8487-8490.
- [135] Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H, Enoki T. Gate control of spin-orbit interaction in an inverted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterostructure. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78:1335-1338; Grundler D. Large Rashba splitting in InAs quantum wells due to

- electron wave function penetration into the barrier layers. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84:6074-6077.
- [136] Kwapinski T, Taranko R, Taranko E. Photon-assisted electron transport through a three-terminal quantum dot system with nonresonant tunneling channels. *Phys. Rev. B*, 2005, 72:125312.
- [137] Plihal M, Gadzuk J W. Nonequilibrium theory of scanning tunneling spectroscopy via adsorbate resonances: Nonmagnetic and Kondo impurities. *Phys. Rev. B*, 2001, 63:085404.
- [138] Madhavan V, Chen W, Jamneala T, Crommie M F, Wingreen N S. Tunnelling into a single magnetic atom: Spectroscopic evidence of the Kondo resonance. *Science*, 1998, 280:567-569.
- [139] Nagaoka K, Jamneala T, Grobis M, Crommie M F. Temperature dependence of a single Kondo impurity. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88:077205.
- [140] Switkes M, Marcus C M, Campman K, Gossard A C. An adiabatic quantum electron pump. *Science*, 1999, 283:1905-1908.
- [141] Altshuler B L, Glazman G I. Pumping electrons. *Science*, 1999, 283:1864-1865; Makhlin Y, Mirlin A D. Counting statistics for arbitrary cycles in quantum pumps. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87:276803.
- [142] Thouless D J. Quantization of particle transport. *Phys. Rev. B*, 1983, 27:6083-6087.
- [143] Pothier H, Lafarge P, Urbina C, Esteve D, Devoret M H. Single electron pump based on charging effects. *Europhys. Lett.* 1992, 17:249-254.
- [144] Cota E, Aguado R, Platero G. Ac-driven double quantum dots as spin pumps and spin filters. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94:107202.
- [145] Aono T. Adiabatic pumping in the mixed-valence and kondo regimes. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93:116601.
- [146] Wang B G, Wang J, Guo H. Parametric pumping at finite frequency. *Phys. Rev. B*, 2002, 65:073306.
- [147] Yang M, Li S S. Ac gate-induced Fano resonance and peak splitting of conductance in a quantum dot. *Phys. Rev. B*, 2004, 70:045318.
- [148] Yang M, Li S S. Device for charge- and spin-pumped current generation with temperature-induced enhancement. *Phys. Rev. B*, 2004, 70:195341.
- [149] Yang M, Li S S. Level-oscillation-induced pump effect in a quantum dot with asymmetric constrictions. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:125307.
- [150] Zhang P, Xue Q K, Xie X C. Spin current through a quantum dot in the presence of an oscillating magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91:196602.

-
- [151] Yu H, Liang J Q. Spin current and shot noise in single-molecule quantum dots with a phonon mode. *Phys. Rev. B*, 2005, 72:075351.
- [152] Xing Y X, Wang B, Wei Y D, Wang B G, Wang J. Spin pump in the presence of a superconducting lead. *Phys. Rev. B*, 2004, 70:245324.
- [153] Schliemann J, Carlos Egues J, Loss D. Nonballistic spin-field-effect transistor. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90:146801.
- [154] Rashba E I, Efros A L. Orbital mechanisms of electron spin manipulation by an electric field. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91:126405.
- [155] Dong B, Cui H L, Lei X L. Quantum rate equations for electron transport through an interacting system in the sequential tunneling regime. *Phys. Rev. B*, 2004, 69:035324.
- [156] Pedersen J N, Lassen B, Wacker A, Hettler M H. Coherent transport through an interacting double quantum dot: Beyond sequential tunneling. *Phys. Rev. B*, 2007, 75:235314.
- [157] Djuric I, Dong B, Cui H L. Theoretical investigations for shot noise in correlated resonant tunneling through a quantum coupled system. *J. Appl. Phys.*, 2006, 99:63710.
- [158] Loss D, Sukhorukov E V. Probing entanglement and nonlocality of electrons in a double-dot via transport and noise. *Phys Rev Lett*, 2000, 84:1035-1038.
- [159] Carlos Egues J, Burkard G, Loss D. Rashba spin-orbit interaction and shot noise for spin-polarized and entangled electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89:176401.
- [160] Bena C, Vishveshwara S, Balents L, Fisher M P A. Quantum Entanglement in Carbon Nanotubes. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89:037901.
- [161] Sauret O, Feinberg D, Martin Th. Electron spin teleportation current through a quantum dot array operating in the stationary regime., *Phys. Rev. B*, 2004, 69:035332.
- [162] Sanchez R, Platero G, Brandes T. Resonance fluorescence in transport through quantum dots: noise properties. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98:146805.
- [163] Hatami M, Zareyan M. Shot noise in diffusive ferromagnetic metals. *Phys. Rev. B*, 2006, 73:172409.
- [164] Weymann I. Spin-polarized transport through weakly coupled double quantum dots in the Coulomb-blockade regime. *Phys. Rev. B*, 2007, 75:195339; Weymann I, Barnas J. Transport through two-level quantum dots weakly coupled to ferromagnetic leads. *J. Phys.: Condens. Matt.*, 2007, 19:096208.
- [165] Weymann I, Barnas J, Krompiewski S. Theory of shot noise in single-walled metallic carbon nanotubes weakly coupled to nonmagnetic and ferromagnetic

- leads. Phys. Rev. B, 2007, 76:155408; Weymann I, Barnas J. Shot noise and tunnel magnetoresistance in multilevel quantum dots: Effects of cotunneling. Phys. Rev. B, 2008, 77:075305.
- [166] Seneor P, Bernand-Mantel A, Petroff F. Nanospintronics: when spintronics meets single electron physics. J. Phys.: Condens. Matter, 2007, 19:165222.
- [167] 马中水. 介观物理基础和近期发展几个方面的简单介绍. 物理, 2007, 36:98-129.
- [168] Brandes T. Coherent and collective quantum optical effects in mesoscopic systems. Phys. Rep., 2005, 408:315-474.
- [169] Imamoglu A, Awschalom D D, Burkard G, DiVincenzo D P, Loss D, Sherwin M, Small A. Quantum information processing using quantum dot spins and cavity QED. Phys. Rev. Lett., 1999, 83:4204-4207.
- [170] Brandes T, Renzoni F. Current switch by coherent trapping of electrons in quantum dots. Phys. Rev. Lett., 2000, 85:4148-4151.
- [171] Liao Y Y, Chuu D S, Chen Y N. Electron transport of a driven three-level system in an asymmetric double quantum dot irradiated by an external field. Phys. Rev. B, 2007, 75:125325.
- [172] Chu W D, Duan S Q, Zhu J L. Three-level structure design and optically controlled current in coupled quantum dots. Appl. Phys. Lett., 2007, 90:222102.
- [173] Smirnov A Y, Mourokh G L. Optically induced spin polarization of an electric current through a quantum dot. Phys. Rev. B, 2005, 71:161305(R).
- [174] Djuric I, Search C P. Spin current and shot noise from a quantum dot coupled to a quantized cavity field. Phys. Rev. B, 2006, 74:115327; Djuric I, Search C P. Bistable spin currents from quantum dots embedded in a microcavity. Phys. Rev. B, 2007, 75:155307.
- [175] Dong B, Lei X L. Controlling inelastic cotunneling through an interacting quantum dot by a circularly-polarized field. Phys. Rev. B, 2007, 75:075310.
- [176] Villas-Boas J M, Govorov A O, Ulloa S E. Coherent control of tunneling in a quantum dot molecule. Phys. Rev. B, 2004, 69:125342; Villas-Boas J M, Ulloa S E, Govorov A O. Decoherence of Rabi oscillations in a single quantum dot. Phys. Rev. Lett., 2005, 94:057404.
- [177] Villas-Boas J M, Ulloa S E, Govorov A O. Spin polarized photocurrent from quantum dots. Phys. Rev. B, 2007, 75:155334.
- [178] Hoge A, Kroner M, Seidl S, et al. Spin-selective optical absorption of singly charged excitons in a quantum dot. Appl. Phys. Lett., 2005, 86:221905.

-
- [179] Gustavsson S, Studer M, Leturcq R, Ihn T, Ensslin K, Driscoll D C, Gossard A C. Frequency-selective single-photon detection using a double quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99:206804.
- [180] Djuric I, Dong B, Cui H L. Super-Poissonian shot noise in the resonant tunneling due to coupling with a localized level. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, 87:032105.
- [181] Kiesslich G, Schoell E, Brandes T, Hohls F, Haug R J. Noise enhancement due to quantum coherence in coupled quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99:206602; Sanchez R, Kohler S, Hanggi P, Platero G. Electron Bunching in Stacks of Coupled Quantum Dots. *Phys. Rev. B*, 2008, 77:035409.
- [182] Thielmann A, Hettler M H, König J, Schön G. Super-poissonian noise, negative differential conductance, and relaxation effects in transport through molecules, quantum dots and nanotubes. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:045341.
- [183] Fleurov D, Eisenberg E. Super-Poissonian shot noise as a measure of dephasing in closed quantum dots. *Phys. Rev. B*, 2007, 76:195330.
- [184] Aghassi J, Thielmann A, Hettler M H, Schön G. Strongly enhanced shot noise in chains of quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89:052101.
- [185] Gustavsson S, Leturcq R, Simovic B, Schleser R, Ihn T, Studerus P, Ensslin K, Driscoll D C, Gossard A C. Counting statistics of single electron transport in a quantum dot, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:076605.
- [186] Zhang Y, DiCarlo L, McClure D T, Yamamoto M, Tarucha S, Marcus C M, Hanson M P, Gossard A C. Noise Correlations in a Coulomb Blockaded Quantum Dot. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99:036603.

致 谢

衷心感谢导师郭永教授对本人的精心指导。郭老师精深的理论造诣、严谨的治学态度、谦逊宽容的为师之道使我终身难忘。郭老师对我耐心指导，从不厌倦，他严谨的学术态度、敏锐的洞察力和启发性的建议，将使我终生受益。

感谢朱邦芬院士、李师群教授、张留碗教授、孙庆丰研究员、李高翔教授、冯芒研究员给我的热情帮助和支持。感谢同组的朱瑞、秦建华、许文、韩理、李婉、成瞳光、秦岭、龚一杨等同学对我的帮助和有益的讨论。

感谢父母、岳父母和妻子多年来对我的支持和关爱，他们的鼓励，是促使我不断努力上进的动力。感谢亲友们的关心和支持。

本课题承蒙国家自然科学基金资助，特此致谢。



声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____日 期：_____

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1981 年 1 月 15 日出生于湖北省襄樊市。

1998 年 9 月考入华中师范大学物理系物理学专业，2002 年 7 月本科毕业并获得理学学士学位。

2002 年 9 月免试进入华中师范大学物理系凝聚态物理专业，2004 年 7 月毕业并获得理学硕士学位。

2004 年 9 月进入清华大学物理系攻读凝聚态物理博士学位至今。

已发表和在投的学术论文

- [1] Hai-Feng Lü and Yong Guo. Pumped pure spin current and shot noise spectra in a two-level Rashba dot. *Applied Physics Letters*, 2008, 92, 062109 (SCI 收录, 影响因子 3.977).
- [2] Hai-Feng Lü and Yong Guo. Pure spin current in a three-terminal spin device in the presence of Rashba spin-orbit interaction. *Applied Physics Letters*, 2007, 91, 092128 (SCI 收录, 影响因子 3.977).
- [3] Hai-Feng Lü and Yong Guo. Kondo effect and spin-polarized transport through a quantum dot with spin-orbit interaction. *Physics Review B*, 2007, 76, 045120 (SCI 收录, 影响因子 3.107).
- [4] Tong-Guang Cheng, Hai-Feng Lü, and Yong Guo. Optically induced shot noise enhancement and suppression in a Lambda-type double-dot system. *Physics Review B*, 2008, 77, 205305 (SCI 收录, 影响因子 3.107).
- [5] Hai-Feng Lü and Yong Guo. Optically controlled spin polarization in a three-terminal spin device. Submitted to *Physics Review B*.

