



南京大學

研究生畢業論文 (申請碩士學位)

論文題目 从铁磁体到半导体的自旋注入
作者姓名 孙 杰
学科专业名称 凝聚态物理
研究方向 自旋输运
指导教师 邢定钰 教授

二〇〇四年六月

摘要

自从 S.Datta 和 B.Das 在 1989 年从理论上提出自旋场效应管的模型以来，自旋注入半导体受到大家广泛的关注。本文就自旋注入半导体的机制，注入效率的测量以及注入效率与偏压的关系作了一些调研和研究。

在第二章中，从基本的概念出发，介绍一下理论上描述自旋注入和输运的常用的一些方法，包括扩散方程的方法和量子隧穿的理论。

在第三章中，我们提出了一种自旋注入效率的测量新方法。在小偏压的情况下，我们得到隧道磁电阻（TMR）与自旋注入效率 η 的关系， $TMR = \eta^2$ ，从而测量出 TMR 就可以得到自旋注入效率的大小。

在第四章中，从自由电子模型出发，研究了自旋注入效率和 TMR 与偏压的关系。

Abstract

Since S.Datta and B.Das proposed a new spin-polarized field-effect transistor (spin-FET) theoretically, the spin injection into semiconductor from ferromagnetic material has ever become the focus in the field of spintronics. This article is to state something about the mechanism of the spin injection, the detection of spin injection and the relation between spin injection and bias voltage or TMR.

In chapter II, two usual methods to describe the spin injection and spin transport are discussed, including the diffusion equation and quantum tunneling theory.

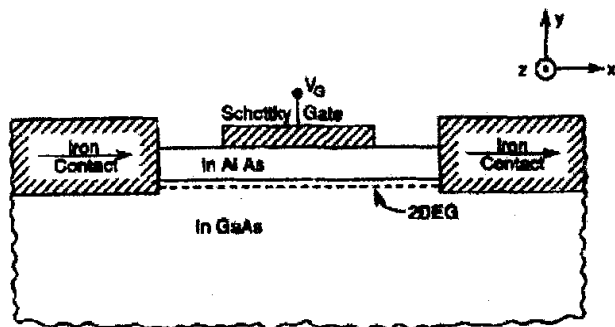
In the chapter III, a new method of the detection of spin injection is proposed. We obtain a relation between tunnel-type magnetoresistance (TMR) and spin injection η when the bias voltage is small, i.e. $TMR = \eta^2$. So once we obtain the TMR the spin injection η is easy to confirm.

In chapter IV, the relation between spin injection and TMR as a function of the bias voltage is studied by use of free electron model.

第一章 绪论

第一节. 为什么要研究自旋注入半导体?

S.Datta 和 B.Das 在 1989 年[1]首次从理论上提出了一种基于自旋极化电子输运的场效应管模型, 从此引发大家对把自旋极化的电流注入半导体这种设想的热情。



(图 1-1 自旋极化的场效应管模型)

如上图所示, 左右 Iron Contact 是自旋极化的电子源, 一般来说是铁磁金属或者铁磁半导体。中间层是 InAlAs 和 InGaAs 形成的二维电子气, Gate 的作用是调节二维电子气的电子密度和 Rashba 自旋轨道耦合强度。先考虑一维的简单模型, 即电子从左到右, 只在 x 方向运动。

理论[2]和实验[3]都表明, 即使在没有外加磁场的情况下, 在窄禁带半导体的二维电子气 (2DEGs) 里面也存在自旋向上和向下电子的能级劈裂, 也称为“零场劈裂”。这主要归结于 Rashba 自旋轨道耦合作用, 其有效哈密顿为:

$$H_R = \eta(\sigma_z k_x - \sigma_x k_z) \quad (1.1)$$

为方便起见, 这里我们只考虑一维的情况, 即电子只在 x 轴上运动, 有 $k_z=0$, 从而电子的哈密顿量可写为:

$$H = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \eta \sigma_z k_x \quad (1.2)$$

对于自旋取向在 +z 方向, 波矢为 k_{x1} 的电子:

$$E(+z) = \frac{\hbar^2 k_{x1}^2}{2m^*} - \eta k_{x1} \quad (1.3)$$

对于自旋取向在 $-z$ 方向，波矢为 k_{x2} 的电子：

$$E(-z) = \frac{\hbar^2 k_{x2}^2}{2m^*} + \eta k_{x2} \quad (1.4)$$

我们可以很快地看出，对于自旋取向在 $+z$ 方向和 $-z$ 方向的具有相同能量的电子，将会具有不同的波矢，但是波矢差却是一常数

$$k_{x1} - k_{x2} = 2m^* \eta / \hbar^2 \quad (1.5)$$

从而对于同在 x 轴方向运动的具有相同能量而相反自旋取向的电子来说，它们具有与位移有关的位相差。

$$\Delta\theta = (k_{x1} - k_{x2})L = 2m^* \eta L / \hbar^2 \quad (1.6)$$

对于电子来说，自旋取向在 $+x$ 方向的电子可以看成自旋趋向分别在 $+z$ 和 $-z$ 方向的电子的线性叠加。

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$(+x) \quad (+z) \quad (-z)$$

那么对于输入状态为 $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ 的电子流，经过位移 L 后，输出状态将为 $\begin{pmatrix} e^{ik_{x1}L} \\ e^{ik_{x2}L} \end{pmatrix}$

则沿 $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ 方向输出的电流极化率为 P

$$P \propto \left| \frac{e^{ik_{x1}L}}{e^{ik_{x2}L}} \right|^2 = 4 \cos^2 \left[\frac{(k_{x1} - k_{x2})L}{2} \right] \quad (1.7)$$

从这里我们可以看出，如果输入电流是沿某个方向极化的，长度 L 一定的时候，我们只需要调节 GATE 电压，也就是调节自旋轨道耦合强度 η 的大小，就可以调节输出电流的极化方向，这就为我们操控电子自旋提供了一条途径，但问题是如何才能得到单一极化方向的输入电流呢？于是，如何向半导体中注入极化率高的电流就成了大家感兴趣的问题。同时，向半导体中引入自旋极化的电流，除了电荷自由度外，相当于引入一个新的可供操控的自由

度,从而基于这些可以设计更加丰富的电子器件。这里不得不提到的是二十世纪后十年飞速发展起来的巨磁电阻(GMR)和隧道磁电阻(TMR)以及庞磁电阻(CMR)材料,这就是利用自旋相关的效应发展起来的新型纳米材料,已经获得工业界极大的应用,并已经发展成为一门新的学科——自旋电子学(Spintronics)[4]。

第二节. 自旋注入半导体的方法

首先引入一个物理量——自旋注入效率 η 来描述自旋注入半导体的极化强度,定义为:

$$\eta = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}} \quad (1.8)$$

其中 $J_{\uparrow}$ 是流过的自旋向上的电流, $J_{\downarrow}$ 是流过的自旋向下的电流

1. 欧姆接触法

最初,大家都尝试用这种方法。就是用一铁磁金属材料和半导接触,界面采用欧姆接触的方法。由于铁磁金属材料的电子是高度极化的,人们期望当外加电压的时,能够在半导体中也形成自旋极化的电流。另外,还由于铁磁金属材料的居里温度一般比较高,人们渴望能够实现室温下高的自旋注入效率。但是结果令人很失望,采用这种办法得到的自旋注入效率小于1%。后来发现,一般来说,半导体中电子的化学势比金属要高,在金属和半导体形成欧姆接触的时候,往往要对半导体中靠近与金属界面的的地方进行重掺杂,这样当金属中的电子流经金属和半导体界面的时候就会受到很强烈的散射,可能会出现大量的自旋反转,从而也许是导致的不到高自旋注入效率的原因。

于是人们寻找了一种化学势和金属差不多的半导体材料 InAs 和铁磁金属以欧姆接触的形式结合起来,这样就可以避免对半导体的重掺杂,从而可以对从金属流入半导体的电子的自旋反转效应可以忽略。然而,仍然只能得到4.5%[5]的自旋注入效率。

后来 G. Schmidt 等人[6]用扩散的方法从理论上对此进行了分析,指出从铁磁金属到半导体之所以的不到高的自旋注入效率,根本原因在于金属和半导体的电导不匹配。由于电子在半导体中的自旋反翻转长度一般来说是很长的[7],因此我们可以把电流看成自旋向上和向下的两支电流并联在电路中,也就是我们常说的两电流模型。由于金属的电导比半导体的电导要大好几个数量级,因而根据欧姆定律,电流主要由电阻大的部分决定,即由半导体部分的电阻决定,由于自旋向上和向下的两支电流在半导体部分的电导基本相同,所以整个的两支电流也就差不多大小,因而自旋注入效率当然很低了。

2. 隧穿注入法

从 G. Schmidt 等人的分析来看,要想提高从金属到半导体的自旋注入效率,需要很小的自旋相关的电导或者说很大的依赖自旋方向的电阻。于是 Rashba[8]从理论上提出采用铁磁金属/绝缘层/半导体(MIS)结构,这样就可以使电子获得一个与自旋有关的大的隧穿电阻,以期达到电导匹配,进而得到高的自旋注入效率。

在实验上, Alvarado 和 Renaud[9]用带有铁磁探针的 STM 通过一个真空的隧穿过程实现了向半导体中进行很好的自旋注入。这似乎表明,隧穿过程是一个很有效的实现高注入效率的方法,但是它的缺点就是电流太小,因为中间插入一层绝缘体,电阻实在很大。后来人们抛弃绝缘层,利用金属和半导体接触而形成的肖特基势垒代替绝缘层势垒。于是实验工作者努力的想在半导体上面在长上一层铁磁金属,形成高质量的肖特基势垒。Zhu 等人[10]报道了在 GaAs 表面外延长一层铁形成肖特基势垒,利用光学的测量方法,在室温下得到了 2%的自旋注入效率。这与人们期望的高的注入效率还是相差很远,于是有人就提出换一种铁磁材料,不用铁磁金属,采用铁磁半导体作为注入源。

Y. Ohno 等[11]采用铁磁半导体作为注入源,得到了很高的自旋注入效率,但是由于铁磁半导体的居里温度很低,远远低于人们的理想目标——室温。

3. 光学方法注入

我们知道, 在原子系统中, 电子跃迁要满足 $\Delta L = \pm 1$, $\Delta m = \pm 1$, 因此, 我们只要以光子能量大于禁带宽度的左旋或者右旋的圆偏振光入射半导体, 由于选择定则的要求, 就可以把某个自旋取向的电子从价带激发到导带, 形成多数电子的电子流。但是这种方法也有它的缺点就是不能形成连续的极化电子流, 因为被激发到导带上的电子会逐渐和价带的在复合。A.Hirohata 等[12], 用此方法研究了自旋注入效率, 但是没有得到很高的注入效率。

参考文献

- [1] Supriyo Datta and Biswjit Das, Appl. Phys. Lett. 56, 665 (1989)
- [2] G. Lommer, F. Malcher, and U. Rossler, Phys. Rev. Lett. 60, 728 (1988)
- [3] J. Luo, H. Muneoka et al. Phys. Rev. B 38, 10142 (1988)
- [4] G. Prinz, Science 282, 1660, 4774 (1991).
- [5] S. Gardelis et al. Phys. Rev. B, 60, 7764 (1999).
- [6] G. Schmidt et al., Phys. Rev. B 62, R4790 (2000).
- [7] Kikkawa J M, Awschalom D D. Nature, 1999, 397:139.
- [8] E. I. Rashba, Phys. Rev. B 62, R16267 (2000).
- [9] S. F. Alvarado, Ph. Renaud, Phys. Rev. Lett. 68, 1387 (1992).
- [10] H. J. Zhu et al., Phys. Rev. Lett. 87, 016601 (2001).
- [11] H. Ohno et al., Nature 408, 944 (2000).
- [12] A. Hirohata et al., Phys. Rev. B, 63, 104425 (2001)

第二章 自旋注入和自旋输运

有很多方法可以描述电子的输运过程，有简单的自由电子模型，玻尔兹曼输运公式，也有稍微复杂一些的格林函数方法。对于我们这里考虑的体系——铁磁金属和半导体的欧姆接触，我们将采用扩散的方法来描述比较方便，因为电子无论在金属或者半导体中，自旋反转长度一般来说都是很长的。所谓自旋翻转长度就是指一个电子在导体中流动是，在它随机的改变了它的自旋方向（比如从自旋向上变成向下）之前所运动的平均距离。

在金属中，电子的自旋翻转长度比它的平均弹性自由程要大很多，在半导体中，电子的自旋翻转长度可以达到 μm 的量级，在铁磁金属也是很长的，因此我们可以把自旋向上和向下的电子作为两个独立的自旋通道来处理，这就是以前在铁磁金属中常用的两电流模型[1]，它曾用到 F/N 的结构中来描述 GMR 效应，这就是为大家熟悉的 Valet-Fert 模型[2]。基于以上考虑，当我们把它用在 FM/SM 的结构中来的时候应该来说也是很好的近似。扩散方法所用到的第二个近似就是自由电子近似，这点对于金属和半导体的材料一般来说，也是很好的近似。

P. C. Van Son[3] 等首先应用扩散的方法研究了 F/M 结构中的电化学势劈裂问题，S.Hershfield 等[4]把此方法首先应用在铁磁/半导体的结构中，后来 G. Schmidt 等人[5]应用扩散的方法指出自旋注入效率的低是由于金属的电导远小于半导体的电导所引起的，后来 Yu 等人[6]在此基础上又考虑了电场效应，指出了电场强度对注入效率的影响。下面首先介绍一下扩散方法的一些基本概念。

第一节：扩散方程

一般来说，电子通过扩散通道的输运是两个互相连接的电子库的化学势的不同所导致的结果[7]。我们知道化学势 μ_{ch} 的定义就是向一个系统中在加入一个电子所需要的能量，通常我们取费米能为化学势能量零点，然后只考虑电子的动能。再线性响应区，化学势 $\mu_{ch} = n/N(E_F)$ ，其中 n 是系统的电子密度， $N(E_F)$ 为电子在费米能处的能态密度。另为电子处于电场 E 中，它还有额外的电势 eV ，因此它的电化学势（忽略磁场效应）为：

$$\mu = \mu_{ch} - eV \quad (2.1)$$

由 Einstein 关系, 我们有

$$\sigma = e^2 N(E_F) D \quad (2.2)$$

σ 是电导率, D 是扩散常数

在一个铁磁体里面, 我们根据两电流模型, 有

$$\sigma_{\uparrow} = N_{\uparrow} e^2 D_{\uparrow} \quad \text{其中 } D_{\uparrow} = \frac{1}{3} v_{F\uparrow} l_{\uparrow} \quad (2.3)$$

$$\sigma_{\downarrow} = N_{\downarrow} e^2 D_{\downarrow} \quad \text{其中 } D_{\downarrow} = \frac{1}{3} v_{F\downarrow} l_{\downarrow} \quad (2.4)$$

其中 $N_{\uparrow}$ 和 $N_{\downarrow}$ 分别表示费米能处的自旋向上和向下的电子的态密度 (DOS), $D_{\uparrow}$ 和 $D_{\downarrow}$ 分别表示自旋向上和向下电子的扩散系数, $v_{F\uparrow}$ 和 $v_{F\downarrow}$ 表示自旋向上和向下电子的费米速度, $l_{\uparrow}$ 和 $l_{\downarrow}$ 表示自旋向上和向下电子的平均自由程。

根据两电流模型和欧姆定律, 我们可以把电流写成两通道形式

$$j_{\uparrow} = -\frac{\sigma_{\uparrow}}{e} \frac{\partial \mu_{\uparrow}}{\partial x} \quad (2.5)$$

$$j_{\downarrow} = -\frac{\sigma_{\downarrow}}{e} \frac{\partial \mu_{\downarrow}}{\partial x} \quad (2.6)$$

$j_{\uparrow}$ 和 $j_{\downarrow}$ 分别是自旋向上和向下的电子的电流密度。

下一步是引入自旋翻转过程, 用自旋翻转时间来描述。 $\tau_{\uparrow\downarrow}$ 表示自旋向上的电子自旋翻转为向下的平均时间, $\tau_{\downarrow\uparrow}$ 表示它的逆过程。根据粒子数守恒, 有

$$\frac{1}{e} \nabla j_{\uparrow} = -\frac{n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{e} \nabla j_{\downarrow} = -\frac{n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} + \frac{n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.8)$$

另外, 根据细致平衡原理, 有

$$N_{\uparrow} / \tau_{\uparrow\downarrow} = N_{\downarrow} / \tau_{\downarrow\uparrow} \quad (2.9)$$

这意味着平衡的时候, 整体上看, 没有自旋翻转的现象发生。值得指出的是这里

认为自旋翻转时间 τ 要远大于电子的平均弹性散射时间 $\tau_e = l_e / v_F$ 。

联立式 2.3, 2.4, 2.5, 2.6, 2.7, 2.8, 2.9 可以得到下述能够描述自旋翻转效应的扩散方程（一维情况）：

$$D \frac{\partial^2 (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\partial x^2} = \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{\tau_{sf}} \quad (2.10)$$

其中 $D = D_{\uparrow} D_{\downarrow} (N_{\uparrow} + N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} D_{\uparrow} + N_{\downarrow} D_{\downarrow})$ 是自旋向上和向下电子的平均扩散常数，自旋翻转时间 τ_{sf} 由下式确定： $1/\tau_{sf} = 1/\tau_{\uparrow\downarrow} + 1/\tau_{\downarrow\uparrow}$ ，可以看出 τ_{sf} 表示非平衡自旋积累 $(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})$ 衰减的时间。

方程 2.10 的解的一般形式可以写为

$$\mu_{\uparrow} = A + Bx + \frac{C}{\sigma_{\uparrow}} \exp(-x/\lambda_{sf}) + \frac{F}{\sigma_{\uparrow}} \exp(x/\lambda_{sf}) \quad (2.11)$$

$$\mu_{\downarrow} = A + Bx - \frac{C}{\sigma_{\downarrow}} \exp(-x/\lambda_{sf}) - \frac{F}{\sigma_{\downarrow}} \exp(x/\lambda_{sf}) \quad (2.12)$$

这里引入了一个新的量——自旋扩散长度，也就是我们上文所说的平均自旋翻转长度 $\lambda_{sf} = \sqrt{D\tau_{sf}}$

系数 A, B, C, F 由边界条件决定。不考虑界面电阻和自旋翻转的情况下，边界条件为：

1) 界面处 $\mu_{\uparrow}$, $\mu_{\downarrow}$ 分别连续

2) 界面处 $j_{\uparrow}$, $j_{\downarrow}$ 分别连续

从上述过程，我们可以看出，在处理自旋输运的时候，扩散的方法虽然是一种很有效的方法，但它是一种经典方法，它不能处理含有自旋轨道耦合的情况，以及含有电子隧穿的情况。

第二节：铁磁/正常导体（F/N）结构

Van Son 等[3]用扩散方程描述了 F/N 结构中的界面电阻效应和自旋积累效应。

对于左边是铁磁金属，右边是正常导体（具体可以是金属，半导体，超导体）

首先回顾一下他们的工作：

在整个结构中 $\sigma_{\uparrow} = \alpha\sigma, \sigma_{\downarrow} = (1-\alpha)\sigma$, (2.13)

$$j_{\uparrow} = \beta j, j_{\downarrow} = (1-\beta)j \quad (2.14)$$

这里 σ 是电导率， α 是电子的自旋极化强度。我们发现我们所定义的自旋注入效

率 $\eta = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}}$ ，与 Van Son 所用的 β 的关系为 $\eta = 2\beta - 1$

远离界面的地方，自旋向上和向下的电子处于平衡状态 ($\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$)

接近界面的地方，

$$\beta(x \ll 0) = \alpha_F, \beta(x \gg 0) = \alpha_N = \frac{1}{2}$$

在界面处， α 可以突变，不连续，但是 β 一定要连续，除非有大量自旋翻转的情况出现，这是电流守恒所要求的。

由于正常导体中的扩散常数 $D_{N\uparrow} = D_{N\downarrow} = D_N$

铁磁体中的扩散常数，象推导扩散方程时一样取平均值

$$D_F = (1-\alpha_F) D_{F\uparrow} + \alpha_F D_{F\downarrow} \quad (2.15)$$

于是引入了两个不同的自旋翻转长度（正常导体中的和铁磁中的）

$$\lambda_N = \sqrt{D_N \tau_{s/N}} \quad (2.16)$$

$$\lambda_F = \sqrt{D_F \tau_{s/F}} \quad (2.17)$$

根据上文所说的边界条件 $\beta(x=0) = \beta_i$ 是连续的， $\mu_{\uparrow}, \mu_{\downarrow}$ 也分别连续，根据式

2.11, 2.12 写出两边的自旋向上和向下的电子的电化学势，有边界条件可以定出界面地方的自旋注入效率

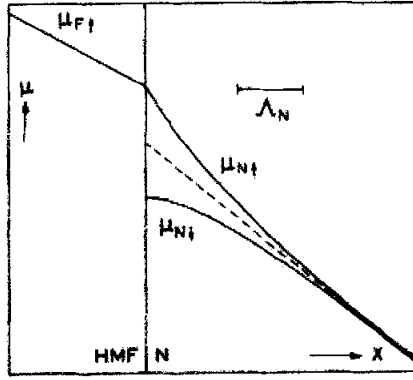
$$\eta = 2\beta_l - 1 = \frac{2\alpha_F - 1}{1 + 4\alpha_F(1 - \alpha_F)(\sigma_N^{-1}\lambda_N)/(\sigma_F^{-1}\lambda_F)} \quad (2.18)$$

另外一点, Van Son 等得到一个自旋相关的界面电阻。

$$R_b = \frac{\mu_{F0}(x=0) - \mu_{N0}(x=0)}{ej} = \frac{(2\alpha_F - 1)^2(\sigma_N^{-1}\lambda_N)/(\sigma_F^{-1}\lambda_F)}{(\sigma_F^{-1}\lambda_F) + 4\alpha_F(1 - \alpha_F)(\sigma_N^{-1}\lambda_N)} \quad (2.19)$$

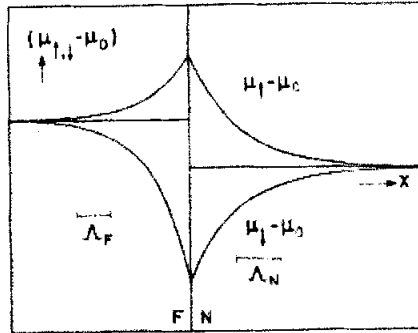
σ_N, σ_F 分别为正常导体和铁磁金属的电导率, 值得指出的是, 在自旋阀实验中在两边铁磁极化方向平行和反平行得到的电阻差与这里 R_b 的关系为: $\Delta R = 2R_b$ 。

既然存在界面电阻, 那么左右的平均电化学势肯定不连续, 尽管自旋向上和向下的电子的各自电化学势是分别连续的。电化学势对位置的依赖关系如下图所示。



(图 2-2-1 铁磁金属与非金属直接接触时界面处电化学势的示意图)

Λ_N 是他们用来描述正常导体中的自旋翻转长度的符号, 相当于本文中的 λ_N 。针对界面附近的电化学势劈裂情况, 用下图可以看的更清楚



(图 2-2-2 描述界面接触电阻的电化学势示意图 左边是铁磁金属, 右边是正常导体,)

其中

μ_0 可以称为平均电势，它是由下式所定义

$$\partial\mu_0/\partial x = -(e/\sigma)j \quad (2.20)$$

考虑到 $\sigma_{\uparrow} = \alpha\sigma, \sigma_{\downarrow} = (1-\alpha)\sigma$ ，代入上式，就可以得到

$$\mu_0 = \alpha\mu_{\uparrow} + (1-\alpha)\mu_{\downarrow}, \quad (2.21)$$

从这里我们可以看出，在铁磁金属和正常导体界面附近，对单一自旋的电子，存在着电势的积累和欠缺。后来实验上也观察到这种自旋积累效应。

第三节 铁磁/半导体/铁磁 (F/SM/F) 结构

对于如下图所示的结构,



(图 2-3-1 左右 FM 为铁磁体, 中间层 SM 为半导体)

G. Schmitdt 等[5]用上图所示的模型对自旋注入效率的情况用扩散的方法进行了理论分析, 指出从铁磁到半导体的自旋注入存在着基本的障碍——电导不匹配。这里铁磁金属和半导体是直接接触, 一般来说是欧姆接触, 而不是形成肖特基势垒。下面我们来用第一节所说的扩散方法, 对此作一个具体分析。

我们只考虑一维的简单模型, 取左面的 FM/SM 界面为坐标零点, 半导体的长度为 d , 前文已说, 自旋的翻转长度在半导体中是很长的, 因此我们取 $d < \lambda_{SM}$ 。根据欧姆定律和扩散方程有

$$j_{\uparrow\downarrow} = -\frac{\sigma_{\uparrow\downarrow}}{e} \frac{\partial \mu_{\uparrow\downarrow}}{\partial x} \quad (2.23)$$

$$\frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{\tau_{sf}} = \frac{D \partial^2 (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\partial x^2} \quad (2.24)$$

根据第一节的推导, 我们可以把 $\mu_{\uparrow}, \mu_{\downarrow}$ 的形式表达式分别解出来

$$\mu_{\uparrow} = A + Bx + \frac{C}{\sigma_{\uparrow}} \exp(-x/\lambda_{sf}) + \frac{F}{\sigma_{\uparrow}} \exp(x/\lambda_{sf}) \quad (2.25)$$

$$\mu_{\downarrow} = A + Bx - \frac{C}{\sigma_{\downarrow}} \exp(-x/\lambda_{sf}) - \frac{F}{\sigma_{\downarrow}} \exp(x/\lambda_{sf}) \quad (2.26)$$

下面写出具体的边界条件, 然后定出整个区域的电势学势。

我们知道, 在远离界面的地方, 有

$$\mu_{\uparrow}(\pm\infty) = \mu_{\downarrow}(\pm\infty) = \mu_{i0} \quad (2.27)$$

由 2.27, 我们知道, 当 $x < 0$ 时, 由于 $\mu_{\uparrow}$ 和 $\mu_{\downarrow}$ 收敛, 必要求

$$\begin{aligned}\mu_{1\uparrow} &= A + \frac{F}{\sigma_{F\uparrow}} \exp(x/\lambda_{sf}) = \mu_{10} + \frac{F}{\sigma_{F\uparrow}} \exp(x/\lambda_F) \\ &= \mu_{10} + C_{1\uparrow} \exp(x/\lambda_F)\end{aligned}\quad (2.28)$$

$$\begin{aligned}\mu_{1\downarrow} &= A + \frac{F}{\sigma_{F\downarrow}} \exp(x/\lambda_{sf}) = \mu_{10} - \frac{F}{\sigma_{F\downarrow}} \exp(x/\lambda_F) \\ &= \mu_{10} + C_{1\downarrow} \exp(x/\lambda_F)\end{aligned}\quad (2.29)$$

当 $x > d$ 时, 类似有:

$$\begin{aligned}\mu_{3\uparrow} &= A + \frac{C}{\sigma_{F\uparrow}} \exp(-(x-d)/\lambda_F) = \mu_{30} + \frac{C}{\sigma_{F\uparrow}} \exp(-(x-d)/\lambda_F) \\ &= \mu_{30} + C_{\uparrow} \exp(-(x-d)/\lambda_F)\end{aligned}\quad (2.30)$$

$$\begin{aligned}\mu_{3\downarrow} &= A + \frac{C}{\sigma_{F\downarrow}} \exp(-(x-d)/\lambda_F) = \mu_{30} - \frac{C}{\sigma_{F\downarrow}} \exp(-(x-d)/\lambda_F) \\ &= \mu_{30} + C_{3\downarrow} \exp(-(x-d)/\lambda_F)\end{aligned}\quad (2.31)$$

当 $0 < x < d$ 时, 也就是在半导体中的时候, 由于半导体中电子的自旋翻转长度比铁磁金属要大好几个数量级, 而且绝对尺度甚至能达到 μm 量级, 因此我们可以假定 $\lambda_{SM} = \infty$ 而不会显著的影响结果。于是, 半导体中的电子的电化学势可写为如下形式:

$$\mu_{2\uparrow} = A + Bx + \frac{C}{\sigma_{SM\uparrow}} + \frac{F}{\sigma_{SM\uparrow}} = \mu_{1\uparrow}(0) + C_{\uparrow}x \quad (2.32)$$

$$\mu_{2\downarrow} = A + Bx - \frac{C}{\sigma_{SM\uparrow}} - \frac{F}{\sigma_{SM\uparrow}} = \mu_{1\downarrow}(0) + C_{\downarrow}x \quad (2.33)$$

然后根据在边界的地方电化学势连续的边界条件, 我们可以得到:

$$\mu_{1\uparrow}(0) - \mu_{1\downarrow}(0) = \pm(\mu_{3\uparrow}(0) - \mu_{3\downarrow}(0)) \quad (2.34)$$

+ (-) 分别对应两边铁磁金属平行 (反平行) 的情况。于是我们可以画出整个区域的电化学势的大概图形。

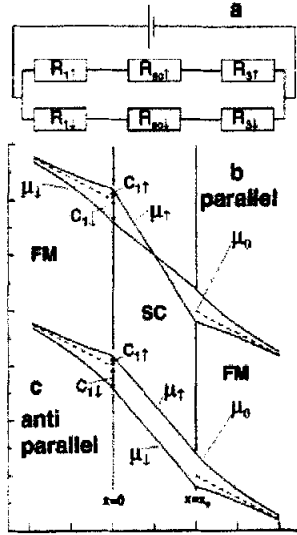


图 2-3-2

图 a 两电流模型

图 b 左右铁磁体磁化方向互相平行的时候，整个结的电化学势的示意图

图 c 左右铁磁体磁化方向呈反平行的时候，整个结的电化学势的示意图

对左右铁磁的极化率 $\beta_1 = \beta_3 = \beta$ ，我们有： $\sigma_{FM\uparrow} = \beta\sigma_{FM}$, $\sigma_{FM\downarrow} = (1 - \beta)\sigma_{FM}$ ， σ_{FM} 是铁磁金属的电导率，对于中间层半导体，由于半导体中不存在自旋极化，因此有： $\sigma_{SC\uparrow} = \sigma_{SC\downarrow} = \frac{1}{2}\sigma_{SC}$ ， σ_{SC} 是半导体的电导率。对于自旋向上和向下的电子，分别根据电流的连续性条件和电流守恒条件，我们可以得到由铁磁金属向半导体的自旋注入效率：

$$\alpha_2 = \frac{j_{2\uparrow} - j_{2\downarrow}}{j_{2\uparrow} + j_{2\downarrow}} = \beta \frac{\lambda_{fm}\sigma_{sc}}{\sigma_{fm}d} \frac{2}{(2\frac{\lambda_{fm}\sigma_{sc}}{\sigma_{fm}d} + 1) - \beta^2} \quad (2.35)$$

对于一般的典型的铁磁体，可以看出，注入效率 α_2 主要决定于 $\frac{\lambda_{fm}\sigma_{sc}}{\sigma_{fm}d}$ ，这

里 $\frac{\lambda_{fm}}{\sigma_{fm}}$ 和 $\frac{d}{\sigma_{sc}}$ 分别是铁磁金属的电阻和半导体的电阻。显然，注入效率 α_2 的最大

值就是铁磁金属的极化率 β 。一般来说，铁磁电导率比半导体电导率要大好几个

数量级，而 λ_{fm} 和 d 确是大约在同一数量级，所以 $\frac{\lambda_{fm}\sigma_{sc}}{\sigma_{fm}d} \rightarrow 0$ ，因而有 $\alpha_2 \rightarrow 0$ ，

这就解释了为什么从铁磁金属向半导体中自旋注入效率总是很低的原因。另外我们还可以得到磁阻效应，当两边铁磁金属的磁化方向平行和反平行的时候，类似金属 GMR 效应，整个系统的电阻是不同的。

$$\frac{\Delta R}{R_{par}} = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \frac{\lambda_{fm}^2}{\sigma_{fm}^2} \frac{\sigma_{sc}^2}{d^2} \frac{4}{(2 \frac{\lambda_{fm} \sigma_{sc}}{d \sigma_{fm}} + 1)^2 - \beta^2} \quad (2.36)$$

其中 $\Delta R = (R_{anti} - R_{par})$, R_{par} 和 R_{anti} 分别是左右铁磁体磁化方向平行和反平时系统的电阻。

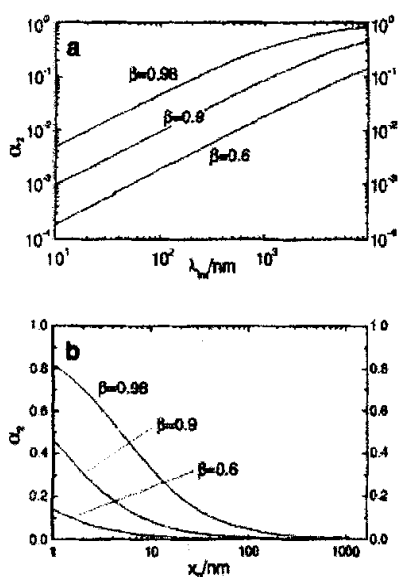


图 2-3-3

图 a 注入效率与铁磁体中的自旋翻转长度 λ_{fm} 以及铁磁体中电子的自旋极化率 α^2 的关系。

图 b 注入效率与铁磁体中电子的自旋极化率 α^2 以及半导体层的厚度 x_0 。

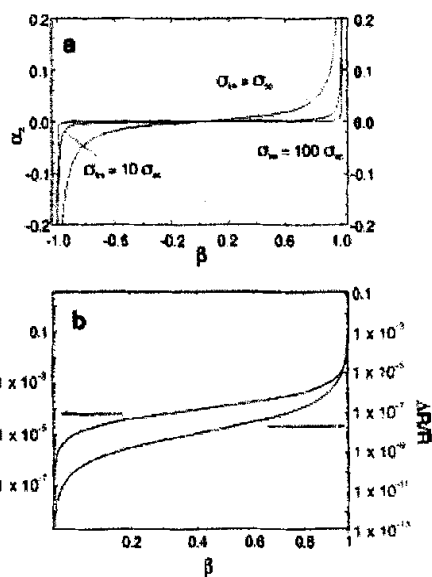


图 2-3-4

图 a 自旋注入效率与铁磁体和半导体的电导率以及铁磁体中自旋的极化率 β 的关系。

图 b 自旋注入效率 α^2 和磁阻 $\Delta R/R$ 与铁磁体中自旋极化率 β 的关系

第四节 小结

本章首先陈述了描述自旋输运的一种经典性方法——扩散方法，然后介绍 G. Schmidt et al 等应用此方法得到从铁磁金属向半导体进行自旋注入得到自旋注入效率非常低是因为铁磁金属的电导远大于半导体的电导——即所谓的“conductance mismatch”，从而为提高自旋注入效率指明了方向。

但是有必要指出的是这种方法描述的是一个纯经典的图像，只有在扩散近似——即扩散长度远远大于电子相干长度下才成立，所以不能够考虑在微尺度下的量子效应，比如说量子相干效应等。当然，这种方法也不能把自旋轨道耦合效应考虑进去，这需要用到下一章所介绍的量子方法。

参考文献

- [1] N.F.Mott,Proc.Roy.Soc.156,363 (1936).
- [2] T.Valet and A.Fert,Phys.Rev.B 48,7099 (1993).
- [3] P.C.van Son,H.van Kempen,and P.Wyder,Phys.Rev.Lett.58,2271 (1987).
- [4] S.Hershfield and L.Z.Zhao,Phys.Rev.B 56,3296 (1997).
- [5] G. Schmidt et al., Phys. Rev. B 62, R4790 (2000).
- [6] Z.G. Yu, M.E. Flatte, Phys. Rev. B 66 (2002) 201202;
Z.G. Yu, M.E. Flatte, Phys. Rev. B 66 (2002) 235302.
- [7] S.Datta, Electronic transport in mesoscopic systems (Ambridge University Press,Cambridge,1995)

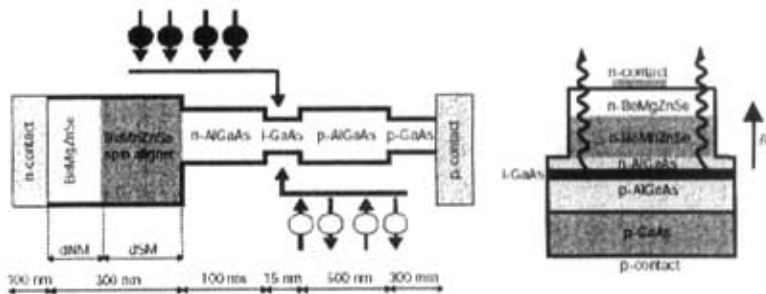
第三章 自旋注入效率的测量

第一节：自旋注入效率测量的概述

和大家关注自旋注入效率的提高一样，从一开始人们就一直在寻求自旋注入效率的更好测量方法。目前大家用的最多的方法是用一个自旋极化的光电二极管来产生一束圆偏振光[1]，通过测量左旋和右旋圆偏振光的强度之比，进而测量自旋注入效率。

原理是这样的，由于实验发现半导体中自旋翻转长度非常长[2]，当一束自旋极化的电子从左面注入 n 型半导体中，然后流入中间层的半导体量子阱，在那里和从右面 p 型半导体注入到中间半导体量子阱中非极化的空穴复合，然后发出圆偏振光。由于自旋向上的电子和向下的电子复合的时候发出的圆偏振光不同，因此就可以根据左旋偏振光和右旋偏振光的强度的比例关系，进而推断出发生复合的电子的数目比例关系，一般来说也就是两种电流强度的比例关系，也就可以得到自旋注入效率。Y.Ohno[3]等人采用铁磁半导体作为自旋注入源，用如上所述的光学方法测量，在低温下得到了很高的自旋注入效率。如下图所示：自旋注

入效率 $\eta = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}$ 。下图是 Fiederling 等[1]提出的自旋注入效率的光学测量方法示意图。



(图 3-1-1 自旋注入效率的光学测量方法示意图。如图所示，从左边入射的电子和从右边入射的空穴在中间层 GaAs 量子阱中相遇并复合，从而发出特定旋转方向的圆偏振光。

如上图右图所示)

但是, 光学测量方法也有它不足的地方, 实际上, 我们得到的结果, 只反映了电子复合区域两种自旋取向的电子密度之比, 而不是从铁磁源半导体中注入的自旋极化电流。正如 Albrecht 和 Smith 所指出的[4], 假如注入电流很小, 或者说半导体中的电子的密度比较高, 那么即使测量的结果显示自旋注入效率非常低, 而实际上自旋注入效率却有可能是很高的。另外一种理论上的测量方法是 Johnson[5]等提出测量 FM/SMC 的单个结的电流。由于 Rashba 自旋轨道耦合将会导致, 不同自旋取向的相同能量的电子波矢不对称性, 类似一种自旋相关的整流效应, 但是这种理论以及基于此理论的实验[6]还有很大的争议[7, 8], 因此, 自旋注入效率的电测量方法仍然还是一个重要的问题。

第二节： 隧道磁电阻（TMR）与自旋注入效率的关系

由于 FM/SC 结构的注入效率很低已被 Schmit 等[9]以电导不匹配的理由所解释，Rashba[10]于是提出了 FM/I/SC 的结构，利用自旋相关的隧穿效应，以期提高注入效率，很多实验也是在这个思路引导下进行的。于是，针对 FM/I/SC 的结构，我们提出再加上一个相同的 SC/I/FM 结，组成 FM/I/SC/I/FM 的对称双节结构，中间层 SC 为二维电子气（2DEG），测量整个双节的隧道磁阻（TMR），然后就可以得到 FM/I/SC 的自旋注入效率。

对于 FM/I/SC 结构，自旋注入效率定义为

$$\eta = (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) / (j_{\uparrow} + j_{\downarrow}) \quad (3.1)$$

其中， $j_{\uparrow}$ ($j_{\downarrow}$) 为自旋向上（向下）的电流。因此，对于小电压的情况下，近似得到

$$\eta = (G_{\uparrow} - G_{\downarrow}) / (G_{\uparrow} + G_{\downarrow}) \quad (3.2)$$

$G_{\uparrow}$ ($G_{\downarrow}$) 分别为自旋向上（向下）电子通道的电导。

对于双节 FM/I/SC/I/FM，其隧穿电阻（TMR）为

$$\alpha = (G_p - G_A) / G_p \quad (3.3)$$

其中 G_p (G_A) 为左右铁磁磁化方向平行（反平行）时整个结构的电导。我们将会发现，这里存在一个一般的关系 $\alpha = \eta^2$ ，这个关系在小偏压和顺序隧穿的条件下成立。当中间层半导体的厚度 L 小于电子在半导体中的自旋翻转长度 λ_{sc} 并且大于 2DEG 中电子波函数的相干长度 λ_{ϕ} 时，可以把整个双隧道节看作来两个独立的单隧道节的组合，电子从左面铁磁体顺序隧穿至右面铁磁体中，称为顺序隧穿，但是当 $L < \lambda_{\phi}$ 的时候，电子将会以相干隧穿为主，而这时候，两个结就不能看作独立的了，共振 TMR 将会出现振荡行为。

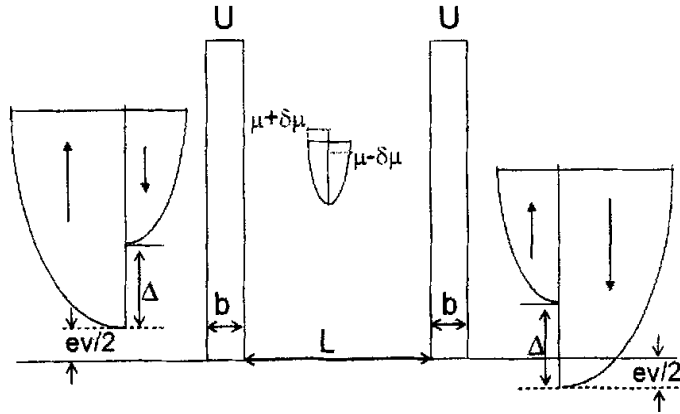
我们先考虑顺序隧穿的情况。对于双节 FM/I/SC/I/FM，TMR 效应来源于中间层非平衡自旋的积累效应。当两个铁磁端的磁化方向不同时，自旋积累效应是个很普遍的现象，近来，这种现象在 FM/NM/FM 结构中被观测到[11]，其中，

NM 是正常金属。

当左右铁磁体磁化方向互相平行的时候：小电压的情况下，由对称性可以得到 $G_{\sigma}^L = G_{\sigma}^R$, $G_{\sigma}^L (G_{\sigma}^R)$ 为自旋为 σ 的电子通过左边(右边)势垒的隧穿电导， $\sigma = \uparrow$ 或者 $\downarrow$ ，这时候，中间层没有自旋积累效应，整个过程假定没有自旋翻转的现象发生，因此电流可写为：

$$J_p = (G_{\uparrow}^L + G_{\downarrow}^L) V / 2 \quad (3.4)$$

当左右铁磁体磁化方向反平行的时候，情况就不同了，由于从左边入射的电子是多数电子，而从从中间层流入右边铁磁层却变为少数电子，对于，自旋向下的电子也类似，因此中间层将出现自旋积累效应，也就是说，中间层自旋向上和向下的电子的电化学势会发生劈裂 $\delta\mu$ （相对于 $eV/2$ ）。如图所示。



(图 3-2-1 如图所示，为一对称双势垒结构，左右两边为铁磁材料，中间层为半导体二维电子气， U 为势垒高度， b 为势垒宽度， eV 为外加偏压， $\delta\mu$ 为当外加偏压为 eV 的时候，由于自旋积累效应中间层半导体中自旋向上和向下的电子相对于 $eV/2$ 的偏离量。)

首先，根据每个自旋通道的电流守恒条件有

$$\text{对 spin-up 通道: } (V/2 - \delta\mu) G_{\uparrow}^L = (V/2 + \delta\mu) G_{\uparrow}^R \quad (3.5)$$

$$\text{对 spin-down 通道: } (V/2 + \delta\mu) G_{\downarrow}^L = (V/2 - \delta\mu) G_{\downarrow}^R \quad (3.6)$$

其次，由反对称性，我们可以知道，自旋向上和向下通道的电流应该相等。故有：

$$(V/2 - \delta\mu) G_{\uparrow}^L = (V/2 - \delta\mu) G_{\downarrow}^R \quad (3.7)$$

$$(V/2 + \delta\mu)G_{\uparrow}^R = (V/2 + \delta\mu)G_{\downarrow}^L \quad (3.8)$$

因此对于整个双隧道节，当左右铁磁的磁化方向相反的情况下，电流为：

$$J_A = [G_{\uparrow}^L(1 - \eta) + G_{\downarrow}^L(1 + \eta)]V/2 \quad (3.9)$$

由隧道磁电阻（TMR）的定义 $\alpha = (J_p - J_A)/J_p$ ，我们可以得到它与自旋注入效率 η 的关系：

$$\alpha = \eta^2 \quad (3.10)$$

此关系在小偏压，顺序隧穿的条件下成立。由于实验上，测量 TMR 有比较完善的方法，因此根据此关系，测出 TMR 就可以定出自旋注入效率。

理论上计算 TMR 有两种方法：隧道哈密顿方法[12, 13]和量子隧穿理论[14]。值得指出的是，关系（10）对这两种方法来说是都成立的。

对于隧道哈密顿方法，隧穿矩阵元假定与自旋向上和向下没有关系，只与它们费米面处的态密度 $N_{\sigma}(E_F)$ 和半导体中该自旋取向的电子的费米面处的态密度 $N_{SC}(E_F)$ 成正比。于是有

$$\eta = \frac{N_{\uparrow}(E_F) - N_{\downarrow}(E_F)}{N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)} \quad (3.11)$$

它恰好等于铁磁体中的自旋极化率 P ，这时候由于很容易得到隧道磁电阻 $\alpha = P^2$ [15]，于是我们就可以得到 $\alpha = \eta^2$ 。

对于量子隧穿理论的方法，自旋相关的隧道电流为

$$J_{\sigma} = e \sum_{k(k_x > 0)} v_x T_{\sigma}(k_{\parallel}) [f_L(E + eV/2) - f_{SC}(E)] \quad (3.12)$$

这里， $T_{\sigma}(k_{\parallel})$ 是自旋为 σ 电子的动量相关的透射系数， $f_L(E)$ 和 $f_{SC}(E)$ 分别是左边铁磁体和右边半导体的费米分布函数。 $\mathbf{K}$ 是电子的动量， v_x 是电子在电流方向的速度。根据量子隧穿理论的要求[12]，电子在隧穿的过程中，保持能量守恒和平行方向动量守恒。由于半导体部分电子的态密度非常小，因此为了满足电子在隧穿过程中电子的能量和平行方向动量守恒的条件，只有那些几乎接近垂直入射的电子，才可以隧穿过势垒进入半导体中。因此，隧穿电流 J_{σ} 将主要决定于

隧穿系数 T_σ 。在线性响应区，关系 (12) 可以写成如下形式[16]:

$$G_\sigma = (e^2 k_{SC} / h\pi) T_\sigma(0) \quad (3.13)$$

k_{SC} 为二维电子气中电子的费米波矢。因此自旋注入效率可以近似表达为:

$$\eta = \frac{T_\uparrow(0) - T_\downarrow(0)}{T_\uparrow(0) + T_\downarrow(0)}$$

对于 FM/I/SC 结构，中间绝缘层为方势垒的情况:

$$T_\sigma(k_\parallel) = \frac{4v_{L\sigma}v_{SC}u^2}{(u^2 + v_{L\sigma}^2)(u^2 + v_{SC}^2)\sinh^2(k_l b) + u^2(v_{L\sigma} + v_{SC})^2} \quad (3.14)$$

这里, $v_{L\uparrow(\downarrow)} = \sqrt{2m[E_F + (-)\Delta] - k_\parallel^2}$ 是铁磁体中自旋向上(向下)电子垂直于势

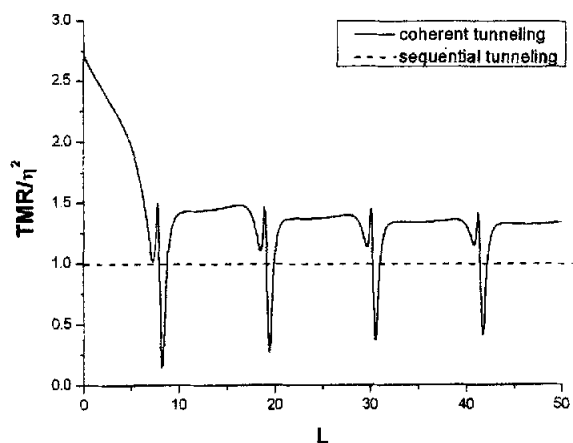
垒的费米速度。 v_{SC} 为半导体中电子垂直于势垒方向的费米速度。

$k_l = \sqrt{2m_l(U - E_F) + k_\parallel^2}$, U 和 b 分别是势垒高度和宽度。 $u = k_l/m_l$ 。考虑到,

一般来说 $k_l b \gg 1$, 等式 (14) 可以化简为:

$$T_\sigma(k_\parallel) = \frac{16v_{L\sigma}v_{SC}u^2 \exp(-2k_l b)}{(u^2 + v_{L\sigma}^2)(u^2 + v_{SC}^2)} \quad (3.15)$$

当双隧道结 FM/I/SC/I/FM 的尺寸很小, 以至于比半导体中电子的相位相干长度 λ_ϕ 还要小的时候, $\alpha = \mu^2$ 将不再成立, 这时候, 量子相干效应将在此起主要作用[17], 同时, 由于半导体量子阱中共振隧穿的存在, TMR 将表现出振荡效应, 因此比值 α/η^2 也将随着半导体厚度 L 的变化出现振荡效应。随着半导体层厚度 L 逐渐增大, 电子逐渐由共振隧穿的情况过渡到顺序隧穿的情况, 因此 α/η^2 振荡的幅度会越来越小, 直到等于 1。下面是以 Fe/I/InAs/I/Fe 的结构计算 α/η^2 随半导体厚度 L 变化的结果。



(图 3-2-2 如图所示, 纵坐标为隧道磁电阻与注入效率的平方之比, 横坐标为中间层半导体的厚度。虚线所示为顺序隧穿的情况, 实线所示为共振隧穿的情况。)

最后, 值得指出的是, 一般来说, 很难做到双隧道结的左右对称, 因此, 对于两个结不对称的情况。我们引入一个新的参数 β

$$\beta_{\sigma} = \frac{G_{L\sigma} - G_{R\sigma}}{G_{L\sigma} + G_{R\sigma}}$$

$\sigma = \uparrow (\downarrow)$, 同样根据电流守恒的条件, 假定中间过程没有自旋翻转的现象发生, 我们可以得到:

$$\alpha = \frac{\eta_L \eta_R}{1 + \beta_{\uparrow} \beta_{\downarrow}}$$

其中 α 为隧穿磁电阻, η_L 和 η_R 分别为若采用左右两个势垒相应得到的注入效率。

参考文献

- [1] R. Fiederling et al., *Nature* 402, 787, (1999).
- [2] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* 80, 4313 (1998); J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* 78, 1335 (1997).
- [3] Y. Ohno et al., *Nature* 402, 790 (1999).
- [4] J. D. Albrecht and D. L. Smith, *Phys. Rev. B* 66, 113303 (2002).
- [5] M. Johnson, *Phys. Rev. B* 58, 9635 (1998).
- [6] P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang and M. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* 83, 203 31 (1999).
- [7] F. G. Monzon, H. X. Tang and M. L. Roukes, *Phys. Rev. Lett.* 84, 5022 (2000); B. J. van Wees, *Phys. Rev. Lett.* 84, 5023 (2000).
- [8] L. W. Molenkamp, G. Schmidt and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* 64, 121202 (2001).
- [9] G. Schmidt et al., *Phys. Rev. B* 62, R4790 (2000).
- [10] E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* 62, R16267 (2000).
- [11] F. J. Jedema, A. T. Filip and B. J. van Wees, *Nature* 410, 345 (2001); F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip and B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* 67, 085319 (2003).
- [12] M. Julliere, *Phys. Lett.* 54A, 225 (1975).
- [13] R. Y. Gu, D. Y. Xing and J. M. Dong, *J. Appl. Phys.* 80, 7163 (1996).
- [14] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* 39, 6995 (1989). X. Yang, R. Y. Gu, D. Y. Xing and J. M. Dong, *Inter. J. Mod. Phys. B* 11, 3375 43 (1997); P. Lyu, D. Y. Xing and J. M. Dong, *Phys. Rev. B* 58, 54 (1998).
- [15] to be unpublished
- [16] J. Wang, D. Y. Xing and H. B. Sun, *J. Phys. Conds.* 15, 4841 (2003).
- [17] R. Mattana, J.-M. George, H. Jares, F. N. van Dau, A. Fert, B. Lepine, A. Guivarch and G. Jezequel, *Phys. Rev. Lett.* 90, 166601 (2003).

第四章 自旋注入效率与偏压的关系

第一节：隧道磁电阻，自旋注入效率与偏压关系概述

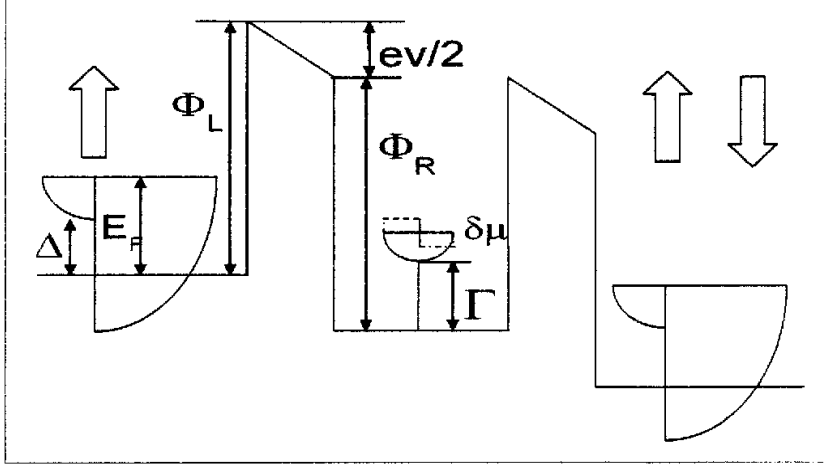
由于实际的器件都是在一定的偏压下工作，因此，自旋注入效率与偏压的关系也是大家很感兴趣的问题。我们知道，在金属自旋阀效应的实验[1]中，人们发现，在几乎零偏压的时候 TMR 很大，但是随着偏压增大，TMR 迅速减小。Julliere 发现当偏压为 3 meV 时候，TMR 已经降低到零偏压时候的一半[2]，因此器件在工作起来效果很不理想。后来，通过改进隧道结的质量，选择势垒的材料等方法，Moodera 等[1]得到了 $V_{1/2} = 200\text{ meV}$ 的结果，好几个组后来又把此电压提高到了大约 600 meV [3]。

理论上，为了解释 TMR 随电压下降的原因，提出了很多的模型和机制。大致可以分为三类，铁磁体因素，界面因素和势垒因素。到底哪种因素占主导地位，目前尚无定论。当然，如果我们要考虑从铁磁向半导体中进行自旋注入与偏压得关系同样要面对这些困难。Xiangdong Zhang 等[4]采用自由电子模型，计算了 TMR 随电压的关系，Lifeifei 等人[5]用自由电子模型，取 WKB 近似，得到在一定条件下当电压增大到一定程度时，TMR 可以变号。

从与电场耦合的扩散方程出发，Yu 等[6]提出，外加电场将极大地提高从铁磁到半导体的注入效率。但是，对于 $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ 的超晶格结构，Gu[7]等数值计算了隧道电流的极化率，他们发现外加电场将在很大程度上降低自旋注入效率。Jun 等[8]采用肖特基势垒，计算了注入效率与电场的关系，发现外加电场能提高注入效率，但是不像 Yu 等用扩散的方法得到那么大，只是稍微提高一点。值得一提的是，Fert 等[9]在 $\text{GaMnAs}/\text{I}/\text{GaAs}/\text{I}/\text{GaMnAs}$ 结构中，得到了高达 38% 的 TMR，但是在偏压为 15 meV 的时候，TMR 已经降到了一半，前所未有的下降速度，为什么下降这么快呢？是否自旋注入效率也随偏压增大很快下降呢？对于铁磁半导体和半导体的异质结，我们在这里采用方势垒来重新考虑这个问题。

第二节 模型和方法

在这里，我们将采用自由电子模型，方势垒，并且只考虑顺序隧穿的情况。如下图所示。



(图 4-2-1 如图所示, E_F 为费米能, Δ 是铁磁材料中电子的交换能, Φ_L 和 Φ_R 分别为势垒左右两边的高度, Γ 是半导体与左边铁磁体的带底之差, $\delta\mu$ 为中间层化学势比 ($E_F - eV/2$) 高出的部分)

从左到右，我们把此隧道结分为五个区，分别写出五个区的电子波函数：

取第一个势垒左边为零点。

$$\psi_{n\uparrow}(x) = A_n e^{ik_{n\uparrow}x} + B_n e^{-ik_{n\uparrow}x} \quad n=1,2,\dots,5 \quad (4.1)$$

$$\psi_{n\downarrow}(x) = C_n e^{ik_{n\downarrow}x} + D_n e^{-ik_{n\downarrow}x} \quad n=1,2,\dots,5 \quad (4.2)$$

$$k_{1\uparrow} = \sqrt{2m_1(E + \Delta)}$$

$$k_{1\downarrow} = \sqrt{2m_1(E - \Delta)}$$

$$\kappa_{2\uparrow L} = \sqrt{-2m_2(E - \Phi_L) + k_{L\uparrow}^2}$$

$$\kappa_{2\downarrow L} = \sqrt{-2m_2(E - \Phi_L) + k_{L\downarrow}^2}$$

$$\kappa_{2\uparrow R} = \sqrt{-2m_2(E - \Phi_R) + k_{L\uparrow}^2}$$

$$\kappa_{2\downarrow R} = \sqrt{-2m_2(E - \Phi_R) + k_{L\downarrow}^2}$$

$$k_{3\uparrow} = \sqrt{2m_3(E + eV/2 - \Gamma) - k_{L\uparrow}^2}$$

$$k_{3\downarrow} = \sqrt{2m_3(E + eV/2 - \Gamma) - k_{L\downarrow}^2}$$

$$\kappa_{4\uparrow L} = \sqrt{-2m_4(E - (\Phi_L - eV/2)) + k_{SM\uparrow}^2}$$

$$\kappa_{4\downarrow L} = \sqrt{-2m_4(E - (\Phi_L - eV/2)) + k_{SM\downarrow}^2}$$

$$\kappa_{4\uparrow R} = \sqrt{-2m_4(E - (\Phi_R - eV)) + k_{SM\uparrow}^2}$$

$$\kappa_{4\downarrow R} = \sqrt{-2m_4(E - (\Phi_R - eV)) + k_{SM\downarrow}^2}$$

当左右铁磁体磁化方向互相平行的时候, 有:

$$k_{s\uparrow} = \sqrt{2m_s(E + eV) - k_{SM\uparrow//}^2} \quad k_{s\downarrow} = \sqrt{2m_s(E + eV - \Delta) - k_{SM\downarrow//}^2}$$

当左右铁磁体磁化方向互相相反的时候, 有

$$k_{s\uparrow} = \sqrt{2m_s(E + eV - \Delta) - k_{SM\downarrow//}^2} \quad k_{s\downarrow} = \sqrt{2m_s(E + eV) - k_{SM\uparrow//}^2}$$

由连接条件:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_L} \psi_L(x_0) &= \frac{1}{m_R} \psi_R(x_0) \\ \frac{1}{m_L} \frac{\partial}{\partial x} \psi_L(x_0) &= \frac{1}{m_R} \frac{\partial}{\partial x} \psi_R(x_0) \end{aligned} \quad (4.3)$$

对 Feifei Li[5]的工作稍作推广, 在 WKB 近似下, 我们可以很容易求得单电子隧穿的透射系数 $T_\sigma^{L(R)}$

$$T_\sigma = \frac{16 \left(\frac{\kappa_{\sigma L}}{m_B} \right) \left(\frac{\kappa_{\sigma R}}{m_B} \right) \left(\frac{k_{L\sigma}}{m_L} \right) \left(\frac{k_{R\sigma}}{m_R} \right)}{\left[\left(\frac{\kappa_{\sigma L}}{m_B} \right)^2 + \left(\frac{k_{L\sigma}}{m_L} \right)^2 \right] \left[\left(\frac{\kappa_{\sigma R}}{m_B} \right)^2 + \left(\frac{k_{R\sigma}}{m_R} \right)^2 \right]} e^{-2 \int_0^d \Phi(x) dx} \quad (4.4)$$

$$\text{其中, } \Phi(x) = \sqrt{2m_B \left[\Phi_L - \frac{x}{d} (\Phi_R - \Phi_L - eV) \right] - E}$$

m_L, m_B, m_R 分别是入射区, 势垒区和出射区电子的有效质量, $\sigma = \uparrow$ 或者 $\downarrow$

进而根据第三章所述电流公式:

$$J_\sigma = e \sum_{k(k_z > 0)} v_x T_\sigma(k_{//}) [f_L(E) - f_R(E)] \quad (4.5)$$

考虑中间层半导体是三维的情况, 我们可以得到:

$$\begin{aligned} J_\sigma(eV, \delta\mu_\sigma) &= -e \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} T_\sigma(E) v_\alpha [f_L(E) - f_R(E)] \\ &= \frac{-e}{(2\pi)^2} \frac{m_L}{\hbar^3} \int T_\sigma(E) k_\sigma^3 \sin \theta \cos \theta [f_L(E) - f_R(E)] \end{aligned} \quad (4.6)$$

令 $u = \cos \theta$, 零温时, 有:

$$J_\sigma(eV, \delta\mu_\sigma) = \frac{2e}{(2\pi)^2} \frac{m_L}{\hbar^3} \int_{E_F - eV/2 + \delta\mu_\sigma}^{E_F} dE \int_{-u}^u T_\sigma(E, u) (E - \varepsilon\Delta) u du \quad (4.7)$$

其中 $f(E)$ 是费米分布函数, $f_L(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/kT}}$, $f_R(E) = \frac{1}{1 + e^{(E + eV - E_F)/kT}}$ 当

$\sigma = \uparrow(\downarrow)$ 时, $\varepsilon = 0(1)$, $u_{c\sigma}$ 是电子的入射临界角 (电子入射方向与势垒平面法线的夹角), 并不是所有入射方向的电子都能隧穿过去, 这是由隧穿过程电子的平行方向动量守恒所限制的。

对于中间层是二维电子气的情况, 电流表达式可写成这样:

$$\begin{aligned} J_{\sigma}(eV, \delta\mu_{\uparrow\downarrow}) &= e \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} T_{\sigma}(E) v_{\alpha} [f_L(E) - f_R(E)] \\ &= \frac{em_L}{(2\pi)^2 \hbar} \iint k_{\sigma}^2 \cos \theta T_{\sigma}(E) v_{\alpha} [f_L(E) - f_R(E)] d\theta dk_{\sigma} \end{aligned} \quad (4.8)$$

e 取电荷的绝对值, 在零温近似下, 我们可以得到

$$J_{\sigma}(eV, \delta\mu_{\sigma}) = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{E_F - eV + \delta\mu_{\sigma}}^{E_F} dE \int_0^{\theta_c} m_L k_{\sigma} \cos \theta T_{\sigma}(E, \theta, eV) d\theta \quad (4.9)$$

其中, θ 为入射电子入射方向与界面法线方向的夹角, 当这个角度超过某个临界值时由于电子在隧穿过程中平行动量守恒的限制, 使得入射角度超过此临界值的电子将不能隧穿过去, 或者说在隧穿过程中很快衰减掉了, 这个临界角度就是 θ_c 。

对于中间是半导体的情况, 由于半导体的费米能很小, 有效质量也比较小, 因此它的费米波矢也比较小, 这时, 临界角为

$$\theta_c^{\uparrow(\downarrow)} = \arcsin\left(\frac{\sqrt{m_R(E + eV - \Gamma)}}{\sqrt{m_L(E + (-)\Delta)}}\right) \approx \frac{\sqrt{m_R(E + eV - \Gamma)}}{\sqrt{m_L(E + (-)\Delta)}} = \frac{k_{sm}^{\sigma}}{k_{fm}^{\sigma}} \quad (4.10)$$

k_{sm}^{σ} 和 k_{fm}^{σ} 分别是半导体和铁磁中能量为 E 电子的波矢。

第三节 注入效率与偏压的关系

考虑一个三层结构——铁磁金属(或者铁磁半导体FSM)/绝缘层/半导体(FM(FSM)/I/SM)。根据上一节电子隧穿的透射系数和隧穿电流的表达式,可以分别求出在偏压 V 下从铁磁材料隧穿进入半导体的自旋向上和向下的电流 $J_{\uparrow}$ 和 $J_{\downarrow}$ 。

$$J_{\sigma}(eV) = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{E_F - eV}^{E_F} dE \int_0^{\theta_c} m_L k_{\sigma} \cos \theta T_{\sigma}(E, \theta, eV) d\theta \quad (4.11)$$

其中, m_L 为入射区域电子的有效质量, 在这里就是铁磁金属或者铁磁半导体中的电子或者空穴的有效质量, k_{σ} 为自旋为 σ 动能为 E 的电子波矢, eV 为外加偏压。

如上节所述, 对于电子从铁磁金属隧穿入半导体的情况, 由于 θ_c^{σ} 很小, 故可作如下近似:

$$\int_0^{\theta_c} m_L k_{\sigma} \cos \theta T_{\sigma}(E, \theta, eV) d\theta = m_L k_{\sigma} T_{\sigma}(E, 0, eV) \left(\frac{k_{sm}^{\sigma}}{k_{\sigma}} - 0 \right) = m_L k_{sm}^{\sigma} T_{\sigma}(E, 0, eV) \quad (4.12)$$

于是隧穿电流表达式可写为:

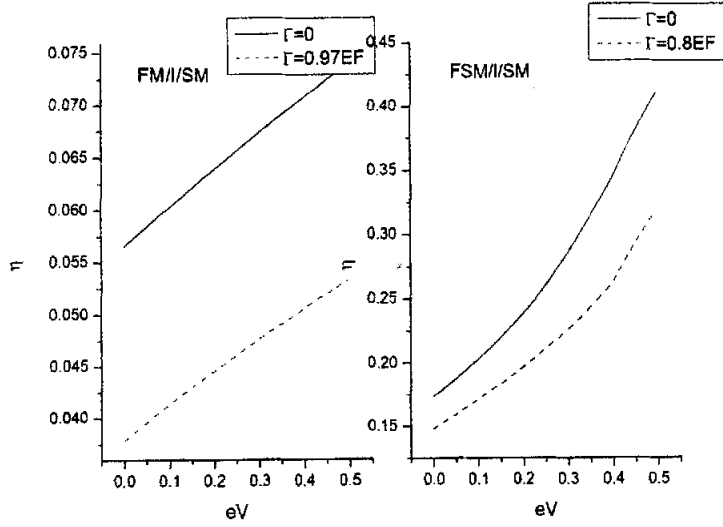
$$J_{\sigma}(eV) = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{E_F - eV}^{E_F} m_L k_{sm}^{\sigma} T_{\sigma}(E, 0, eV) dE \quad (4.13)$$

根据注入效率的定义 $\eta = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}}$, 考虑到对于相同能量的电子 $k_{sm}^{\uparrow} = k_{sm}^{\downarrow} = k_{sm}$,

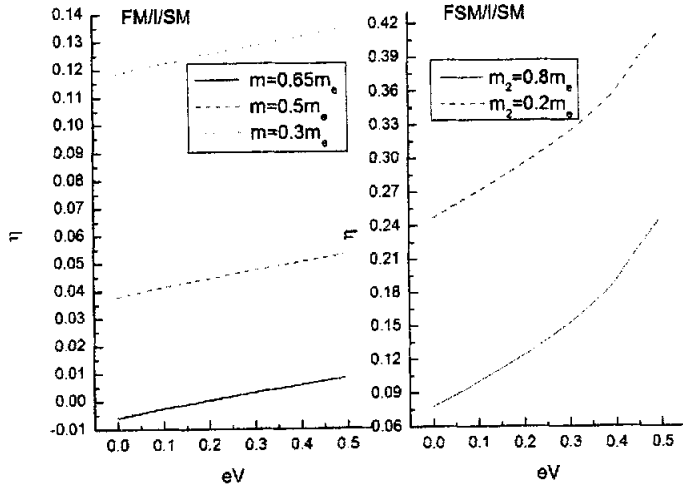
有

$$\eta = \frac{\int_{E_F - eV}^{E_F} k_{sm} [T_{\uparrow}(E, 0, eV) - T_{\downarrow}(E, 0, eV)] dE}{\int_{E_F - eV}^{E_F} k_{sm} [T_{\uparrow}(E, 0, eV) + T_{\downarrow}(E, 0, eV)] dE} \quad (4.14)$$

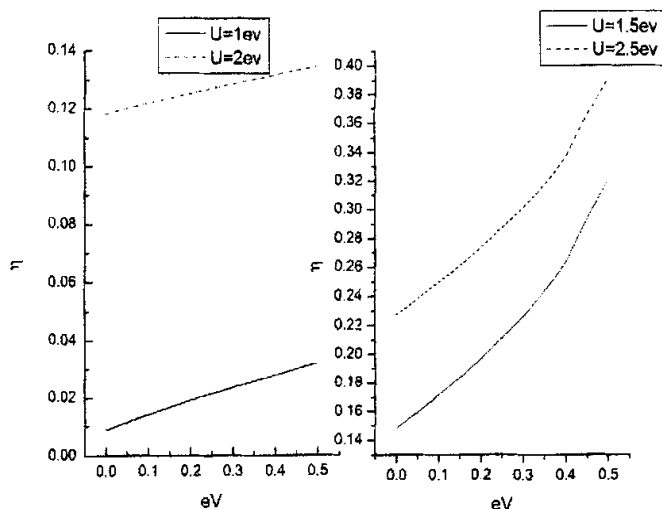
一般地, 采用自由电子模型, 注入效率与偏压的关系如下图所示。



(图 4-3-1 如上图所示, 铁磁金属费米能 $E_F=5$ eV, $\Delta=3$ eV 势垒高度 $\Phi=1$ eV 宽度 $d=1.2$ nm
右图铁磁半导体的费米能 $E_F=0.5$ eV, $\Delta=0.3$ eV 势垒高度 $\Phi=1$ eV 宽度 $d=1.2$ nm)



(图 4-3-2 如上图所示, 铁磁金属费米能 $E_F=5$ eV, $\Delta=3$ eV 势垒高度 $\Phi=1$ eV 宽度 $d=1.2$ nm
右图铁磁半导体的费米能 $E_F=0.5$ eV, $\Delta=0.3$ eV 势垒高度 $\Phi=1$ eV 宽度 $d=1.2$ nm)



(图 4-3-3 如上图所示, 铁磁金属费米能 $E_F=5$ eV, $\Delta=3$ eV 宽度 $d=1.2$ nm 右图铁磁半导体的费米能 $E_F=0.5$ eV, $\Delta=0.3$ eV 宽度 $d=1.2$ nm)

图 4-3-1 图 4-3-2 图 4-3-3 分别描述注入效率与半导体层与左边铁磁材料带底之差 Γ 与势垒的有效质量 m_2 与势垒的高度 U 的关系。(半导体中电子的有效质量都取 $m=0.1m_e$) 比较上图, 我们可以发现:

1. 一般来说, 注入源采用铁磁金属比用稀磁半导体得到的注入效率要小很多, 这与实验得到的结论是一致的。

2. 不管是铁磁材料是金属还是稀磁半导体, 注入效率都是随着电压增大而上升的, 不同的是采用稀磁半导体作为自旋注入源, 比用铁磁金属得到的注入效率随偏压增大上升得快。

3. 注入效率随势垒高度增大而增大(图 4-3-3), 随着势垒中电子的有效量增大而减小(图 4-3-2), 甚至可以变为负值。这是因为有效质量越大, 电子的德布罗意波在势垒中衰减程度越大, 因此隧穿过去的自旋向上和向下的电子形成的电流大小就越接近, 因此注入效率就变小了。

4. 综上, 如果要提高注入效率, 要选择高的势垒, 但是势垒高度, 会造成电流很小, 另外势垒材料中电子的有效质量尽可能小, 最后就是增大偏压以提高自选注入效率。

第四节 TMR 和注入效率与偏压的关系

如图 4-2-1 所示, 对于 F/I/N/I/F 对称双势垒结构, 如果让左右铁磁体的磁化方向分别为平行和反平行的情况, 当左右磁化方向平行时得到流过双结的电流 J_p 和反平行时流过的电流 J_{ap} , 和单节的隧道磁电阻的定义一样, 双节的隧道磁电阻 TMR 定义为 $TMR=1-J_{ap}/J_p$ 。

如上一章所述, 我们曾经在零偏压和顺序隧穿的条件下, 得到隧道磁电阻与注入效率的一个关系 $TMR=\eta^2$, 其中 TMR 是双隧道节在偏压 ev 趋于零时的 TMR, η 是在相同条件 (相同势垒, 三部分为相同材料) 下 F/I/SM 结构在偏压为 $ev/2$ 趋于零时得到的自旋注入效率。在零偏压下, 我们可以证明上式严格成立, 但是, 实际中我们更希望能测量任意偏压下自旋注入效率, 那么在一定偏压下, $TMR=\eta^2$ 是否还成立呢?

本节我们用在第一节中所述的方法, 考虑一对称双势垒结构的顺序隧穿情况。根据公式 4.9, 在零温条件下, 分别写出平行和反平行的情况下, 隧穿通过左边势垒和隧穿通过右边势垒的自旋向上和向下的电流表达式。

$$J_{L\sigma}^p(eV, \delta\mu_\sigma^p) = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{E_F - eV + \delta\mu_\sigma^p}^{E_F} dE \int_0^{\theta_{L\sigma}^p} m_L k_\sigma \cos \theta T_{L\sigma}^p(E, \theta, eV) d\theta \quad (4.15)$$

$$J_{R\sigma}^p(eV, \delta\mu_\sigma^p) = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{E_F - 2eV}^{E_F - eV + \delta\mu_\sigma^p} dE \int_0^{\theta_{R\sigma}^p} m_m k_{sm} \cos \theta T_{R\sigma}^p(E, \theta, eV) d\theta \quad (4.16)$$

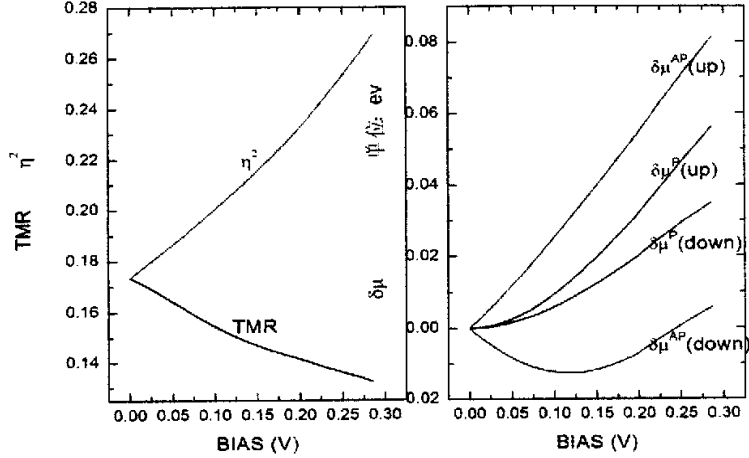
$$J_{L\sigma}^{AP}(eV, \delta\mu_\sigma^{AP}) = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{E_F - eV + \delta\mu_\sigma^{AP}}^{E_F} dE \int_0^{\theta_{L\sigma}^{AP}} m_L k_\sigma \cos \theta T_{L\sigma}^{AP}(E, \theta, eV) d\theta \quad (4.17)$$

$$J_{R\sigma}^{AP}(eV, \delta\mu_\sigma^{AP}) = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{E_F - 2eV}^{E_F - eV + \delta\mu_\sigma^{AP}} dE \int_0^{\theta_{R\sigma}^{AP}} m_m k_{sm} \cos \theta T_{R\sigma}^{AP}(E, \theta, eV) d\theta \quad (4.18)$$

其中 $\sigma=\uparrow$ 或 $\downarrow$, $J_{L\sigma}^p$ 和 $J_{R\sigma}^p$ 分别为左右磁化方向平行时通过左边和右边势垒的自旋为 σ 的电流, $J_{L\sigma}^{AP}$ 和 $J_{R\sigma}^{AP}$ 分别为反平行时通过左边和右边势垒的自旋为 σ 的电流。考虑到半导体中自旋翻转长度可达 $100 \mu m$, 而低温下电子的相干长度在几十 nm 左右, 因此我们可以在考虑电子顺序隧穿的同时忽略其自旋翻转效应, 这

意味着 $J_{L\sigma}^P = J_{R\sigma}^P$ 和 $J_{L\sigma}^{AP} = J_{R\sigma}^{AP}$ ，由这四个关系可以自洽定出平行和反平行时中间层自旋为 σ 电子的化学势 μ_σ^P 和 μ_σ^{AP} ，其中 $\delta\mu_\sigma^P = \mu_\sigma^P - (E_F - eV/2)$ ， $\delta\mu_\sigma^{AP} = \mu_\sigma^{AP} - (E_F - eV/2)$ 。

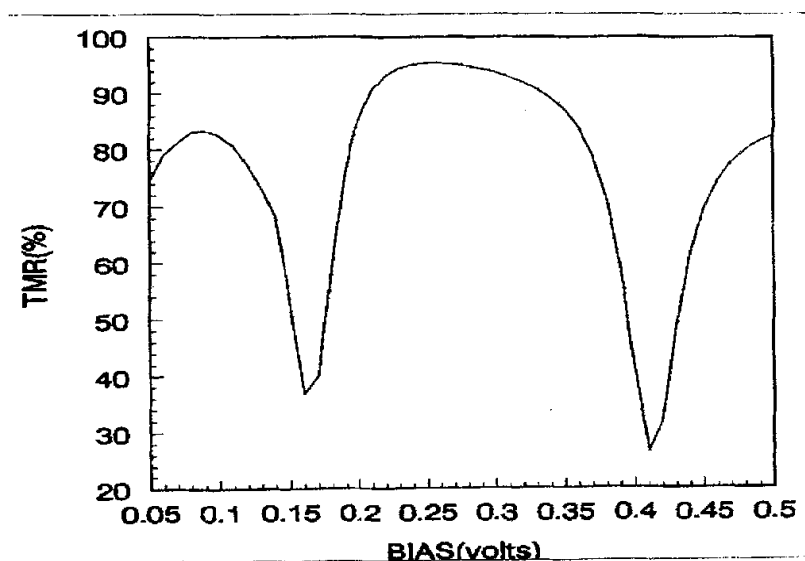
计算结果如下图：



(图 4-4-1 如上图所示，从铁磁材料选为铁磁半导体，左图为 TMR 和注入效率的平方 η^2 随偏压的变化关系，右图为平行和反平行时中间层半导体化学势的偏离随偏压的变化关系。参数取为：铁磁半导体费米能 $E_F=1\text{eV}$ ， $\Delta=0.8\text{eV}$ ，空穴有效质量 $m_1=0.5m_e$ ，势垒宽度为 1.5nm ，高度为 3eV ，有效质量 $m_2=0.2m_e$ ，中间半导体层空穴的有效质量取为 $m_3=0.5m_e$ ，带底差 $\Gamma=0.9\text{eV}$)

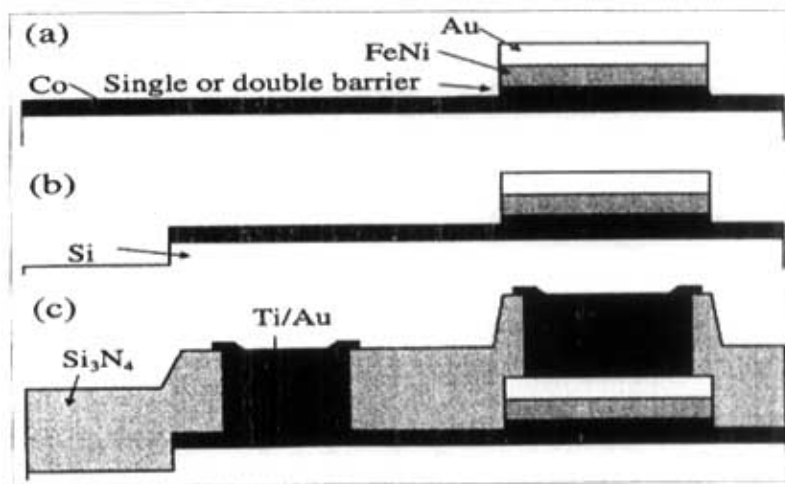
从上图左图我们可以看出， $\text{TMR}=\eta^2$ 仅在零偏压的时候成立，当偏压增大，注入效率增大，而 TMR 减小，此关系将不再成立。从右图我们可以看出，反平行时中间半导体层的电化学势的劈裂比平行时候的要大。

A. Fert 等[9]曾把中间层换成和两边一样的铁磁金属，两边铁磁体的磁化方向保持一致，让中间层铁磁体的磁化方向与它们分别保持平行和反平行从而得到隧道磁电阻 TMR。他们没有发现 TMR 随偏压的振荡行为，这与 Zhang 等人[4]在理论上考虑共振隧穿时得到 TMR 随偏压的有显著的振荡行为相差甚远，因此，Fert 等人认为在他们的结构中，可能共振隧穿只占一部分，而顺序隧穿起了很重要的作用。



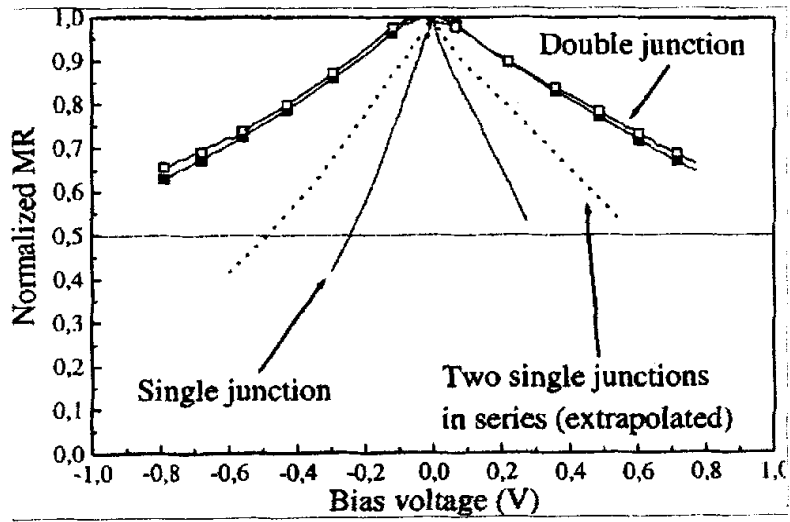
(图 4-4-2)

上图是 Xiangdong Zhang 等[4]在理论上计算 FM/I/FM/I/FM 结构共振隧穿的 TMR 随着偏压的变化关系图，其中左右两边的铁磁保持相同的磁化方向，只有中间的铁磁金属的方向分别与两边保持平行或者反平行，可以看出 TMR 随着偏压的增大是振荡的。



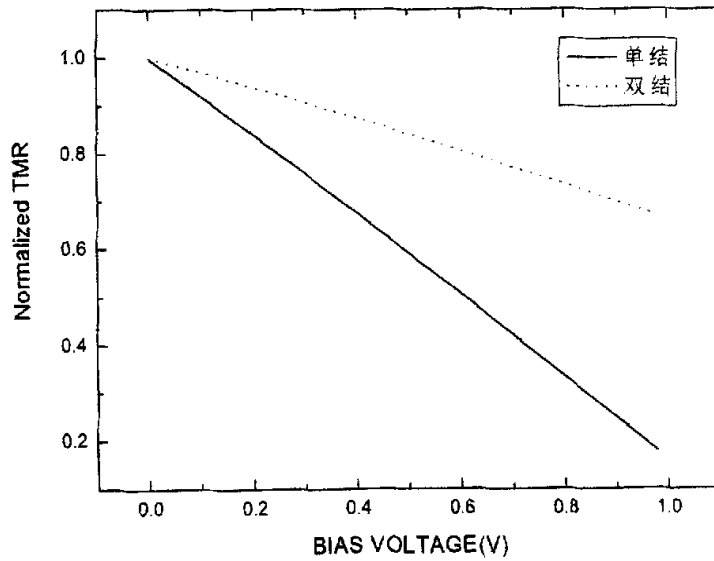
(图 4-4-3 实验示意图)

如上图 4-4-3，这是 F.Montaigne 等[9]在实验制备的单结和双结的示意图。下图为他们测量得到的结果



(图 4-4-4 单结结构为 $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{NiFe}/\text{Au}$, 两个相连的单结结构为 $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, Double junction 为 $\downarrow\uparrow\downarrow$ 和 $\uparrow\uparrow\downarrow$ 结构)

对上述结构, 考虑顺序隧穿, 我们的理论计算结果如下图所示:



(图 4-4-5 所取参数为: 金属费米能 $E_F=4\text{eV}$ $\Delta=2.8\text{eV}$ 势垒高度 $U=1.5\text{eV}$, 宽度为 1.5nm)

如上图 4-4-5 所示, 图中虚线对应图 4-4-4 中虚线 (Two single junction in series) 的情况, 实线对应图 4-4-4 中的实线 (single junction)。

比较上图, 可以看出, 我们的理论计算证实两个单结的组合比单个单结的 TMR 随偏压要下降的快, 但是在图 4-4-4 所示的实验结果中, 发现双结 (Double junction) 的 TMR 比两个单结组合的 TMR 随偏压下降的还要慢, 虽然在此实验中中间 Co 层的宽度仅有 2 nm, 但是由于其 TMR 随偏压变化没有振荡行为, 所以应该不是共振隧穿在起主要作用, 但是它又比两个单结的组合, 即两个结顺序隧穿的情况, 下降得要慢。因此它应该既不单纯的是顺序隧穿, 也不完全是共振隧穿, 很可能是二者都有贡献。

小结: 在本章中, 我们首先应用量子隧穿理论得到电流依赖偏压的关系式, 然后分别计算了注入效率和 TMR, 在计算注入效率的时候, 分别计算自旋注入源是金属和铁磁半导体两种情况, 然后计算了顺序隧穿的情况下, 双隧道结的 TMR 随偏压的变化, 发现在零偏压时得到的关系式 $TMR = \eta^2$ 在有限偏压下不再成立。最后计算了由铁磁金属构成的单隧道结和两个单隧道结的组合的 TMR 随偏压的变化关系, 并与实验进行了部分比较, 结论一致。

参考文献

- [1] J. S. Moodera et al, Phys. Rev. Lett. 74, 3273 (1995)
- [2] M. Julliere, Phys. Lett. 54A, 225 (1975).
- [3] S. Colis, G. Gieres, L. Bar, and J. Wecker, Appl. Phys. Lett. 83, 948 (2003).

- [4] F. Montaigne, J. Nassar, A. Vaure, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, A. Schuhl and A. Fert , Appl.Phys.Lett 73,2829 (1998).
- [5] Fei-fei Li, Zheng-zhong Li, Ming-wen Xiao, Jun Du, Wang Xu, and An Hu, Phys. Rev.B 69, 054410 (2004).
- [6] Z.G. Yu, M.E. Flatte, Phys. Rev. B 66 (2002) 201202;
Z.G. Yu, M.E. Flatte, Phys. Rev. B 66 (2002) 235302.
- [7] Y. Guo, X.Y. Chen, F. Zhai, B.L. Gu, Y. Kawazoe, Appl. Phys.Lett. 80 (2002) 4591.
- [8] Jun Wang , H.B. Sun, D.Y. Xing, Physics Letters A 319,367 (2003)
- [9] Xiangdong Zhang, Bo-Zhang Li, Gang Sun, and Fu-Cho Pu,Phys. Rev. B 56, 5484 (1997).

论文发表情况

1."Detection of spin injection efficiency by tunneling magnetoresistance"

Jun Ma **Sun Jie** Wang Jun.Internatonal Journal of Modern Physics B

致 谢

本文是在导师邢定钰教授指导下完成的，邢老师严谨勤奋的治学态度，清晰的物理概念，敏锐的物理洞察力，豁达宽容的为人以及富有特色的领导魅力极大地影响了我，我相信和邢老师在一起的收获将会是我一生中重要的财富，恩师难忘！在学术上，一度误入歧途，正是邢老师的指点给出了正确的方向。在生活上，他和刘楣的关怀也不断地激励着我。

感谢王伯根教授多方面的关心和帮助，王老师学术上极其认真严谨的作风给我很深的印象和极大的影响。

感谢沈瑞副教授，丁建文副教授，郑之明老师，汪军博士，在研究生阶段，完成论文的过程中，曾经很多次和他们讨论，收获很多。特别是汪军博士和郑之明老师，由于有些研究的问题相近，很多问题请教于他们，感谢他们的耐心和鼓励。

感谢刘甦 杨丽云 郁华玲 陈志高 王进 彭菊 马军 杨军 王凤霞 王振彦 毛广丰 师兄妹们学术上的讨论和其他方面的帮助，特别是马军同学，有一部分工作是他合作完成的，他的热心与合作值得我学习。

感谢鞠艳老师在生活上的关心和帮助。

感谢我的家人，感谢他们一贯默默地在精神和生活上的关心，鼓励和无怨无悔无私的付出。