

# 量子阱中电子自旋注入及弛豫的飞秒光谱研究<sup>\*</sup>

孙丰伟 邓 莉 寿 倩 刘鲁宁 文锦辉 赖天树 林位株<sup>†</sup>

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室 物理系 广州 510275)

(2003 年 10 月 28 日收到 2003 年 12 月 15 日收到修改稿)

采用飞秒脉冲的饱和吸收光谱方法研究了 GaAs/AlGaAs 多量子阱中电子自旋的注入和弛豫特性,测得电子自旋极化弛豫时间为  $80 \pm 10$  ps. 说明了电子自旋-轨道耦合相互作用引起局域磁场的随机化,是导致电子的自旋极化弛豫的主要机理.

关键词:自旋电子学,半导体量子阱,飞秒激光光谱,自旋-轨道耦合

PACC: 7730, 6740F

## 1. 引 言

自旋是电子的一个量子特性,它反映了电子的磁学性质.随着金属巨磁阻效应和自旋三极管的出现,凝聚态物质中的自旋输运现象越来越受到人们的重视.人们开始利用电子自旋这一自由度代替电子的荷电性来制造新的电子器件,自旋电子学也应运而生<sup>[1-3]</sup>.以铁磁金属合金为材料的磁性随机存储器将在近年内问世<sup>[4]</sup>.基于半导体的新的自旋电子器件由于其优良的光学特性和对光电的放大功能而倍受人们的关注<sup>[2]</sup>.其中自旋超快光开关和可编程的全自旋微处理器的应用将导致一类集逻辑运算、存储和通讯于一身的多功能自旋电子器件的产生.在自旋电子器件的研制过程中人们必须解决一系列问题:如何提高自旋极化的注入效率,如何探测自旋极化的弛豫和电子自旋的寿命,自旋极化载流子在异质结界面间如何传播等.解决以上问题都依赖于对自旋弛豫时间的探测和对自旋弛豫机理的解释.本文采用飞秒脉冲的饱和吸收光谱方法,研究了 GaAs/AlGaAs 多量子阱中电子自旋的注入和弛豫特性,测量了电子自旋极化的弛豫速率,并对这一自旋弛豫的微观过程进行分析.

## 2. 用圆偏振光脉冲注入和检测电子自旋态布居的原理

在半导体量子阱中用圆偏振光激发产生自旋极化电子的原理如图 1 所示.在 GaAs 等一类半导体量子阱中导带是二重简并态  $\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle$  和  $\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$ ,价带分裂为重空穴态  $\left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle$ ,  $\left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle$  和轻空穴  $\left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle$ ,  $\left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$ .以左旋圆偏振光(记为  $\sigma^-$ )激发为例,由宇称守恒和光子具有一个单位的角动量的规律( $\Delta m_j = -1$ )可知允许的跃迁为

$$\frac{3}{2}, \frac{3}{2} \left| \xrightarrow{\sigma^-} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right| \uparrow, \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \left| \xrightarrow{\sigma^-} \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right| \downarrow.$$

这两项分别对应重空穴和轻空穴到导带不同自旋亚态的跃迁.其中  $\uparrow$  表示自旋向上,  $\downarrow$  表示自旋向下.同理用右旋圆偏振光(记为  $\sigma^+$ )激发( $\Delta m_j = +1$ ),允许的跃迁分别为

$$\frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \left| \xrightarrow{\sigma^+} \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right| \downarrow, \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \left| \xrightarrow{\sigma^+} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right| \uparrow.$$

半导体量子阱由于存在量子约束效应从而解除了重轻空穴能级简并,因此如果能恰当选择激发脉冲波长和宽度,理论上可以得到 100% 的净自旋载流子布居.实际上由于我们使用的激发脉冲较短,频谱较宽,会同时激发重空穴和轻空穴能级跃迁.由跃迁概

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10274107, 60178020, 60490295, 60378006)和广东省自然科学基金(批准号:011204, 2002B11601)资助的课题.

<sup>†</sup> Email: stslwz@zsu.edu.cn

率可计得重空穴的跃迁强度是轻空穴跃迁强度的三倍<sup>[4]</sup>,而且由重空穴与轻空穴跃迁产生的载流子的自旋方向是相反的,因此当用左旋或右旋圆偏振光同时激发重空穴与轻空穴跃迁时,就会分别在导带中产生了 50% 的自旋向上或向下净自旋载流子布居.

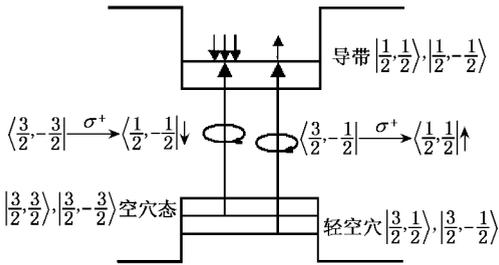


图1 AlGaAs/GaAs 量子阱中用右旋圆偏振光( $\sigma^+$ )激发( $\Delta m_j = +1$ )产生电子自旋极化的原理示意图

线偏振光可以分解成两个比例相同的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的叠加.由于二者产生等量但自旋方向相反的载流子布居,因此用线偏振光激发半导体材料不会产生自旋载流子布居.

当用一束圆偏振光激发产生自旋态布居之后,由于散射等原因,这一自旋态布居会逐渐衰变到无自旋极化的平衡态.当用与抽运光相同或相反圆偏振的探测光进行饱和吸收探测时,由于吸收过程的自旋选择性,透过率的改变就包含了自旋极化衰减的信息.

### 3. 实验内容和结果

室温下半导体 AlGaAs/GaAs 量子阱中电子自旋注入和弛豫飞秒光谱研究实验装置如图 2 所示.由自锁模钛宝石激光器产生的中心波长为 827nm、脉冲半高全宽度为 80fs 的线偏振飞秒脉冲经分束器分裂为抽运和探测光束.这两束光分别通过光学延迟系统后一起通过一个四分之一波片会聚于样品上.同时,在抽运光束中置一半波片.通过调节四分之一波片和半波片可以得到三种不同的偏振情况,即可以实现同向圆偏振光抽运-探测、异向圆偏振光抽运-探测和线偏振光抽运-探测.

实验中所用的多量子阱样品由分子束外延方法(MBE)生长,由  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  和 GaAs 交叠 11 层组成,样品的衬底和缓冲层用研磨和化学方法除去,再把样品粘贴于透明的宝石片上.

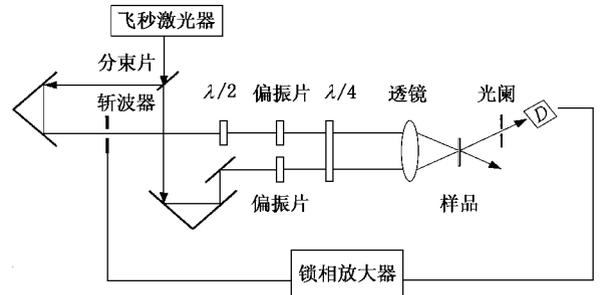


图2 半导体量子阱中电子自旋注入和弛豫飞秒光谱研究实验装置示意图

在上述三种不同偏振条件下得到的瞬态饱和吸收曲线如图 3 所示.

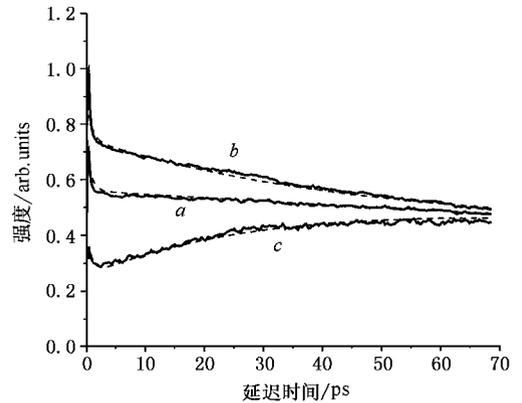


图3 在激发与探测光不同偏振态配置下的瞬态饱和吸收实验曲线(实线)及计算曲线(虚线),曲线  $a$ 、 $b$  和  $c$  分别表示激发与探测光为平行线偏振光、同向圆偏振光( $\sigma^+$ ,  $\sigma^+$ )和反向圆偏振光( $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ )的情况

图 3 曲线  $a$  是抽运光和探测光同为线偏振光时的瞬态饱和吸收曲线.由上述分析可知,受激光生载流子不具有自旋极化,瞬态饱和吸收曲线只是反映了受激载流子布居弛豫情况,其中在零点延迟 2ps 范围内的快速下降部分反映了受激载流子的初始弛豫过程,包括受激载流子的初始散射和冷却过程,也包含有相干耦合信号.在 2ps 以后,饱和吸收曲线趋于平缓衰减,反映了载流子的约几百皮秒的电子-空穴复合过程.与曲线  $a$  相比,曲线  $b$  表现出不同的行为.曲线  $b$  是在抽运光和探测光都是右旋圆偏振光情况下得到的,在延迟零点 2ps 附近,曲线  $b$  和曲线  $a$  的情况类似,反映了受激载流子的初始散射和冷却过程.这说明,初始弛豫不受自旋偏振的影响.但在 2ps 以后曲线  $b$  仍呈现明显的衰减趋势,一直到约 70ps 达到与曲线  $a$  相同的缓慢变化.这一

几十皮秒级的衰减成分反映了自旋向下的极化电子的衰减过程.这是因为由右旋圆偏振光产生的自旋向下极化电子布居的减少使样品对同向圆偏振探测光的吸收增加,透射光强随时间延迟而减弱.如果用反向(左旋)圆偏振光探测,则样品对探测光的吸收将随延迟而减少,透射光强变化将呈上升趋势.这是因为自旋向下极化电子布居的减少导致自旋向上极化电子布居增加,使样品对反向(左旋)圆偏振探测光的吸收减弱,透射光强随延迟而增加.这就是曲线 *c* 所示情况.

#### 4. 关于自旋弛豫的讨论

在抽运-探测测量中探测信号  $\mathcal{S}(\tau)$  包含有饱和吸收信号  $\chi(\tau)$  和相干耦合信号  $\beta(\tau)$  (即相干假象,它并不反映载流子的布居衰变的信息)两部分<sup>[5]</sup>. 其中

$$\chi(\tau) = \int_0^{\infty} A(t') dt' \int_{-\infty}^{\infty} I_{pu}(t) I_{pr}(t - t' + \tau) dt, \quad (1)$$

式中  $I_{pu}(t)$ ,  $I_{pr}(t - t' + \tau)$  分别是抽运光与探测光强度时间包络,  $\tau$  为抽运光与探测光之间的相对延时,  $A(t)$  是样品的响应函数. (1) 式说明饱和吸收信号是材料响应函数  $A(t)$  与光脉冲强度自相关曲线的卷积. 因为只有在延迟零点 ( $\tau = 0$ ) 附近才有相干耦合信号, 并且在  $\tau = 0$  处相干耦合信号等于总信号的一半. 所以只要在延迟零点附近从总的探测信号中减去相干耦合信号就可以得到反映载流子退布居过程的饱和吸收信号, 然后再通过解卷积可以得到与真实的布居弛豫相对应的退布居时间常数. 对于一般的线偏振光激发, 通常退布居弛豫包含如下几个物理过程: 受激载流子的初始散射过程, 冷却过程和电子空穴复合过程. 因此材料响应函数  $A(t)$  可以写成

$$A(t) = ae^{-t/T_1} + be^{-t/T_2} + ce^{-t/T_3}, \quad (2)$$

其中  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  分别表示初始散射时间, 冷却时间和电子-空穴复合时间,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  则是它们相应的权重. 由图 3 曲线 *a* 和由 (1) (2) 式得到的理论曲线 (曲线 *a* 中的虚线) 的拟合, 可以求得上述时间常数分别为 0.4ps, 0.85ps, 400ps, 权重分别为 0.59, 0.19, 0.20. 对于圆偏振光激发, 退布居弛豫除了上述三个物理过程外还包括自旋极化弛豫过程, 同时由于导带中自旋向下的载流子的布居衰减, 会使自旋向

上的载流子的布居增加, 因此材料响应函数  $A(t)$  可以写成

$$A(t) = ae^{-t/T_1} + be^{-t/T_2} + ce^{-t/T_3} + d(1 \pm e^{-2t/T_4}), \quad (3)$$

其中  $T_4$  是自旋极化弛豫时间,  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  则是几个退布居过程相应的权重. (3) 式第四项中, 当同向圆偏振激发探测时取正号; 反向圆偏振激发探测时取负号. 由实验曲线 *a* 已测得受激载流子的初始散射、冷却和复合的时间常数. 因此把 (3) 式代入 (1) 式求卷积, 并拟合同向(反向)圆偏振激发探测的实验曲线, 便可得到自旋极化弛豫时间常数. 图 3 中曲线 *a*, *b*, *c* 中各虚线为三种不同情况下由 (1) 式计算得到的理论曲线, 它们和实验曲线很好符合. 从曲线 *b* 可导出电子自旋极化弛豫时间常数  $T_4$  为 90ps, 而从曲线 *c* 可导出  $T_4$  为 70ps, 两者相近, 从中可得出 AlGaAs/GaAs 量子阱中电子自旋极化弛豫时间常数  $T_4$  为  $80 \pm 10$ ps. 这一结果比 Tackeuchi 等人在 AlGaAs/GaAs 量子阱中测得的结果 (32ps) 大<sup>[6]</sup>. 由于实验中所用的样品以及激光脉冲的中心波长和脉冲宽度等不同, 实验测量结果会有差异. 特别是量子阱中第一束缚态电子的能量对电子自旋极化弛豫有很大的影响, 电子的能量越低, 电子自旋极化弛豫越慢<sup>[6]</sup>. 本实验中第一束缚态电子的能量较低, 激发光脉冲波长亦较长, 因而电子自旋极化弛豫较慢. 实验结果与由文献 [6] 中关于电子自旋极化弛豫时间和第一束缚态电子能量的经验关系式的计算结果 (约 100ps) 相当.

一般情况下, 动量弛豫比自旋弛豫要快得多, 前者在飞秒量级, 而后者可以是皮秒甚至是纳秒量级. 这是因为动量弛豫通常是载流子与载流子、声子、杂质等的散射作用而导致的, 这些散射作用使波函数波矢的方向平均化 (弹性散射), 从而失去彼此的相位关联<sup>[7]</sup>. 而在载流子的碰撞中, 自旋的极化方向并不一定改变, 从而能够较长时间保持净的自旋极化态. 通常来说, 自旋的改变需要通过自旋本身的磁矩与外或内磁场的相互作用, 或者两种自旋 (电子自旋与核自旋) 的交换作用而实现. 在常温下由于自旋轨道耦合作用, 使体系哈密顿量中出现与波矢成三次方的项. 在没有中心反演对称性的材料中, 这些奇次方的作用不为零, 它使导带内简并的自旋态发生分裂, 这种分裂相当于一个有效磁场. 这种有效磁场是局域的, 即它是波矢的函数, 而波矢的随机化必然导致有效磁场的随机化, 则总体的自旋极化就会衰减,

即产生自旋极化弛豫.这种效应最先由 D'yakonov 和 Perel 发现,所以简称为 DP 效应<sup>[8,9]</sup>.室温下 GaAs/AlGaAs 量子阱中的自旋极化弛豫过程,DP 效应占主导作用,是导带中的自由电子自旋极化弛豫的主要机理.

## 5. 结 论

我们采用飞秒脉冲饱和吸收光谱技术,研究了 GaAs/AlGaAs 量子阱样品电子自旋极化弛豫过程,测

得其电子自旋极化弛豫时间常数为  $80 \pm 10\text{ps}$ ,显示出电子能量对其自旋极化弛豫的影响,也阐明了电子自旋-轨道耦合所引起的介质中局域磁场的随机化,即所谓 DP 效应,是造成自旋极化弛豫的主要原因.这一结果对认识和应用量子阱中电子自旋的注入和弛豫具有参考意义.进一步的工作,采用不同波长的飞秒脉冲和不同量子阱样品的实验和理论研究,将有利于获得电子自旋退极化以及自旋极化流的进一步信息.

- |       |  |                            |   |
|-------|--|----------------------------|---|
| [ 1 ] | Wolf S A <i>et al</i> 2001 <i>Science</i> <b>294</b> 1488  | 等 1992 物理学报 <b>41</b> 63 ] |   |
| [ 2 ] | Xia J B and Chang K 2001 <i>Acta Phys. Sin.</i> <b>30</b> 9 (in Chinese) [ 夏建白、常 凯 2001 物理学报 <b>30</b> 9 ] | [ 6 ]                      | Tackeuchi Atsushi <i>et al</i> 1999 <i>Jpn. J. Appl. Phys.</i> <b>38</b> 4680     |
| [ 3 ] | Tackeuchi A, Wada O and Nishikawa Y 1997 <i>Appl. Phys. Lett.</i> <b>70</b> 1131                           | [ 7 ]                      | Lin W Z <i>et al</i> 1999 <i>Chin. Phys. Lett.</i> <b>16</b> 758                  |
| [ 4 ] | Stevens M J <i>et al</i> 2002 <i>J. Appl. Phys.</i> <b>91</b> 4382   | [ 8 ]                      | D'yakonov M I and Perel V I 1972 <i>Sov. Phys. Solid State</i> <b>13</b> 3023     |
| [ 5 ] | Lin W Z <i>et al</i> 1992 <i>Acta Phys. Sin.</i> <b>41</b> 63 (in Chinese) [ 林位株                           | [ 9 ]                      | D'yakonov M I and Kachorovski V Yu 1986 <i>Sov. Phys. Semicond.</i> <b>20</b> 110 |

# Femtosecond spectral studies of electron spin injection and relaxation in AlGaAs /GaAs MQW<sup>\*</sup>

Sun Feng-Wei Deng Li Shou Qian Liu Lu-Ning Wen Jin-Hui Lai Tian-Shu Lin Wei-Zhu

( State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies/ Department of Physics , Zhongshan ( Sun Yat-Sen ) University , Guangzhou 510275 , China )

( Received 28 October 2003 ; revised manuscript received 15 December 2003 )

## Abstract

The electron spin injection and relaxation in AlGaAs/GaAs multi quantum well( MQW ) are studied with femtosecond saturation absorption measurements. A electron spin relaxation time of  $80 \pm 10\text{ps}$  is deduced. The relaxation mechanism is attributed to the randomization of the local magnetic field arising from the spin-orbit coupling.

**Keywords** : spintronics , multiple quantum wells , femtosecond laser spectroscopy , spin-orbit coupling

**PACC** : 7730 , 6740F

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10274107 , 60178020 , 60490295 and 60378006 ), and the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China ( Grant Nos. 011204 and 2002B11601 ).