

## 三势垒隧穿结构中由外加垂直磁场引入的高子带非热占据

安 龙, 唐 艳, 章继东, 姬 扬, 谭平恒, 杨富华, 郑厚植

中国科学院半导体研究所, 超晶格与微结构国家重点实验室, 北京 100083

**摘 要** 在一个特殊设计的三垒双阱异质结构中, 注入到入射端量子阱中的电子, 首先经过子带间弛豫填充到较低能级, 紧接着通过共振隧穿逃逸出后面的双势垒结构, 流入收集电极, 完成了整个输运过程。通过比较带间光荧光谱中  $E_2-HH_1$  与  $E_1-HH_1$  两峰的强度, 我们发现外加垂直磁场可以抑制子带间的 LO 声子和 LA 声子散射, 使能量较高的子带上出现了明显的非热平衡占据。这一发现提供了一种新的控制子带间散射速率 (量子级联激光器的主要机制) 的有效方法, 使得在量子阱子带间实现粒子数反转变得更加容易。

**主题词** 共振隧穿; 非热平衡占据; 子带间弛豫

**中图分类号:** O482.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-0593(2003)02-0470-04

### 引 言

利用级联隧穿的方式将载流子注入至较高子带的方式已被证明是直接观察半导体超晶格中子带间自发辐射<sup>[1]</sup>, 以及在各种异质结构中 (如超晶格<sup>[2]</sup>, P-i-N 双势垒结构 (DBS)<sup>[3-5]</sup>, 耦合量子阱<sup>[6]</sup>, 三势垒隧穿结构 (TBTS)<sup>[7]</sup>) 建立非热平衡的、甚至是反转的子带间占据的一种有效方式。这方面的研究更导致了一种新型单极半导体激光器, 即量子级联 (QC) 激光器的诞生<sup>[8]</sup>。大量的工作证实, 异质结构中隧穿速率和子带间散射速率的相对快慢, 载流子的注入水平, 以及结构本身都对子带间的粒子数反转程度, 或者说子带辐射的光学增益有明显的影 响。以往的一些工作<sup>[9-11]</sup> 报道了平行磁场具有降低高子带占据的效应, 这已经从负磁阻现象<sup>[9,10]</sup> 或激发态电子与基态重空穴复合的荧光峰强度减弱<sup>[11]</sup> 等现象得到了证实。尽管如此, 垂直磁场 (沿生长方向) 对于子带间粒子数反转所能产生的影响还没有详细研究过。在本工作中, 我们通过外加垂直磁场, 使注入电子在基态和激发态之间重新分布, 从而在特殊的三势垒隧穿结构 (TBTS) 的入射端量子阱中的高子带上实现了非热平衡的稳态占据。处于共振偏置的 TBTS 在外加垂直磁场的作用下, 其 PL 谱呈现出新的性质。随着外磁场的增大, PL 谱出现明显的红移 (最大可为 36 meV), 并且由一个峰演化为三个分立的峰。其中, 能量最低的峰为  $E_1-H_1$  跃迁峰。在磁场高于 1.5 T 之后所出现的新 PL 峰反映了激发态子带出现了非热平衡的电子稳态占据, 它对应于  $E_2-H_1$  的

复合发光。我们的结果表明施加适当的垂直磁场可以抑制子带间的 LA 声子和 LO 声子辅助散射, 会有助于在量子阱子带间建立非热平衡的占据乃至粒子数反转。

### 1 实验介绍

在实验中, 我们利用 MBE 生长了一个特殊的 TBTS 样品。在 (100) 面  $n^+$  GaAs 衬底上首先生长一层 Si 掺杂为  $1.6 \times 10^{15} \cdot \text{cm}^{-3}$ , 1.2  $\mu\text{m}$  厚的 GaAs 缓冲层, 接下来生长 2.5 nm AlAs 势垒、7.5 nm GaAs 势阱 (窄阱) 和 5.0 nm AlAs 势垒组成的双势垒结构。在其上面继续覆盖 25 nm GaAs 势阱 (宽阱) 和 20 nm 组份渐变的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  三角势垒 (其中  $x$  值由 0.9 变到 0.1)。最顶层的接触层包括 300 nm  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  ( $n^+$  Si 掺杂为  $1 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) 和 100 nm GaAs (Si 掺杂为  $4 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) 层。将样品光刻成直径为 2 mm 的圆形台面, 并且利用蒸发、合金的手段在表面制作 Au/Ge/Ni 欧姆接触。在磁场中测量 PL 光谱时, 样品被浸入液氮之中, 放置在超导磁体的中央。通过光纤将强度为  $500 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  的 488 nm 激发光引到样品表面。样品发射的 PL 信号经过同一光纤被传送至光谱仪。

### 2 结果与讨论

#### 2.1 磁场对隧穿电流的抑制

在以前的工作中<sup>[12]</sup> 我们测量了 4.2 K 下磁场对样品 I-V 特性的影响。结果表明, 当磁场由 0 T 逐渐增大至 3 T

收稿日期: 2002-05-26, 修订日期: 2002-09-18

基金项目: 国家重点基础研究专项经费资助 No. G001CB3095

作者简介: 安 龙, 1976 年生, 中科院半导体所硕士研究生



时,  $E_1 - E_1'$  (宽阱基态到窄阱基态) 隧穿电流随着磁场的增加而迅速减小, 如图 1a。十分类似, 磁场对  $E_2 - E_1$  (宽阱第一激发态到窄阱基态) 隧穿电流同样有明显的抑制效应。图 1b 中位于 1.7 V 主电流峰低电压方向上, 相对强度较低的共振峰代表了  $E_2 - E_1'$  共振过程。由于  $E_2$  上电子的热占据只有在  $T > 20$  K 时才比较明显, 故图 1b 的结果是在 48 K 测量得到的, 磁场的变化范围是 0~0.5 T。

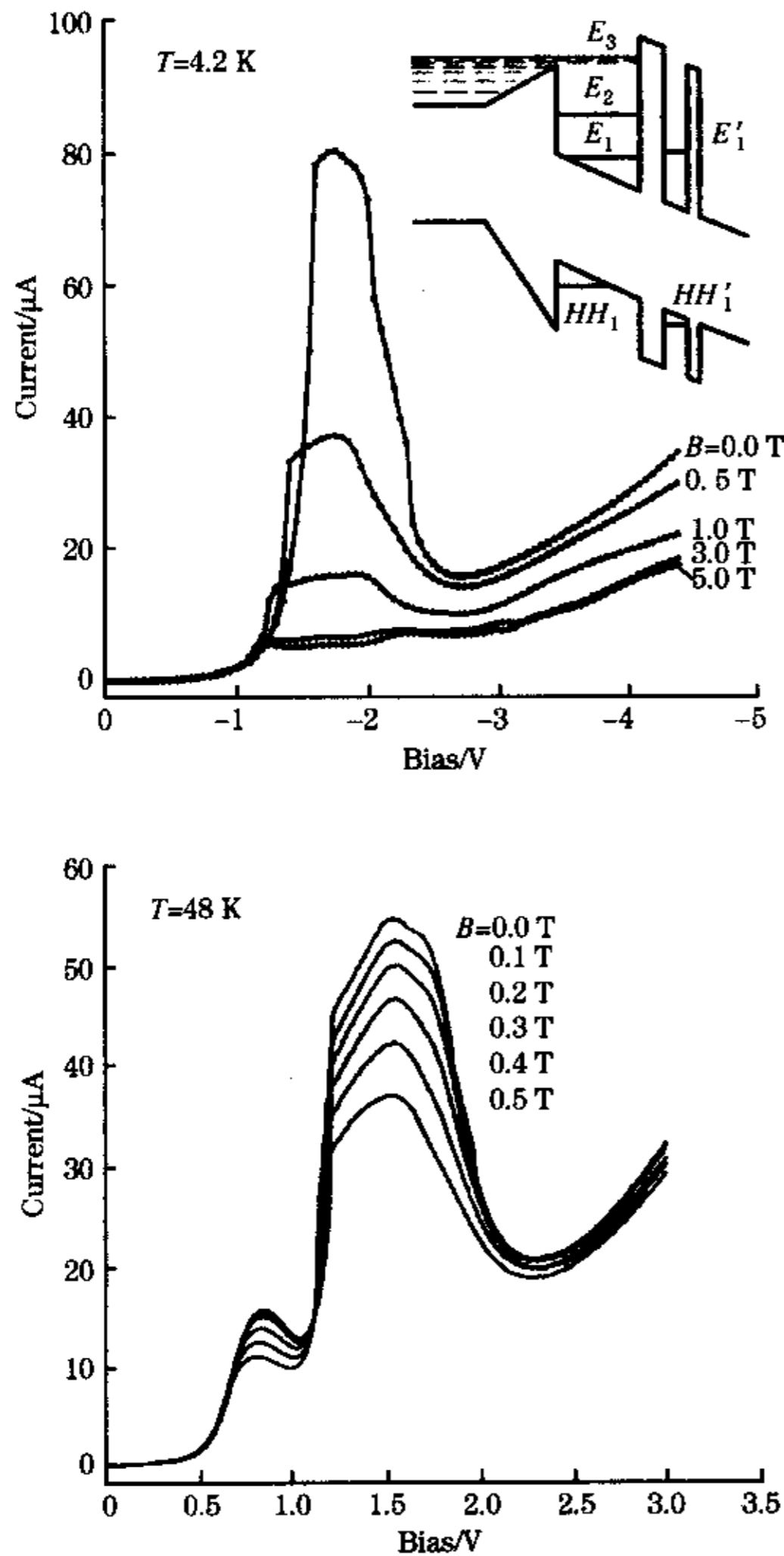


Fig. 1 Drastic suppression of tunneling current by perpendicular magnetic fields

(a) I-V curves measured in the different magnetic fields up to 5.0 T at temperature of 4.2 K. The inset shows the band edge profile of the device under negative bias. (b) I-V curves measured in the different magnetic fields up to 5 000 Gauss at an elevated temperature of 48 K

为了进一步确认对于各个电流峰的指认, 我们采用两种方法来估算  $E_1, E_2$  子能级间的能级间距  $\Delta E_{12}$ 。首先, 我们假定图 1b 中在 1.7 V 处发生共振的能级为  $E_1$  和  $E_1'$ , 此时外加电场所需提供的能级差应为 48.8 meV (在平带情况下计算出的能级位置为,  $E_1 = 7.4$  meV,  $E_2 = 29.5$  meV,  $E_1' = 56.2$  meV)。由于两个电流峰之间的间距约为 0.9 V, 我

们可以估算  $\Delta E_{12} = 48.8 \text{ meV} \times 0.9/1.7 = 25.8 \text{ meV}$ 。另外如果直接利用有效质量近似, 我们可以算得  $\Delta E_{12}$  在  $E_1 - E_1'$  共振条件下为 27.2 meV。从上述两种计算结果的一致性, 我们有理由认为对于电流峰所做得指认是正确的。

I-V 曲线在磁场下呈现出隧穿电流受到明显抑制的现象充分说明了外加垂直磁场起着减小  $E_1$  和  $E_2$  能级上的占据的作用。

### 2.2 磁光实验的结果

下面, 我们将注意力集中于垂直磁场下带间光荧光 (PL) 的实验结果。在外加偏压为 -1.9 V (TBTS 处于  $E_1 - E_1'$  共振偏置) 的情况下, 改变垂直磁场的大小, 我们获取了低温下 (4.2 K) 的 PL 谱, 如图 2 所示。在外磁场为零时, PL 谱的主峰位置在 1.50 eV, 我们将它指认为  $E_1$  电子与  $HH_1$  空穴的复合发光 ( $E_{11a}$ )。它的位置与预期的 1.524 eV 相比较, 有一点微弱的红移, 这可能起因于 N-i-N 结构本身的不对称及由此引起的内建电场。与零偏压的情况相比, 由于注入电子填充  $E_1$  能级,  $E_{11a}$  峰也出现一定的展宽。随着磁场的增大, 荧光峰开始红移, 并逐步分立为三个峰。为了更好的描述荧光峰位随磁场的演化, 我们在图 3 给出了这三个峰的能量位置与磁场大小的变化关系。

当磁场增大至 2 T 时, 在零磁场下并未出现的处于高能方向上的荧光峰逐步分立出来, 并且随磁场的进一步增大, 由 1.492 eV 红移至 1.491 eV。考虑到样品中含有  $1.2 \mu\text{m}$  GaAs ( $1.6 \times 10^{15} \cdot \text{cm}^{-3}$  Si 掺杂) 的缓冲层, 我们将它指认为  $D^0 - A^0$  碳施主 - 受主的  $E_D$  发光。实验中观测到的微弱红移, 可归结为杂质态电子的波函数在磁场作用下收缩导致的杂质束缚能的变大, 这同时也解释了发光峰在磁场下增强的原因。低能方向 (零磁场时能量位置为 1.50 eV) 的荧光峰代表的是磁场下宽阱内  $E_1 - HH_1$  跃迁发光。随着磁场的增大, 它除了由于  $E_1$  子带占据数的减少而表现出强度减弱以外, 还发生了最大为 36 meV 的反常红移, 这可以通过下面的讨论给出比较合理的解释。由于样品中含有的  $1.2 \mu\text{m}$  弱掺杂 GaAs 缓冲层具有较大的电阻, 所以, 加在样品上的外加偏压是由它与 TBTS 共同承担的。由图 1a 可知, 对处于共振偏置下的样品, 随着外磁场的变大, 隧穿电流逐渐减小, 这反映了同一时刻 TBTS 结构电阻的增大 (弱掺杂层的电阻基本不随磁场发生变化)。电阻增大使得 TBTS 上的电压降增大, 从而导致 TBTS 偏离共振条件。随之, 它的电阻也将进一步变大, 其上的分压降进一步增加, 进一步使它偏离共振条件。外加磁场造成样品中 TBTS 上的电压降类似正反馈那样不断地增大, 并产生量子限制斯塔克效应, 使荧光峰出现异常明显的红移。随着磁场逐步增大至 1.3 T, PL 谱中在最初的两个峰之间出现了一个新的峰, 如图 2, 图 3。同  $E_1 - HH_1$  跃迁峰的行为一样, 它也随磁场增大发生红移, 只是程度较弱。强磁场下, 它与  $E_{11a}$  的能量间距大约为 14 meV, 这要比我们在无磁场、不考虑光激发的条件下估算的  $\Delta E_{12}$  (25 meV) 要小。这可以部分的归因于光照引起的空间电荷效应。我们在以前的工作中<sup>[13]</sup>证实, 在与本文结构相同的样品中, 子带间距  $\Delta E_{12}$  将随垂直电场增大而增大。反



过来, 宽阱内的光生电子空穴对所产生的电场屏蔽效应应该具有减小  $\Delta E_{12}$  的作用。另外, 磁场所导致的复杂性也会影响  $\Delta E_{12}$ 。例如, 子带间弛豫速率变化引起的子带间占据的再分配等。由于以上的种种原因, 我们有理由认为新出现的荧光峰是  $E_2$  电子与  $H_1$  空穴的复合发光峰。图 3 内的插图描述了  $E_{21h}$  和  $E_{11h}$  跃迁荧光峰强度比  $I_{21h}/I_{11h}$  随磁场的变化。在磁场小于 1.5 T 时, 两个峰还没有很好的分立。当磁场高于 3 T 时,  $I_{21h}/I_{11h}$  之比开始衰减。从磁场下 I-V 曲线我们知道, 当磁场高于 3 T 时  $E_1$  能级上的占据基本不再变化。但是应当知道, 荧光峰的强度仍然会受到磁场引起的振子强度变化的影响。利用荧光峰强度比, 并考虑  $E_{21h}$  和  $E_{11h}$  振子强度的修正, 在外加偏压为 -1.9 V 时, 作为  $E_2$  和  $E_1$  占据数比的下限,  $n_2/n_1$ , 可以粗略的估算为 0.2。与以往的很多报道不同, 我们利用施加垂直磁场的方式在量子阱子带间建立了明显的非热平衡的稳态占据。

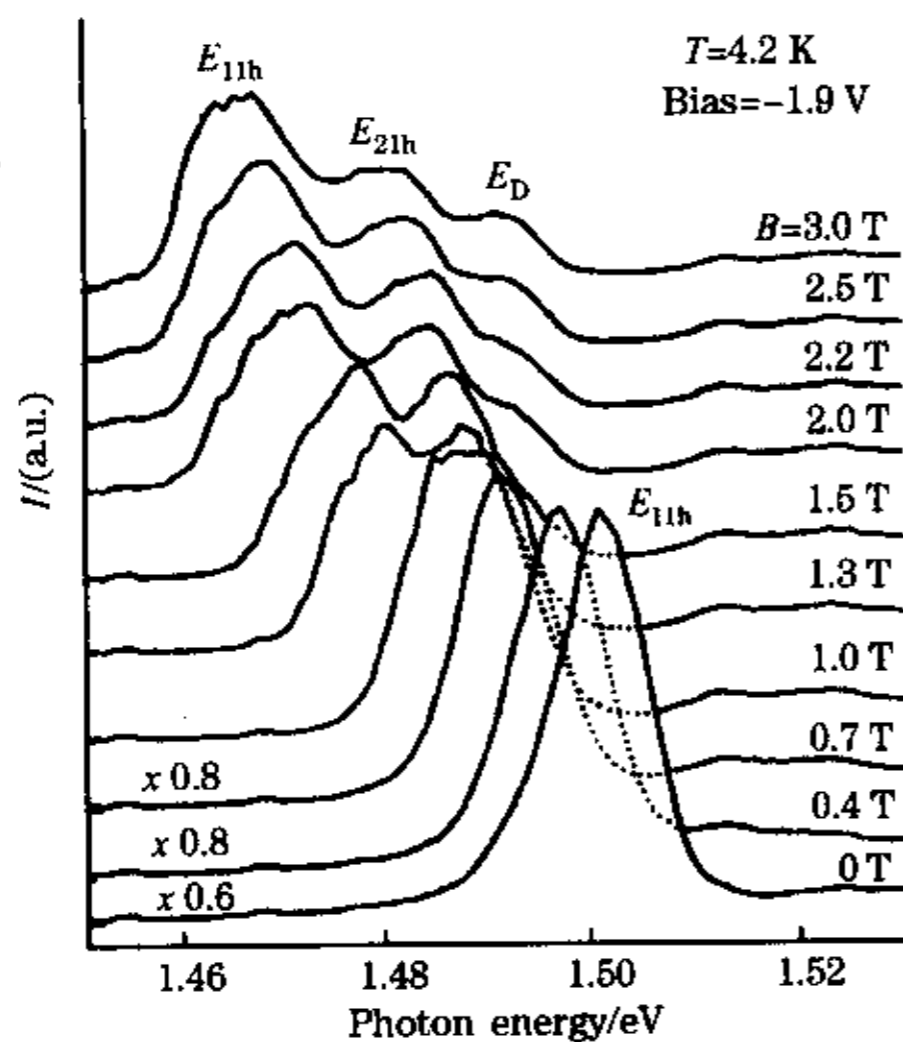


Fig. 2 PL spectra at different magnetic fields for  $E_1$ - $HH_1$ ,  $E_2$ - $HH_1$  and  $C (D^0-A^0)$  transitions

### 2.3 物理机制

为了弄清所观察到现象的物理机制, 首先必须了解 TBTS 的输运特性。TBTS 中垂直方向的输运可以被分成两个互相关联的过程。由  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$  重掺杂层提供的注入电子, 越过被电场压低的三角势垒, 首先填充到宽阱的较高子带, 如图 1a 中  $E_3$  所示。随后经过子带间弛豫, 绝大部分电子迅速弛豫到第一激发态  $E_2$  和基态  $E_1$ , 再通过共振隧穿逃逸出后面的双势垒结构。我们以前的理论计算<sup>[12]</sup>表明, 垂直磁场将抑制子带间弛豫, 从而对  $E_3$ ,  $E_2$  和  $E_1$  子带的占

据产生很大影响, 这已经在图 1a 中从磁场对共振隧穿电流的抑制体现出来了。尽管前文中所提到的类似正反馈的机制使得各个子带上的占据数变得十分复杂。但是, 我们在磁场下当 TBTS 处于共振偏置条件时所测得的 PL 谱已经向我们提供了充分的证据: 外加磁场可以使激发态子带  $E_2$  上出现了非热平衡占据。在以前的理论工作中<sup>[12]</sup>, 我们<sup>[14,15]</sup>简单地从理论上估算了磁场对子带间弛豫时间  $\tau_{21}(B)$  的影响。结果表明, 无论是 LA 声子还是 LO 声子参与的弛豫时间  $\tau_{21}(B)$  在磁场下都受到了四个量级以上的抑制 (图 3, [12]), 这为解释现在的实验结果提供了正确的物理机制。所以, 通过施加外加磁场控制子带间的弛豫速率将有利于在量子阱子带间建立粒子数反转。

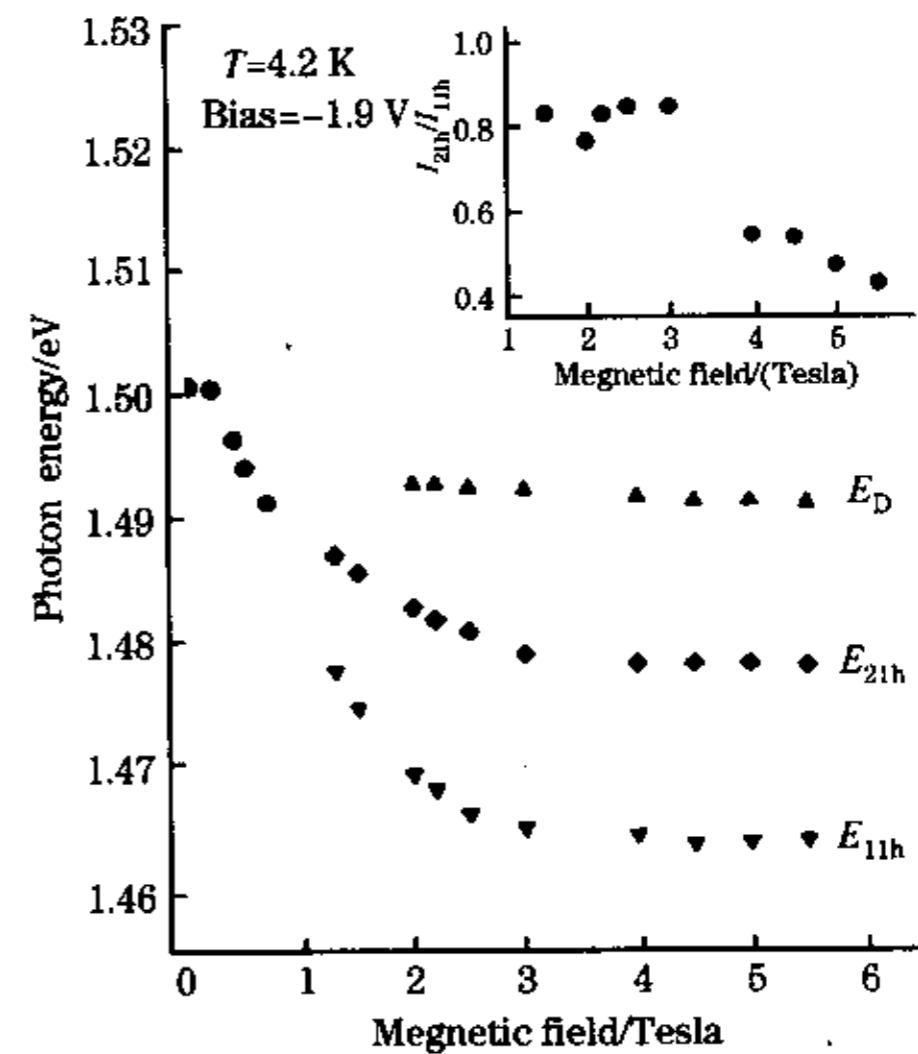


Fig. 3 Magnetic-field dependences of  $E_{11h}$ ,  $E_{21h}$  and  $E_D$  peak positions. The plot in the inset is the relative ratio of integral intensity for  $E_{11h}$  and  $E_{21h}$  PL peaks

### 3 结论

利用垂直磁场对子带间 LA 声子和 LO 声子弛豫的抑制作用, 我们在特殊设计的三势垒双势阱异质结构中实现了非热平衡的稳态占据。这一现象被磁场下测量到的共振偏置下 TBTS 的 PL 谱所证实。我们的工作首次证实外加垂直磁场会有助于在量子阱的各个子带间建立非热平衡的稳态占据, 甚至有可能实现粒子数反转 (量子级联激光器的主要机制)。

致谢: 感谢李承芳在样品处理方面的帮助。本研究获国家重点应用基础研究项目 (No. G001CB3095) 和科学院创新工程方向性项目支持。

### 参 考 文 献

- 1 Helm M, England P, Colas E et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**: 74.
- 2 Grahn H T, Schneider H, Rühle W W et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**: 2426.
- 3 Cockburn J W, Skolnick M S, Whittaker D M et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**: 2400.
- 4 Cockburn J W, Buckle P D, Skolnick M S et al. *Phys. Rev.*, 1992-1, **B45**: 13757.

- 5 White C R H, Evans H B, Eaves L et al. *Phys. Rev.*, 1992-II, **B45**: 9513.
- 6 Gauthier-Lafaye O, Sauvage S, Boucaud P et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**: 3197.
- 7 Li Y B, Cockburn J W, Duck J P et al. *Phys. Rev.*, 1998, **B57**: 6290.
- 8 Faist J, Capasso F, Sivco D et al. *Science*, 1994, **264**: 553.
- 9 Störmer H L, Gossard A C and Wiegmann W. *Solid State Commun.*, 1982, **41**: 707.
- 10 Englert Th, Maan J C, Uihlein Ch et al. *Solid State Commun.*, 1983, **46**: 545.
- 11 Alves A R, Cury L A et al. *Phys. Rev.*, 1998-1, **B58**: 6720.
- 12 Ji Y, Chen Y Z, Luo K J et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **72**: 3309.
- 13 Luo K J, Zheng H Z, Lu Z D et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**: 1155.
- 14 Ferreira R and Basrtard G. *Phys. Rev.*, 1989, **B40**: 1074.
- 15 Barker J R. *J. Phys.*, 1972, **C5**: 1657.

## Magnetic-field-induced Nonthermal Occupation of Higher Subbands in a Three-barrier Tunneling Structure

AN Long, TANG Yan, ZHANG Ji-dong, JI Yang, TAN Ping-heng, YANG Fu-hua and ZHENG Hou-zhi

*National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*

**Abstract** When injected electrons in a quantum well first experience an intersubband relaxation process before their escaping by tunneling through a double-barrier structure behind, the magnetic suppression of intersubband LO or LA phonon scattering can give rise to a noticeable nonthermal occupation in higher-lying subbands. That is clearly verified by the relative intensity ratio of the interband photoluminescence spectra for  $E_2$ - $HH_1$  and  $E_1$ - $HH_1$  transitions. The observed phenomenon may provide an effective method for controlling intersubband scattering rate, a central issue in so-called quantum cascade lasers, and facilitating the population inversion between subbands in quantum wells.

**Keywords** Resonance tunneling; Nonthermal occupation; Intersubband relaxation

(Received May 26, 2002; accepted Sep. 18, 2002)