

GaAs 导带中电子自旋极化的能量演化

滕利华 牟丽君

(青岛科技大学数理学院, 青岛 266061)

摘要 考虑自旋极化依赖的带隙重整化效应,分别计算了常温与 10 K 的低温下 GaAs 导带中光注入电子自旋极化度的能量演化。计算过程中假设右旋圆偏振光激发,载流子浓度为 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。发现常温下电子初始自旋极化度随过超能量的增大而增大,并非为通常认为的 0.5。而在低温下,导带底附近电子初始自旋极化度几乎为 0,电子初始自旋极化度也随过超能量的增大而增大,高能级上可以获得 100% 的电子初始自旋极化度。

关键词 电子初始自旋极化度 带隙重整化效应 费米分布 GaAs

中图分类号 O471.1; **文献标志码** A

半导体自旋电子器件以其低功耗、低热耗散和速度快而受到广泛关注,被认为在下一代半导体纳米电子器件集成制造中具有广阔的应用前景^[1,2]。然而,这些应用都依赖于高的自旋极化和不同自旋弛豫寿命的获得。因此,半导体中电子自旋极化动力学随材料结构和注入方法等因素的变化研究成为国际上一个活跃的研究领域^[3-5]。目前发展的自旋极化电子的注入方法主要有电注入法^[3,4]和光注入法^[5-9],其中光注入法以其高的注入效率在电子自旋偏振的弛豫^[6]、输运^[7,8]以及自旋存储^[9]等实验研究中得到广泛应用。通常认为利用圆偏振光注入法在 GaAs 导带底附近可获得的电子初始自旋极化度为 0.5^[10]。然而,Nemec 等人实验上发现该极化度仅为 0.36,其原因并未得到进一步的实验和理论解释^[11]。另外,Wesseli 等人从实验上发现导带中电子的自旋不平衡与电子过超能量有关^[12]。那么,导带底电子初始自旋极化度是否为恒定的 0.5? 导带中电子初始自化度是否与电子过超能量有关? 目前尚不清楚。但这是一个重要的问题,因为如果可以在某些能级上获得较大的电子初始自

旋极化度,那么,可以设计 GaAs 基自旋电子器件工作在能级上。因此,深入的研究 GaAs 导带中电子自旋极化的能量演化,既是加深对半导体自旋电子学物理基础认识的需要,也是自旋电子器件发展的需要。本文正是对这一问题展开了深入研究,分别计算了常温与低温下 GaAs 导带中的电子分布和电子初始自旋极化度,发现常温下导带底附近电子初始自旋极化度的确小于 0.5,尤其是低温下导带底附近电子初始自旋极化度几乎为 0,常温与低温下电子的初始自旋极化度均随过超能量的增大而增大。

1 常温下电子自旋极化度的能量演化

图 1 中实线为 GaAs 的本征带结构,虚线表示右旋圆偏振抽运光($\sigma = 1$)激发后,导带注入了自旋不平衡布居电子后的导带结构。由于自旋向下态($| - 1/2 \rangle$)中被注入的电子浓度(N_-)3 倍于自旋向上态($| 1/2 \rangle$)中的电子浓度(N_+),即 $N_- : N_+ = 3 : 1$,同时带隙重整化效应引起带隙收缩量近似正比于 $N_{\pm}^{1/3}$ ^[11,13],所以, $| - 1/2 \rangle$ 自旋导带的带隙重整化效应强于 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带, $| - 1/2 \rangle$ 自旋导带位于 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带之下。

取 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带的导带底为过超能量的零

点,某能级上的态密度与电子的费米分布函数之积即为该能级上导带中单位能量间隙的电子浓度^[14]。计算得到右旋圆偏振光激发时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中单位能量间隙的电子浓度,分别如图2中空圆形点线 n_+ 和空心方形点线 n_- 所示,图2中实线为利用公式 $p = \frac{(n_- - n_+)}{(n_- + n_+)}$ 计算得到的电子初始自旋极化度。计算中取光激发的电子总浓度为 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,其中 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中总的电子浓度分别为 $0.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,二者满足1:3的约束关系,晶格温度取为常温下的300 K,通常认为常温下光激发的电子温度在几个ps的冷却过程结束后即可降低为晶格温度^[11],因此电子温度也取为300 K。

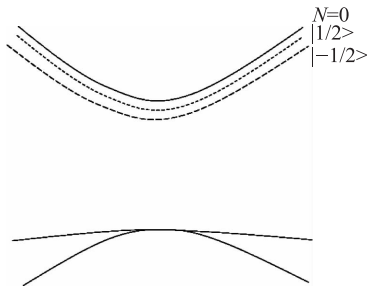


图1 GaAs 能带结构。实线为 GaAs 的本征能带结构,虚线表示考虑自旋依赖的带隙重整化效应带隙发生收缩后的能带结构

由于 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的费米能级均在导带以下,从带底开始随过超能量的增大费米分布函数减小,而态密度随过超能量的增大而增大,因此,二者乘积随过超能量的增大呈非单调性变化。计算结果表明,当过超能量分别小于15 meV和19 meV时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中电子浓度随过超能量的增大而增大,当过超能量分别大于15 meV和19 meV时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中电子浓度随过超能量的增大而减小。相应的虽然 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中总的电子浓度之比满足1:3的关系,但由于 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带满足不同的费米分布,同一能级上 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中的电子浓度并不满足1:3的关系,因此,电子初始自旋极化度在各能级上并非为恒定的0.5,

而是从带底到过超能量为100 meV的范围内由0.4增大到0.55。所以实现费米分布的电子并非如同传统观点认为的集中于导带底,导带电子分布在较宽的能量范围内,略高于导带底的能级电子浓度最高,因此,导带底的电子初始自旋极化度也并非为恒定的0.5。

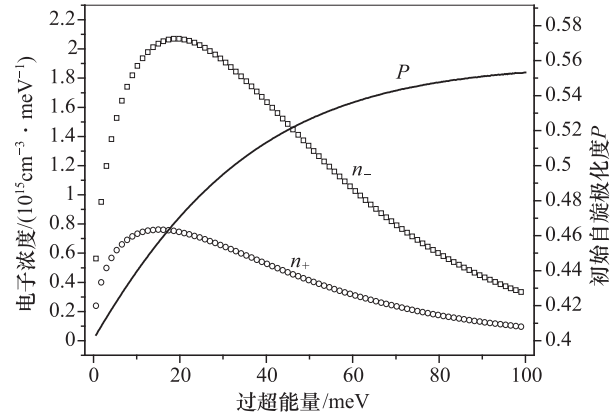


图2 电子浓度和电子初始自旋极化度随过超能量的变化。 n_+ 标识的空心圆形点线和 n_- 标识的空心方形点线分别为 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中的电子分布,实线 P 为电子初始自旋极化度。

2 低温下电子自旋极化度的能量演化

假设右旋圆偏振光激发,计算得到10 K的低温下 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中单位能量间隙的电子浓度 n_+ 和 n_- ,分别如图3中空圆形点线和空心方形点线所示,图3中实线为利用公式 $p = \frac{(n_- - n_+)}{(n_- + n_+)}$ 计算得到的电子初始自旋极化度,虚线 E_{FC+} 和 E_{FC-} 分别为 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级。计算中取光激发电子浓度为 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,其中 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中总的电子浓度分别为 $0.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。晶格温度取为10 K。Fatti等人^[15]认为晶格温度低于100 K时,光激发的电子冷却过程变慢,即使经过几个甚至几十ps,电子温度仍略高于晶格温度,因此参考文献[13,16],取电子温度为20 K。

计算结果表明, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的

准费米能级 $E_{\text{FC}+}$ 和 $E_{\text{FC}-}$ 分别为 24 meV 和 49 meV。所以当过超能量小于 18 meV 和 42 meV 时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中的费米分布函数和态密度均随过超能量的增大而增大, 此时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中的电子浓度随过超能量的增大而增大。而当电子过超能量分别大于 18 meV 和 42 meV 时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中的电子浓度随费米分布函数的减小迅速减小。当过超能量分别大于两个自旋导带的准费米能级 $E_{\text{FC}+}$ 和 $E_{\text{FC}-}$ 时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中的电子浓度迅速减小到接近于 0。由于在带底附近 (< 18 meV) 时, $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的电子浓度近似相同, 电子初始自旋极化度几乎为 0。然后, 随过超能量的增大, $|1/2\rangle$ 自旋导带的电子浓度首先呈现出迅速减小的趋势, 电子初始自旋极化度迅速增大, 过超能量增大到 31 meV 时, 电子初始自旋极化度增大到 1。因此在高过超能量态可以获得 100% 的电子初始自旋极化度。另外, 只有当过超能量大于 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级时, 导带中的电子浓度才会降到很低, 在 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级之间, 既可以保证导带中有较高的电子浓度, 又可以获得高的电子初始自旋极化度, 因此, 低温下 GaAs 基自旋电子器件应工作在 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级之间。

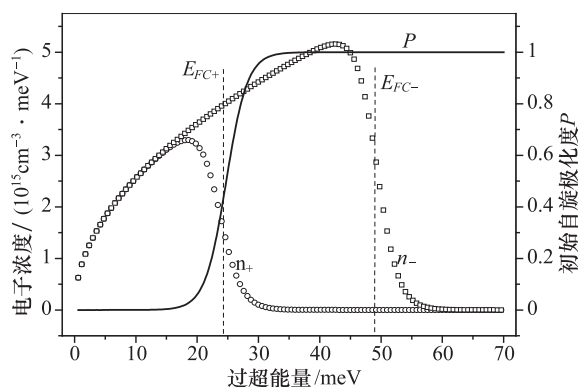


图3 电子浓度和电子初始自旋极化度随过超能量的演化。 n_+ 标识的空心圆形点线和 n_- 标识的空心方形点线分别为 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带中的电子分布, 实线 P 为电子初始自旋极化度。虚线 $E_{\text{FC}+}$ 和 $E_{\text{FC}-}$ 分别表示 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级

3 结论

以右旋圆偏振光激发为例, 通过计算发现由于电子在导带中服从费米分布, 而不是集中于导带底, 常温下导带底电子初始自旋极化度小于通常认为的 0.5, 在过超能量小于 100 meV 的范围内, 电子初始自旋极化度随过超能量的增大由 0.4 增大到 0.55。而在低温下, 导带底附近电子初始自旋极化度几乎为 0, 但是当过超能量增大到 $|1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级时, 电子初始自旋极化度迅速增大, 高能级上可以获得 100% 的电子初始自旋极化度。因此, 为了同时保证工作能级有较高的电子浓度和电子初始自旋极化度, 低温下 GaAs 基自旋电子器件应该工作在 $|1/2\rangle$ 和 $| -1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级之间。

参考文献

- 1 Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: fundamentals and applications. *Rev Mod Phys*, 2004; 76: 323—410
- 2 Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Appl Phys Lett*, 1990; 56: 665—667
- 3 Schmidt G, Ferrand D, Molenkamp L W, *et al.* Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Phys Rev B*, 2000; 62: R4790—R4793
- 4 Hu C M, Nitta J, Jensen A, *et al.* Spin-polarized transport in a two-dimensional electron gas with interdigital-ferromagnetic contacts. *Phys Rev B*, 2001; 63: 125333—125337
- 5 Teng L H, Chen K, Wen J H, *et al.* Density dependence of electron-spin polarization and relaxation in intrinsic GaAs at room temperature. *J Phys D Appl Phys*, 2009; 42: 135111—135116
- 6 吴羽, 焦中兴, 雷亮, 等. 半导体量子阱中电子自旋弛豫和动量弛豫. *物理学报*, 2006; 55: 2961—2965
- 7 Hägele D, Oestreich M, Rühle W W, *et al.* Eberl K Spin transport in GaAs. *Appl Phys Lett*, 1998; 73: 1580—1582
- 8 Kikkawa J M, Awschalom D D. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide. *Nature*, 1999; 397: 139—141
- 9 Salis G, Kato Y, Ensslin K, *et al.* Electrical control of spin coherence in semiconductor nanostructures. *Nature*, 2001; 414: 619—622
- 10 Boggess T F, Olesberg J T, Yu C, *et al.* Room-temperature electron spin relaxation in bulk InAs. *Appl Phys Lett*, 2000; 77: 1333—1335
- 11 Nemec P, Kerachian Y, van Driel H M, *et al.* Spin-dependent

electron many-body effects in GaAs. Phys Rev B, 2005; 72: 245202—245208

12 Wesseli M, Betz M. Analyzing nonequilibrium carrier distributions with spectrally resolved femtosecond Faraday rotation. Phys Rev B, 2007;76: 073201—073204

13 Lai T S, Teng L H, Jiao Z X, *et al.* Evolution of spin coherence dynamics and *g* factor with electron excess energy in bulk intrinsic GaAs. Appl Phys Lett,2007;91: 062110-1—062110-3

14 刘恩科,朱秉升,罗晋升. 半导体物理学. 西安:西安交通大学出版社,1998

15 Del Fatti N, Langot P, Tommasi R, *et al.* Temperature-dependent electron-lattice thermalization in GaAs. Phys Rev B, 1999; 59: 4576—4579

16 Rühle W W, Leo K, Bauser E. Cooling of a hot electron-hole plasma in Al_xGa_{1-x}As. Phys Rev B, 1989;40:1756—1761

Energy-dependent Evolution of Electron Spin Polarization in Conduction Band of GaAs

TENG Li-hua, MU Li-jun

(School of Mathematics and Physics, Qingdao University of Scienced and Technology, Qingdao 266061 ,P. R. China)

[**Abstract**] With spin-polarized-dependent band-gap renormalization effect taken into account, the energy-dependent evolution of photoexcited electron spin polarization is calculated at room temperature and low temperature. The exciting light to have right-handed circular polarization, and the carrier density is $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$. At room temperature, the initial degree of spin polarization is less than 0.5, and increases with increasing carrier densities. At low temperature, the initial degree of spin polarization is almost 0 near the bottom of the conduction band, the initial degree of spin polarization also increases with increasing carrier densities, and in particular, up to a maximum of 100% in larger excess-energy states.

[**Key words**] initial degree of electron spin polarization band-gap renormalization effect Fermi-Dirac distribution GaAs