

窄禁带稀磁半导体二维电子气的拍频振荡*

朱 博^{1)†} 桂永胜²⁾ 仇志军²⁾ 周文政²⁾ 姚 炜²⁾ 郭少令²⁾ 褚君浩²⁾ 张福甲¹⁾

1) 兰州大学物理系, 兰州 730000)

2) 中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

(2005 年 6 月 8 日收到, 2005 年 10 月 20 日收到修改稿)

通过对调制掺杂的 n 型 $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ 第一类量子阱中磁性二维电子气磁阻拍频振荡的研究, 发现温度、栅压的变化都会引起磁阻拍频节点位置的变化. 从对拍频的分析中, 可以将依赖于栅压的 Rashba 自旋-轨道分裂和依赖于温度的巨大塞曼分裂区分开来.

关键词: 磁性二维电子气, 自旋分裂, sp-d 交换相互作用, 拍频

PACC: 7170, 7110C, 7170G, 7360L

1. 引 言

近年来, 为实现自旋场效应晶体管的有效自旋注入, 人们对 Mn 基稀磁半导体中的交换作用进行了广泛研究. 在稀磁半导体中, 最重要的因素是导带电子和局域磁矩之间的 sp-d 自旋交换相互作用. 由于这个特点, 使稀磁半导体材料表现出一系列新的物理现象, 例如: 巨塞曼分裂, 巨磁光效应, 巨负磁阻效应等^[1,2]. 在 Mn 基稀磁半导体中, 类 s 导带电子和类 p 价带电子同磁性 Mn 离子 d 电子间的交换作用统称为 sp-d 交换作用, Rashba 自旋-轨道分裂和由 sp-d 交换相互作用引起的巨大塞曼分裂都在 10meV 的量级. 带电粒子和磁性离子的交换作用只有在外磁场中才存在, 并受外磁场的控制. 电子的自旋分裂可以在很宽的温度范围内变化, 它直接受外磁场、温度和 Mn^{2+} 离子浓度的控制. 电子的有效 g 因子可以表示为^[1-3]

$$g^* = g_0 - (\Delta E)_{\max} B_{5/2}(5\mu_B B/k_B T_{\text{eff}}) \mu_B B \quad (1)$$

其中, 有效温度 $T_{\text{eff}} = T + T_0$, T_0 为局域磁矩之间的自旋相互作用引入的温度修正量, $(\Delta E)_{\max}$ 为 sp-d 交换相互作用引起的饱和自旋分裂能, $B_{5/2}(x)$ 是自旋 $S = 5/2$ 的布里渊函数, μ_B 是玻尔磁子, k_B 是玻尔兹曼常数, g_0 是电子的 g 因子. 当温度降低时, 方程 (1) 右端第二项的影响逐渐增大, 在某个温

度以下, sp-d 交换作用对有效 g 因子的贡献就会超过带电粒子的内禀有效 g 因子 g_0 . 在足够低的温度下, 方程 (1) 右端第二项可以达到很大的值, 而使有效 g 因子获得极大增长. 因此, 在外加磁场下, 导带电子的塞曼分裂能很可能会超过费米能级, 导致电子产生完全自旋极化.

如果将窄禁带稀磁半导体和非磁性半导体结合在一起构成半导体异质结或量子阱, 形成磁性二维电子气, 那么导带电子除了和局域磁矩之间发生 sp-d 交换相互作用之外, 还存在 Rashba 自旋-轨道相互作用. 然而, 在外磁场下, 这两种自旋作用的相互影响至今无论在实验上还是在理论上都研究的很少, 物理图像尚不清楚^[4-7].

由于 sp-d 交换相互作用引起的塞曼分裂与 Mn^{2+} 离子在不同温度下的状态有关^[8], 具有很强的温度依赖性, 而 Rashba 自旋-轨道分裂只与界面处波函数的对称性有关, 本质上与外界温度没有关系^[9,10]. 因此采用分别改变温度和栅压的办法可以区分这两种效应对电子总自旋分裂的贡献^[6,11].

在 II-VI 族 Mn 基磁性二维电子气中, 由于电子同时具有很强的 Rashba 自旋分裂和塞曼分裂, 因此可以在较高的磁场和较宽的温度范围内观察到 SdH 振荡的拍频现象. 与以前报道的第三类 $\text{HgMnTe}/\text{HgCdTe}$ 量子阱中磁性二维电子气不同^[6,7,12,13], 本文通过系统的研究温度、栅压对第一

* 国家重点基础研究项目(批准号 2001GB309506)和国家自然科学基金(批准号 60221502, 10374094)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhubo@mail.sitp.ac.cn

类 HgCdMnTe/HgCdTe 量子阱磁性二维电子气磁阻拍频振荡的影响,得到了 s-d 相互作用以及 Rashba 自旋-轨道分裂对总的自旋分裂的影响。

2. 样品制备和实验

本实验所用样品为调制掺杂的 n 型 $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ 量子阱,其禁带宽度约为 100 meV。样品在 Riber 2300 分子束外延系统上长成的,衬底为(001)方向的 $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}$ 材料,掺杂材料为 $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}$ 量子阱为单边掺杂,阱宽为 8nm,势垒层均为 5.5nm 的隔离层和 9nm 的掺杂层。样品通过化学腐蚀的方法制成 Hall 电极。为了研究栅压对电子自旋分裂的影响,我们在 HgCdMnTe 量子阱上沉积了一层 200nm 厚的 Al_2O_3 绝缘层,然后蒸一层 Al 膜形成栅电极,并通过焊 In 形成良好的欧姆接触。在 0—15T 磁场范围内,测量样品在不同温度(1.4—65K)下的 SdH 振荡。在测量过程中,所加电场维持低电流($\sim 1\mu\text{A}$)以避免电子加热。样品为覆盖栅电极的 HgCdMnTe 量子阱,在 4.2K 时的载流子浓度为 $2.03 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$,迁移率为 $4.22 \times 10^4 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。由于金属和半导体的功函数不同,样品在沉积绝缘层和栅极后,载流子浓度有 40% 的增加(栅压 $V_g = 0$)。当总的载流子浓度超过 $2.4 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 时,电子占据第二子带。

3. 结果和讨论

3.1. 温度对拍频磁阻的影响

图 1 给出了样品在不同温度下的磁阻 SdH 振荡和量子 Hall 效应,图中所示填充因子对应的量子霍尔平台可以从 3T 开始观察到。通过 Shubnikov-de Haas(SdH)振荡对 $1/B$ 关系的快速傅里叶变换(FFT)得到自旋决定的载流子浓度为 $1.12 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 和 $9.43 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$,与霍尔浓度 $2.03 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 吻合的很好,这表明拍频的确来自自旋分裂。通过 SdH 振荡幅度随温度的变化关系得到费米面处电子的有效质量为 $0.045m_0 \pm 0.005m_e$, m_e 是自由电子质量。在磁性半导体中,外界温度会影响电子与局域磁矩之间的 sp-d 交换相互作用,从而导致拍频节点位置随温度发生变化^[8]。图中的箭头表示温度从 1.5K 上升到 10K 时,磁阻拍频节点位置的移动。对于宽禁带

稀磁半导体二维电子气磁阻拍频的节点,理论和实验符合较好^[14]。而对窄禁带稀磁半导体二维电子气来说,无论能带是否为抛物性,考虑到朗道能级展宽,当费米能级附近相邻的能级分裂相等时,例如, $2\epsilon_n^+ = \epsilon_{n+p}^- + \epsilon_{n+p}^+$ ($p = 0, 1, 2, \dots$)。在磁阻拍频振荡中就会出现节点。用拟合 SdH 振荡的方法可得到有关参数,在朗道能级的计算中已经考虑了能带的非抛物性^[12]。另外,能带非抛物性对输运现象的影响并非想象的那么严重,因为输运现象主要集中在费米面附近的朗道能级,而在我们关心的费米面拍频区随磁场变化并不明显,基本上可以用一个恒定的有效质量来描述^[9]。从实验中可以看到,在磁场低于 4T 时,只有具有偶数填充因子的量子霍尔平台出现。根据 Teran 等人对拍频节点位置的分析^[15],得出最后一个节点位置对应于 $B_{3/2}$,后面较低的节点出现在 2.4T 和 1.8T,对应 $B_{5/2}$ 和 $B_{7/2}$ 。 $B_{3/2}$ 节点出现在如此高的磁场,表明样品中存在一个较大的自旋分裂,其来源于 Rashba 自旋-轨道分裂和由 sp-d 交换相互作用引起的巨大塞曼分裂。在相同的温度变化范围内,HgCdMnTe 量子阱中 $B_{3/2}$ 节点的移动范围要远远小于 HgMnTe 量子阱^[6,12],说明 HgCdMnTe 量子阱中的电子 s-d 交换相互作用较弱,这与 HgCdMnTe 量子阱中较低的 Mn 的组分有关。在 HgCdMnTe 量子阱中,由于拍频节点随温度变化不是非常明显,可以认为 Rashba 自旋-轨道耦合是电子自旋分裂的主要来源,但是并不能忽略 sp-d 交换相互作用的贡献。考虑到 Rashba 自旋-轨道相互作用和 sp-d 交换相互作用,总自旋分裂能 δ 可以表示为^[16-18]

$$\delta = [(\hbar\omega_c - g^* \mu_B B)^2 + \Delta_R^2]^{1/2} - \hbar\omega_c, \quad (2)$$

式中, $\Delta_R = 2\alpha\kappa_F$ 为零场 Rashba 自旋分裂能, $\hbar\omega_c$ 为朗道能级分裂,其中电子有效 g 因子为(1)式。利用(1)式和(2)式拟合拍频节点随温度的变化,可以得到 $(\Delta E)_{\text{max}}$, Δ_R 和 T_0 。对于 HgCdMnTe 量子阱,由于拍频节点随温度变化不明显,所以该方法会带来很大的误差。为了获得精确的 $(\Delta E)_{\text{max}}$, Δ_R 和 T_0 。我们采用拟合磁阻拍频振荡的方法来获得这些参数^[16-18]。图 2 给出了栅压 $V_g = -1\text{V}$ 时,HgCdMnTe 量子阱的 SdH 振荡实验曲线和数值拟合曲线,从图中我们可以看到节点位置随温度的变化。在较低的温度下,可以观察到这些节点,随着温度的升高,节点的数目也相应减少。磁性二维电子气的拍频振荡显示了其同时具有塞曼分裂(依赖于温度)和 Rashba 自旋-轨道分裂(依赖于栅压)的特性。 $V_g = -1\text{V}$ 时,

随着温度从 1.5K 到 20K, 磁阻拍频振荡中的节点 $B_{5/2}$ 和 $B_{7/2}$ 分别向低场方向位移 10% 和 5%. 拟合结果显示: 当 $V_g = -1V$ 时, $\Delta_R = 15.5\text{meV}$ (ΔE)_{max} = 9.6meV, $T_0 = 4.5\text{K}$. 对于其他栅压, 也可以进行类似的数据拟合, 发现除了 Δ_R 以外 (ΔE)_{max} 和 T_0 对栅压不敏感, 只依赖 Mn 的组分. 根据 (ΔE)_{max} = $-\alpha(\alpha N_0)S_0$, 其中 $\alpha N_0 = -0.2\text{eV}^{[19]}$, 得到 Mn^{2+} 的有效自旋 $S_0 = 2.4$, 说明 HgCdMnTe 量子阱中 Mn^{2+} 离子没有发生团簇现象. 虽然 HgCdMnTe 材料的反铁磁温度以前并没有报道过, 但是如果与 HgMnTe 相比^[12], $T_0 = 4.5\text{K}$ 是可以接受的. $T_0 > 0$ 表示 Mn^{2+} 离子之间的自旋交换相互作用是反铁磁性的.

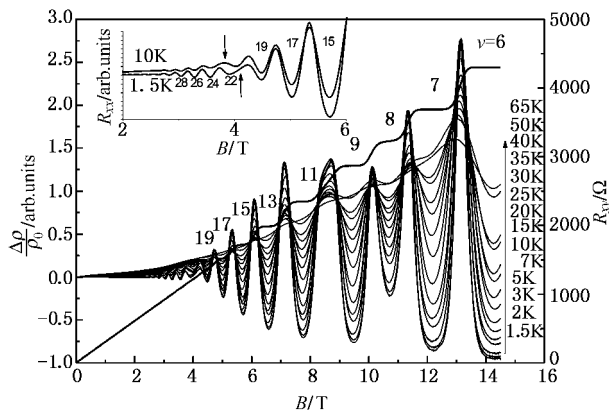


图 1 样品在不同温度下的 SdH 振荡和量子 Hall 平台. 插图显示了填充因子在经过节点后, 由奇数转变为偶数. 箭头表示节点位置的移动

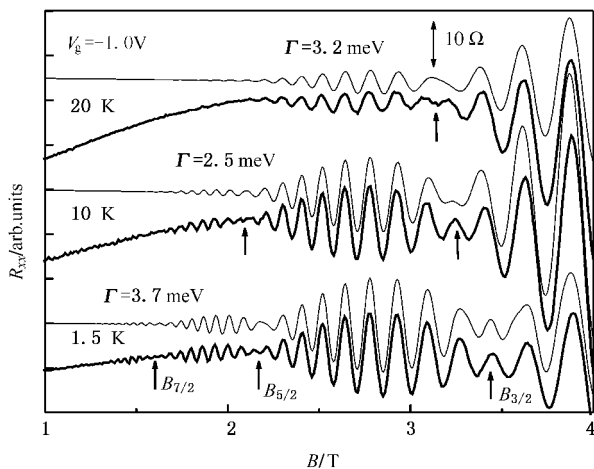


图 2 $V_g = -1V$ 时, 样品的 SdH 振荡实验 (粗线) 和数值拟合 (细线) 结果 (箭头所示为节点位置)

3.2. 栅压对拍频磁阻的影响

由于电子的自旋-轨道耦合受界面波函数不对称性的影响, 因此可以通过改变栅极电压来控制电子的自旋-轨道耦合. 图 3 给出了 1.3K 条件下, HgCdMnTe 量子阱磁阻振荡随栅压的变化. 随着栅压由负到正的变化, 观察到的拍频节点数目随之减少, 第一个节点 $B_{3/2}$ 的位置从 3.6T ($V_g = -3V$) 移动到 2.08T ($V_g = 3V$), 但是第一子带电子的浓度只是从 $2.38 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 增加到 $2.80 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$, 总的电子浓度从 $2.40 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 增加到 $3.41 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$. 分别拟合图 3 中的拍频振荡节点可以知道栅压如何影响自旋-轨道耦合因子 α . 图 4 显示了自旋-轨道耦合因子 α 随栅压的变化, 拟合三个不同的节点, 得到空心方块, 三角和菱形三组结果, 实心方块是通过快速傅里叶变换得到的结果, 用于比较. 拟合过程中发现能级展宽 Γ 对栅压不敏感, 为 2—3meV. 自旋-轨道耦合因子 α 显示了对栅压很强的依赖性, 通过栅压可以改变量子阱界面处波函数的对称性. 从图 4 中可以看出, 不同拍频节点拟合得到的 α 值都非常符合, 从 $22 \times 10^{-12}\text{eV}\cdot\text{m}$ ($V_g = -3.5V$) 递减到 $11 \times 10^{-12}\text{eV}\cdot\text{m}$ ($V_g = 3.5V$). 并且发现, 由 FFT 变换得到的 α 明显要小于以上数值, 说明塞曼效应不能忽略, 它最高可以引起 50% 损失, 比如在 $V_g = 3.5V$, FFT 变换得到的自旋-轨道耦合因子只有 $5.9 \times 10^{-12}\text{eV}\cdot\text{m}$. $V_g = -3.5V$ 时的自旋-轨道分裂能为 $17\text{eV}\cdot\text{m}$, 远高于报道过的 III-V 族异质结的值 $5\text{eV}\cdot\text{m}$, 除去载流子浓度对自旋-轨道分裂能的影响, 其自旋-轨道耦合因子几乎是同一载流子浓度下 InCaAs 异质结的 2 倍^[20-22].

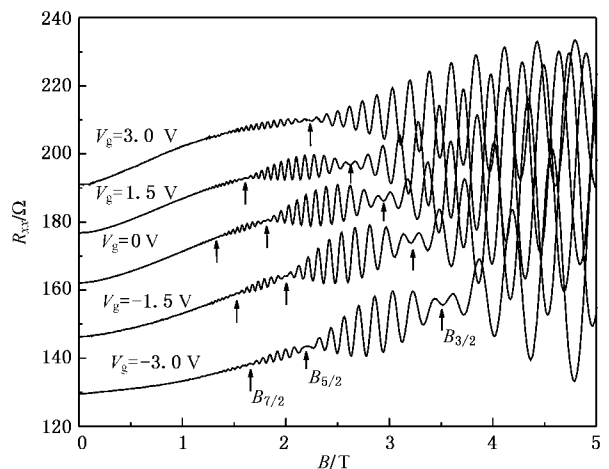


图 3 1.3K 时, 样品在不同栅压下的 SdH 振荡

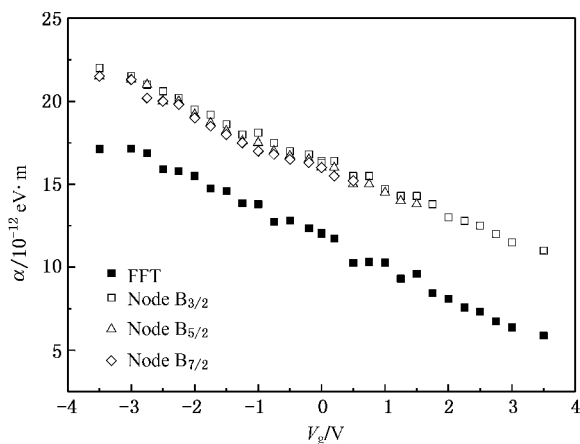


图 4 1.3K 时,样品的自旋-轨道耦合因子 α 随栅压的变化关系

4. 结 论

本文通过对 $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ 第一类量子阱中磁性二维电子气磁阻拍频现象的研究,发现温度、栅压都会引起磁阻拍频节点位置的变化.在 HgCdMnTe 磁性二维电子气中,由导带电子和局域磁矩之间的 s-d 自旋交换相互作用导致 SdH 振荡的拍频节点随温度升高而发生变化,通过拟合磁阻拍频振荡的方法得到 $V_g = -1\text{V}$ 时电子的饱和自旋分裂能 (15.5meV) 和 Rashba 自旋分裂能量 (13.7meV).

感谢德国 Wuzerburg 大学 C. R. Becker 提供高质量的样品.

- [1] Furdyna J K 1988 *J. Appl. Phys.* **64** R29
- [2] Brandt N B, Moshchalkov V V 1984 *Advances in Physics* **33** 193
- [3] Smorchkova I P, Samarth N, Kikkawa J M, Awschalom D D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3751
- [4] Liu J, Daumer V, Gui Y S, Hock V, Becker C R, Buhmann H, Molenkamp L W 2003 *J. Supercond: Incorporating Novel Magnetism* **16** 365
- [5] Gui Y S, Liu J, Daumer V, Becker C R, Buhmann H, Molenkamp L W 2002 *Physica E* **12** 416
- [6] Gui Y S, Becker C R, Liu J, Daumer D, Buhmann H, Molenkamp L W 2004 *Europhysics Lett.* **65** 393
- [7] Gui Y S, Becker C R, Liu J, König M, Daumer V, Kiselev M N, Buhmann H, Molenkamp L W 2004 *Phys. Rev. B* **70** 195328
- [8] Gui Y S, Liu J, Ortner K, Daumer V, Becker C R, Buhmann H, Molenkamp L W 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1321
- [9] Gui Y S, Becker C R, Dai N, Liu J, Qiu Z J, Novik E G, Schäfer M, Shu X Z, Chu J H, Buhmann H, Molenkamp L W 2004 *Phys. Rev. B* **70** 115328
- [10] Pfeffer P, Zawadzki W 1999 *Phys. Rev. B* **59** R5312
- [11] Becker C R, Gui Y S, Liu J, Daumer V, Ortner K, Hock V, Pfeuffer-Jeschke A, Buhmann H, Molenkamp L W 2001 *Phys. Stat. Sol. (b)* **229** 775
- [12] Qiu Z J, Gui Y S, Shu X Z *et al* 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 1977 (in Chinese)[仇志军、桂永胜、疏小舟等 2004 物理学报 **53** 1977]
- [13] Qiu Z J, Gui Y S, Shu X Z *et al* 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 1186 (in Chinese)[仇志军、桂永胜、疏小舟等 2004 物理学报 **53** 1186]
- [14] Yang W, Chang K, Peeters F M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 192107
- [15] Teran F J, Potemski M, Maude D K *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 186803
- [16] Gui Y S, Hu C M, Chen Z H, Guo G Z, Guo S L, Chu J H, Chen J X, Li A Z 2000 *Phys. Rev. B* **61** 7237
- [17] Das B, Datta S, Reifenberger R 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8278
- [18] Pfeffer P, Zawadzki W 1999 *Phys. Rev. B* **59** R5312
- [19] Zawadzki W, Dudziak E, Jedral L Z, Placzek-Popko E, Bozym J 1993 *Semicond. Sci. Technol.* **8** S175
- [20] Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H, Enoki T 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1335
- [21] Engels G, Lange J, Schapers Th, Luth H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 1958
- [22] Hu C M, Nitta J, Akazaki T, Takayanagi H, Osaka J, Pfeffer P, Zawadzki W 1999 *Phys. Rev. B* **60** 7736

Beating oscillation of two-dimensional electrons gas in narrow gap dilute magnetic semiconductor^{*}

Zhu Bo^{1,2)†} Gui Yong-Sheng²⁾ Qiu Zhi-Jun²⁾ Zhou Wen-Zheng²⁾ Yao Wei²⁾ Guo Shao-Ling²⁾
Chu Jun-Hao²⁾ Zhang Fu-Jia¹⁾

1) (*Department of Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

2) (*State Key Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*)

(Received 8 June 2005 ; revised manuscript received 20 October 2005)

Abstract

This paper studies the detailed beating oscillation in Shubnikov-de Hass (SdH) of magnetic two dimensional electron gas consisting of a modulation doped n type $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ first type quantum well , by which found that temperature , gate voltage are both bring the variety of magnetic resistance beating node position. By analyzing beating patterns , gate voltage dependent Rashba spin-orbit splitting can be separated from temperature dependent giant Zeeman splitting.

Keywords : magnetic two-dimensional electron gas , spin splitting , sp-d exchange interaction , beating patterns

PACC : 7170 , 7110C , 7170G , 7360L

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2001GB309506) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60221502 and 10374094)

[†] Corresponding author. E-mail : zhubo@mail.sitp.ac.cn