

半导体中相干控制光电流对光场的偏振依赖性^{*}

刘鲁宁 寿倩 雷亮 林春梅 赖天树 文锦辉 林位株[†]

(中山大学理工学院光电材料与技术国家重点实验室 广州 510275)

(2004 年 4 月 1 日收到, 2004 年 7 月 15 日收到修改稿)

采用黄金定则方法和 Kane 六能带模型, 分析了半导体中的量子干涉控制光生电流效应. 计算了不同偏振光场下载流子在动量空间的初始布居分布, 从微观上阐明了相干电流对光场的偏振依赖特性. 在平行线偏振情况下, 相干电流方向沿光场的偏振方向, 而在正交线偏振情况下, 电流方向与倍频光的偏振方向相同. 还证明了只有当单光子跃迁和双光子跃迁相平衡时才能获得最大的电流注入效率.

关键词: 量子干涉, 光电流, 线偏振光

PACC: 7865, 4210M, 0365

1. 引言

近年来, 在半导体中产生相干控制光电流的研究引起了人们的广泛关注, 已成为相干控制研究的重要部分^[1]. 它以激光的相位作为控制参量来实现对光电流的大小和方向的控制. 多伦多大学的 Haché 等^[2]利用两束相位相关的基频光和倍频光在无掺杂半导体材料(GaAs 和 LT-GaAs)中实现了相干电流的光学注入与控制. 其原理为: 用相位相关的基频光和倍频光激发半导体样品, 利用单光子跃迁和双光子跃迁的量子干涉效应, 引起光生载流子在动量空间的不对称分布, 宏观上表现为电流效应. Stevens 等^[3]还用两束圆偏振光在 LT-GaAs 中注入了自旋极化的相干电流.

在理论方面, Atanasov 等^[4]利用全能带数值模型计算了体材料 GaAs 中相干控制光电流的注入张量, 但由于采用数值模拟的方法, 故物理图像不够清晰. Bahae^[5]采用缀饰态波函数和简单的三能带模型, 以解析形式分析了相干电流的偏振依赖特性, 提供了清晰的干涉电流物理图像, 但由于其所用能带模型过于简单, 当单光子跃迁强度是双光子跃迁强度 4 倍时, 计算得到电流的注入效率最高, 与此前的实验是不相符的^[6].

本文利用自旋态简并的 Kane 六能带模型, 对

单、双光子跃迁所引起的量子干涉效应进行了讨论, 详细分析了不同偏振光场下的相干控制电流效应. 计算了不同偏振光场下载流子在动量空间的初始布居, 从微观上阐明了相干电流对光场的偏振依赖特性. 还证明了只有当单光子跃迁和双光子跃迁相平衡时, 才能获得最大的电流注入效率, 这与文献 [6] 的实验结果相符.

2 单光子跃迁和双光子跃迁的计算

假设所取研究系统带边附近的能带结构可以较好地由 Kane 能带理论描述^[7], 该能带结构由一个导带和两个价带组成, 两个价带分别为轻空穴带(lh)和重空穴带(hh), 如图 1 所示. 导带、重空穴带以及轻空穴带均为两重自旋简并带. 入射光场由两束相位相关的基频光和倍频光组成, 垂直于晶体的(001)面共线正入射样品, 且光子能量满足 $E_g/2 < \hbar\omega < E_g$, E_g 为材料的禁带宽度, 即

$$E(t) = E_c e^{-i\omega t} + E_{2\omega} e^{-i2\omega t} + \text{c. c.}, \quad (1)$$

式中, $E_j = \hat{a}_j E_j$, \hat{a}_j 为与光场偏振方向相同的单位矢量, E_j 为包含相位因子 $\exp(i\varphi_j)$ 的光场复振幅, $j = \omega, 2\omega$. 通过单光子跃迁和双光子跃迁, 系统由基态 $|0\rangle$ 被激发到激发态 $|c\alpha v_\beta k\rangle$, 系统波函数可以写为

$$|\psi(t)\rangle = a_0 |0\rangle + \sum_{c, \alpha, v, \beta, k} a_{c, \alpha v, \beta k}(t) |c, \alpha v, \beta k\rangle, \quad (2)$$

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60178020, 60274107)和广东省自然科学基金(批准号 011204, 2002B11601)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: stslwz@zsu.edu.cn

式中 $v = \text{lh}, \text{hh}$, α 和 β 表示能带 c, hh, lh 中的简并自旋态. 在半经典理论框架下, 单个载流子与光场的相互作用哈密顿量为 $[-(e/m_0c)\hat{p} \cdot A(t)]$, m_0 为自由电子质量, $A(t)$ 为光场矢量势, 场强 $E_\omega = i\omega A_\omega/c$. 将光场看作微扰, 初始时刻位于价带波矢为 k 的电子在光场作用下跃迁至相应波矢 k 处的导带态. 对于倍频光, 其激发单光子跃迁的概率幅为

$$a_s(t) = \frac{ie}{2\hbar m_0 \omega} p_{cv} \cdot E_\omega \frac{e^{-[2\omega - \omega_{cv}(k)]t}}{2\omega - \omega_{cv}(k)}. \quad (3)$$

这里 $\omega_{cv}(k) = \omega_c(k) - \omega_v(k)$, $E_{cv}^0(k) = \hbar\omega_{cv}(k)$ 为各能带的静态能量本征值, p_{cv} 为带间跃迁动量矩阵元, 下标 c, v 包含了不同的自旋态, 为简明起见, 下面的表达式中均没有标出. 对于基频光, 其光子能量低于禁带宽度, 一阶跃迁概率幅 $a_{cv}^{(1)}(t)$ 为零. 计及二阶微扰, 双光子跃迁概率幅为

$$a_d(t) = - \left(\frac{e}{\hbar m_0 \omega} \right)^2 \times \sum_n \frac{[p_{cn} \cdot E_\omega \mathbf{I} p_{nv} \cdot E_\omega]}{\omega - \omega_n(k)} \frac{e^{-[2\omega - \omega_{cv}(k)]t}}{2\omega - \omega_{cv}(k)}, \quad (4)$$

式中 n 表示所有可能的中间态. 对于本征半导体, 光激发产生电子和空穴的数目是相等的, 只需将上述表达式中的电荷 $(-e)$ 换成 e , 以上结论对空穴同样适用.

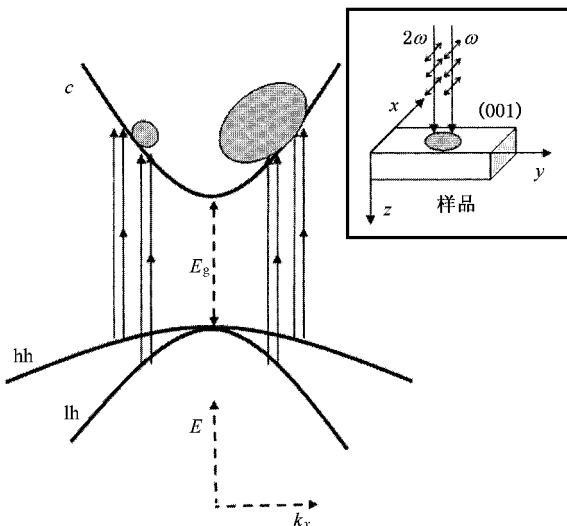


图 1 Kane 能带模型和量子干涉效应示意图. 重空穴 (hh)、轻空穴 (lh) 和导带 (c) 为两重自旋简并带, 插图所示为光场与样品的取向关系.

3. 量子干涉效应

忽略多体效应和局域场修正在半导体光跃迁中的影响 (这些效应可能会在高载流子密度或者库仑相互作用占主导时起作用), 在独立粒子近似下, 整个系统对光场微扰的响应由系统内所有单个载流子的贡献相加确定^[8], 即要对所有可能的能带和整个布里渊区求和 (包括自旋). 单位体积内电子-空穴对的产生速率为

$$\dot{n} = \frac{1}{V} \sum_{k,v,c} \frac{d}{dt} |a(t)|^2_{t=0} = \frac{1}{V} \sum_{k,v,c} \frac{d}{dt} (|a_s|^2 + |a_d|^2 + a_s a_d^* + a_s^* a_d), \quad (5)$$

式中 V 为归一化体积. (5) 式等号右端括号内第一项对应于单光子吸收, 第二项对应于双光子吸收, 最后两项为单、双光子跃迁的交叉干涉项. 将 (3)(4) 式代入 (5) 式, 载流子产生速率具体写为

$$\dot{n} = \frac{2\pi}{V} \sum_{k,v,c} \left[\left(\frac{e}{2\hbar m_0 \omega} \right)^2 |p_{cv} \cdot E_{2\omega}|^2 + \left(\frac{e}{\hbar m_0 \omega} \right)^4 \left| \sum_n \frac{[p_{cn} \cdot E_\omega \mathbf{I} p_{nv} \cdot E_\omega]}{\omega_{cv}(k) - \omega_n} \right|^2 - \frac{i}{2} \left(\frac{e}{\hbar m_0 \omega} \right)^3 [p_{cv} \cdot E_{2\omega}] \times \left(\sum_n \frac{[p_{cn} \cdot E_\omega \mathbf{I} p_{nv} \cdot E_\omega]}{(\omega_{cv}(k) - \omega)} \right)^* + c.c. \right] \times \delta(2\omega - \omega_{cv}), \quad (6)$$

式中 $\bar{\omega}_{cv}(k) \equiv [\omega_c(k) + \omega_v(k)]/2$. 根据 Kane 的能带理论, 在球形近似下, 重空穴带和轻空穴带与导带一样是各向同性的, 电子的布洛赫函数只与波矢 k 的方向有关, 由旋转变换矩阵 $T(\theta, \phi)$ 相联系 (θ 和 ϕ 为 k 空间中的欧拉角)^[9]. 计算得到 $\text{hh}-c$ 跃迁的动量矩阵元都沿垂直于波矢 k 的方向, 而 $\text{lh}-c$ 跃迁的动量矩阵元由垂直和平行于 k 的两种成分组成. 推导 (6) 式, 我们可以得到光生载流子动量空间的角分布函数

$$\dot{n}(\theta, \phi) = \sum_{\text{spin}} [\alpha I_{2\omega} F_1(\theta, \phi) + \beta I_\omega^2 F_2(\theta, \phi) + 2\sqrt{\alpha I_{2\omega} \beta I_\omega^2} F(\theta, \phi) \sin(\Delta\phi)], \quad (7)$$

式中 I_ω 和 $I_{2\omega}$ 为入射光场的光强, α 和 β 分别为单光子和双光子吸收系数, 定义光场的相位差为 $\Delta\phi =$

$\varphi_{2\omega} - 2\varphi_{\omega}$. 在不同偏振光场下, 将动量矩阵元各分量式^[10]代入(7)式, 计算角分布函数 $F_1(\theta, \phi)$, $F_2(\theta, \phi)$ 和 $F_3(\theta, \phi)$, 绘制光生载流子动量空间分布图(如图 2 所示), 图中 k_x, k_y, k_z 相应于晶轴 $[100], [010], [001]$ 的方向. 容易看出, 由于量子干涉效应, 更多的载流子被注入到动量空间的一侧, 由此所致的载流子在动量空间的不对称分布相应于产生了一个净的电荷运动, 这就是无偏压相干控制光电流的微观实质^[11]. 图 2 中载流子的动量分布情况不同于文献[5]这是因为我们所选取的能带模型考虑了各能带的两重自旋简并. 电流的注入速率可以由下式表示:

$$j_{\langle h \rangle} = (\pm) n_i e \hat{v}_{\langle h \rangle} = (\pm) n_i \frac{e}{m_{\langle v \rangle}} \hat{p}_{\langle h \rangle} \quad (8)$$

式中, $\hat{v}_{\langle h \rangle}$ 表示注入载流子的速度期待值; “+”对应于空穴; “-”对应于电子, $m_{\langle v \rangle}$ 为导带(价带)中电子(空穴)的有效质量. 总的电流为空穴电流和电子电流之和. 由于 m_v 远比 m_c 大, 空穴对相干电流的贡献很小^[12].

对于具有中心对称性的材料, 动量矩阵元满足 $p_{nm}(k) = -p_{nm}(-k)$, 所以(6)式中的交叉干涉项为 k 空间中的奇函数, 对 k 求和为零, 则载流子产生速率与光场的相位无关. 对于非中心对称材料, 干涉项中包含有对 k 的偶函数成分, 对动量空间求和给出

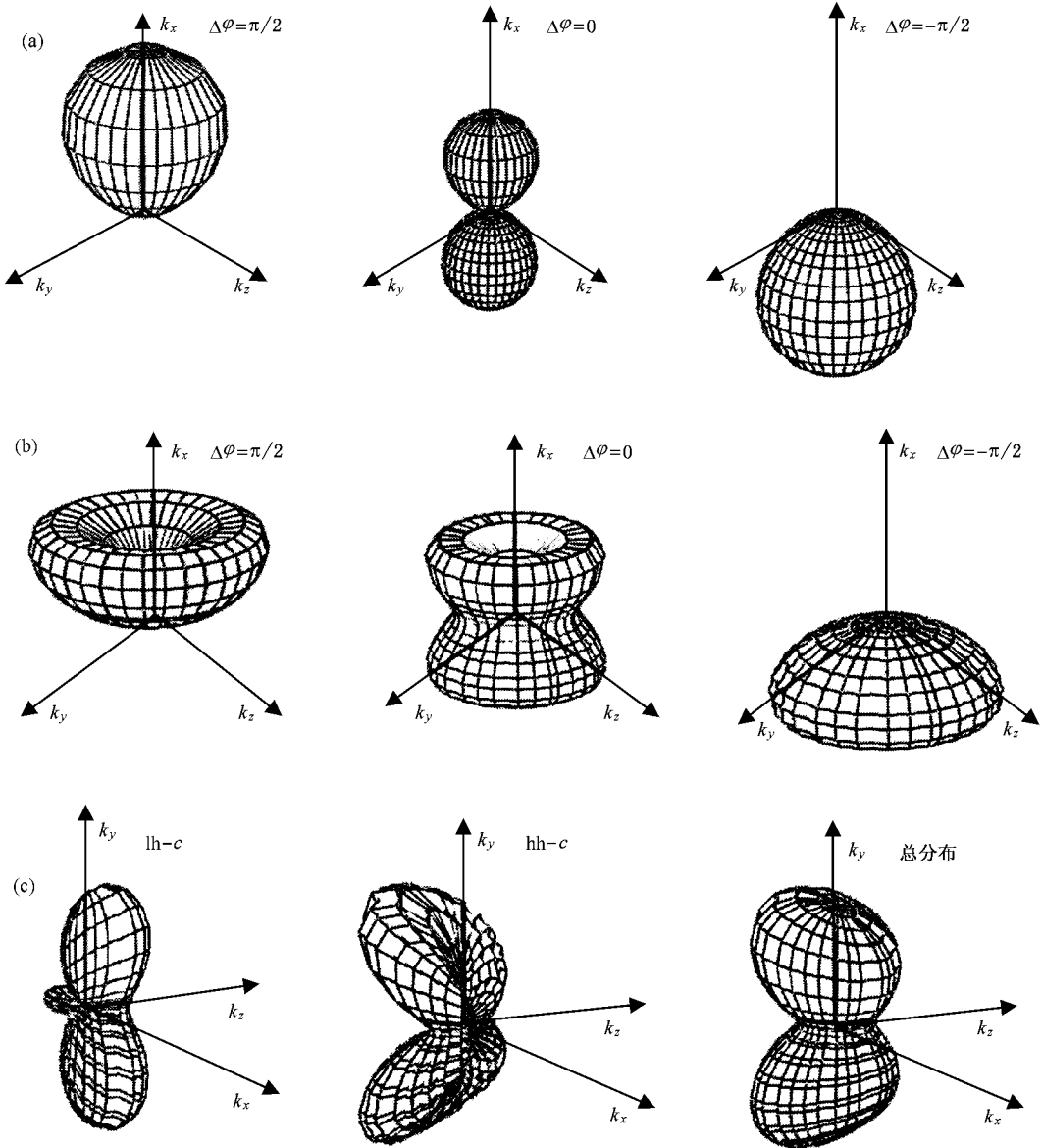


图 2 光生载流子动量空间的三维分布图 (a) 平行线偏振光场下的 lh-c 跃迁 (b) 平行线偏振光场下的 hh-c 跃迁 (c) 正交线偏振光场下的 lh-c 跃迁、hh-c 跃迁和总的载流子分布 $\Delta\varphi = \pi/2$

非零的结果,即可以通过调节光场的相位来实现对载流子注入速率的控制^[13].由(8)式可知,电流效应的干涉项为偶数个动量矩阵元的乘积,所以相干电流效应并不依赖于材料的对称性.对于常用的 GaAs 材料,其结构的非中心对称性将引起各能带小的自旋分裂和价带顶相对于 $k=0$ 点的微小偏移,但这些效应对光跃迁的影响不大.这种非对称性引起的光束相位对载流子浓度的调制比例 n_1/\bar{n} 为 6.4% (按基频激发波长 1550 nm 计算)^[13].为了简明,我们假设材料是中心对称的,(8)式中的非干涉项对 k 求和为零,电流注入速率仅由干涉项给出,且不存在光束相位对载流子浓度的调制效应.比较(6)(8)式,我们得到电流注入速率为

$$\dot{j} = \hat{\eta}_{\kappa(h)} |E_{\omega}^* \parallel E_{\omega}^* \parallel E_{2\omega} | \sin(\Delta\varphi), \quad (9)$$

式中

$$\hat{\eta}_{\kappa(h)} = (-) \frac{16\pi e^4}{\hbar^3 m_0^3 m_{\kappa(v)} V} \times \sum_{k,v,c} \frac{p_{\kappa(v)} (\sum_n p_{cn} p_{w}) p_{cv}}{\omega_{\kappa}^3 [\bar{\omega}_{\kappa}(k) - \omega]} \delta(2\omega - \omega_{\kappa}) \quad (10)$$

为电流注入张量.由(9)式容易看出,调节光场中基频光相对于倍频光的相位差 $\Delta\varphi$ 就可以实现对电流大小和方向的控制.

4. 不同偏振光场下的相干电流效应

4.1. 平行线偏振

在这种情况下,光场偏振方向都沿 x 轴方向,

$$E(t) = \hat{x}E_{\omega}(t) + \hat{x}E_{2\omega}(t).$$

这种偏振组合下,计算电流注入张量,只有 x 分量不为零,光电流的注入速率为

$$\dot{j}_x = \eta^{xxxx} |E_{\omega}|^2 |E_{2\omega}| \sin(\Delta\varphi).$$

电流的传播方向与光的偏振方向相同.载流子的动量分布如图 2(a)所示,当光场相位差 $\Delta\varphi$ 为 $\pi/2$ 时,光生载流子的运动方向都集中分布于 k_x 的正方向,从而形成正向光电流;光场相位差为 $-\pi/2$ 时,载流子的运动方向转而沿 k_x 的负方向,电流方向反转;光场相位差为零时,载流子呈对称分布,前后运动的电荷相抵消,总电流为零.

另外,我们还发现在单、双光子两条跃迁路径平衡时,即 $\alpha I_{2\omega} = \beta I_{\omega}^2$,载流子动量布居的不对称度最大,电流的注入效率最高.我们定义电流注入效率

$$R = |I_+ - I_-| / I_{\text{total}},$$

式中, I_+ 和 I_- 分别表示沿 k_x 正向和负向的电流,而 $I_{\text{total}} = I_+ + I_-$. R 随单、双光子跃迁强度比 $r = \beta I_{\omega}^2 / \alpha I_{2\omega}$ 的变化情况如图 3 所示,在 $r=1$ 时电流注入效率最高.已知 GaAs 的单光子吸收系数(775 nm) $\alpha \approx 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$,双光子吸收系数(1.55 μm) $\beta \approx 25 \text{ cm}^2/\text{GW}$,则基频光和倍频光的光强比应满足 $I_{2\omega}/I_{\omega}^2 \approx 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{GW}$.以上结论与 Haché 等^[6]的实验结果是相符合的,而 Bahae^[5]所得的 $r=0.25$ 时注入效率最高的结论可能与所取能带模型过于简单有关.

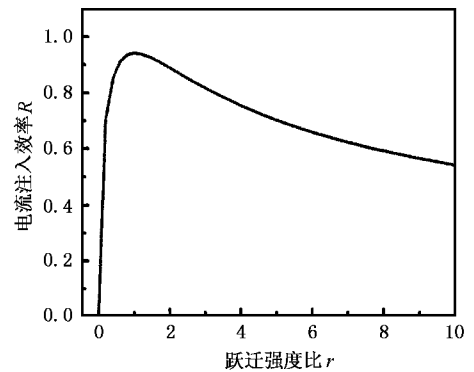


图 3 电流注入效率 R 随跃迁强度比 r 的变化情况

4.2. 正交线偏振

在这种情况下,光场的偏振方向分别沿 x 和 y 周方向,

$$E(t) = \hat{x}E_{2\omega}(t) + \hat{y}E_{\omega}(t).$$

这种偏振组合下,电流注入张量的非零项为 η^{xyxx} ,注入速率为

$$\dot{j}_x = \hat{x} \eta^{xyxx} |E_{\omega}|^2 |E_{2\omega}| \sin(\Delta\varphi).$$

电流的传播方向与倍频光的偏振方向相同.电子在动量空间的三维分布如图 2(c)所示.由图 2(c)可见,对于从重空穴带和轻空穴带跃迁的载流子,在动量空间的极性分布恰好相反,两者在 k_x 方向相互抵消,只产生极小的电流效应.

5. 结 论

本文利用常规的量子力学处理方法和包含自旋态简并的 Kane 六能带模型,讨论了单、双光子跃迁所产生的量子干涉控制电流效应,说明其偏振依赖性.计算发现,只有单、双光子跃迁相平衡时才能达到最高的电流注入效率.本文所得结论提供了相干控制光电流较明晰的物理图像,对实验工作亦有指导意义.

- [1] Rabitz H , Riedle R V , Motzkus M *et al* 2000 *Science* **288** 324
- [2] Haché A , Kostoulas Y , Atanasov R *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 306
- [3] Stevens M J , Smirl A L , Bhat R D R *et al* 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 4382
- [4] Atanasov R , Haché A , Sipe J E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1703
- [5] Bahae M S 1999 *Phys. Rev. B* **60** R11257
- [6] Haché A , Sipe J E , van Dierl H M 1998 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 1144
- [7] Kane E O 1957 *J. Phys. Chem. Solids* **1** 249
- [8] Deng L , Shou Q , Liu Y X *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 640 (in Chinese) [邓 莉、寿 倩、刘叶新等 2004 物理学报 **53** 640]
- [9] Meier F 1984 *Modern Problems in Condensed Matter Sciences : Optical Orientation* (Amsterdam : North-Holland) p20
- [10] Baumgardner C A , Woodruff T O 1968 *Phys. Rev.* **173** 746
- [11] Shou Q , Zhang H C , Lin W Z *et al* 2004 *Sci. China G* **34** 41 (in Chinese) [寿 倩、张海潮、林位株等 2004 中国科学 G **34** 41]
- [12] Zhang H C *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1171 (in Chinese) [张海潮等 2000 物理学报 **49** 1171]
- [13] Fraser J A , Shkrebtii A R , van Dierl H M *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4192

Polarization effects of coherent control photocurrent in semiconductors^{*}

Liu Lu-Ning Shou Qian Lei Liang Lin Chun-Mei Lai Tian-Shu Wen Jin-Hui Lin Wei-Zhu[†]
 (State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Zhongshan University , Guangzhou 510275 , China)

(Received 1 April 2004 ; revised manuscript received 15 July 2004)

Abstract

Quantum interference control photocurrent in bulk semiconductors is analyzed using the Fermi golden rule and Kane six-band model. The initial momentum distributions of photoexcited carriers in different polarized light fields are calculated. The polarization dependence of the coherent currents is shown explicitly in a microscopic level. For the case of parallel linear polarizations , the current direction is along the direction of the light polarization ; while for the case of perpendicular polarizations the current direction is along the polarization of the harmonic frequency light. It is also shown that when the one-photon transition and the two-photon transition is balanced , the maximum current injection efficiency is achieved.

Keywords : quantum interference , photocurrent , linearly-polarized light

PACC : 7865 , 4210M , 0365

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

[†] Corresponding author. E-mail : stslwz@zsu.edu.cn