

太赫兹场驱动半导体超晶格的光吸收谱与极化波包运动

张同意 赵 卫 范文慧

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 陕西 西安 710119)

摘要 在一维紧束缚带和接触库仑相互作用近似下,利用扩展半导体布洛赫(Bloch)方程研究飞秒激光脉冲激励的太赫兹场驱动的半导体超晶格的光吸收谱及带间极化相干波包的时间演变。在直流偏置条件下,超晶格的光吸收谱由无外加电场时的连续带状吸收变化成一系列等能量间隔的吸收峰,能量间隔与外加的直流偏置电场成正比,这些吸收峰称为万纳-斯塔克梯(Wannier-Stark ladder),对应布洛赫电子和空穴在实际空间和动量空间中的周期性振荡运动,即布洛赫振荡;而在仅有太赫兹电场驱动的情况下,无外加电场时的光吸收沿发生移动,同时连续带状光吸收谱分列成一系列的等间隔吸收峰,称为动态斯塔克梯(Dynamical Stark ladder),能量间隔等于外加太赫兹交变电场的频率,与外加太赫兹电场的幅值大小无关;当直流偏置电场与太赫兹电场同时存在时,超晶格的光吸收沿不再发生移动,连续带状光吸收谱变为更复杂的结构,这种复杂的结构可以通过万纳-斯塔克梯与交流斯塔克梯的组合来识别和解释。在直流电场和太赫兹交变电场同时作用时,直流场的大小与交流电场的频率之比和交流电场的大小与交流电场的频率之比是起决定性作用的两个量。如果直流场的大小与交流电场的频率之比是整数,一个布洛赫频率内就有该整数个谐波产生,如果直流场的大小与交流电场的频率之比是分数,将引起动态分数斯塔克梯(Dynamical fractional Stark ladder)的形成。而交流电场的大小与交流电场频率之比决定极化波包的空间扩展程度。

关键词 光谱学;光吸收谱;半导体布洛赫方程;半导体超晶格;太赫兹场;光极化

中图分类号 O471.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS200929s1.0125

Optical Absorption Spectra and Motion of Polarization Wavepacket in Semiconductor Superlattices Driven by Terahertz Fields

Zhang Tongyi Zhao Wei Fan Wenhui

(State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 910119, China)

Abstract Under the one-dimensional tight-binding miniband and contact interaction approximation, the extended semiconductor Bloch equation is employed to investigate the optical absorption spectra and evolution of the polarization wavepacket in semiconductor superlattices driven by a terahertz field, after the excitation by a femtosecond laser pulse. Under a direct current (DC) bias, the optical absorption spectrum changes from the absorption band in the case of zero field into a series of equal-distant peaks, so-called Wannier-Stark ladder, with the energy distance being proportional to the field strength. The Wannier-Stark ladder is the counterpart (in the frequency domain) of the periodic oscillation of electrons and holes in real space and in momentum space, i. e. Bloch oscillation. Under a THz alternating current (AC) field, the absorption spectrum also consists of a series of peaks, called dynamical Stark ladder, however, the energy distance is equal to the photon energy of the applied THz field and is independent on the field strength. Furthermore, the absorption edge is shifted. When a DC field and a THz field present simultaneously, the absorption edge does not shift, and the spectrum becomes richer. But the complicated features can be interpreted and identified by the combination of the Wannier-Stark ladder and the

基金项目: 国家 973 计划(2007CB310405)、国家自然科学基金面上项目(60777017)、国家自然科学基金重点项目(10834015)和香港王宽诚教育基金会资助课题。

作者简介: 张同意(1968—),男,博士,副研究员,主要从事半导体光电子学和太赫兹技术等方面的研究。

E-mail: tyzhang@opt.ac.cn

dynamical Stark ladder. The ratio of the Bloch frequency to the frequency of THz field and the ratio of field strength of the THz field to the frequency of THz field are two determinant quantities. If the ratio of the Bloch frequency to the frequency of THz field is an integer n , then n -order harmonic wave of THz photon is generated in one Bloch frequency. If the ratio of the Bloch frequency to the frequency of THz field is a fraction, then dynamical fractional Stark ladder is formed. On the contrary to this, the ratio of field strength of the THz field to the frequency of THz field determines the spatial extension of the polarization wavepacket.

Key words spectroscopy; optical absorption spectrum; semiconductor Bloch equation; semiconductor superlattice; terahertz field; optical polarization

1 引 言

空间周期性势中的布洛赫(Bloch)电子在外加均匀电场下将在实际位形空间以及动量空间中作周期性运动,称为布洛赫振荡(BO)。与经典振子的运动周期与振子质量有关不同,布洛赫振荡的一个显著特征是振荡周期与电子的有效质量无关,仅由外加电场的大小和空间周期性势的周期来确定,即时间周期 $T = \hbar / (eF_{dc}d)$,其中, e 是电子电荷, \hbar 是约化普朗克常数, F_{dc} 是外加均匀直流电场的大小, d 是周期性势的周期。尽管布洛赫(Bloch)早在 80 年前就已经理论预言了这种布洛赫振荡^[1],但由于自然晶体的周期 d 很小,布洛赫振荡的周期较长,布洛赫电子在完成一个完整的周期运动之前,就已由于各种散射破坏了其周期性运动,故而,在理论预言电子布洛赫振荡后的很长时间内,都无法从实验上得到验证,并且对到底是否实际存在这种振荡也一直争论不休。

1970 年江崎和朱兆祥提出半导体超晶格结构,并提出用半导体超晶格结构来探测布洛赫振荡^[2]。半导体超晶格是由两种不同半导体材料交替生长制作出来的一类人工晶体结构。半导体超晶格的周期一般在 10 nm 左右,远远大于自然晶体的周期长度,因此在半导体超晶格中,布洛赫电子所做周期运

动的周期要远远小于在自然晶体中的周期。在这样短的时间内,电子受到散射作用的机会较小,故而能够完成完整的周期运动,为实验观察布洛赫振荡提供了契机。此外,通常采用的 GaAs/AlGaAs 半导体超晶格中电子布洛赫振荡的频率正好落在太赫兹(THz)频率区,因此观察布洛赫振荡不仅对证实关于基础物理现象的理论预言具有重要的意义^[3~7],而且有望制作成可调谐的太赫兹振荡源,解决长期以来缺少可调谐太赫兹振荡源的重大技术难题,实现对太赫兹频段电磁辐射的开发与利用^[8~13]。为此,在一维紧束缚微带和接触库仑相互作用近似下,利用半导体布洛赫方程研究了飞秒激光脉冲激励的太赫兹场驱动的半导体超晶格的光吸收谱及带间极化相干波包的时间演变。

2 理 论

为了描述太赫兹驱动电场对超晶格光吸收特性的影响,必须把通常的半导体布洛赫方程加以扩展,使之包含太赫兹电场引起的载流子带内运动。采用含时哈特里-福克近似(Hartree-Fock approximation),忽略太赫兹电场引起的能带结构变化以及价带和导带之间的齐纳跃迁效应,得到扩展的半导体布洛赫方程为^[14]

$$\frac{\partial p(\mathbf{k}, t)}{\partial t} = \frac{e}{\hbar} \mathbf{F}(t) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} p(\mathbf{k}, t) + \frac{i}{\hbar} [\widetilde{E}_c(\mathbf{k}, t) - \widetilde{E}_v(\mathbf{k}, t)] p(\mathbf{k}, t) + \frac{i}{\hbar} [n_c(\mathbf{k}, t) - n_v(\mathbf{k}, t)] \Omega(\mathbf{k}, t) + \left. \frac{\partial p(\mathbf{k}, t)}{\partial t} \right|_{\text{scat}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_c(\mathbf{k}, t)}{\partial t} = \frac{e}{\hbar} \mathbf{F}(t) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} n_c(\mathbf{k}, t) + \frac{2}{\hbar} \text{Im}[\Omega(\mathbf{k}, t) p * (\mathbf{k}, t)] + \left. \frac{\partial n_c(\mathbf{k}, t)}{\partial t} \right|_{\text{scat}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_v(\mathbf{k}, t)}{\partial t} = \frac{e}{\hbar} \mathbf{F}(t) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} n_v(\mathbf{k}, t) + \frac{2}{\hbar} \text{Im}[\Omega(\mathbf{k}, t) p * (\mathbf{k}, t)] + \left. \frac{\partial n_v(\mathbf{k}, t)}{\partial t} \right|_{\text{scat}}, \quad (3)$$

式中 $\mathbf{F}(t)$ 为外加均匀驱动电场,

$$\widetilde{E}_c(\mathbf{k}, t) = E_c(\mathbf{k}, t) - \sum_{\mathbf{k}'} V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') n_c(\mathbf{k}', t),$$

$$\widetilde{E}_v(\mathbf{k}, t) = E_v(\mathbf{k}, t) - \sum_{\mathbf{k}'} V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') n_v(\mathbf{k}', t)$$

分别是库仑相互作用重整化了的电子和空穴的能

量, $E_c(\mathbf{k}, t)$ 和 $E_v(\mathbf{k}, t)$ 分别是由超晶格能带结构确定的未重整化的电子和空穴的单粒子能量,

$$\Omega(\mathbf{k}, t) = \mu E(t) - \sum_{\mathbf{k}'} V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') p(\mathbf{k}', t)$$

是重整化的拉比(Rabi)频率, μ 是偶极矩阵元, $E(t)$ 是

经典光场, $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 是库仑相互作用. $\partial p(\mathbf{k}, t)/\partial t|_{\text{scat}}$ 、 $\partial n_c(\mathbf{k}, t)/\partial t|_{\text{scat}}$ 和 $\partial n_v(\mathbf{k}, t)/\partial t|_{\text{scat}}$ 分别表示由各种散射机制以及比哈特里-福克近似更高阶的多体效应项所引起的退相位效应. 通过引入加速运动坐标系

$$\bar{t} = t, \bar{\mathbf{k}} = \mathbf{k} + \frac{e}{\hbar} \int_0^t \mathbf{F}(t') dt',$$

加速电场所引起的动力学效应可以精确处理. 在这个运动坐标系中, (1) 式 ~ (3) 式中对波矢量的偏导数项被消除, 方程还原为无外加太赫兹电场时的情形, 只是要求波矢量满足加速度定理 $\frac{\partial \bar{\mathbf{k}}}{\partial t} = \frac{e}{\hbar} \mathbf{F}(t)$. 根据半导体布洛赫方程求出光极化后, 半导体超晶格的光吸收谱可从宏观极化 $P(t) = \sum_{\mathbf{k}} p(\mathbf{k}, t)$ 由下式求得

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n_b c} \text{Im} \left[\frac{\tilde{P}(\omega)}{\tilde{E}(\omega)} \right], \quad (4)$$

式中 n_b 是超晶格的介电常数, c 是真空中光速, $\tilde{P}(\omega)$ 和 $\tilde{E}(\omega)$ 分别是宏观极化 $P(t)$ 与激励光场

$E(t)$ 的傅里叶变换. 而极化的空间分布由

$$P(\mathbf{r}, t) = \left| \sum_{\mathbf{k}} p(\mathbf{k}, t) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \right|^2$$

求得.

3 数值结果和讨论

图 1 分别示出了一维半导体超晶格在直流电场和太赫兹交变电场下的光吸收谱. 由图 1(a) 可见, 在直流偏置条件下, 超晶格的光吸收谱由无外加电场时的连续带状吸收变化成一系列等能量间隔的吸收峰, 能量间隔与外加的直流偏置电场成正比, 这些吸收峰称作万纳-斯塔克梯, 本质上是布洛赫电子和空穴在实际空间和动量空间中作周期性的布洛赫振荡运动. 而由图 1(b) 可见, 在太赫兹电场的驱动下, 无外加电场时的光吸收沿会发生移动, 同时连续带状的光吸收谱也分列成一系列的等间隔的吸收峰, 称为动态斯塔克梯, 但此时能量间隔等于外加太赫兹交变电场的频率, 而外加太赫兹电场的幅值大小无关.

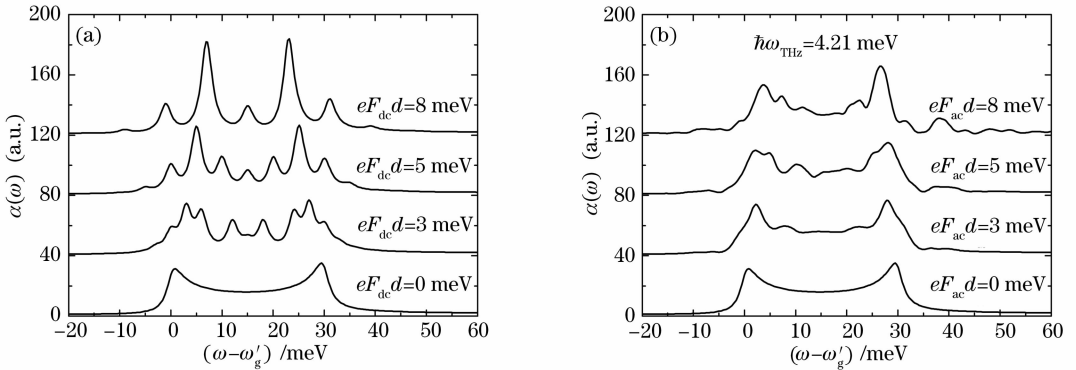


图 1 超晶格在直流电场(a)和 THz 交变电场(b)下的光吸收谱

Fig. 1 Optical absorption spectra of superlattices under a direct current field (a) and a THz alternating current field (b)

图 2 所示为一维半导体超晶格在直流电场和太赫兹交变电场联合作用下的光吸收谱. 其中图 2(a)

显示的是布洛赫频率为太赫兹场频率整数倍(此处为 2 倍)时的情形, 而图 2(b) 显示的是布洛赫频率与太

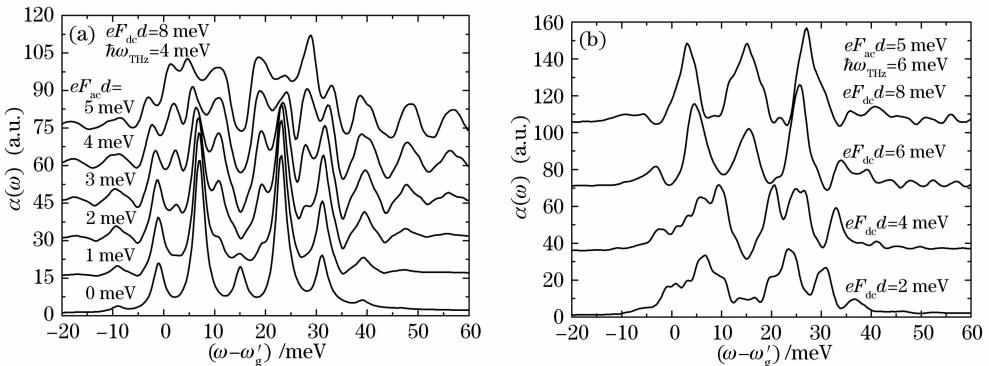


图 2 超晶格在布洛赫频率为太赫兹场频率整数倍(a)和分数倍(b)时的光吸收谱

Fig. 2 Optical absorption spectra of superlattices under a direct current field and a THz alternating current field.

(a) $\omega_B/\omega_{\text{THz}} = 2$ (integer); (b) $\omega_B/\omega_{\text{THz}} = 4/3, 3/3, 2/3, 1/3$ (fraction)

赫兹场频率之比为分数(此处为 $1/3, 2/3, 4/3$ 。为了对比 $3/3$ 的整数倍情形也示于图上)时的情形。可见,当直流偏置电场与太赫兹电场同时存在时,超晶格的光吸收沿不再发生移动,连续带状光吸收谱变为更复杂的结构,但分析表明,这种复杂的结构可以通过万纳-斯塔克梯与交流斯塔克梯的组合来识别和解释。从图 2(a)可见,当布洛赫频率为太赫兹场频率整数倍时,各种吸收峰均在 $\hbar\omega_{\text{THz}}$ 的整数倍处出现,而且峰间的距离仅由 $\hbar\omega_{\text{THz}}$ 决定,而与 $eF_{\text{ac}}d$ 无关。从图 2(b)可见,布洛赫频率与太赫兹场频率之比为分数时,吸收谱的结构更为复杂,但仔细观察可以发现图 2(b)中的吸收峰可由万纳-斯塔克梯与交流斯塔克梯的组合 $m\hbar\omega_{\text{B}} + m'\hbar\omega_{\text{THz}}$ 来分类,其中 m 和 m' 是整数。

图 3 所示为超晶格中光极化在不同场下的空间分布。图 3(a)是仅有直流偏置电场下的极化分布,可

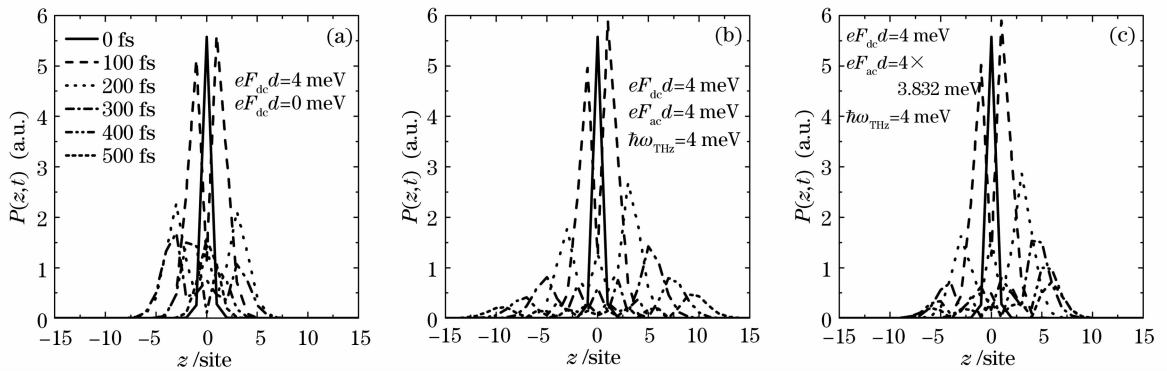


图 3 超晶格中光极化在不同外场下的空间分布

Fig. 3 Distribution of polarization wavepacket in superlattices under different external fields

4 结 论

利用半导体布洛赫方程,在一维紧束缚微带和接触库仑相互作用近似下,研究了飞秒激光脉冲激励的太赫兹场驱动的半导体超晶格的光吸收谱及带间极化相干波包的时间演变。结果表明,在直流偏置条件下,超晶格的光吸收谱由无外加电场时的连续带状吸收变化成万纳-斯塔克梯组成的一系列与电场成正比的等间隔吸收峰;在仅有太赫兹电场驱动的情况下,无外加电场时的光吸收沿会发生移动,同时连续带状光吸收谱也分列成间距为太赫兹场频率的一系列动态斯塔克梯吸收峰,此时间隔与外加太赫兹电场的幅值大小无关;当直流偏置电场与太赫兹电场同时存在时,超晶格的光吸收沿不再发生移动,连续带状光吸收谱变为更复杂的结构,但这种复杂的结构可以通过万纳-斯塔克梯与交流斯塔克

梯的组合来识别和分类。直流电场和太赫兹电场同时作用时,直流场的大小与交变场的频率之比和交变场的大小与交变场的频率之比两个量起决定性的作用。如果直流场的大小与交变场的频率之比是整数,一个布洛赫频率内就有该整数个谐波产生,如果直流场的大小与交变场的频率之比是分数,将引起动态分数斯塔克梯的形成。而交变场的大小与交变场频率之比决定了极化波包的空间扩展程度。

参 考 文 献

- 1 Bloch F. Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern[J]. *Zeitschrift für Physik*, 1928, **52** (7~8): 555~600
- 2 Esaki E, Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors [J]. *IBM J. Research and Development*, 1970, **14**(1): 61~65
- 3 Zhang T Y, Zhao W, Cao J C *et al.*. Interband optical-absorption spectra of a finite quantum dot superlattice in a cylindrical

- nanowire[J]. *J. Appl. Phys.*, 2005, **98**(9): 094311-1~5
- 4 Zhang T Y, Zhao W. Magnetoexcitonic optical absorption in semiconductors under strong magnetic fields and intense terahertz radiation in the Voigt configuration [J]. *Europhysics Lett.*, 2008, **82**(6): 67001-1~6
- 5 Cao J C, Liu H C, Lei X L. Chaotic dynamics in quantum-dot miniband superlattices[J]. *Phys. Rev. B*, 2000, **61**(8): 5546~5555
- 6 Zhang Tongyi, Zhao Wei. Excitonic optical absorption in semiconductors under intense terahertz radiation [J]. *Chin. Phys.*, 2008, **17**(11): 4285~4291
- 7 Zhang T Y, Zhao W, Cao J C. Optical response in a quantum-dot-superlattice-nanoring under a lateral electric field[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(16): 165310-1~6
- 8 Cao Juncheng. Research progress of terahertz sources and detectors[J]. *J. Functional Materials and Devices*, 2003, **9**(2): 111~117
曹俊诚. 太赫兹辐射源与探测器研究进展[J]. *功能材料与器件学报*, 2003, **9**(2): 111~117
- 9 Hu Jie, Chen Heming. Loss characteristics of photonic crystal fiber as terahertz waveguide [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(4): 567~572
胡 婕, 陈鹤鸣. 光子晶体太赫兹波导的损耗特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(4): 567~572
- 10 Zhang Tongyi, Wang Yishan, Fan Wenhui *et al.*. Design of an intracavity photoconductive terahertz generator [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(2): 219~224
张同意, 王屹山, 范文慧 等. 腔内型光电导太赫兹辐射产生器设计[J]. *光子学报*, 2008, **37**(2): 219~224
- 11 Shi Xiaoxi, Zhao Guozhong, Zhang Cunlin *et al.*. Terahertz radiation properties of low-temperature-grown GaAs photoconductive antenna[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3): 396~400
石小溪, 赵国忠, 张存林 等. 低温生长砷化镓光电导天线产生太赫兹波的辐射特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3): 396~400
- 12 Liu Mingli, Zhang Tongyi, Sun Chuandong *et al.*. Characterization of high-power narrow-band terahertz generation using large-aperture photoconductors[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(10): 1793~1798
刘明利, 张同意, 孙传东 等. 大孔径光电导天线产生高功率窄带宽 THz 辐射特性分析[J]. *光子学报*, 2007, **36**(10): 1793~1798
- 13 Zheng Fanghua, Liu Huan, Li Xifu *et al.*. Simultaneous dual-wavelength quasi-continuous-wave laser-diode-end-pumped Nd:YAG laser for terahertz wave source [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2): 200~205
郑芳华, 刘 欢, 李喜福 等. 产生太赫兹辐射源的 Nd:YAG 双波长连续激光器[J]. *中国激光*, 2008, **35**(2): 200~205
- 14 Zhang T Y, Zhao W, Liu X M *et al.*. Nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells under intense terahertz radiation [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **91**(4): 041909-1~3