

一维单壁碳纳米管相干结构振荡的光谱学调制

赵欣¹, 聂兆刚^{1*}, 张芳腾¹, 马琳¹, 郭德强¹, 赵韦人¹, 徐华伟², Takayoshi Kobayashi^{3,4}

¹广东工业大学物理与光电工程学院, 广东 广州 510006;

²工业和信息化部电子第五研究所, 广东 广州 510507;

³电气通信大学先进超快激光研究中心, 日本 东京 182-8585;

⁴台湾交通大学电子物理系, 台湾 新竹 30010

摘要 采用 3.7 fs 脉冲激光对半导体单壁碳纳米管的两个最低电子跃迁进行选择性地抽运, 诱导产生了沿碳管径向振荡的低频呼吸模式(RBM)和沿轴向振荡的高频伸缩模式(GM)。通过变换抽运光带宽, 探测到最低单激发态抽运和双激发态抽运对两种声子振幅及初始相位的影响。研究表明, RBM 和 GM 的振幅以及 GM 的初始相位得到了明显调制。基于相干电-声子耦合对声子场的影响, 调制了碳纳米管晶格结构振荡模式的参量。提供了一种通过激发电子相干运动调控相干晶格振荡特性的可能性。

关键词 光谱学; 相干声子; 抽运-探测; 一维碳纳米管; 电-声子耦合

中图分类号 O433.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.033003

Spectroscopic Modulation of Coherent Lattice Vibrations in One-Dimensional Single-Walled Carbon Nanotubes

Zhao Xin¹, Nie Zhaogang^{1*}, Zhang Fangteng¹, Ma Lin¹,
Guo Deqiang¹, Zhao Weiren¹, Xu Huawei², Takayoshi Kobayashi^{3,4}

¹ School of Physics & Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou, Guangdong 510006, China;

² The Fifth Institute of Electronics, Ministry of Industry and Information Technology, Guangzhou, Guangdong 510507, China;

³ Advanced Ultrafast Laser Research Center, University of Electro-Communications, 1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585, Japan;

⁴ Department of Electrophysics, National Chiao Tung University, Hsinchu, Taiwan 30010, China

Abstract A 3.7 fs pulsed laser is used to selectively pump the two lowest electronic transitions of semiconducting single-walled carbon nanotubes, which induces a low-frequency oscillation radial breathing mode (RBM) and a high-frequency oscillation axis stretching mode (GM) along the carbon tubes. By changing the pump bandwidth, the pump effects of the lowest single-excited-state and dual-excited-state on the amplitudes and initial phases of the two vibrational modes are detected. The research result indicates that the amplitudes of RBM and GM, as well as the initial phase of GM, are obviously modulated. With the influence of coherent electro-phonon coupling on phonon field, the parameters of the vibrational modes of the carbon nanotubes lattice structure are modulated. This provides a possibility to regulate the coherent lattice vibration properties by inducing the electronic coherent motion.

Key words spectroscopy; coherent phonon; pump-probe; one-dimensional carbon nanotube; electron-phonon coupling

OCIS codes 300.6170; 140.7090; 320.7150; 320.7130; 160.5470

收稿日期: 2018-07-23; 修回日期: 2018-08-08; 录用日期: 2018-08-13

基金项目: 国家自然科学基金(11774071, 11704079)、广州市科技创新发展专项资金(201804010451)

* E-mail: zgnie@gdut.edu.cn

1 引言

一维单壁碳纳米管(简称“碳管”,通常用手性指数来区分)在力学、超导、传热、催化等诸方面都展现出诱人的潜在应用价值。其独特的一维晶格结构,使其成为研究一维模型下光子、电子和声子相互作用的首选对象^[1-4]。近年来,随着激光技术的发展,飞秒(fs,尤其是亚10 fs)脉冲激光已经成为研究光和物质相互作用和驱动原子或核子相干集体运动(又称为相干声子)的有效工具^[5-8]。一般来说,要观察这种相干量子动力学过程需要超短脉冲的宽度小于声子的振荡周期,并且被激发的载流子复合动力学过程的持续时间与结构振荡的持续时间相当或更长^[8-9]。科学家在实验和理论上均已开展了大量的工作来研究碳管相干声子动力学过程^[8-23]。对于普遍采用的直径小于等于1 nm的碳管,其径向呼吸模式(RBM,约为100 fs)和轴向伸缩模式(GM,约为20 fs)的研究曾被多次报道。在采用亚10 fs脉冲技术的条件下,这两种模式的振荡周期都大于所用的超短脉冲的持续时间,并且载流子弛豫时间已被证实为皮秒量级,完全满足观察碳管相干声子动力学的条件^[8-10]。

根据对RBM产生机制的已有研究可知,碳管径向直径的变化与其禁带宽度成反比关系^[11],所以通过观察抽运-探针实验中差分透射率或差分反射率随抽运和探针脉冲之间延迟时间的变化,可以提取碳管结构变化的信息。Kobayashi等^[8]通过亚10 fs抽运-探针光谱学技术,研究了多种碳管在飞秒激光触发下的相干振荡初始相位,由此推断纳米管在激光驱动下的最初径向膨胀或收缩的行为。Dumitrică等^[19-21]发现,飞秒激光(50 fs)激发引起的RBM型结构转变可以选择性地诱导碳管端盖的开口和碎裂,这对激光稳定性和管壁坚固性,以及碳管中化学物质封装和解封都有意义。相对于RBM,GM的产生机制依然存在诸多争议^[24],GM属于纵向光学(LO)和面内光学(iTO)声子模式,不会显著改变半导体能带间隙,因为碳管直径对于LO/iTO振动并不敏感。Nugraha等^[23]的理论计算发现由G带(LO)声子引起的吸收系数的改变比RBM要小约1000倍,但在实际实验中却明确观察到相干GM与RBM信号强度处于相同的数量级^[25-27]。另外,人们发现即使采用抽运脉冲的周期比GM振荡周期大几倍,依然可以对GM有很好的激励作用,这显然超越了通常相干声子的

激发机制。Nugraha等^[24]指出,讨论GM动力学不能仅考虑能隙的变化作为相干GM的主要贡献。相干GM强度的一个可能的重要贡献来源于电子-光子的相互作用。在类似的报道中,Grüneis等^[28]讨论了石墨烯从 π 到 π^* 带的光吸收,其中最邻近碳-碳原子间光学偶极矩阵元是必需的。光学矩阵元对碳-碳键长的变化很敏感,可以显著影响G声子强度。最近的阿秒时间分辨光谱学研究发现,当电子能级间距接近振动能级间距时,价电子和核子间会产生强烈的振动耦合,引发超快的非弹性量子动力学行为^[29-30]。

上述研究表明,GM的激发机制表现出电子和声子间明显的耦合效应,虽然考虑到电子和核子的巨大质量差异(一个电子的质量约为一个质子质量的1/1836),一般认为电子和声子的运动可以视为相互独立(基于伯恩-奥本海默近似)。在本项工作中,采用3.7 fs抽运-探测技术,通过变换激光光谱带宽,选择性地抽运最低单激发态 E_{11} 和最低双激发态 E_{11} 和 E_{22} ,观察抽运方式的差异对碳纳米管两种相干声子振荡模式的光谱学调制,进而分析了这种光谱学影响背后可能的电-声子耦合机制。相对于通常采用的单一电子能级(通常为 E_{22} ^[23-25])附近振动能级的激发,超宽带的飞秒激光光谱允许抽运振动能级的同时,激发 E_{11} - E_{22} 间的电子相干叠加态,进而通过电-声子耦合对声子的振荡模式产生影响,由此探索一种通过激发电子运动来调控核子运动的方式。

2 实验

飞秒抽运-探测系统基于一套商用啁啾脉冲放大的钛宝石飞秒激光器。如图1(a)所示,激光器输出的激光脉冲(800 nm, 7.0 mJ@1 kHz, 35 fs)通过充满惰性气体的中空光纤(HCF),依靠自相位调制来展宽光谱,输出参数为3.0 mJ@1 kHz和450~950 nm带宽。输出脉冲采用啁啾镜(CM)进行脉冲压缩。压缩后的高功率宽带脉冲激光多次经过分束镜(BS)分光,用于搭建不同的光学系统(图中未画出),最终约10%强度的激光再一次经过分束镜分光,用于搭建抽运-探测系统。在实验中,抽运光和探测光的脉冲能量可以通过半波片和偏振片进一步调整,最终分别控制在150 nJ和20 nJ。激光的光束直径约为10 mm,采用焦距为50 cm的凹面镜聚焦,焦点的直径约为250 μm ($1/e^2$ 半径)。瞬态吸收强度变化 $\Delta A = -\log_{10}(1 + \Delta T/T)$,其中 $\Delta T/T =$

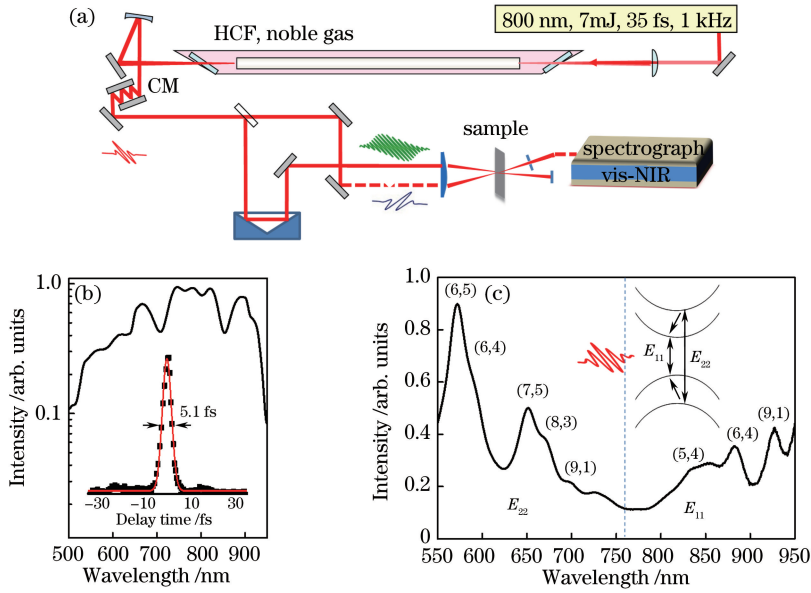


图1 抽运-探测系统光路及激光与样品吸收的光谱图。(a)抽运-探测系统光路图;(b) HCF系统产生的450~950 nm波段内的激光光谱,内图为脉冲自相关曲线;(c)碳管样品的吸收光谱,虚线大致标识了 E_{11} 和 E_{22} 能级的分界线

Fig. 1 Pump-probe system light path and spectral image of laser and sample absorption. (a) Schematic of pump-probe system; (b) laser spectrum in 450 to 950 nm range output from HCF system, the inset is pulse autocorrelation trace; (c) absorption spectrum of carbon nanotube sample, dashed line roughly identifies boundary between E_{11} and E_{22} energy levels

$(T_{\text{on}} - T_{\text{off}})/T_{\text{off}}$, 这里的 T_{on} 和 T_{off} 分别为有和无激发抽运两种情况下,通过样品透射光的强度。图1(b)显示了光谱范围以及表征时间分辨的自相关曲线。将 $10 \mu\text{m}$ 厚的偏硼酸钡(BBO)晶体置于样品或抽运-探测光的交汇焦点位置(抽运和探测光的夹角约为 1°)。通过测试抽运光和探测光在 BBO 晶体中产生的和频光强度随两束光之间光程差的函数关系来测得。根据自相关曲线的拟合结果,高斯曲线的半峰全宽为 5.1 fs, 对应脉冲持续时间为 $5.1/\sqrt{2} = 3.7 \text{ fs}$ ($\sqrt{2}$ 为去卷积因子)。以 747 nm 为中心波长,被测脉冲持续时间对应不足振荡光场的两个周期。

E_{11} 和 E_{22} 能级的选择性抽运是通过在光路中添加高反的介质镜实现的。首先, $E_{11} - E_{22}$ 相干叠加态的超宽带抽运(BB),需要光谱波长范围同时覆盖 E_{11} 和 E_{22} 两能级,此时采用全波长(450~950 nm)光谱实现。而单独 E_{11} 能级的窄带抽运(NB)需添加两枚特定波长范围内(763~921 nm)高反的介质镜,通过镜面的多次反射滤掉部分短波光。采用两种抽运方式,时间分辨和脉宽都小于 10 fs,其中采用 BB 方式,脉宽小于 5 fs,如图1(b)所示。两者都满足对碳管中 RBM 和 GM 的抽运要求^[5]。为了准确确定时间零点的位置,用于声子周期性振荡相位的判断,在时间分辨光谱测试过程中,

把样品位置替换为 BBO 晶体,利用上述抽运和探测光的二阶自相关或互相关曲线的峰值来确定。在动力学曲线的拟合过程中,将与高斯仪器响应函数的卷积考虑在内,并乘以单位阶跃函数。最终时间零点的不确定度为 $\pm 0.3 \text{ fs}$ 。

实验所采用的碳管样品是通过 CoMoCat 方法制备的^[31-33],与文献[8]的报道一致。样品通过与 PMMA 混合分散在 0.5 mm 厚的熔融石英玻璃基片上。原子力显微镜测试得出,碳管长度分布在 $(330 \pm 160) \text{ nm}$,直径小于 1 nm。因为碳管的长度远大于其直径,所以端口的缺陷效应可以被忽略。根据样品的吸收光谱,如图1(c)所示,样品中的碳管含有(6,5),(6,4),(8,3),(7,5)和(9,1)等多种手性,但只有(6,4)管的两个最低激发态(E_{11} 和 E_{22})同时出现在激光的光谱范围内。

3 分析与讨论

图2(a)和(b)分别给出了采用 NB(抽运 E_{11} 能级)和采用 BB 同时抽运 E_{11} 和 E_{22} 能级,在 850~920 nm 内(6,4)管 E_{11} 能级的瞬态吸收光谱图,这里 $\Delta A = -\log_{10}(1 + \Delta T/T)$ 。针对性地研究(6,4)碳管,是因为其 E_{11} 和 E_{22} 能级都在 BB 抽运波长范围内,可以通过简单的方式(见实验部分说明)实现

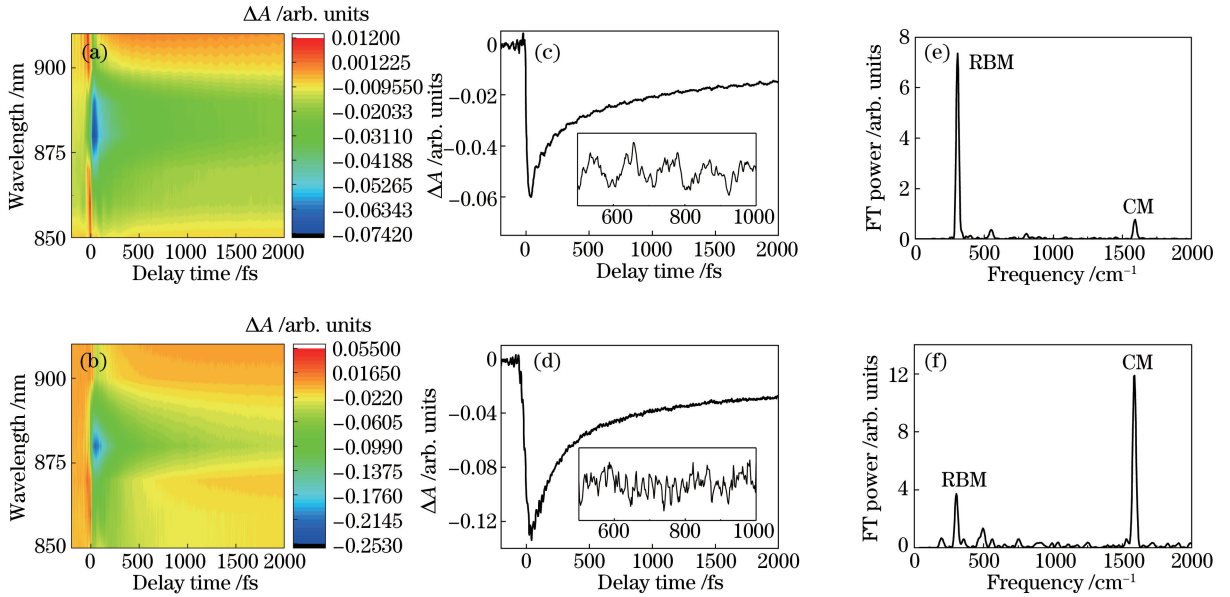


图 2 (6,4)碳管 E_{11} 能级的时间分辨瞬态吸收光谱和特定探测波长的吸收曲线及其 FT 谱。(a) 在 NB 抽运下和 (b) 在 BB 抽运下, (6,4)碳管 E_{11} 能级的时间分辨瞬态吸收光谱; (c) 在 NB 抽运下和 (d) 在 BB 抽运下, 900 nm 探测波长处的瞬态吸收动力学曲线; (e)~(f) 对应动力学曲线的 FT 谱图

Fig. 2 Time-resolved transient absorption spectra and absorption curves of specific detection wavelengths and FT spectra of E_{11} levels of (6, 4) carbon nanotube. Time-resolved transient absorption spectra of E_{11} levels of (6, 4) carbon nanotube (a) under NB pumping and (b) under BB pumping; transient absorption dynamics probed at 900 nm (c) under NB pumping and (d) under BB pumping; (e)-(f) FT spectrum of vibrational curves

E_{11} 和 E_{22} 能级间相干叠加态以及 E_{11} 单激发态的选择性激发。在探测波长范围内, ΔA 显示了 (6,4) 碳管 E_{11} 能级的瞬态吸收特征。提取针对 (6,4) 碳管吸收带附近 900 nm 处的动力学曲线, 它描述了从第一能级到基态的皮秒量级的无辐射弛豫过程, 与文献 [15] 中报道一致。进一步采用傅里叶变换 (FT), 得到属于 RBM 和 GM 的振荡频率, 分别约为 330 cm^{-1} 和 1580 cm^{-1} , 对应 100 fs 和 21 fs 振荡周期, 这也与文献 [8-9] 的报道结果相吻合。从 FT 图谱可见, 相对于 NB, RBM 振幅被明显压制, 而 GM 振幅得到大幅提升。这与图 2(c) 和 (d) 内图中减去缓变的激发态布居衰减过程而得到的纯净振荡动力学信息是吻合的。

在 NB 和 BB 抽运下都产生了相干声子振荡, 而 BB 抽运同时满足对 E_{11} 和 E_{22} 能级间相干叠加态的激发的条件。时间相关的电子相干波函数可以表示为

$$|\Psi(z, t)\rangle = c_1 \exp(-|z|) \exp(-i\omega_1 t) + c_2 \exp(-|z|) \exp(-i\omega_2 t), \quad (1)$$

式中: c_1 和 c_2 是包含归一化因子和跃迁偶极矩的常数; z 是轴向电子和空穴的相对距离; ω_1 和 ω_2 为不同激发态角频率; t 为阻尼时间。使用普朗克关

系, $\Delta E = \hbar \Delta \omega$ 和 $T = 2\pi / \Delta \omega$ 可以计算出电子相干振荡的周期 T 。 ΔE 是两个激发态之间的能隙, \hbar 是普朗克常数; $\Delta \omega = \omega_1 - \omega_2$, 是两个激发态 E_{11} 和 E_{22} 角频率的差值。通过计算, (6,4) 碳管 E_{11} 和 E_{22} 能级间相干叠加态的振荡周期约为 7 fs。实验所采用的激光脉宽 (3.7 fs) 和频宽 (同时覆盖 E_{11} 和 E_{22} 能级, 见图 1(b)) 都满足 $E_{11} - E_{22}$ 相干叠加态的激发条件。需要注意的是, 由于所采用的计算是假定原子处于冻结的状态, 所以得到的振荡周期仅为近似值。由于电子相干的振荡周期与 GM 振荡周期相近, 有可能影响轴向碳-碳间势能分布, 表现出与 GM 振荡的强烈协同耦合, 尤其是考虑到两者都是沿着碳管轴向振荡, 可能会导致振动耦合的进一步增强。因此, 虽然 RBM 和 GM 是两个在振荡方向上完全垂直的振荡模式, 但通过激子态对声子场的调制, 可以引起两个振动模式间的相互耦合现象, 这与 Gambetta 等 [10] 的实验报告相吻合。需要指出的是, 亚 10 fs 的脉冲宽度和时间分辨阻碍了对仅有几十甚至几个飞秒的电子 (或激子) 相干动力学过程的实时观察 [26-27]。

为了进一步核实相干声子信号被调制的机理与电子 (或激子) 相干激发之间的关联, 提取两种

声子振荡模式 FT 谱强度在 850~920 nm 范围内的波长依赖性,如图 3 所示。在 NB 激发下,RBM 与 GM 的 FT 谱都在 (6,4)管的 E_{11} 能级吸收峰位置表现为低谷,这与 RBM 产生机制中振动波包运动产生的探测光相位调制以及拉曼增益/损失的贡献分布有关^[5,12]。而在 BB 激发下,RBM 的依赖

性依然显示为低谷,而 GM 却表现为高峰。GM 的波长依赖性与电子共振吸收所表现的特性一致,也就是说,在电子共振最大吸收位置,也表现出同样的声子最大振幅。强烈表现出 GM 激发的电子共振依赖性,这是电子相干运动“强迫”调制结构振荡的直接证据。

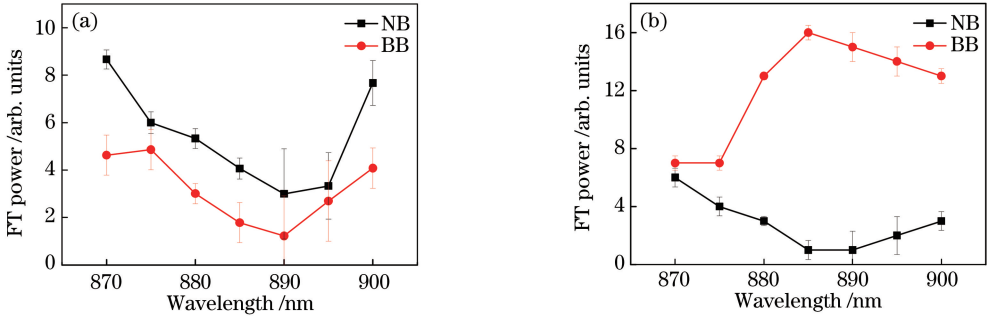


图 3 在 (6,4)碳管 E_{11} 能级共振吸收波段,FT 谱强度与探测波长的关系曲线图。(a) RBM;(b) GM
Fig. 3 FT power intensity as a function of probe wavelength in E_{11} level resonance absorption range of (6, 4) carbon nanotubes. (a) RBM; (b) GM

通过电子的相干驱动或电-声子耦合,激子态调制声子场,引起振动模式参数的改变。反过来,声子场的周期变化也会在激子态能量的变化中表现出来。通过研究碳管瞬态吸收光谱的重心随时间延迟的动力学曲线 $[M_1(t)$,又称为第一动量曲线],可以观察到相应能级对应的禁带宽度随时间的演化过程。这里 $M_1(\omega, t)$ 可以表示为^[8]

$$M_1(\omega, t) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \omega \Delta A(\omega, t) d\omega / \int_{\omega_1}^{\omega_2} \Delta A(\omega, t) d\omega, \quad (2)$$

式中: ω 是探测频率; $\Delta A(\omega, t)$ 是瞬态吸收光谱在 t 时刻的频率分布函数; ω_2 和 ω_1 分别为探测频率的上下限。所得 $M_1(\omega, t)$ 动力学曲线如图 4(a)和 (b)中黑虚线所示。进一步采用双弦函数方程拟合,即

$$S(t) = A_{GM} \cos(\omega_{GM}t + \phi_{GM}) + A_{RBM} \cos(\omega_{RBM}t + \phi_{RBM}), \quad (3)$$

式中:没有考虑两种振荡模式的失相时间; A_{GM} (A_{RBM})是 GM(RBM)的振幅; ω_{GM} (ω_{RBM})是 GM(RBM)的角频率;而 ϕ_{GM} (ϕ_{RBM})是 GM(RBM)的振荡初始相位。拟合在 150~500 fs 的时间范围内进行,其拟合曲线如图 4(a)和(b)中实红线所示。碳管的禁带宽带表现出与 RBM 和 GM 同步的振荡。两种振荡模式的强度变化与频率与 ΔA 动力学曲线所包含的信息一致。根据拟合, $M_1(t)$ 除了表现出和图 2 中类似的变化,在 BB 抽运下的 RBM 振幅抑制和 GM 增强现象。另外有趣的是,在实验中

观察到 GM 明显的振荡相位突变。GM 从 NB 抽运下的 $0.91 \pm 0.03\pi$ (约为 1.0π)变为 BB 抽运下的 $0.45 \pm 0.02\pi$ (约为 0.5π),而 RBM 基本维持在 1.0π 值附近(NB 抽运下为 $1.13 \pm 0.03\pi$,BB 抽运下为 $0.86 \pm 0.02\pi$)。GM 声子相位的明显变化,充分显示了通过相干电子运动调制了声子或者晶格结构振荡的变化。

另外,振动波包在基态和激发态从零点开始移动时的初始相位是有差异的^[34]。采用不同的光谱学抽运,初始相位的变化意味着波包运动来自基态和激发态的贡献产生了变化。如图 4(c)和(d)所示,基态波包从 Q 坐标系中的基态势能面的最低点开始移动,而激发态波包从弗兰克-康登态开始朝激发态势能面的能量最低点运动。因此,沿着基态和激发态势能面运动的波包,初始相位分别是 $(\pi/2)$ ($2m+1$)和 $m\pi$,其中 m 是整数。所以,在初始相位接近 0 时,振动波包的贡献多来自激发态;而当初始相位接近 $\pi/2$ 时,贡献多来自基态。根据拟合结果中初始相位的变化可以推断,在 NB 抽运下 GM 的振荡多来自激发态,而在 BB 抽运下多来自基态。还有, $M_1(t)$ 动力学是禁带宽度变化的直接反映。考虑到禁带宽度和碳管径向直径的反比关系,在用 NB 抽运下的零点时刻,GM 表现为碳管直径的扩张,而在 BB 抽运下表现为收缩。

4 结 论

采用 3.7 fs 时间分辨抽运-探测技术,通过变换

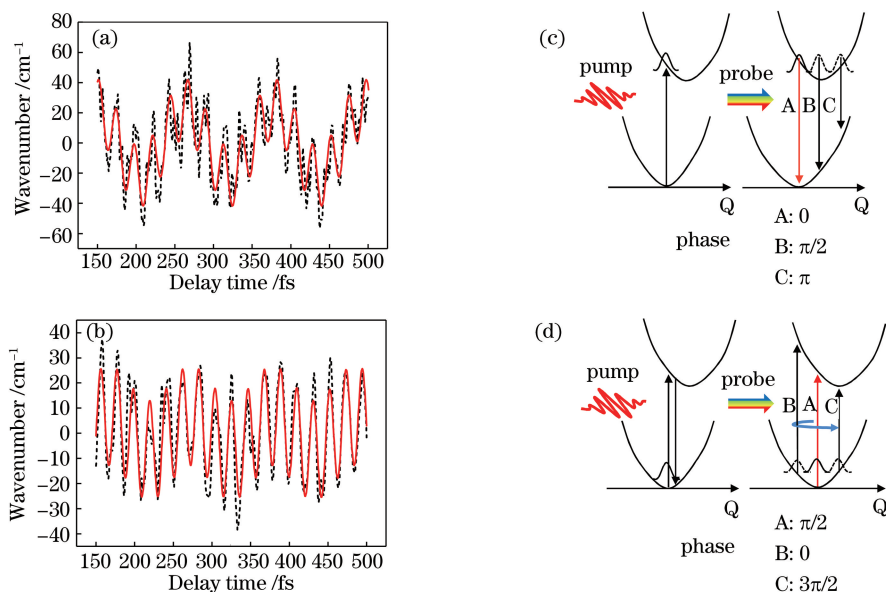


图4 $M_1(t)$ 动力学曲线及震荡波包与初始相位的关系图。(a)在NB抽运下和

(b)在BB抽运下的 $M_1(t)$ 动力学曲线;波包(c)在激发态振荡和(d)在基态振荡与相位关系的示意图

Fig. 4 $M_1(t)$ dynamics process and the relationship between the oscillating wave packet and the initial phase. $M_1(t)$ dynamics process (a) under NB pumping and (b) under BB pumping; schematic of the relationship between the vibrational wavepackets and their phases (c) in excited state and (d) in ground state

NB和BB激发方式,选择性抽运(6,4)碳管的 E_{11} 单激发态和 E_{11} - E_{22} 相干叠加态,观察到(6,4)管中RBM和GM两种相干声子振荡模式。相对于NB抽运,BB抽运使两种声子模式呈现出明显的激子运动对声子场的调控特征。在BB抽运下,RBM和GM的振幅比以及GM的初始相位都得到明显改变。内在机制研究发现,GM的振幅谱在共振吸收波段显示与 E_{11} 激发态吸收强度分布相同的趋势,这种现象可能来源于与原子运动相称的时间尺度上的相干激子运动对轴向碳-碳原子间电势的影响。基于碳管中强烈的电-声子相干耦合特征,有可能通过激发电子运动来调控核子运动规律。

参 考 文 献

- [1] LeRoy B J, Lemay S G, Kong J, *et al.* Electrical generation and absorption of phonons in carbon nanotubes[J]. *Nature*, 2004, 432(7015): 371-374.
- [2] Htoon H, O'Connell M J, Doorn S K, *et al.* Single carbon nanotubes probed by photoluminescence excitation spectroscopy: the role of phonon-assisted transitions[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(12): 127403.
- [3] Perebeinos V, Tersoff J, Avouris P. Effect of exciton-phonon coupling in the calculated optical absorption of carbon nanotubes[J]. *Physical Review*

Letters, 2005, 94(2): 027402.

- [4] Dyatlova O A, Köhler C, Malic E, *et al.* Ultrafast relaxation dynamics via acoustic phonons in carbon nanotubes[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(5): 2249-2253.
- [5] Wang J C, Zhang F T, Qiu J R. Research progress single femtosecond laser induced nanogratings in glass: fundamentals and applications [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(1): 0102001.
王珏晨, 张芳腾, 邱建荣. 单光束飞秒激光诱导玻璃内部纳米光栅机理及应用研究进展[J]. *中国激光*, 2017, 44(1): 0102001.
- [6] Wu Y H, Yang B P, Kang X M. Effects of processing parameters of ultra-fast laser on surface coloring of stainless steel [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(3): 0302005.
吴勇华, 杨保平, 康献民. 超快激光工艺参数对不锈钢表面着色的影响[J]. *中国激光*, 2017, 44(3): 0302005.
- [7] Ding T, Wang X H, Wang G D, *et al.* Welding of fused silica by using high repetition frequency femtosecond laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(7): 0701007.
丁腾, 王雪辉, 王关德, 等. 高重频飞秒激光焊接石英玻璃[J]. *中国激光*, 2018, 45(7): 0701007.
- [8] Kobayashi T, Nie Z G, Du J, *et al.* Electronic

- relaxation and coherent phonon dynamics in semiconducting single-walled carbon nanotubes with several chiralities[J]. *Physical Review B*, 2013, 88(3): 035424.
- [9] Kobayashi T, Nie Z G, Xue B, *et al.* Real-time spectroscopy of single-walled carbon nanotubes for negative time delays by using a few-cycle pulse laser [J]. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2014, 118(6): 3285-3294.
- [10] Gambetta A, Manzoni C, Menna E, *et al.* Real-time observation of nonlinear coherent phonon dynamics in single-walled carbon nanotubes[J]. *Nature Physics*, 2006, 2(8): 515-520.
- [11] Lim Y S, Yee K J, Kim J H, *et al.* Coherent lattice vibrations in single-walled carbon nanotubes [J]. *Nano Letters*, 2006, 6(12): 2696-2700.
- [12] Kim J H, Han K J, Kim N J, *et al.* Chirality-selective excitation of coherent phonons in carbon nanotubes by femtosecond optical pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(3): 037402.
- [13] Sanders G D, Stanton C J, Kim J H, *et al.* Resonant coherent phonon spectroscopy of single-walled carbon nanotubes[J]. *Physical Review B*, 2009, 79(20): 205434.
- [14] Kato K, Ishioka K, Kitajima M, *et al.* Coherent phonon anisotropy in aligned single-walled carbon nanotubes[J]. *Nano Letters*, 2008, 8(10): 3102-3108.
- [15] Lüer L, Gadermaier C, Crochet J, *et al.* Coherent phonon dynamics in semiconducting carbon nanotubes: a quantitative study of electron-phonon coupling [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(12): 127401.
- [16] Lim Y S, Ahn J G, Kim J H, *et al.* Resonant coherent phonon generation in single-walled carbon nanotubes through near-band-edge excitation [J]. *ACS Nano*, 2010, 4(6): 3222-3226.
- [17] Wang J G, Graham M W, Ma Y Z, *et al.* Ultrafast spectroscopy of midinfrared internal exciton transitions in separated single-walled carbon nanotubes[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(17): 177401.
- [18] Zhu Z P, Crochet J, Arnold M S, *et al.* Pump-probe spectroscopy of exciton dynamics in (6, 5) carbon nanotubes[J]. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2007, 111(10): 3831-3835.
- [19] Dumitrică T, Garcia M E, Jeschke H O, *et al.* Breathing coherent phonons and caps fragmentation in carbon nanotubes following ultrafast laser pulses[J]. *Physical Review B*, 2006, 74(19): 193406.
- [20] Jeschke H O, Romero A H, Garcia M E, *et al.* Microscopic investigation of laser-induced structural changes in single-wall carbon nanotubes[J]. *Physical Review B*, 2007, 75(12): 125412.
- [21] Dumitrică T, Garcia M E, Jeschke H O, *et al.* Selective cap opening in carbon nanotubes driven by laser-induced coherent phonons[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(11): 117401.
- [22] Shimura A, Yanagi K, Yoshizawa M. Phase analysis of coherent radial-breathing-mode phonons in carbon nanotubes: implications for generation and detection processes [J]. *Physical Review B*, 2018, 97(3): 035441.
- [23] Nugraha A R T, Hasdeo E H, Saito R. Selective coherent phonon-mode generation in single-wall carbon nanotubes[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2017, 29(5): 055302.
- [24] Nugraha A R T, Hasdeo E H, Sanders G D, *et al.* Origin of coherent G-band phonon spectra in single-wall carbon nanotubes[J]. *Physical Review B*, 2015, 91(4): 045406.
- [25] Lim Y S, Nugraha A R T, Cho S J, *et al.* Ultrafast generation of fundamental and multiple-order phonon excitations in highly enriched (6, 5) single-wall carbon nanotubes[J]. *Nano Letters*, 2014, 14(3): 1426-1432.
- [26] Zeiger H J, Vidal J, Cheng T K, *et al.* Theory for displacive excitation of coherent phonons[J]. *Physical Review B*, 1992, 45(2): 768-779.
- [27] Kim J H, Yee K J, Lim Y S, *et al.* Dephasing of G-band phonons in single-wall carbon nanotubes probed via impulsive stimulated Raman scattering [J]. *Physical Review B*, 2012, 86(16): 161415.
- [28] Grüneis A, Saito R, Samsonidze G G, *et al.* Inhomogeneous optical absorption around the K point in graphite and carbon nanotubes [J]. *Physical Review B*, 2003, 67(16): 165402.
- [29] Kling M F, Vrakking M J J. Attosecond electron dynamics[J]. *Annual Review of Physical Chemistry*, 2008, 59: 463-492.
- [30] Krausz F, Ivanov M. Attosecond physics [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(1): 163-234.
- [31] Arnold M S, Stupp S I, Hersam M C. Enrichment of single-walled carbon nanotubes by diameter in density gradients[J]. *Nano Letters*, 2005, 5(4): 713-718.
- [32] Bachilo S M, Balzano L, Herrera J E, *et al.* Narrow

- (n, m)-distribution of single-walled carbon nanotubes grown using a solid supported catalyst[J]. Journal of the American Chemical Society, 2003, 125(37): 11186-11187.
- [33] Miyata Y, Yanagi K, Maniwa Y, *et al.* Diameter analysis of rebundled single-wall carbon nanotubes using X-ray diffraction: verification of chirality assignment based on optical spectra[J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2008, 112(41): 15997-16001.
- [34] Ikuta M, Yuasa Y, Kimura T, *et al.* Phase analysis of vibrational wave packets in the ground and excited states in polydiacetylene [J]. Physical Review B, 2004, 70(21): 214301.