

专题: 超快原子分子光物理

飞秒激光时间色散调控铌酸锂片上太赫兹波产生*

段浩宇¹⁾ 徐西坦¹⁾ 郑子阳¹⁾ 黄意博¹⁾卢瑶^{1)†} 吴强^{1)‡} 许京军¹⁾²⁾

1) (南开大学物理科学学院, 泰达应用物理研究院, 弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300457)

2) (南开大学深圳研究院, 深圳 518083)

(2025年4月29日收到; 2025年5月28日收到修改稿)

飞秒激光激发非线性材料是目前太赫兹的关键产生技术之一, 其由于具有超快时间分辨、超宽频谱分布等优点, 已广泛应用于太赫兹表征与测量、感知与成像等方面. 然而通过微结构等对太赫兹波的调控方法只能对太赫兹传输过程进行调控, 且面临设计困难、工艺复杂等障碍, 难以在产业上广泛应用. 本文通过引入脉冲整形系统改变飞秒激光脉冲的时间色散, 可以直接调控飞秒激光与铌酸锂晶体的相互作用过程, 从而对太赫兹产生过程进行直接调控. 同时利用冲击受激拉曼散射模型与黄昆方程, 对太赫兹波的产生过程进行仿真模拟, 证明了利用飞秒激光脉冲时间色散调控太赫兹波的可行性. 这一结果对于未来基于铌酸锂晶体的片上太赫兹源主动调控具有重要的借鉴意义.

关键词: 时间色散, 太赫兹产生, 片上集成**PACS:** 87.50.U-, 87.55.Gh, 47.54.De**DOI:** 10.7498/aps.74.20250573**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250573

1 引言

太赫兹 (THz) 波位于微波波段和红外波段之间, 具有传输速率高、容量大、方向性强、安全性高及穿透性好等多种优势, 因此在宽带通信^[1,2]、医学成像^[3,4]、物质探测^[5,6]、物态调控^[6,7]等方面具有广泛的应用前景. 随着太赫兹技术的发展和突破, 飞秒激光激发非线性材料已经成为最重要的太赫兹产生技术之一^[8-12]. 研究者们利用铁电晶体、自旋膜、等离子体等各种介质, 通过提高飞秒泵浦光的强度, 不断产生更强更稳定的太赫兹波^[8,9,13-16]. 其中, 飞秒激光激发铌酸锂晶片既能产生稳定传输的太赫兹波, 又能满足太赫兹技术片上集成化的需

要, 具有较好的应用前景^[10,17-19].

通过设计超表面等人工结构, 研究者们可以对传输中的太赫兹波进行一定程度的调控^[20,21]. Liu等^[22]通过在金属超表面结构中引入 α 不对称来控制电四极子和磁偶极子之间的干涉耦合, 从而激发出超高质量准束缚态连续体, 极大地扩展了太赫兹波与物质相互作用的空间范围和强度, 可用于检测微量物质. Huang等^[23]设计了一种具有由近场偶极子谐振产生的宽带多个等离子体谐振凹陷的 N 阶同心环结构, 可以使多个频率的太赫兹能量局域以匹配不同物质的多个共振峰, 实现同时对多种化合物的探测. 然而超表面等人工结构通常设计困难, 制作工艺复杂, 且不能够根据需求任意调整结构.

* 国家自然科学基金 (批准号: 62205158, 12474344) 和高等学校学科创新引智计划 (111 计划)(批准号: B23045) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yaolu@nankai.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wuqiang@nankai.edu.cn

本文利用脉冲整形系统改变飞秒激光的时间色散,以群时延色散(二阶色散)为例,调控飞秒激光与铌酸锂晶片的相互作用过程,并利用泵浦探测相衬成像系统对产生过程进行直接监测.在时域上,群时延色散增大时,产生的太赫兹信号脉宽增大,强度降低.在频域上,群时延色散增大时,太赫兹信号的谱宽变窄,中心波长向低频偏移.同时本文利用冲击受激拉曼散射模型结合黄昆方程对铌酸锂中太赫兹波的产生过程进行仿真模拟,模拟结果与实验结果一致.此外,通过仿真模拟研究了泵浦光群时延色散对太赫兹信号的影响来源,结果表明泵浦光脉宽的展宽在其中起到关键的作用.

2 实验系统与理论模型

2.1 理论模型

本文使用冲击受激拉曼散射模型^[24,25]解释飞秒激光在铌酸锂中激发太赫兹波的过程.冲击受激拉曼散射是指飞秒激光进入晶体后引起晶格极化,导致声子模式改变,进而再发生散射的过程.此模型对太赫兹产生的时域作用过程有较为清晰的解释,且在结果上与实验较为符合.飞秒激光对晶格的作用表现为脉冲力的形式^[24,25],可以写为

$$F_{\text{ISRS}} = X^R |E_{\text{pump}}(x, t)|^2, \quad (1)$$

其中 X^R 是拉曼张量, $E_{\text{pump}}(x, t)$ 表示飞秒激光在时间和空间上的分布.当飞秒脉冲为高斯型时,对于不同群时延色散(GDD)的脉冲,其在频域上可写为

$$E_{\text{pump}}(x, \omega) = E_0 \exp \left[-\frac{2 \ln 2 (x - x_0)^2}{\sigma_x^2} - \frac{2 \ln 2 (\omega - \omega_0)^2}{\sigma_\omega^2} - i \frac{\phi''}{2} (\omega - \omega_0)^2 \right], \quad (2)$$

其中 σ_x 与 σ_ω 分别代表脉冲的聚焦宽度和频域展宽, ϕ'' 代表脉冲的群时延色散的大小.通过傅里叶变换将其变换到时域,并代入(1)式得到不同群时延色散下的 F_{ISRS} .

由于太赫兹波在沿着铌酸锂晶片传输时是声子极化激元的形式,其动力学过程可以用黄昆方程^[26,27]进行描述.结合麦克斯韦方程组,得到下述动力学方程:

$$\ddot{W} + \gamma \dot{W} = b_{11} W + b_{12} E + F_{\text{ISRS}}, \quad (3)$$

$$\frac{\nabla^2 E}{\mu_0} = (\varepsilon_0 + b_{22}) \ddot{E} + b_{21} \ddot{W}, \quad (4)$$

其中, W 与 E 分别代表宏观位移与宏观电场; μ_0 和 ε_0 分别代表真空磁导率与真空介电常数; b_{11} , b_{12} , b_{21} , b_{22} 为耦合系数.利用差分法将时间与空间离散化,可以对上述方程进行数值求解.此时(3)式和(4)式中的微分项可以近似写为

$$\ddot{E} = \frac{E(t + dt, x) + E(t - dt, x) - 2E(t, x)}{dt^2}, \quad (5)$$

$$\nabla^2 E = \frac{E(t, x + dx) + E(t, x - dx) - 2E(t, x)}{dx^2}, \quad (6)$$

$$\dot{W} = \frac{W(t + dt, x) - W(t - dt, x)}{2dt}, \quad (7)$$

$$\ddot{W} = \frac{W(t + dt, x) + W(t - dt, x) - 2W(t, x)}{dt^2}. \quad (8)$$

本文使用的软件为MATLAB,泵浦光的脉宽为80 fs,中心波长为800 nm,聚焦宽度为20 μm .通过数值求解上述方程,可以得到不同群时延色散 ϕ'' 产生的太赫兹信号.

2.2 实验系统

本文使用的实验光路为泵浦探测相衬成像光路^[28,29],配置如图1(a)所示.飞秒激光为中心波长800 nm、重复频率1 kHz、脉宽120 fs的脉冲光,出射后经过分束镜分为泵浦和探测两束,能量比为9:1.

泵浦光首先经过脉冲整形系统^[30,31],其是由光栅、柱透镜及空间光调制器(SLM)组成的4f系统.入射脉冲以特定的角度入射至光栅,负一级衍射光经过柱透镜聚焦到SLM上,由于光栅的作用不同频率的光会分散至SLM的不同位置.利用SLM可以对不同频率光的相位分别调制,再经过柱透镜和光栅后重新合并为整形后的脉冲.通过改变SLM的相位分布,可以对泵浦光进行多维度的调控,例如压缩为变换极限脉冲、添加确定的色散或者转变为多脉冲等.整形后的脉冲经过延迟线后,通过柱透镜线聚焦在铌酸锂晶片上,再激发铌酸锂产生太赫兹波.

实验中为了准确地改变群时延色散,泵浦光首先被压缩为80 fs的变换极限脉冲,在此基础上再添加群时延色散.利用自相关法对实验中不同群时延色散下的泵浦光时域信号进行扫描,如图1(c)

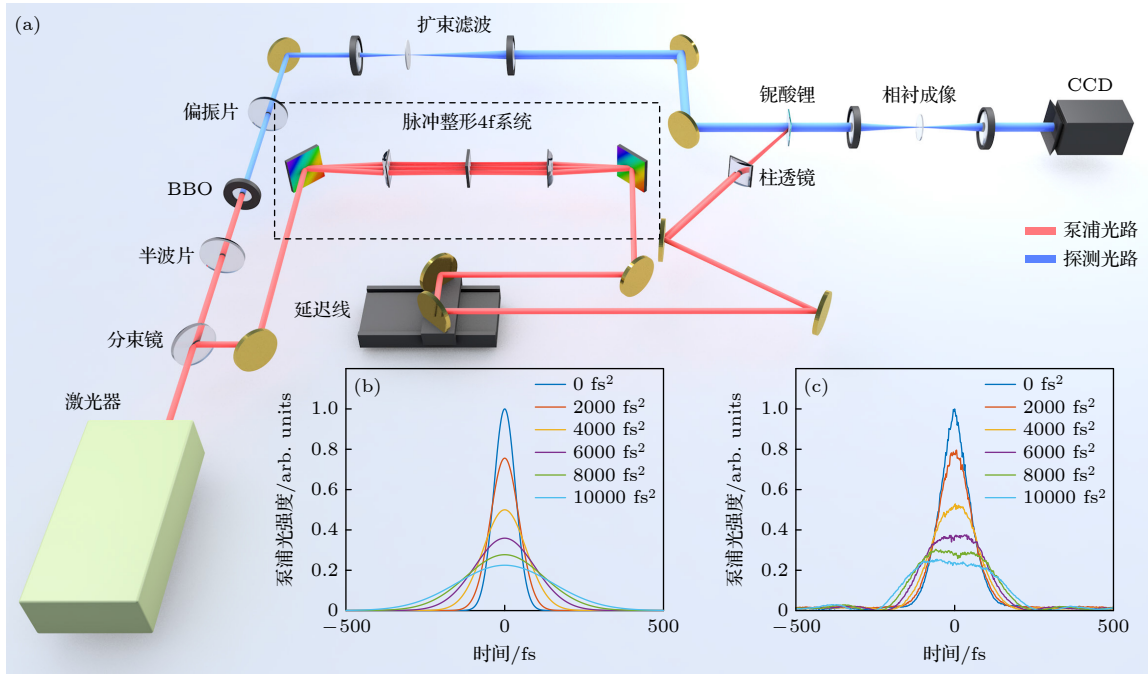


图1 实验系统构成 (a) 泵浦探测光路; (b) 模拟中不同群时延色散的泵浦光的强度变化; (c) 实验中不同群时延色散的泵浦光的强度变化

Fig. 1. Composition of the experimental system: (a) Pump-probe optical path; (b) intensity variation of pump light with different group delay dispersion in the simulation; (c) intensity variation of pump light with different group delay dispersion in the experiment.

所示。而在理论上不同色散泵浦光的相对强度如图1(b)所示。二者较为吻合,说明实验上脉冲整形系统可以对泵浦光的群时延色散进行较准确控制。总体来说,随着群时延色散的增大,泵浦光在时域上峰值逐渐变小,脉宽逐渐增大。

探测光经过BBO晶体后倍频为400 nm的蓝光,再经过扩束滤波系统后变成均匀光斑穿过铌酸锂。由于电光效应,铌酸锂中的THz电场信息转变为探测光的相位信息。再利用由两个透镜和一个相位板组成的相衬成像系统将探测光的相位信息变为强度信息,最终由电荷耦合器件(CCD)接收。通过延迟线,泵浦探测相衬成像光路可以对铌酸锂晶片中的太赫兹信号进行时空超分辨探测。

3 结果与讨论

3.1 时域信号变化

整形后的脉冲相比整形前,只会由于光栅衍射损失固定比例的能量,所以实验中不同群时延色散的泵浦光的功率是自然相等的。实验中使用不同群时延色散的泵浦光在铌酸锂中激发太赫兹信号,观察色散对太赫兹信号的影响。模拟中也采用同样的

配置,即控制泵浦光的功率相等,群时延色散不同,对产生的太赫兹信号进行数值计算,并与实验结果比对。

实验和模拟得到的太赫兹电场时域信号如图2。实验结果如图2(a), (b), 模拟结果如图2(d), (e)。随着色散绝对值的增大,太赫兹信号的时域波形保持不变。由于实验系统的限制,太赫兹波产生处的信号是无法被探测的,而实际探测的太赫兹信号已经在铌酸锂中传输了一定距离,且在传输过程中会发生时间色散。因为二阶时间色散会导致脉冲展宽,所以在铌酸锂中传输越久的太赫兹波的脉宽越长,周期越多。而在仿真模型中并未考虑到材料色散的影响,仿真得到的太赫兹信号为没有引入传输色散的原始太赫兹信号。故二者有所差别。

太赫兹信号的峰值强度随着群时延色散的变化如图2(c), (f)。峰值强度随色散增大逐渐下降。实验中峰值强度的下降幅度相较模拟结果更大,这同样是因为探测的太赫兹信号在铌酸锂中传输了一定距离,产生了损耗。另外,实验结果中曲线的对称中心向负色散有一定的偏移,可能的原因是:泵浦光从脉冲整形系统出射后仍需要经过一段光程才能到达铌酸锂晶片,引入了一定的正色散,

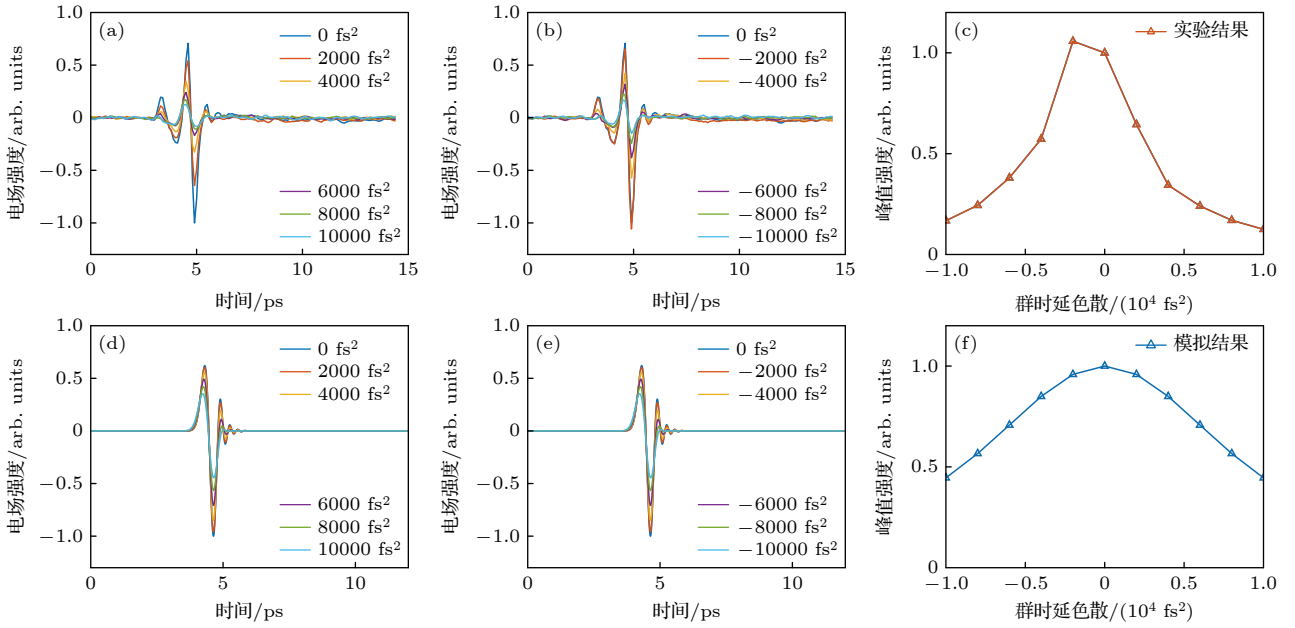


图2 泵浦光功率一致时的时域信号 (a)–(c) 实验中不同色散泵浦光产生的 THz 信号及其相对峰值强度变化; (d)–(f) 模拟中不同色散泵浦光产生的 THz 信号及其相对峰值强度变化

Fig. 2. Time domain signal when the pump light power is consistent: (a)–(c) THz signals generated by different dispersion pump lights and their relative peak intensity changes in the experiment; (d)–(f) THz signals generated by pump lights with different dispersions and their relative peak intensity changes in the simulation.

导致标定的泵浦光色散值与实际入射至铌酸锂的泵浦光色散值有 1000 fs^2 左右的偏移, 对称中心也因此发生了偏移。

3.2 频域信号变化

对时域信号进行傅里叶变换得到频域信号. 如图 3(a)–(d) 所示, 泵浦光功率保持不变的条件下, 实验和模拟结果均表明太赫兹信号在泵浦光的群时延色散增大时, 谱宽变窄, 中心波长向低频偏移, 呈现出明显的正相关关系. 这表明我们可以通过调整泵浦光的色散和脉宽等性质主动地调控产生的太赫兹信号. 这能极大地方便铌酸锂基太赫兹器件的设计和使用。

3.3 色散影响分析

泵浦光的群延迟色散增大, 在时域上表现为强度降低、脉宽增大. 为了探究对太赫兹频域信号产生影响的是泵浦光的脉宽还是强度, 本文进行了相关的计算研究. 分别控制高斯脉冲的强度、脉宽不同, 仿真模拟其产生的太赫兹信号, 如图 4(a), (d) 所示. 由图 4(b), (c) 可知, 在泵浦光脉宽相同, 强度之比为 1:3:6:10 时, 太赫兹信号在时域上只有强度的变化, 而频谱没有变化. 由图 4(e), (f) 可知, 在泵浦光强度相同, 脉宽分别为 80, 200, 500, 1000 fs

时, 脉宽更大的泵浦光产生的太赫兹信号在时域上更宽, 频域上中心频率更低、谱宽更窄. 泵浦光的脉宽增大与群时延色散增大对太赫兹信号的影响一致, 这说明泵浦光的群时延色散对太赫兹波的调控主要来源于泵浦光的脉宽展宽。

从理论模型上看, 当飞秒激光受时间色散影响导致脉宽增大时, 铌酸锂晶格受到冲击受激拉曼散射力的作用时间变长, 铌酸锂晶格发生的宏观极化也相应地变长. 一方面持续时间更长的极化导致产生的太赫兹信号在时域上更宽, 频域上更窄. 另一方面由于冲击受激拉曼散射力与泵浦光光强成正比, 在整个作用时间内是同向的, 当拉曼散射力结束时, 晶格达到最大位移. 更长的拉曼散射力导致晶格向一侧位移的时间延长, 相应地后续振动一个周期所需时间更长, 最终使得中心频率变低。

太赫兹信号受到泵浦光脉宽的调制, 可能还受到铌酸锂厚度的影响. 本研究中, 泵浦光与铌酸锂的作用时间大约为泵浦光脉宽加上其在晶体中的传输时间, 约为 500 fs, 泵浦光脉宽受到时间色散的改变相对于泵浦光与铌酸锂晶片的作用时间来说是比较小的, 所以对太赫兹产生过程的调控幅度不够大. 如果使用更薄的铌酸锂晶片或者石墨烯等薄介质, 泵浦光脉宽对太赫兹频谱的影响效果可能更为明显, 将在后续的研究中进一步探索。

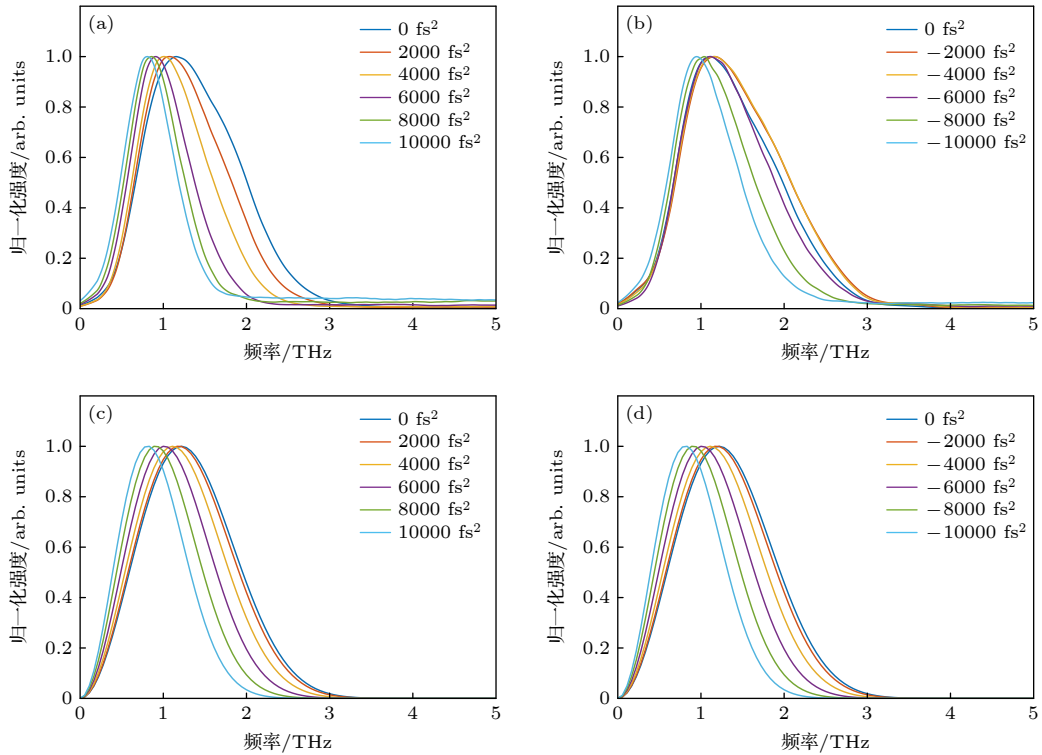


图 3 泵浦光功率一致时的频域信号 (a), (b) 实验中不同色散泵浦光产生的 THz 信号; (c), (d) 模拟中不同色散泵浦光产生的 THz 信号

Fig. 3. Frequency domain signal when the pump light power is consistent: (a), (b) THz signals generated by pump lights with different dispersion in the experiment; (c), (d) THz signals generated by pump lights with different dispersion in the simulation.

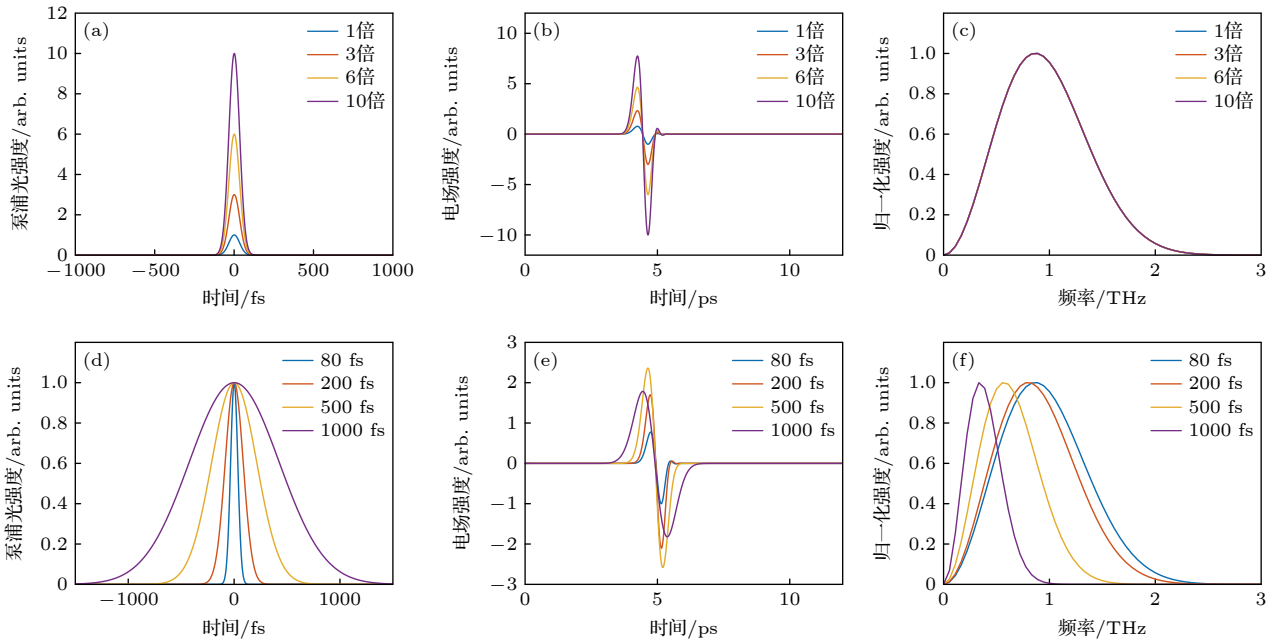


图 4 高斯脉冲模拟泵浦产生 THz 波 (a)–(c) 脉宽相同、峰值强度不同的泵浦光及其产生的 THz 信号; (d)–(f) 脉宽不同、峰值强度相同的泵浦光及其产生的 THz 信号

Fig. 4. Gaussian pulse simulates pumping to generate THz waves: (a)–(c) THz signals generated by pump lights with the same pulse width but different intensities; (d)–(f) THz signals generated by pump lights with different pulse widths but the same intensity.

4 结 论

本文基于脉冲整形系统, 使用不同群时延色散的飞秒脉冲在铌酸锂晶片中激发太赫兹波. 利用泵浦探测成像系统对产生的太赫兹信号进行探测, 发现其频域信号随着色散的增大宽度变窄并向低频偏移, 二者高度相关. 通过冲击受激拉曼散射模型对上述过程进行了仿真模拟, 结果表明泵浦光时域脉宽可以影响太赫兹频域信号, 这样通过脉冲整形系统对泵浦光时间色散的调控可以直接影响太赫兹的产生过程. 总的来说, 研究飞秒脉冲的时间色散对太赫兹声子极化激元产生的调控可以促进对太赫兹产生物理机理的理解, 对未来产生更强更好的太赫兹场有一定的借鉴作用.

参考文献

- [1] Nagatsuma T, Ducournau G, Renaud C C 2016 *Nat. Photonics* **10** 371
- [2] Shahriar B Y, Elezzabi A Y 2024 *ACS Photonics* **11** 4733
- [3] Suzuki D, Oda S, Kawano Y 2016 *Nat. Photonics* **10** 809
- [4] Lee G, Lee J, Park Q H, Seo M 2022 *ACS Photonics* **9** 1500
- [5] Zhang X Q, Zhang X, Zhang Z C, Zhang T Y, Xu X X, Tang F, Yang J, Wang J K, Jiang H, Duan Z Y, Wei Y Y, Gong Y B, Zhang H, Li P N, Hu M 2024 *Nano Lett.* **24** 15008
- [6] Srivastava Y K, Ako R T, Gupta M, Bhaskaran M, Sriram S, Singh R 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 151105
- [7] Basini M, Pancaldi M, Wehinger B, Udina M, Unikandanunni V, Tadano T, Hoffmann M C, Balatsky A V, Bonetti S 2024 *Nature* **628** 534
- [8] Wu X J, Kong D Y, Hao S B, Zeng Y S, Yu X Q, Zhang B L, Dai M C, Liu S J, Wang J Q, Ren Z J, Chen S, Sang J H, Wang K, Zhang D D, Liu Z K, Gui J Y, Yang X J, Xu Y, Leng Y X, Li Y T, Song L W, Tian Y, Li R X 2023 *Adv. Mater.* **35** 2208947
- [9] Burford N M, El-Shenawee M O 2017 *Opt. Eng.* **56** 010901
- [10] Zhou X, Lu Y, Liu H B, Wu Q, Xu X T, Chen L, Li Z X, Wang R, Guo J, Xu J J 2023 *Mater. Today Phys.* **35** 101102
- [11] Xu X T, Lu Y, Huang Y B, Zhou X, Ma R B, Xiong H, Li M L, Wu Q, Xu J J 2023 *Opt. Express* **31** 44375
- [12] Xu X T, Huang Y B, Lu Y, Ma R B, Wu Q, Xu J J 2023 *Chin. J. Lasers* **50** 1714004
- [13] Huang L, Tian D, Liao L Y, Qiu H S, Bai H, Wang Q, Pan F, Zhang C H, Jin B B, Song C 2025 *Adv. Mater.* **37** 2402063
- [14] Liao G Q, Sun F Z, Lei H Y, Wang T Z, Wang D, Wei Y Y, Liu F, Wang X, Li Y T, Zhang J 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 155001
- [15] Zhang S J, Zhou W M, Yin Y, Zou D B, Zhao N, Xie D, Zhuo H B 2023 *Chin. Phys. B* **32** 035201
- [16] Cheng H Y, Ma Q R, Xu H R, Zhang H P, Jin Z M, He W, Peng Y 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 167801 [程宏阳, 马倩茹, 徐浩然, 张慧萍, 金钻明, 何为, 彭滢 2024 物理学报 **73** 167801]
- [17] Xiong H, Lu Y, Wu Q, Li Z X, Qi J W, Xu X T, Ma R B, Xu J J 2021 *ACS Photonics* **8** 2737
- [18] Huang Y B, Lu Y, Li W, Xu X T, Jiang X D, Ma R B, Chen L, Ruan N J, Wu Q, Xu J 2024 *Light: Sci. Appl.* **13** 212
- [19] Lu Y, Huang Y B, Cheng J K, Ma R B, Xu X T, Zang Y J, Wu Q, Xu J J 2024 *Nanophotonics* **13** 3279
- [20] Liu W C, Zhou X W, Zou S C, Hu Z G, Shen Y, Cai M Q, Lin D D, Zhou J, Deng X H, Guo T J, Lei J T 2023 *Nanophotonics* **12** 1177
- [21] Xu J J, Liao D G, Gupta M, Zhu Y M, Zhuang S L, Singh R, Chen L 2021 *Adv. Opt. Mater.* **9** 2100024
- [22] Liu B W, Peng Y, Jin Z M, Wu X, Gu H Y, Wei D S, Zhu Y M, Zhuang S L 2023 *Chem. Eng. J.* **462** 142347
- [23] Huang L H, Cao H Y, Chen L, Ma Y, Yang Y H, Liu X Y, Wang W Q, Zhu Y M, Zhuang S L 2024 *Talanta* **269** 125481
- [24] Kosloff R, Hammerich A D, Tannor D 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2172
- [25] Chesnoy J, Mokhtari A 1988 *Phys. Rev. A* **38** 3566
- [26] Huang K 1951 *Nature* **167** 779
- [27] Huang K 1951 *Proc. R. Soc. Lon. Ser. A* **208** 352
- [28] Wu Q, Lu Y, Ma R B, Xu X T, Huang Y B, Xu J J 2024 *Laser Optoelectron. Prog.* **61** 0119001
- [29] Wu Q, Werley C A, Lin K H, Dorn A, Bawendi M G, Nelson K A 2009 *Opt. Express* **17** 9219
- [30] Weiner A M 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1929
- [31] Parize G, Natile M, Guichard F, Comby A, Hanna M, Georges P 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 101105

SPECIAL TOPIC—Ultrafast physics in atomic, molecular and optical systems

Modulation of terahertz wave generation on lithium niobate chip by temporal dispersion of femtosecond laser*DUAN Haoyu¹⁾ XU Xitan¹⁾ ZHENG Ziyang¹⁾ HUANG Yibo¹⁾
LU Yao^{1)†} WU Qiang^{1)2)‡} XU Jingjun¹⁾²⁾¹⁾ (*Key Laboratory of Weak-Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education, TEDA Applied Physics Institute and School of Physics, Nankai University, Tianjin 300457, China*)²⁾ (*Shenzhen Research Institute of Nankai University, Shenzhen 518083, China*)

(Received 29 April 2025; revised manuscript received 28 May 2025)

Abstract

Femtosecond laser excitation of nonlinear materials is one of the key technologies for generating terahertz waves at present. Due to its advantages such as ultrashort time resolution and ultrabroad frequency spectrum, the technology has been widely used to characterize, measure, sense and image terahertz waves. However, the methods of controlling terahertz waves through microstructures can only regulate their transmission process, and they will face obstacles such as design difficulty and complex processes, making it hard to be widely used in industry. In this work, by introducing a pulse-shaping system to change the time dispersion of femtosecond laser pulses, the interaction process between femtosecond laser and lithium niobate crystals can be directly regulated, therefore the terahertz generation process can be directly controlled. Taking the second-order time dispersion for example, the terahertz signals generated by pump light with different second-order time dispersion in lithium niobate is detected by using the pump-probe phase-contrast imaging system. Meanwhile, the generation process of terahertz waves is simulated using the impact stimulated Raman scattering model and Huang-Kun equation, demonstrating the feasibility of using femtosecond laser pulses to adjust the time dispersion of terahertz waves. The experimental and simulation results show that when the time dispersion of femtosecond laser causes the pulse width to increase, the time in which the lithium niobate lattice is subjected to the impact stimulated Raman scattering force is prolonged, and the macroscopic polarization of the lithium niobate lattice is correspondingly extended. On the one hand, the longer duration of polarization results in a wider terahertz signal in the time domain and a narrower one in the frequency domain. On the other hand, since the impact stimulated Raman scattering force is proportional to the pump light intensity and is in the same direction during the interaction time, when the Raman scattering force ends, the lattice reaches a maximum displacement. The longer Raman scattering force causes the lattice to move to one side for a longer time, and correspondingly, the subsequent vibration of one period takes a longer time, ultimately resulting in a lower center frequency. In addition, this work also points out that the modulation of terahertz signals by pump light pulse width may be affected by the thickness of the wafer, and the modulation effect on thinner media may be more obvious. This result is of great reference significance for the active regulation of on-chip terahertz sources based on lithium niobate crystals in the future.

Keywords: temporal dispersion, terahertz generation, on-chip integration**PACS:** 87.50.U-, 87.55.Gh, 47.54.De**DOI:** [10.7498/aps.74.20250573](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250573)**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250573](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250573)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62205158, 12474344) and the Higher Education Discipline Innovation Program of China (the 111 Project) (Grant No. B23045).

† Corresponding author. E-mail: yaolu@nankai.edu.cn‡ Corresponding author. E-mail: wuqiang@nankai.edu.cn

飞秒激光时间色散调控铌酸锂片上太赫兹波产生

段浩宇 徐西坦 郑子阳 黄意博 卢瑶 吴强 许京军

Modulation of terahertz wave generation on lithium niobate chip by temporal dispersion of femtosecond laser

DUAN Haoyu XU Xitan ZHENG Ziyang HUANG Yibo LU Yao WU Qiang XU Jingjun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 158702 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250573

CSTR: 32037.14.aps.74.20250573

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250573>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于移动渐近线算法的大角度偏转分束器的智能设计

Intelligent design of large angle deflection beam splitter based on method of moving asymptotes

物理学报. 2021, 70(23): 234102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210117>

基于序列二次规划算法的超小尺寸微纳波长分束器的逆向设计

Reverse design of ultracompact micro-nano wavelength beam splitter based on quadratic programming algorithm

物理学报. 2023, 72(19): 194101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230892>

飞秒激光泵浦LaAlO₃/SrTiO₃异质结产生太赫兹波辐射

Terahertz emission from LaAlO₃/SrTiO₃ heterostructures pumped with femtosecond laser

物理学报. 2022, 71(9): 090702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20201139>

飞秒超强激光驱动太赫兹辐射特性的实验研究

Experimental study of terahertz radiation driven by femtosecond ultraintense laser

物理学报. 2021, 70(8): 085205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210518>

激光脉冲啁啾影响双色激光场诱导气体产生太赫兹辐射特性的理论研究

Theoretical study of influence of laser pulse chirp on terahertz emission characteristics of gas induced by two-color laser field

物理学报. 2024, 73(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231806>

利用啁啾飞秒激光脉冲调控金薄膜中传输表面等离激元的群延迟色散

Tailoring group delay dispersion of surface plasmon polaritons propagating on thin gold film by chirped femtosecond laser pulses

物理学报. 2024, 73(17): 177102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240973>