



SrCoO_{2.5}材料的超快应变动力学

刘旭 黄昱 毛婧一 陈黎明

Ultrafast strain dynamics in SrCoO_{2.5} thin films

Liu Xu Huang Yu Mao Jing-Yi Chen Li-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 186202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210457

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210457>

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

高压高应变率加载下多晶相变的原位X射线衍射

In situ observation of phase transition in polycrystalline under high-pressure high-strain-rate shock compression by X-ray diffraction

物理学报. 2020, 69(24): 246201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200929>

桌面飞秒极紫外光原子超快动力学实验装置

A tabletop experimental system for investigating ultrafast atomic dynamics based on femtosecond extreme ultraviolet photons

物理学报. 2020, 69(23): 234208 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201035>

苯乙炔分子电子激发态超快动力学研究

Ultrafast dynamics of electron excited states of phenylacetylene

物理学报. 2021, 70(5): 053302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201473>

拓扑绝缘体中的超快电荷自旋动力学

Ultrafast charge and spin dynamics on topological insulators

物理学报. 2019, 68(22): 227202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191433>

三重简并拓扑半金属磷化钼的时间分辨超快动力学

Time-resolved ultrafast dynamics in triple degenerate topological semimetal molybdenum phosphide

物理学报. 2020, 69(7): 077801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191816>

丁酮3s里德堡态的超快光解动力学研究

Ultrafast photodissociation dynamics of butanone in 3s Rydberg state

物理学报. 2017, 66(2): 023301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.023301>

SrCoO_{2.5} 材料的超快应变动力学*

刘旭¹⁾²⁾³⁾ 黄昱^{1)†} 毛婧一^{4)‡} 陈黎明^{5)††}

1) (中国科学院重庆绿色智能技术研究院, 重庆 400714)

2) (中国科学院大学, 北京 100190)

3) (中国科学院物理研究所, 北京 100080)

4) (重庆大学物理学院, 重庆 400044)

5) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

(2021年3月9日收到; 2021年4月27日收到修改稿)

光激发引起的物质晶格结构的动态变化是一个复杂的超快动力学过程. 本文利用 Thomsen 模型与超快 X 射线衍射模拟相结合, 研究了 SrCoO_{2.5} 晶格中应力产生和传播的过程, 发现不同厚度的 SrCoO_{2.5} 样品在受激光照射加热后, 其衍射峰会连续位移或分裂的现象, 当样品厚度增大时, 其受到激光的激发会较薄样品更不均匀, 因此厚样品内部应变的产生和传播同样具有不均匀性, 反映出激光激发空间的变化会导致样品热应力特征的改变, 这也是不同厚度样品超快衍射信号存在差异的原因. 本文有助于理解激光诱导的应变的产生与传播, 为研究光激发钙基钛矿材料的超快晶格动力学提供了理论分析的依据.

关键词: Thomsen 模型, 超快 X 射线衍射, 光致应变**PACS:** 62.30.+d, 87.15.ht, 63.70.+h**DOI:** 10.7498/aps.70.20210457

1 引言

早在 1912 年, 劳厄研究小组^[1]就提出了关于 X 射线晶体衍射现象的第一个理论解释, 自那以后, X 射线衍射技术在揭示物质结构中开始发挥重要的作用, 例如声子振荡^[2]、金属材料结构压缩^[3]等. 随着超快超强激光技术的发展^[4], 近年来出现了多种激光驱动的新型 X 射线源^[5,6], 超快 X 射线衍射领域也因此得到了飞速的发展. 基于超短脉冲激光产生的等离子体硬 X 射线源, 因其具有小型化、超高时空分辨等特点, 所以目前被广泛应用于固体物质的超快结构动力学研究^[7,8]中. 激光强度

大于 10^{16} W/cm² 的飞秒激光脉冲聚焦到固体靶表面, 通过激光脉冲与等离子体之间的无碰撞相互作用 (共振吸收和/或真空加热机制^[9,10]), 使靶原子的电子获得能量成为超热电子, 而超热电子在原子势场中减速产生轫致辐射, 同时原子能级间跃迁激发特征辐射. 由于这些超热电子是由激光和等离子体相互作用产生的, 因此实验中出射的 X 射线脉冲的时间宽度与激光脉冲的宽度相当^[11].

钴酸锶氧化物 (SrCoO_{3-x}, SCO) 是一种常见的钴基钙钛矿材料, 在钴氧体系中, Co 具有很多自旋态, 使得其具有更多独特的性质. 对氢、氧离子的调控, 可以实现钙钛矿相的 SrCoO_{3-x}, 褐铁榴石相的 SrCoO_{2.5} (BM-SCO) 和 HSrCoO_{2.5} 三相之间

* 国家自然科学基金 (批准号: 11805206, 11721404) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB17030500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangyu@cigit.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: maojingyi@cigit.ac.cn

†† 通信作者. E-mail: lmchen@sjtu.edu.cn

的可逆转变^[12]. 与常规的钙钛矿 ABO_3 结构不同, $SrCoO_{2.5}$ 具有独特的 $ABO_{2.5}$ 钙铁石结构, 含有大量的氧空位, 而氧空位是功能氧化物的一种本征缺陷, 对氧化物的超导电性^[13]、磁学性质^[14,15] 以及光学性质^[16] 等都有调控作用. 目前, 尽管 $SrCoO_{2.5}$ 在相变^[17]、催化活性^[18] 和固体氧化物燃料电池电极应用^[19] 等方面已有很多的研究报道, 然而对于瞬态光激发动力学过程的研究仍然很有限. Zhang 等^[20] 利用同步辐射和激光-等离子体 $K\alpha$ X 射线源这两种不同光源开展超快 X 射线衍射实验, 分析了 $SrCoO_{2.5}$ 在不同光子能量激发下的超快动力学行为, 实验中观察到衍射峰的位移随着抽运激光能量和激发光子能量的增大而增大, 同时注意到与光子能量相关的巨大晶格畸变的出现, 他们认为这是由于电子从成键态跃迁到反键态导致晶格发生了巨大光致应变 ($\Delta c/c > 1\%$) 所致, 与其他钙钛矿氧化物中的光生载流子产生的去极化作用不同. 本文从另外一个角度, 分析激光激发加热不同厚度的 $SrCoO_{2.5}$ 样品后晶体内部的应力产生和传播的特点, 从而研究了超快激光加热过程中不同厚度样品的结构动力学.

2 模型的建立

2.1 双温模型

物质受到激光激发后, 首先是一个加热的过程. 飞秒激光的超快加热过程涉及多个不同子系统 (例如电子子系统和晶格子系统) 的能量沉积, 通常可以用双温模型^[21] 来描述电子和晶格之间的非平衡状态. 抽运光的能量首先被电子子系统吸收, 产生热电子, 这些热电子通过强电子-电子散射在亚皮秒的时间尺度内建立新的电子温度 T_e , 通常来说 T_e 远高于晶格温度 T_l . 随后, 电子将能量通过电子-声子相互作用传递给晶格, 最终在数皮秒时间内两个子系统达到新的热平衡状态, 这种超快热化过程在电子和晶格加热中建立热应力的速度, 要比晶格响应的速度快, 因此可形成相干晶格运动.

对于样品表面抽运和探测区域远大于透光深度或是样品厚度的情况, 双温模型的微分方程可限制在一个空间维度上^[22], 如下所示:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_e \frac{\partial T_e}{\partial t} \right) - \alpha (T_e - T_l) + P(t), \quad (1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \alpha (T_e - T_l), \quad (2)$$

其中 $C_{e/l}$ 为电子和晶格的热容, k_e 为电子的热传导率, α 为电声耦合系数, $P(t)$ 为激光抽运项. 图 1 为 100 nm 厚 $SCO_{2.5}$ 样品在抽运能量为 20 mJ/cm², 脉冲宽度为 20 fs 的条件下, 使用 400 nm 激光照射样品后, 电子 (图 1(a)) 和晶格 (图 1(b)) 的温度随时间和穿透深度的演化过程.

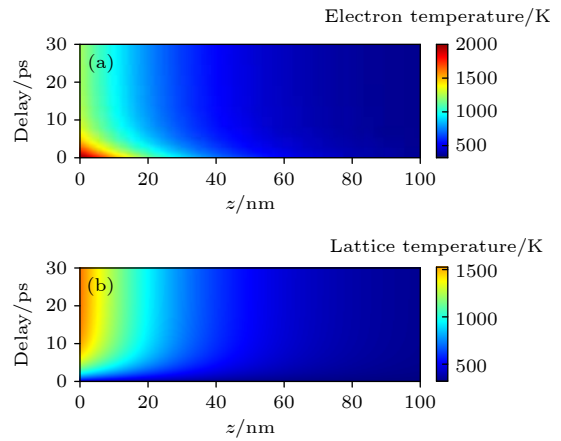


图 1 激光照射样品后 (a) 电子温度和 (b) 晶格温度随着穿透深度和时间的演化过程

Fig. 1. Evolution of (a) electron temperature and (b) lattice temperature with penetration depth and time after laser irradiation.

从图 1 可以看出, 当激光停止照射后, 因电-声相互作用, 电子的温度迅速下降, 而晶格的温度缓慢上升. 这一过程产生的瞬时晶格膨胀会在晶体内部产生压力, 并进一步产生相干声学应变向晶格内部传播.

2.2 Thomsen 模型

上述双温模型用来描述激光加热过程中的电子扩散和电声散射, 在这里引入 Thomsen 模型来分析晶体内部的应力分布^[23]. 当超短脉冲激发 $SCO_{2.5}$ 样品后, 相应区域内的电子和晶格温度迅速上升, 晶体表面的热电子和空穴被激发, 为恢复初始状态, 热电子和空穴会利用热化和声子反射的方法来转移能量, 从而在晶体的表面产生电压力和热应力, 由此产生相干声学声子. 1986 年, Thomsen 等^[23] 首次使用皮秒激光在半导体和金属膜中产生了声学脉冲. 根据文献^[22], 当一束超短激光脉冲入射到厚度为 d 的样品表面时, 假设激光的穿透深度 ξ 远小于 d , 激光激发的区域远大于 d , 则距样品

表面 z 处的单位体积沉积的能量为

$$W(z) = (1 - R) \frac{Q}{A\xi} e^{-z/\xi}, \quad (3)$$

其中, R 为反射率, Q 为脉冲激光能量. 由此引起的温度上升为

$$\Delta T(z) = W(z)/C, \quad (4)$$

其中, C 为单位体积比热, 进而产生一个各向同性的热应力 $-3B\beta\Delta T(z)$. 这里 B 为体弹模量, β 为线膨胀系数. 假设材料各向同性, 则应力只与 z 相关, 那么唯一非零的弹性应变张量为 η_{33} , 解方程:

$$\sigma_{33} = 3 \frac{1 - \nu B}{1 + \nu \rho} - 3B\beta\Delta T(z), \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\eta_{33} = \frac{\partial u_{33}}{\partial z}, \quad (7)$$

得

$$\eta_{33}(z, t) = (1 - R) \frac{Q\beta}{A\xi C} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \left[e^{-\frac{z}{\xi}} \left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{vt}{\xi}} \right) - \frac{1}{2} e^{-\frac{|z-vt|}{\xi}} \operatorname{sgn}(z - vt) \right], \quad (8)$$

$$v^2 = 3 \frac{1 - \nu B}{1 + \nu \rho}, \quad (9)$$

其中, ν 为泊松比, v^2 为材料声速, u_3 为 z 方向上的位移.

当传播距离较大时, 应力波会因不满足近场近似而发生变化, 而在本实验中, 激光的穿透深度不超过 $0.1 \mu\text{m}$, 可以满足近场近似. 因此, 对于较大的时间尺度来讲, 应力可以分为两部分, 一部分是在 $z = 0$ 附近的时间依赖的热膨胀应力, 另一部分是从自由面以声速传播, 透过薄膜后到达基底的应力脉冲.

3 结果与讨论

通过计算得到的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品材料内的衍射图像随时间的变化如图 2 所示, 其中图 2(a)—(c) 分别代表 40, 60 和 100 nm 的以 LaAlO_3 (LAO) 为基底的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品的静态衍射信号, 其中激光抽运能量为 $20 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, 脉冲宽度是 20 fs, 中心波长为 400 nm. 相比于 40 和 60 nm 厚的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品, 100 nm 样品的衍射信号更窄, 发散角更小且

其强度峰值更高, 相比之下, 薄样品的衍射信号更宽而峰值更低. 如图 2(d)—(f) 所示, 超快 X 射线衍射信号的变化从激光激发的时刻 ($\tau = 0$) 开始, 零时刻之前的信号为未激发状态, 表明激光带来的加热对于样品结构的变化是一个准静态的过程. 在 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品内, 纵向声速 $v_{\text{sound}} = 4.2 \text{ nm}/\text{ps}$, 热应力以声速穿过 40, 60, 100 nm 样品所需的时间 (T_{sound} , T) 分别为 9.5, 14.3 和 23.8 ps. 波长为 400 nm 的探测光在 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品中的穿透深度 ξ 为 29 nm. 厚度为 40 和 60 nm 的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品, 在 $0 - T_{\text{sound}}$ 时间周期内, 衍射峰呈现连续的向低角度偏移的趋势, 在 T_{sound} 之后是一个恢复的过程. 100 nm 厚的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品, 在最开始的 T_{sound} 内衍射峰并未出现连续位移的现象, 而是分成了两个不同的部分, 直至初始衍射峰消失. 类似的衍射峰分裂现象在更早的激光激发实验中也出现过^[24].

由布拉格定律, 衍射峰的偏移对应晶格的膨胀或收缩, 通常情况下材料内的光生晶格膨胀或收缩可以是逆压电效应、热效应以及形变势等引起的, 而由于 $\text{SCO}_{2.5}$ 本身不是压电材料, 所以可以排除逆压电效应, 但单纯的热效应不会造成衍射峰的劈裂, 因此也不会是主导因素. 激光穿透深度的不同, 相应引起激发的区域也不同, 在波长为 400 nm 的激光抽运下, 其穿透深度小于样品厚度, 这里用因子 d/ξ 来描述不同厚度样品中激光在薄膜内的激发情况. 对于 40, 60 和 100 nm 厚度的样品, 其 d/ξ 值分别为 1.38, 2.07 和 3.45. 在样品受到激发后, 由于加热的电子会扩散到较远的距离, 因此当薄膜厚度远大于激光的穿透深度时, 膜内空间会呈现非均匀激发的状态, 由此产生的热应力分布也是不均匀的.

由前文的双温模型可知, 如图 1(b) 所示, 当激光照射样品后, 对于 100 nm 厚 $\text{SCO}_{2.5}$ 的样品, 可以观察到薄膜内能量的分布显然要深于激光的穿透深度 (29 nm), 因此在样品内部会形成加热层和常温层两部分, 界面处的初始应力/压力不平衡会触发声学扰动.

为更好地分析上述声学扰动, 利用 Thomsen 模型分别对 40 和 100 nm 样品进行分析. 在上文条件下, 由晶格动力学计算得出的 100 nm 厚 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品的时空应变场如图 3 所示, 由激光激发引起的热压力在 $\tau = 0$ 时刻开始产生, 由于热压力在激发后立即产生, 所以在压力被认为是瞬时的, 这增加了晶格中原子平衡位置的间距, 因此新的平衡

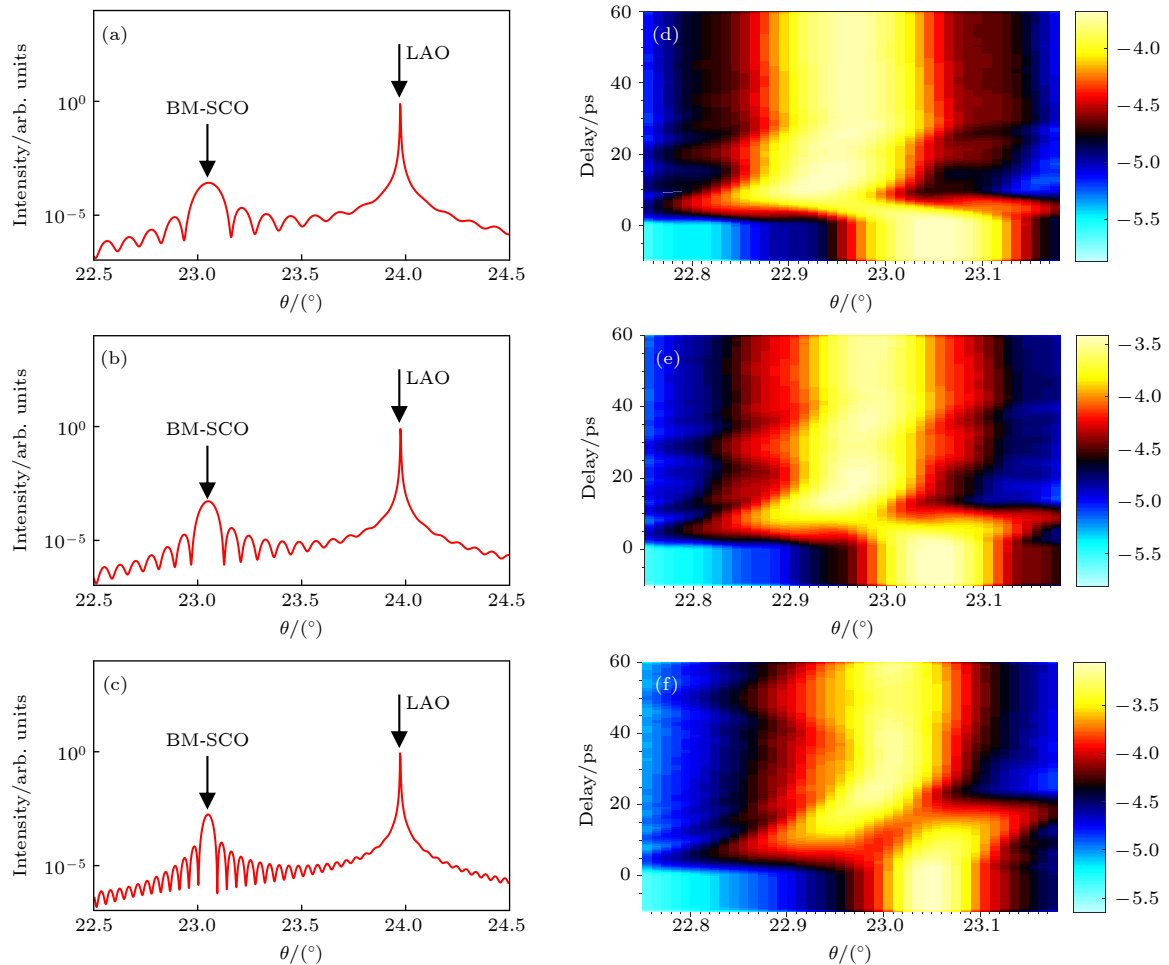


图2 理论计算的SCO_{2.5}受400 nm激光抽运后静态(a), (b), (c)和动态(d), (e), (f) X射线衍射曲线图, 其中(a), (d)为40 nm样品; (b), (e)为60 nm样品; (c), (f)为100 nm样品. 延迟时间 $\tau = 0$ 之前样品未受激发

Fig. 2. (a), (b), (c) Static and (d), (e), (f) dynamical X-ray diffraction simulations of SCO_{2.5} samples pumped by a 400 nm laser, where panels (a) and (d), (b) and (d), (c) and (e) correspond to the different thickness of 40, 60 and 100 nm samples, respectively. Samples were not excited before delay time of $\tau = 0$.

状态会压缩部分SCO_{2.5}层, 于是热压力产生了初始势能, 从而在薄膜内部发射传播应力波. 由于此时激光的穿透深度远小于样品厚度, 所以在光激发之后, 膜内的任何一点均存在着1个向左传播的膨胀波以及1个向右传播的压缩波, 这导致应力分布不平衡且表现出较大的梯度, 具有随穿透深度而指数衰减的趋势. 在 $0 < \tau < T_{\text{sound}}$ 这一时间内, 从应力连续性条件出发, 压缩和膨胀应力波分别从各个界面发射到低压侧和高压侧, 其中向空气-SCO_{2.5}界面发射的压缩波在界面处反射改变了相位成为膨胀波, 占据主导地位(蓝色), 样品与基底界面处的应力虽然衰减较多但仍可见(紫色), 应力波的传播前沿将样品靠近空气的部分分开一个扩张的子层, 而其余的子层会被压缩(红色和黄色部分), 并且薄膜中始终存在压缩波的成分; 在 $\tau > T_{\text{sound}}$ 之后, 所有膨胀波完全穿过SCO_{2.5}薄膜, 从

而带来整个薄膜的最大应变, 并在基底的界面处发生反射.

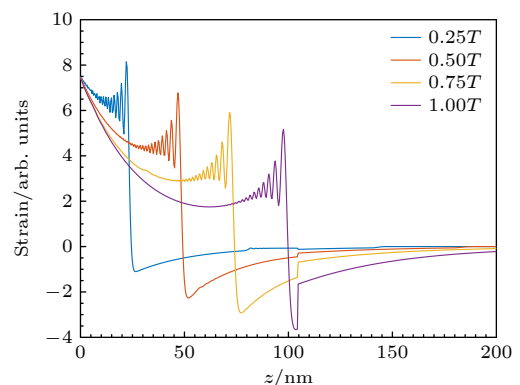


图3 100 nm厚的SCO_{2.5}在400 nm激光激发下的特定时间延迟的应力传播示意图

Fig. 3. Propagation process of the strain wave in a 100 nm SCO_{2.5} sample under 400 nm laser excitation for selected time delays.

图 4 为 40 nm 厚样品在同样条件下的应力分布图, 与 100 nm 厚的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品不同, 由于波长为 400 nm 的抽运激光的穿透深度为 29 nm, 略小于 40 nm, 所以晶格的运动只会产生在薄膜表面以及薄膜与基底的交界面处, 也只有这两处应力是不均匀的. 在表面产生的膨胀波会在 T_{sound} 时完全穿过 $\text{SCO}_{2.5}$ 薄膜, 与此同时, 由衬底产生的膨胀波到达表面并反射, 变成压缩波向膜内传播, 开始中和膜内残余的膨胀波. 40 和 100 nm 样品厚度虽然都大于 400 nm 的激光穿透深度, 但激发空间分布的偏差导致了光致应变的不同, 在 100 nm 样品中激光形成了一个非均匀激发的过程, 而在 40 nm 样品中更接近均匀激发, 这也是前者的超快衍射信号比较特殊的原因.

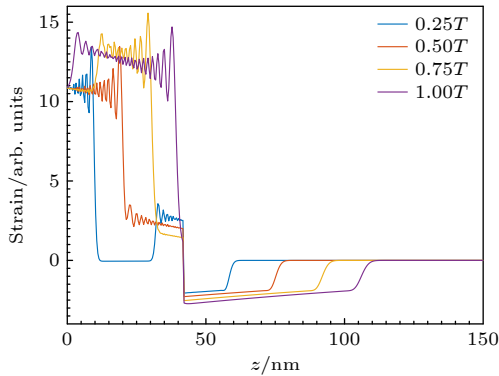


图 4 40 nm 厚的 $\text{SCO}_{2.5}$ 在 400 nm 激光激发下的特定时间延迟的应力传播示意图

Fig. 4. Propagation process of the strain wave in a 40 nm $\text{SCO}_{2.5}$ sample under 400 nm laser excitation for selected time delays.

4 结 论

本文讨论了超快激光脉冲入射到不同厚度的 $\text{SCO}_{2.5}$ 薄膜上所引发的物质超快结构动力学变化. 在数值实验上观察到薄膜厚度分别为 40, 60 和 100 nm 的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品受激光激发后其衍射峰连续位移与分裂现象, 同时得到厚度分别为 40 和 100 nm 的 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品的两种典型 d/ξ 值的应力分布 (分别为 1.38 和 3.45). 当 $d/\xi = 1.38$ 时, 样品的衍射峰未出现分裂现象, 根据对衍射峰的分析发现样品经历了一个先膨胀再收缩的过程; 而当 d/ξ 数值增大时, 样品受到的激发更加不均匀, 造成样品内部应变产生和传播的不均匀性, 从而导致

衍射峰的不同. 这对于进一步探究 $\text{SCO}_{2.5}$ 样品的超快激发具有重要的意义.

感谢中国科学院物理研究所的朱常青博士在理论和模拟工作中的帮助.

参考文献

- [1] Friedrich W, Knipping P, Laue M 1912 *Acad. Wissen Munich* **42** 303
- [2] Sokolowski-Tinten K, Blome C, et al. 2003 *Nature* **422** 287
- [3] Schmising C V K, Bargheer M, Kiel M, Zhavoronkov N, Woerner M, Elsaesser T, Vrejoiu I, Hesse D, Alexe M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 257601
- [4] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 309
- [5] Chen L M, Wang W M, Kando M, et al. 2010 *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A* **619** 128
- [6] Schoenlein R, Elsaesser T, Holldack K, Huang Z, Kapteyn H, Murnane M, Woerner M 2019 *Phil. Trans. R. Soc. A* **377** 2145
- [7] Lu W, Nicoul M, Shymanovich U, Brinks F, Afshari M, Tarasevitch A, von der Linde D, Sokolowski-Tinten K 2020 *AIP ADV* **10** 035015
- [8] Wen H, Cherukara M J, Holt M V 2019 *Annu. Rev. Mater. Res.* **49** 389
- [9] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [10] Weisshaupt J, Juvé V, Holtz M, Woerner M, Elsaesser T 2015 *Struct. Dyn.* **2** 024102
- [11] Rousse A, Rischel C, Fourmaux S, Uschmann I, Sebban S, Grillon G, Balcou P, Förster E, Geindre J P, Audebert P 2001 *Nature* **410** 65
- [12] Lu N, Zhang P, Zhang Q, et al. 2017 *Nature* **546** 124
- [13] Ourmazd A, Spence J C H 1987 *Nature* **329** 425
- [14] Barbagallo M, Hine N D M, Cooper J F K, et al. 2010 *Phys. Rev. B* **81** 235216
- [15] Yakout S M 2021 *J. Electron. Mater.* **50** 1922
- [16] Li G D, Zhang H, Meng L X, Sun Z, Chen Z, Huang X Y, Qin Y 2020 *Sci. Bull.* **65** 1650
- [17] Lu Q Y, Yildiz B 2016 *Nano Lett* **16** 1186
- [18] Jeon H, Choi W S, Biegalski M D, Folkman C M, Tung I C, Fong D D, Freeland J W, Shin D, Ohta H, Chisholm M F, Lee H N 2013 *Nat. Mater.* **12** 1057
- [19] Song J H, Chen Y S, Zhang H R, Han F R, Zhang J, Chen X B, Huang H L, Zhang J, Zhang H, Yan X, Khan T, Qi S J, Yang Z H, Hu F X, Shen B G, Sun J R 2019 *Phys. Rev. Mater.* **3** 045801
- [20] Zhang B B, He X, Zhao J L, Yu C, Wen H D, Meng S, Bousquet E, Li Y L, Ge C, Jin K J, Tao Y, Guo H Z 2019 *Phys. Rev. B* **100** 144201
- [21] Anisimov S I, Kapeliovich B L, Perelman T L 1974 *J. Exp. Theor. Phys.* **66** 776
- [22] Hohlfeld J, Wellershoff S S, Gädde J, Conrad U, Jähnke V, Matthias E 2000 *Chem. Phys.* **251** 237
- [23] Thomsen C, Grahn H T, Maris H J, Tauc J 1986 *Phys. Rev. B* **34** 4129
- [24] Rose-Petruck C, Jimenez R, Guo T, Cavalleri A, Siders C W, Rksi F, Squier J A, Walker B C, Wilson K R, Barty C P J 1999 *Nature* **398** 310

Ultrafast strain dynamics in SrCoO_{2.5} thin films*

Liu Xu¹⁾²⁾³⁾ Huang Yu^{1)†} Mao Jing-Yi^{4)‡} Chen Li-Ming^{5)††}

1) (*Chongqing Institute of Green and Intelligent Technology, Chinese Academy of Sciences, Chongqing 400714, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

3) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

4) (*College of Physics, Chongqing University, Chongqing 400044, China*)

5) (*Key Laboratory for Laser Plasma, Ministry of Education, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 9 March 2021; revised manuscript received 27 April 2021)

Abstract

In order to understand the relationship between the structure of materials and its function, it is necessary to investigate the changes of the transient structure of materials over time. Laser-based plasma X-ray sources are currently widely used in the study of ultrafast structure dynamics in condensed matter due to their miniaturization and ultrahigh spatial-temporal resolution. Strongly correlated transition-metal oxides have attracted enormous attention due to their peculiar properties, among them Co-based oxides has now become one of the most promising candidates for renewable energy applications. With the variation of the oxygen stoichiometry, the physical properties of SrCoO_{3-x}, ferromagnetic metal perovskite SrCoO₃ and antiferromagnetic insulator brownmillerite SrCoO_{2.5} can be reversibly transferred. Besides, the various complex physical properties make SrCoO_{2.5} quite popular for fundamental research, the development of solid oxide fuel cells, etc. However, the research of its dynamic behavior under transient photo-excitation is still limited. Therefore, it is necessary to study the strain fields of SrCoO_{2.5} films with different thickness.

This report focuses on the structural dynamics of SrCoO_{2.5} films induced by ultrashort laser pulses. The ultrafast X-ray diffraction simulations exhibit transient changes of Bragg peak positions of the SrCoO_{2.5} excited by laser. By studying the 40 nm- and 60 nm-thick samples, we observe a continuous shift of the Bragg peak towards lower angles at first and then a backshift until it reaches a new equilibrium. In contrast, the 100 nm-thick SrCoO_{2.5} film exhibits a transient splitting of Bragg peak into two distinct parts until the initial peak disappears. For further research, we use Thomsen model to simulate the generation and evolution of acoustic deformation of SrCoO_{2.5} thin film on a substrate supporting the LaAlO₃ film. In the case of the thicker film, we find that an inhomogeneity of temperature distribution will lead its thermal stress characteristics to change, and result in the transient splitting of Bragg peak. We believe that this work is important for analyzing the laser excited ultrafast dynamics of cobalt-based perovskite materials.

Keywords: Thomsen model, ultrafast X-ray diffraction, photo-induced strain

PACS: 62.30.+d, 87.15.ht, 63.70.+h

DOI: 10.7498/aps.70.20210457

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11805206, 11721404) and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB17030500).

† Corresponding author. E-mail: huangyu@cigit.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: maojingyi@cigit.ac.cn

†† Corresponding author. E-mail: lmchen@sjtu.edu.cn