

时间整形飞秒激光诱导熔融硅表面纳米周期条纹的电子动力学研究*

杨青 杜广庆[‡] 陈烽[†] 吴艳敏 欧燕 陆宇 侯洵

(西安交通大学电子与信息工程学院, 机械制造系统工程国家重点实验室, 陕西省信息光子技术重点实验室, 西安 710049)

(2013年10月15日收到; 2013年11月11日收到修改稿)

研究了时间整形飞秒激光在熔融硅表面诱导纳米周期条纹结构的电子动力学过程. 通过引入非线性电离机制和表面等离子激元的瞬态作用机理, 建立了关于时间整形飞秒激光诱导和调控熔融硅表面纳米周期条纹结构的电子动力学模型, 并应用该模型研究获得了纳米条纹周期与时间整形脉冲时间间隔的定量关系. 理论研究表明, 通过调节时间整形脉冲的时间间隔可以实现操控表面等离子激元与激光瞬态干涉过程中的波矢配对, 最终可实现对诱导的纳米条纹周期的调控. 此模型预测得到的纳米条纹周期与实验结果符合得很好. 该研究对于深刻理解整形脉冲诱导材料表面纳米周期结构的电子动力学操纵机制以及对条纹周期的调控都具有重要的理论价值.

关键词: 时间整形, 飞秒激光, 熔融硅, 纳米条纹

PACS: 79.20.Ds, 52.38.Mf, 81.16.Mk, 61.80.Ba

DOI: 10.7498/aps.63.047901

1 引言

当激光作用于材料表面, 材料表面会生长出激光波长量级的纳米周期性结构, 这种激光诱导的周期性表面结构(LIPSSs)有着广泛的工业用途. 经飞秒激光处理后带有LIPSSs的硅表面可以大幅度地提高材料的光致发光效率^[1]. LIPSSs可应用于表面浸润性调控, 实现表面超疏水或者表面自清洁^[2]. LIPSSs可以作为纳米衍射光栅^[3,4]、布拉格光栅器件等^[5,6]. LIPSSs的诸多应用引发了国内外学者对其形成机理的深入思考和研究. 人们很早就发现了激光诱导纳米周期性条纹现象, 起初认为这是表面粗糙度引起的散射波与激光电磁场干涉的结果, 这一机理被进一步概括为第一性原理^[7]. 第一性原理可以解释粗糙表面在纳米周期性条纹形成中的作用, 但是该理论用未激发的介电常数和

磁导率描述材料的电磁性质, 并未涉及材料激发的动力学过程, 因此其应用范围受到很大局限, 尤其当飞秒激光激发材料时材料的介电常数是瞬态变量, 第一性原理无法对飞秒激光诱导的亚波长周期性表面结构的形成进行合理解释, 也无法对其周期大小进行理论预测. 为了解释飞秒激光脉冲诱导的亚波长周期性表面结构的形成机理, 人们相继引入了二次谐波作用机制、表面等离子激元(SPPs)作用机制、自组织机制和纳米等离子体作用机理等^[8-11]. 这些理论大都可以定性或者半定量地解释实验中观测到的LIPSSs的结构特点(如周期、排列方式等), 并且是从不同角度对其形成机理进行了研究, 可以阐述LIPSSs的一些形貌特征. 然而这些理论无法解释近期实验上发现的时间整形飞秒LIPSSs的形成机理和时间整形飞秒激光对结构周期的调控机理^[12], 这对目前的飞秒LIPSSs理论提出了巨大挑战. 通过调节时间整形飞秒激光的脉

* 国家自然科学基金(批准号: 61176113, 51335008, 61275008)和国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2012YQ12004706)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: chenfeng@mail.xjtu.edu.cn

[‡] 通讯作者. E-mail: guangqingdu@mail.xjtu.edu.cn

冲间隔实现操控结构周期的过程与材料的电子激发动力学紧密相关, 而传统的LIPSSs理论却没有考虑材料超快弛豫和LIPSSs形成的瞬态电子动力学过程. Bonse等^[13]虽然将电介质电离引入到第一性原理中, 并成功预测了电子密度对LIPSSs周期的影响, 可是由于他们没有考虑材料的电离动力学过程, 只是用电子密度对其简单地表征, 因此该理论不能预测时间整形飞秒LIPSSs的瞬态动力学机理. 为了正确建立关于时间整形飞秒激光诱导材料表面周期性结构的物理模型, 必须考虑材料的电子激发动力学过程. 定量研究电子激发动力学和LIPSSs形成机理对于理解飞秒激光与材料作用产生微结构的形成机理和相关实验指导都具有非常重要的意义.

本文研究了时间整形飞秒激光在熔融硅表面诱导纳米周期条纹的电子动力学过程, 揭示了SPPs与入射激光干涉形成纳米周期条纹的瞬态作用机制, 建立了基于非线性电离过程的关于纳米周期条纹形成的电子动力学模型. 该模型将时间整形飞秒激光与电介质中的非线性电离过程相关联, 通过调节飞秒激光整形脉冲链的参数实现对电离度的调控, 进而对LIPSSs形成中SPPs的色散波长进行操控, 再通过干涉相配对过程最终实现整形脉冲链的参数对LIPSSs周期的调控.

2 理论模型

设入射波由一系列光波组成, 每个光波的空间能量均为高斯型, 第 j 列高斯光波中沿 \mathbf{k}_j 方向传播的电场复振幅 $\mathbf{E}_j(r, z)$ 为

$$\mathbf{E}_j(r, z) = A_j(r, z) \exp(i\mathbf{k}_j z_j), \quad (1)$$

式中,

$$A_j(r, z) = \frac{A_0}{w(z_j)} \exp\left(-\frac{r_j^2}{w^2(z_j)}\right) \times \exp\left\{i\left[\frac{k_j r_j^2}{2R(z_j)} - \varphi(z_j)\right]\right\}, \quad (2)$$

$$R(z_j) = z_j \left(1 + \frac{z_{0j}^2}{z_j^2}\right), \quad (3)$$

$$w(z_j) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z_{0j}^2}{z_j^2}}, \quad (4)$$

$$\varphi(z_j) = \arctan\left(\frac{z_j}{z_{0j}}\right). \quad (5)$$

这里 $A_j(r, z)$ 为第 j 列高斯光波的电场振幅, $R(z_j)$ 为第 j 列高斯光波等相位面的曲率半径, $w(z_j)$ 为第 j 列高斯光束的光斑半径, $\varphi(z_j)$ 为相位因子.

n 个线偏振高斯场叠加的总电场复振幅 $\mathbf{E}(r, z)$ 为

$$\mathbf{E}(r, z) = \sum_{j=1}^n \mathbf{p}_j \cdot A_j(r, z) \exp(ik_j z_j), \quad (6)$$

式中 \mathbf{p}_j 为第 j 列高斯光波偏振方向的单位矢量.

光强 $I(r, z)$ 为复振幅模的平方, 即

$$I(r, z) = |\mathbf{E}(r, z)|^2. \quad (7)$$

根据SPPs的色散关系可以导出SPPs电场沿表面(x 方向)的传播常数 k_x 为

$$k_x = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}, \quad (8)$$

式中, ε_m 为金属的介电常量, ε_d 为电介质的介电常量, ω 为入射激光圆频率, c 为光速. 由(8)式可知, 传播常数与材料的介电性质有关, 而材料电离度对电介质介电函数的影响很大. SPPs干涉电场 E_{SPPs} 的 x 分量 E_x 为

$$E_x = E_{\text{SPPs}} \exp\left\{i\left(\left[\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}\right]x + k_z z - \omega t\right)\right\}. \quad (9)$$

SPPs通常在金属和电介质的分界面上或者金属纳米结构周围产生. 对于飞秒激光在石英表面诱导纳米周期条纹的过程, 由于飞秒激光与熔融硅作用会发生很强的非线性电离(金属化过程), 这导致熔融硅材料中出现高度电离的类金属区, 这些类金属区最易出现在杂质(如点缺陷、色心等)周围. 这些缺陷(色心)产生的散射纳米球辅助波矢配对作用从而导致电离区产生瞬态的SPPs, 时间整形脉冲链的后续脉冲将与光学性质修饰区的SPPs发生作用. 由于飞秒激光具有很宽的光谱带, 时间整形脉冲链的前沿脉冲激发的SPPs与整形脉冲链的后续脉冲发生选择干涉, 当电离区激光波矢和SPPs波矢满足相位配对条件时材料表面形成稳定的周期性干涉条纹. 波矢配对条件满足以下关系:

$$\mathbf{k}_G = \mathbf{k}_{\text{SP}} - \mathbf{k}_P, \quad (10)$$

式中, \mathbf{k}_{SP} 和 \mathbf{k}_P 分别为SPPs波矢和入射激光波矢, \mathbf{k}_G 为形成的周期条纹波矢, $\mathbf{k}_G = 2\pi/\Lambda$, 其中 Λ 为纳米条纹周期.

根据上述推导, SPPs 的色散波长^[14-17]为

$$\lambda_{\text{SP}} = \lambda \text{Re} \left[\left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \right)^{1/2} \right]. \quad (11)$$

式中, λ_{SP} 和 λ 分别为 SPPs 的色散波长和入射激光波长, ε_1 和 ε_2 分别为激发的电介质的介电函数和外界环境介质的介电函数,

$$\varepsilon_1 = 1 + (\varepsilon_g - 1) \left(\frac{N_V - N_e}{N_V} \right) - \frac{N_e}{N_c} \frac{1}{1 + i(\omega\tau_c)^{-1}}. \quad (12)$$

这里, ε_g 为在未激发时熔融硅的介电常数; N_e 为导带的电子数密度; N_V 为价带原子密度; N_c 为临界电子密度, $N_c = \omega^2 m_e \varepsilon_0 / e^2$, 其中, m_e 为电子有效质量, ε_0 为真空介电常数, τ_c 为电子碰撞时间,

$$\tau_c = \left(\frac{M}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\hbar}{J_i} \left(\frac{N_e}{N_c} \right)^{1/3}, \quad (13)$$

其中, M 为原子质量, \hbar 为约化的普朗克常数, J_i 为材料的电离能.

宽带隙电介质 (熔融硅) 中的导带电子密度非常小, 当激光作用于电介质时导带自由电子对激光的吸收能力很弱. 因此, 入射激光能量首先通过多光子过程将价带电子电离, 该电离过程为非线性电离, 即通过多光子过程在材料中产生一个电子 (吸收的光子数由激光波长和电介质带宽共同决定). 随后导带电子继续吸收激光能量从而导致导带电子具有非常高的动能, 高能电子与价带电子碰撞再次电离价带电子. 当激光脉冲持续作用时, 碰撞电离过程一直发生, 最终导致导带电子密度以指数规律增加, 形成雪崩过程. 电离过程对熔融硅的介电性质产生重要影响, 进一步导致 SPPs 的色散性质发生变化. 由于干涉中的相位配对机制, 电离修饰的区域产生出不同周期的干涉条纹和不同尺度的纳米周期结构. 当飞秒激光脉冲作用于电介质时, 通过多光子电离或隧道电离过程在材料中产生电子, 通过高能导带电子与价带电子的碰撞, 自由电子瞬间呈雪崩式增长, 从而在激光作用区形成高温、高密度的等离子体, 等离子体吸收激光能量并通过电子/声子耦合将其能量传递给晶格, 晶格加热导致了物质微区的激光破坏^[18-22]. Itina 和 Shcheblanov^[23] 研究发现调整飞秒激光整形脉冲链的时间间隔可以影响到熔融硅电离区的瞬态电离特性, 这表明通过调整飞秒激光整形脉冲链的时间间隔可以实现对 SPPs 色散性质的调控. 描述非

线性电离过程的玻尔兹曼等式可简化为电子速率等式, 电子速率等式包括多光子电离、碰撞电离、自陷激子 (STEs) 形成、等离子弛豫等物理过程. 熔融硅中非线性电离模型的数学描述如下:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{N_V - N_e}{N_V} (\alpha N_V + \beta N_e) + \sigma N_s I^m - \frac{N_e}{\tau_e}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} = -\sigma N_s I^m + \frac{N_e}{\tau_s}, \quad (15)$$

式中, N_s 为 STEs 数密度; I 为激光强度, 其在材料内以指数规律衰减; m 为激发 STEs 所需要的光子数, $m = 5$; τ_e 为包括陷阱和复合机制在内的电子等离子体弛豫时间, 其在几百飞秒量级到几个皮秒量级之间变化; σ 为多光子吸收横截面; τ_s 为 STEs 弛豫周期; α 和 β 分别为多光子电离率和雪崩电离率:

$$\alpha \approx \omega n_{\text{ph}}^{3/2} \left(\frac{\varepsilon_{\text{osc}}}{2J_i} \right)^{n_{\text{ph}}}, \quad (16)$$

$$\beta \approx \frac{\varepsilon_{\text{osc}}}{J_i} \left(\frac{2\omega^2 v_{\text{eff}}}{\omega^2 + v_{\text{eff}}^2} \right), \quad (17)$$

这里, v_{eff} 为电子-晶格有效碰撞频率, n_{ph} 为克服电离势所需要的光子数, ε_{osc} 为激光场中的电离振荡能^[24],

$$\varepsilon_{\text{osc}} [\text{eV}] = 9.3 \frac{I}{10^{14} [\text{W}/\text{cm}^2]} (\lambda [\mu\text{m}])^2, \quad (18)$$

式中, λ 为入射激光波长.

3 结果与讨论

采用具有不同激光能量密度 F 和脉冲时间间隔 Δt 的时间整形飞秒双脉冲链激发熔融硅时, 熔融硅电离度的空间分布如图 1 所示. 从图 1(a)–(c) 可以看出, 增加激光能量密度将导致电离度聚集分布在熔融硅亚表面区域. 当激光能量密度大于纳米条纹形成阈值时, 在熔融硅表面层的等离子体激元区会形成纳米周期条纹. 从图 1(d)–(f) 可以看到, 在飞秒尺度内增加 Δt 会导致电离度分布向熔融硅内部扩散. 模拟结果还表明, 当脉冲间隔增加到皮秒时间范围时电离度分布不再发生变化. 在图 1 中所使用的激光能量密度均低于纳米周期条纹的形成阈值, 因此在熔融硅表面没有形成纳米周期条纹. 时间整形飞秒激光激发熔融硅会对其光作用区的介电性质产生重要影响,

SPPs色散性质也相应发生变化. 由于干涉相位配对重组机制的作用, 时间整形脉冲链的后续脉冲会与SPPs发生选择性干涉从而产生纳米周期干涉条纹. 通过计算得知纳米周期条纹形成的阈值电离度为5.29%. 当电离度超过该阈值时, 在库仑爆机制作用下, 熔融硅表面的干涉斑被记录下来并形成纳米周期条纹.

图2为激光在熔融硅表面诱导的纳米周期条纹结构随熔融硅电离度 η 的变化. 从图2可以看出: 当 $\eta < 18\%$ 时, 纳米条纹周期随电离度增加呈现迅速增加趋势(图2(a)–(c)); 而当 $\eta > 18\%$ 时, 再继续增加熔融硅电离度, 纳米条纹周期出现饱和(图2(d)). 由本文建立的电子动力学模型可知, 当 $\eta = 18\%$ 时, $F = 5.0 \text{ J/cm}^2$. 因此, 当 $F < 5.0 \text{ J/cm}^2$ 时, 纳米条纹周期随激光能量密度的增加而快速增加; 当 $F > 5.0 \text{ J/cm}^2$ 时, 纳米条纹周期随激光能量密度的增加出现饱和现象. 理论推导表明, 当激光垂直入射时干涉条纹的周期与SPPs色散波长成正比, 条纹周期随电离度的变化规律与SPPs色散波长随电离度的变化规律一致. 通过引入SPPs可以合理地解释激光诱导表面纳米周期条纹的性质(条纹周期、条纹取向等)与激光参数的关系^[25–29]. 当前的电子动力学模型认为纳米周期条纹是由入射光与SPPs之间的干涉作用产生. 根据电磁场边界条件, 在SPPs自身满足横磁场条件下, SPPs电场具有沿水平方向和垂直方向

的两个分量, 因此激光电场水平分量与SPPs电场水平分量可以发生干涉. 通过干涉公式计算得知, 干涉条纹取向始终与入射光电场方向垂直. 研究发现, 不但激光能量密度可以影响SPPs的色散波长, 时间整形脉冲的时间间隔也会对条纹周期产生重要的影响.

图3为模拟得到的熔融硅表面激光斑中心纳米条纹的周期 T 与 Δt 之间的依赖关系. 从图3可以看出, 纳米条纹周期随着双脉冲间隔的增加起初迅速减小, 随后出现饱和. 根据本文提出的电子动力学模型, 当 Δt 增加时, 由于电离度分布会向熔融硅体内扩散, 近表面区域的电离度减小从而导致SPPs色散波长发生“蓝移”, “蓝移”的SPPs与宽光谱飞秒脉冲发生选择性干涉以致于纳米条纹周期缩小. 当 Δt 超过等离子有效弛豫时间(2 ps, 弛豫过程包括复合、陷阱和等离子盾效应)时, 脉冲时间间隔的变化对熔融硅电离度不再产生影响, SPPs色散波长也不再发生变化, 这就解释了在 $\Delta t > 2 \text{ ps}$ 时纳米条纹周期出现饱和现象的原因, 该模型的模拟结果与实验值符合得很好^[12]. 从图3还可以看出, 当 $\Delta t = 2 \text{ ps}$ 时, 模拟得到的条纹周期与实验值有所偏离, 我们推测这是由于实验中激光诱导条纹结构时激光能量不稳定所致. 值得注意的是, 基频和倍频光激发的SPPs色散曲线都在同一电离度(18%)开始出现饱和, 这表明激光波长对条纹周期随电离度的变化规律没有影响.

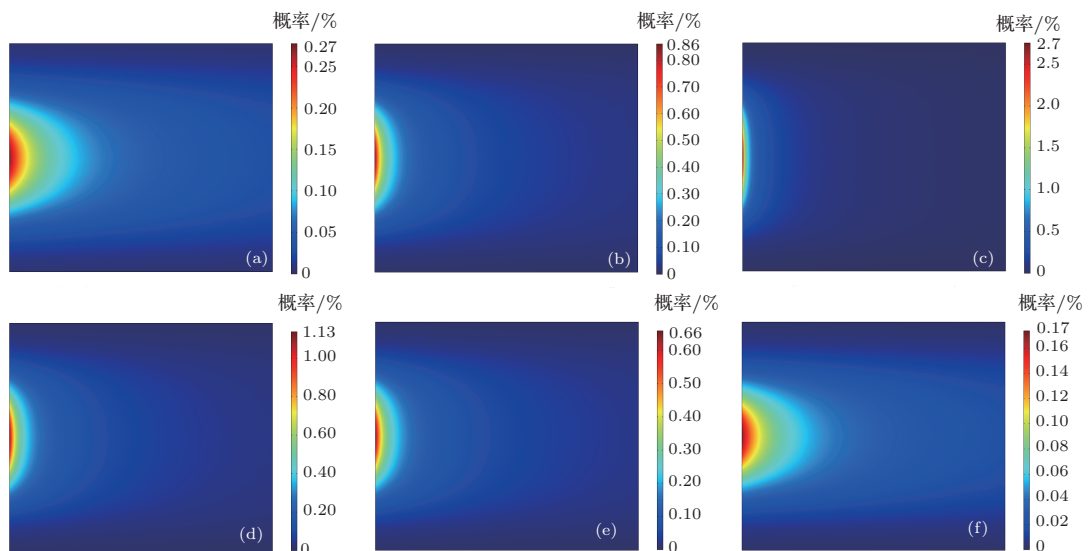


图1 (网刊彩色) 采用具有不同激光能量密度 F 和脉冲时间间隔 Δt 的时间整形飞秒双脉冲链激发熔融硅时, 熔融硅电离度的空间分布, 脉冲宽度 $t_p = 100 \text{ fs}$ (a) $F = 1.6 \text{ J/cm}^2$, $\Delta t = 150 \text{ fs}$; (b) $F = 1.8 \text{ J/cm}^2$, $\Delta t = 150 \text{ fs}$; (c) $F = 2.0 \text{ J/cm}^2$, $\Delta t = 150 \text{ fs}$; (d) $F = 1.9 \text{ J/cm}^2$, $\Delta t = 100 \text{ fs}$; (e) $F = 1.9 \text{ J/cm}^2$, $\Delta t = 400 \text{ fs}$; (f) $F = 1.9 \text{ J/cm}^2$, $\Delta t = 800 \text{ fs}$

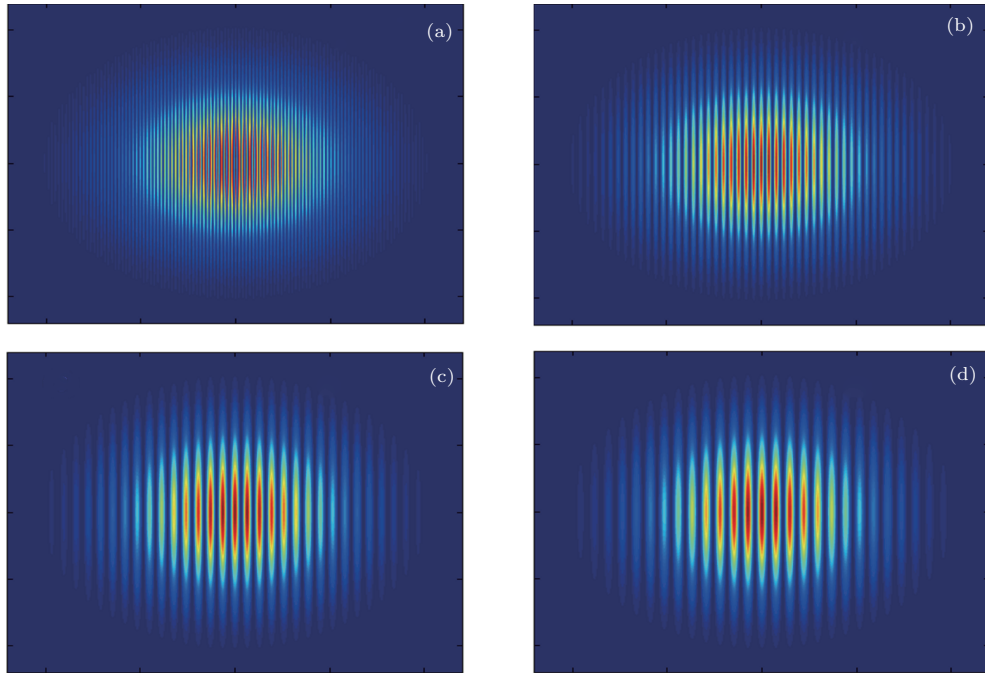


图2 (网刊彩色) 激光在熔融硅表面诱导的纳米周期条纹结构随熔融硅电离度 η 的变化 (a) $\eta = 6\%$; (b) $\eta = 10\%$; (c) $\eta = 18\%$; (d) $\eta = 20\%$

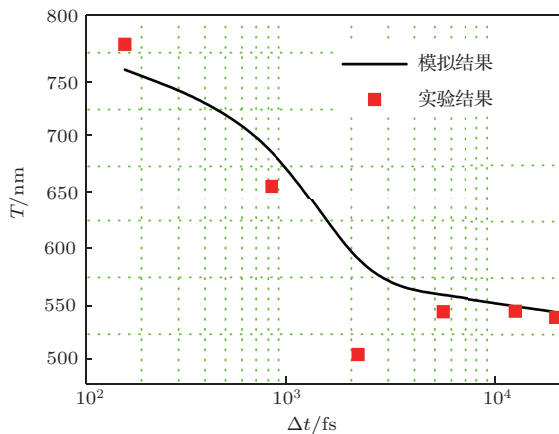


图3 熔融硅表面激光斑中心纳米条纹的周期 T 与整形双脉冲链时间间隔 Δt 之间的关系, $t_p = 200$ fs, $F = 5.3$ J/cm²

4 结 论

本文研究了时间整形飞秒双脉冲在熔融硅表面诱导纳米周期条纹的电子动力学过程, 提出了一种关于纳米条纹形成的电子动力学模型. 此模型引入了非线性电离机制和SPPs与入射光波干涉的瞬态机理, 成功地解释了飞秒激光整形脉冲链诱导的纳米条纹结构周期与脉冲链参数之间的定量依赖关系. 进一步阐述了纳米周期条纹形成的电子动力学机理. 这对于控制和优化飞秒激光制造的微纳功能表面结构具有重要的理论指导价值.

参考文献

- [1] Liang W W, Chen F, Bian H, Yang Q, Liu H, Wang X, Si J, Hou X 2010 *Opt. Commun.* **283** 2385
- [2] Bizi-Bandoki P, Benayoun S, Valette S, Beaugiraud B, Audouard E 2011 *Appl. Surf. Sci.* **257** 5213
- [3] Sun Q, Liang F, Vallee R, Chin S L 2008 *Opt. Lett.* **33** 2713
- [4] Hwang T Y, Guo C L 2011 *Opt. Lett.* **36** 2575
- [5] Yang Y, Yang J J, Liang C Y, Wang H S, Zhu X L, Kuang D F, Yang Y 2008 *Appl. Phys. A* **92** 635
- [6] Zhang H B, Eaton S M, Herman P R 2007 *Opt. Lett.* **32** 2559
- [7] Sipe J E, Yong J F, Preston J S, van Driel H M 1983 *Phys. Rev. B* **27** 1141
- [8] Wu X J, Jia T Q, Zhao F L, Huang M, Xu N S, Kuroda H, Xu Z Z 2007 *Appl. Phys. A* **86** 491
- [9] Garrelie F, Colombier J P, Pigeon F, Tonchev S, Faure N, Bounhalli M, Reynaud S, Parriaux O 2011 *Opt. Express* **19** 9035
- [10] Varlamova O, Costache F, Reif J, Bestehorn M 2006 *Appl. Surf. Sci.* **252** 4702
- [11] Peng N N, Huo Y Y, Zhou K, Jia X, Pan J, Sun Z R, Jia T Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 094201 (in Chinese)[彭娜娜, 霍燕燕, 周侃, 贾鑫, 潘佳, 孙真荣, 贾天卿 2013 物理学报 **62** 094201]
- [12] Rohloff M, Das S K, Hohm S, Grunwald R, Rosenfeld A, Kruger J, Bonse J 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 014910
- [13] Bonse J, Rosenfeld A, Kruger J 2011 *Appl. Surf. Sci.* **257** 5420
- [14] Tsai M W, Chuang T H, Chang H Y, Lee S C 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 213112
- [15] Malyarchuk V, Hua F, Mack N, Velasquez V, White J, Nuzzo R, Rogers J 2005 *Opt. Express* **13** 5669

- [16] Renger J, Quidant R, van Hulst N, Palomba S, Novotny L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 266802
- [17] Barnes 2006 *J. Opt. A* **8** S87
- [18] Gamaly E G, Rode A V, Davies B L, Tikhonchuk T 2002 *Phys. Plasmas* **9** 949
- [19] Rayner D, Naumov A, Corkum P 2005 *Opt. Express* **13** 3208
- [20] Rethfeld B, Sokolowski-Tinten K, von der Linde D, Anisimov S I 2004 *Appl. Phys. A* **79** 767
- [21] Jiang L, Tsai H L 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 093101
- [22] Kaiser A, Rethfeld B, Vicanek M, Simon G 2000 *Phys. Rev. B* **61** 11437
- [23] Itina T E, Shcheblanov N 2010 *Appl. Phys. A* **98** 769
- [24] Gamaly E G, Rode A V, Tikhonchuk V T, Luther-Davies B 2002 *Appl. Surf. Sci.* **197** 699
- [25] Wang J C, Guo C L 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 023511
- [26] Miyaji G, Miyazaki K 2008 *Opt. Express* **16** 16265
- [27] Makin V S, Pestov Y I, Makin R S, Vorob'ev A Y 2009 *J. Opt. Technol.* **76** 555
- [28] Miyaji G, Miyazaki K, Zhang K, Yoshifuji T, Fujita J 2012 *Opt. Express* **20** 14848
- [29] Derrien T Y, Torres R, Sarnet T, Sentis M, Itina T E 2012 *Appl. Surf. Sci.* **258** 9487

Investigation on the electron dynamics of periodic nano ripple formation on fused silica induced by temporally shaped femtosecond laser*

Yang Qing Du Guang-Qing[†] Chen Feng[‡] Wu Yan-Min Ou Yan Lu Yu Hou Xun

(State Key Laboratory for Manufacturing Systems Engineering, Key Laboratory of Photonics Technology for Information of Shannxi Province, School of Electronics and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 15 October 2013; revised manuscript received 11 November 2013)

Abstract

We investigate the electron dynamic process of periodic nano ripples formation on fused silica induced by temporally shaped femtosecond laser. The dynamic model for predictions of ripple period is proposed by introducing the mechanisms of non-linear ionization and surface plasmon polaritons (SPPs) interaction. The quantitative relation between nano ripple period and temporally shaped pulse separation is obtained by using the proposed model. It is revealed that the nano ripple period can be manipulated by adjusting the temporal intervals of the temporally shaped pulses due to the transient adjustment of the wavevector matching process during ripple formation via temporally shaped pulses. The theoretical predictions of the ripple period match well with the experimental data. This study provides the fundamental understanding of transient formation mechanism of ripples, and the precise manipulating of ripple period.

Keywords: temporally shaping, femtosecond laser, fused silica, nano ripples

PACS: 79.20.Ds, 52.38.Mf, 81.16.Mk, 61.80.Ba

DOI: 10.7498/aps.63.047901

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61176113, 51335008, 61275008) and the National Key Scientific Instrument and Equipment Development Project of China (Grant No. 2012YQ12004706).

[†] Corresponding author. E-mail: chenfeng@mail.xjtu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: guangqingdu@mail.xjtu.edu.cn