

裂纹或气泡对熔石英损伤修复坑场调制的近场模拟*

章春来¹⁾ 刘春明^{1)2)†} 向霞¹⁾ 戴威¹⁾ 王治国^{1)‡} 李莉¹⁾
袁晓东²⁾ 贺少勃¹⁾²⁾ 祖小涛¹⁾

1) (电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2011年9月21日收到; 2011年10月20日收到修改稿)

建立了含有裂纹或气泡的高斯型修复坑的3维模型, 用3维时域有限差分方法研究了熔石英后表面该类缺陷对355 nm入射激光的近场调制. 研究表明, 裂纹的调制明显大于气泡或者高斯坑本身, 因此为了抑制修复元件的初始损伤, 应尽量避免任何未修复的裂纹存在, 尤其是与入射光呈夹角约25°的裂纹, 同时应避免尺寸大于5λ的气泡存在. 当裂纹或气泡位于近表面层3λ以内且靠近修复坑环边缘时, 对场的调制最明显. 随着侧移的增加, 近表面区缺陷诱导场叠加, 强点总数涨落较大且易形成极大峰值, 特别是含有裂纹的情形; 远表面区强点总数逐渐增大并趋于稳定. 随着嵌深的增加, 强点的数目大体呈减弱趋势, 当嵌深大于3λ时, 逐渐趋于平缓振荡. 如果裂纹或气泡位于坑点正下方几个波长内, 激光辐照下其效果相当于延长了高斯坑的深度.

关键词: 熔石英, 修复坑, 激光诱导损伤, 时域有限差分

PACS: 42.70.Ce, 46.15.-x, 42.62.-b, 42.60.Jf

1 引言

据美国 Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) 报道^[1-3], 熔石英光学元件的损伤修复或抑制损伤增长的方法主要包括: CO₂ 激光修复、氢氟酸刻蚀、等离子体刻蚀和微火焰加工. 其中, CO₂ 激光修复的损伤点, 在6.7—12 J/cm²@11 ns 激光辐照下, 损伤抑制成功率为71.4%, 适当增加激光功率修复后, 损伤抑制率可达94.1%^[2], 因此CO₂ 激光修复是目前抑制损伤增长的最佳方法. 单点修复总体上分为两类: 大光斑(激光器出口光斑)修复和小光斑(聚焦光斑)修复, 影响修复效果的主要因素包括激光频率、激光功率和作用时间. 大光斑修复方法的优点在于修复区以熔融为主, 不易产生烧蚀, 缺点是影响区域大, 特别对光学元件的面形影

响较大, 因此对于一些横向尺寸较大但深度较浅的散点状的损伤修复效果较好^[4]; 此外, 大光斑修复方法还容易产生气泡, 对于埋藏较深的裂纹也存在未能完全修复的情况. 而小光斑修复时, 修复点周围有明显的烧蚀产生的碎片(debris), 这种碎片容易导致修复点的再次损伤^[5].

时域有限差分(FDTD)方法使用差分近似和平均值近似将含时的Maxwell旋度方程离散为迭代式, 电场和磁场分量在空间和时间上交替抽样, 每一网格点电(磁)场分量的值依赖于该点前一刻的值和环绕它的前半个时刻的磁(电)场分量值^[6]. 缺陷对光场的调制可采用该方法进行模拟, 对于完美高斯型修复坑位于入射面的研究已有一定结论^[7], 对于四周有凸起或者凹陷状的高斯修复坑点^[8-10], 相关的模拟工作也正在开展^[9]. 本文主要着眼于含有裂纹或气泡的非完美修复坑, 利用3

* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 10904008), 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金(批准号: 11076008)和中央高校基本科研基金(批准号: ZYGX2009X007, ZYGX2010J045, ZYGX2011J043)资助的课题.

† E-mail: cmliu@uestc.edu.cn

‡ E-mail: zgwang@uestc.edu.cn

维 FDTD 方法, 模拟并评估了裂纹或者气泡的尺寸与位置对修复坑场致损伤的影响, 最终期望为这类缺陷的控制提供一定的量化依据, 此项工作还未见报道.

2 物理模型与计算方法

熔石英材料为 Corning 公司合成的 7980 型非晶二氧化硅, 其羟基含量为 800—1000 ppm^[11], 首先在浓度为 1% 的氢氟酸缓冲液中进行刻蚀, 刻蚀时间为 10 min, 去除表面抛光沉积层, 较大幅度地暴露表面和亚表面隐藏的缺陷. 对于用 355 nm 激光制造的横向尺寸约 200 μm 的损伤坑, 采用 CO_2 激光进行单点修复, 修复方式为定点辐照 1—3 次, 激光功率 14—15 W, 运行频率 15kHz, 高斯光斑半径 2 mm ($1/e^2$), 单次辐照时间 4—5 s. 所用 CO_2 激光器型号为相干公司制造的 GEM-100L 型, 中心波长为 10.6 μm , 最高工作频率为 25 kHz, CW 模式最大功率为 100 W, 激光功率通过占空比进行调节. 经轮廓仪测试表明, 该类修复坑的横向尺寸为 350—500 μm , 深度为数微米至几十微米不等.

图 1 为损伤坑与修复坑的共聚焦显微图和光学显微镜图, 图 1(a) 损伤坑内侧凹凸不平, 见棱见角, 且正中间最深, 比文献 [12] 报道的损伤坑的侧面光学显微镜图更为形象和清晰; 图 1(b) 修复坑内侧光滑, 且将轮廓仪测试获得的二维数据导入 Origin 作图后能用高斯函数很好地拟合, 如图 2, 文献 [7, 8] 进行了相关报道. 修复后, 有些坑点出现了气泡, 或者底侧有些许裂纹未修复完整, 如图 1(c) 和 (d), 文献 [4, 12] 为相关报道. 未修复裂纹表现为长度约数个微米至几十微米的封闭区间, 一般是因为埋藏较深, 大于 CO_2 激光的吸收深度, 在辐照时间内通过热传导获得的热量不足以将其熔化. 气泡的尺寸从数个微米到十多个微米不等, 研究表明, 采用逐渐增加 CO_2 激光功率并多次辐照的方式可有效较少气泡的数量.

工程应用中, 熔石英元件的初始损伤点尺寸一般都较小, 直径在 20—50 μm 量级, 修复坑点的最小尺寸也有近百微米. 由于 FDTD 方法近场模拟的局限性, 即使是这样的小尺寸也做不到完全按照实际情况来进行研究. 基于此, 只能缩小尺寸进行模拟, 希望能获得更一般性的结论.

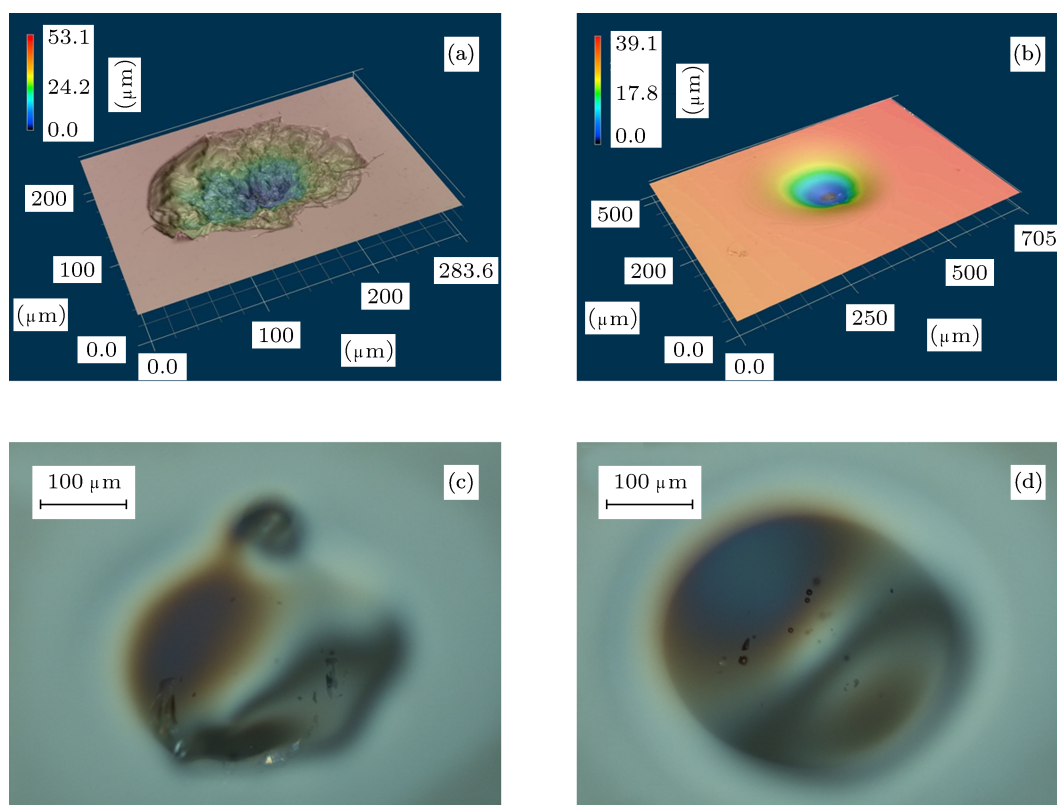


图 1 损伤坑与修复坑的共聚焦显微图 ((a), (b)) 和光学显微镜图 ((c), (d)) (a) 损伤坑; (b) 高斯型修复坑; (c) 含有裂纹的修复坑; (d) 含有气泡的修复坑

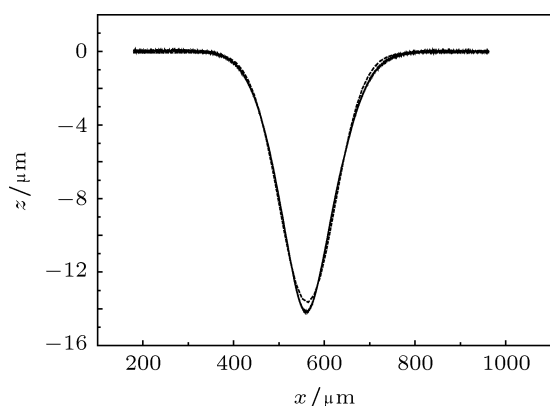


图2 修复坑的高斯拟合(—实验曲线,-----高斯拟合)

建立如下计算模型: 含有气泡或裂纹的高斯型修复坑模型如图 3(a) 所示, 为了后文叙述的方便, 将高斯坑的垂直于 x 轴的对称截面定义为 α 面; 垂直于 z 轴的截面定义为 γ 面 (γ 面有多个, 若 $z = n$ 则称为 γ_n 面). 在高斯坑位置已知的情况下, 为了锁定裂纹或气泡的相对位置, 引入两个变量: 侧移 (表征横向间距) 和嵌深 (表征垂直距离), 如图 3(b). 在 α 面内标识各参数 (图 3(b)): 设高斯型修复坑宽为 a , 深为 b ; 设裂纹沿 x 轴方向延伸, 在 α 面内呈底边平行于石英表面的等腰三角形, 且裂纹宽为 a_1 , 深为 b_1 , 长为 e_1 , 侧移为 c_1 , 嵌深为 d_1 ; 设气泡为球状, 且半径为 r , 侧移为 c_2 , 嵌深为 d_2 . 模拟过程中使用的旋转高斯面方程为

$$z(x, y) = z_0 - b e^{-\xi/a^2[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2]}, \quad (1)$$

其中, (x_0, y_0, z_0) 为高斯函数在模拟域内的中心坐标 (如图 3(b)), $z = z_0$ 为石英水平表面, b 为坑点的深. 众所周知, 这个函数的四周将无限地渐近 $z = z_0$ 平面, 经计算, 当 $\xi > 18.4$ 时, $|z(x, y)| \geq z_0 - 0.01 b$, 为了使 a 能够较好地描述坑点的宽, 计算时取 $\xi = 20$, 此时坑点边沿离 $z = z_0$ 平面的距离仅为 $0.0067 b$, 可以近似认为是修复坑与水平表面的分界线.

模拟时, 高斯坑点位于熔石英的后表面 (如图 3(a)), 即激光沿 z 轴正方向入射, 模拟的亚表面层为长方体区域, 且位于空间笛卡尔坐标系的第一卦限. 激光波长 λ 为 355 nm , 入射波为沿 x 轴线极化的均匀平面波, 电场幅值为 1.0 V/m . 熔石英的相对介电常数 ϵ_r 取 $2.25^{[13,14]}$, 差分网格尺寸 δ 在三维方向上均为 $\lambda/12$, 时间步长 Δt 取 $\delta/2v$ (v 为真空光速), 恰能满足 Courant 稳定性条件^[6]. 采

用 Berenger 的完全匹配层 (PML) 吸收性边界条件, PML 层厚度为 $9 \delta^{[6]}$. 当 CO_2 激光修复损伤坑时, 忽略熔石英被红外激光局部热处理出现晶化而导致的光学各向异性 (相关工作尚在研究之中), 忽略亚表面由于熔融汽化及重沉积而导致的非化学计量比缺陷 ($\text{SiO}_m, 0 < m < 2$)^[10,15], 并认为缺陷区域被完纯空气填充.

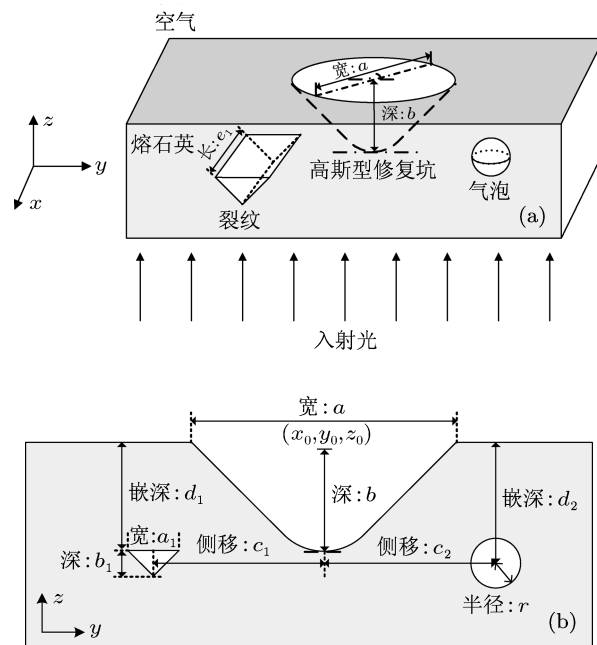


图3 含气泡或裂纹的高斯型修复坑模型 (a) 三维结构示意图; (b) 二维 α 截面示意图

3 计算结果与分析

3.1 单一缺陷对光场的调制

由于研究过程中变量繁多, 因此需要对单一高斯坑点、裂纹和气泡的场调制进行研究, 以获取一些场分布的定性值以及尺寸的量化值.

3.1.1 单一高斯坑对光场的调制

设定三维总场是 $210 \delta \times 210 \delta \times 135 \delta$, 时间步数 $N = 1700$, 水平分界面 $z_0 = 120 \delta$, 高斯型修复坑的宽 $a = 120 \delta$, 深 b 从 6δ 逐渐增大到 120δ , 步长为 3δ . 图 4(a) 为最大电场幅值 ($|E|_{\max}$) 随深度的变化, $|E|_{\max}$ 随着 b 的增大先增大后减小, 当 b 为 84δ 时 (宽深比约 1.4), α 面和全体模拟域同时取得不同最大值, 其值分别为 2.80140 V/m 和 2.93801 V/m , 对应的光强增强因

子 (LIEF, $|E|^2$)^[16] 分别是 7.8 和 8.6, 可见单次模拟的最大调制并非一定出现在 α 面上, 因此, 为了获取更全面的信息, 有必要对 α 面和全体模拟域的情况分别统计. 图 4(b) 为 $b = 84\delta$ 时 γ 面的 $|E|_{\max}$ 分布, 在 z 为 36δ — 120δ 的缺陷区, $|E|_{\max}$ 出现两次极大值, 分别位于 γ_{113} 和 γ_{43} 面处, 研究表明, 靠近坑底的极大值在 $b > 55\delta$ 时较为明显.

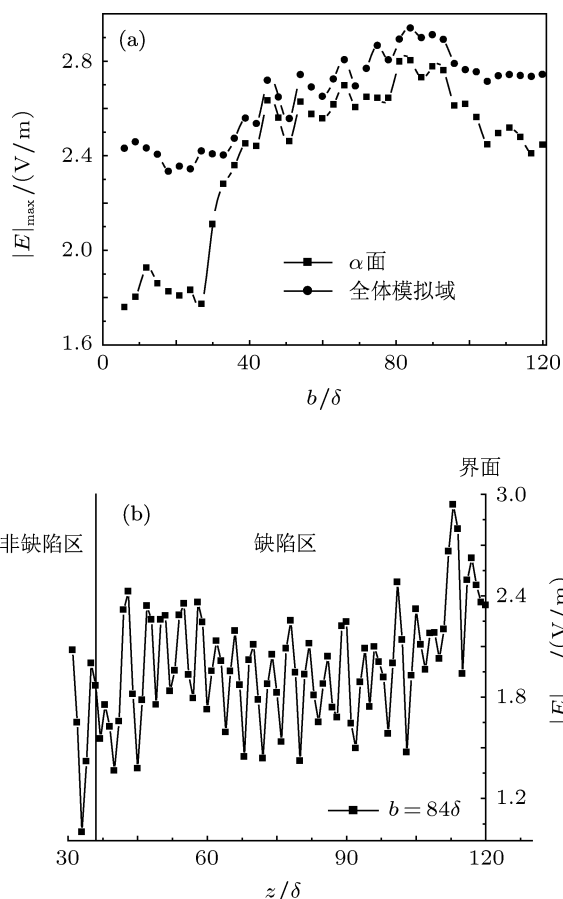


图 4 高斯坑场调制的 $|E|_{\max}$ 分布 (a) $|E|_{\max}$ 与 b 的关系; (b) γ 面的 $|E|_{\max}$ 分布

图 5 是 $b = 84\delta$ 时高斯坑的电场幅值 ($|E|$) 分布, 由图 5(a), α 面在近表面层且靠近高斯坑的位置电场最强; 由图 5(b), 近表面区 γ 面的电场最强点主要位于靠近高斯坑 2 个波长距离内. 这是因为在近表面区, 高斯坑曲率变化较明显, 大量的反射波和入射波的叠加容易导致亚表面场增强, 因此近表面区且靠近高斯坑的区域最容易成为损伤的突破点. 从实验现象来看, 在三倍频激光的辐照下, 初始损伤点最有可能分布在高斯坑环边缘附近, 这与数位研究者的报道相一致^[7,8,17]; 另外, 如果大功率并多次辐照, 在坑点中心附近也可能存有少量的损伤点.

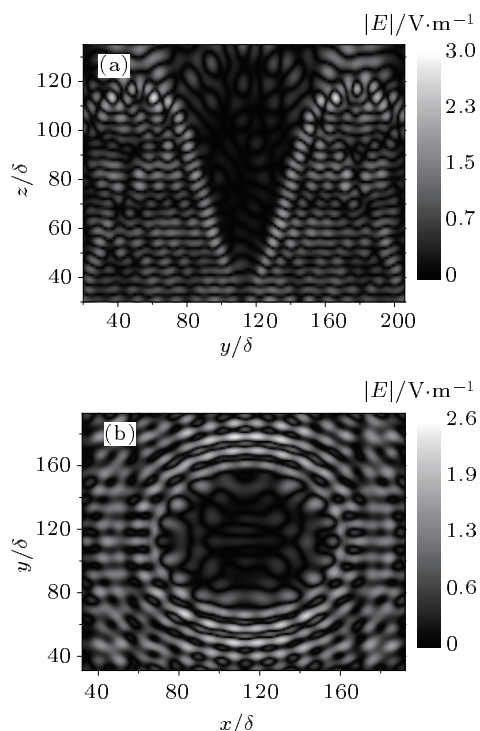


图 5 高斯型修复坑 $b = 84\delta$ 时的 $|E|$ 分布 (a) α 面; (b) γ_{116} 面

3.1.2 单一裂纹对光场的调制

设定三维总场是 $80\delta \times 200\delta \times 135\delta$, 时间步数 $N = 1000$, 设定裂纹的嵌深 $d_1 = 20\delta$, 宽 $a_1 = 80\delta$, 长 $e_1 = 80\delta$, 深 b_1 从 6δ 逐渐增加到 114δ . 由图 6(a), 随着 b_1 的增大, α 面和全体模拟域的 $|E|_{\max}$ 值均先增大后减小, 当 $b_1 = 87\delta$ 时取得最大值, 两者的最大值分别为 $4.79482 V/m$ 和 $4.92830 V/m$. 同时, 当深度从 6δ 到 87δ 时, 后者的 LIEF 由 7.7 增加到 24.3, 增加了 2 倍多. 图 6(b) 是 $b_1 = 90\delta$ 和 87δ 时所有 γ 面的 $|E|_{\max}$ 分布, 可见从裂纹的底部到顶部, $|E|_{\max}$ 均逐渐增加, 并且最大调制都位于非缺陷区域 (γ_{109} 面), 同时, γ_{100} — γ_{120} 的非缺陷区 $|E|_{\max}$ 值涨落明显比缺陷区域大得多. 因此, 当裂纹的宽与深尺寸相当时, 调制最佳, 此时入射光与裂纹面的夹角约 25° . 当裂纹嵌入石英体内较浅时, 裂纹正上方的阴影区两侧容易出现最大场分布, 初始损伤很容易发生在该区域. 花金荣等人对暴露在石英表面的横向划痕进行了相关研究^[14], 但是未指出嵌入石英体内的裂纹的场调制行为.

图 7 为 $b_1 = 87\delta$ 时, 裂纹 α 面与 γ 面的 $|E|$ 分布, 图 7(a) 中, $z = 120\delta$ 为石英表面, $z = 100\delta$ 为裂纹与石英的上分界面. 其规律类似于高斯坑, 即越

靠近表面电场越强,并在近表面 2 个波长内场增强最为明显. 在缺陷的正上方 ($100\delta < z < 120\delta$ 时),透射场极弱,形成一块阴影区,这是因为对于 355nm 的入射激光而言,熔石英的折射率为 1.475,此时,入射光与裂纹面的夹角约 25° ,完全满足全反射条件,因此缺陷上方的少量透射场来源于左右两边石英区域的衍射. 图 7(b) 和 (c) 为

距 $z = 100\delta$ 均为 10δ 的两个 γ 面的 $|E|$ 分布: γ_{90} 面中间部分为空气填充,而 γ_{110} 面全由石英组成. 很明显,由于全反射, γ_{110} 面中间区域透射的电磁波极少. 经统计,缺陷区的 γ_{90} 面 $|E| \geq 2.0 \text{ V/m}$ 的网络点数目(强电场点,简称强点)共 197 个;而非缺陷区的 γ_{110} 面该值点仅有 74 个,显然前者的强点分布更广.

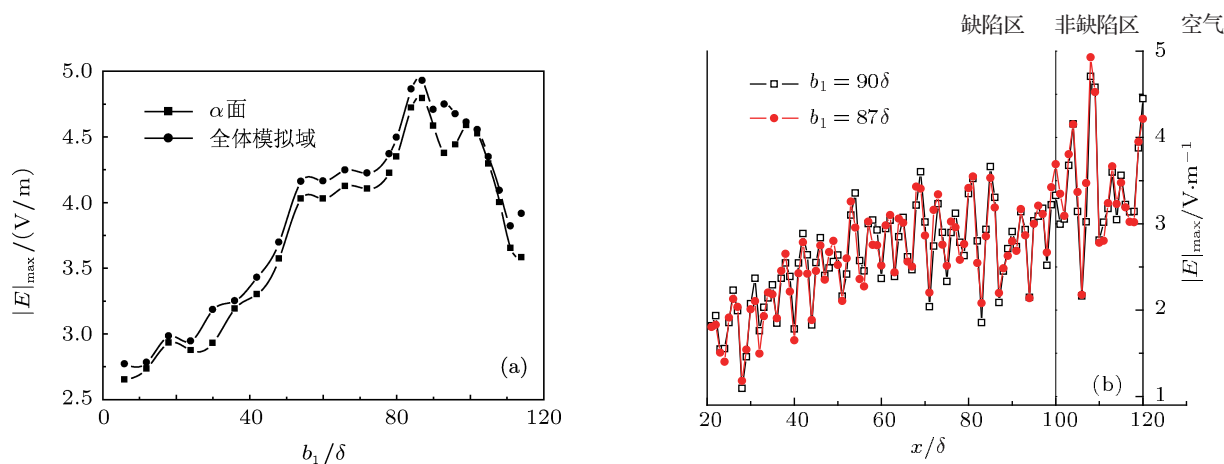


图 6 裂纹场调制的 $|E|_{\max}$ 分布 (a) $|E|_{\max}$ 与 b_1 的关系; (b) γ 面的 $|E|_{\max}$ 分布

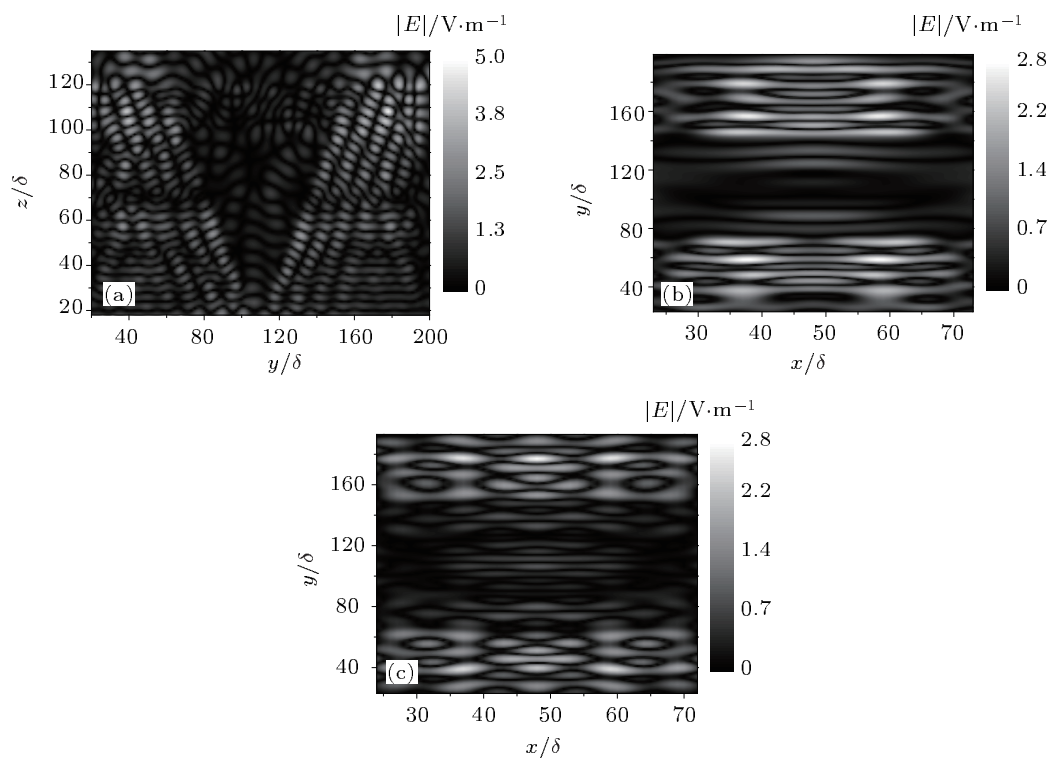


图 7 裂纹 $b_1 = 87\delta$ 时 α 面与 γ 面的 $|E|$ 分布 (a) α 面; (b) γ_{90} 面; (c) γ_{110} 面

3.1.3 单一气泡对光场的调制

设定三维总场是 $150\delta \times 200\delta \times 155\delta$, 时间步数 $N = 1700$, 水平分界面 $z_0 = 140\delta$, 气泡嵌深 $d_2 = 60\delta$, 半径 r 从 6δ 开始, 每步增加 3δ 直到 $r = 57\delta$. 图 8(a) 为 $|E|_{\max}$ 随 r 增大的关系, 从 α 面的 $|E|_{\max}$ 分布来看, 未表现出明显的增减规律,

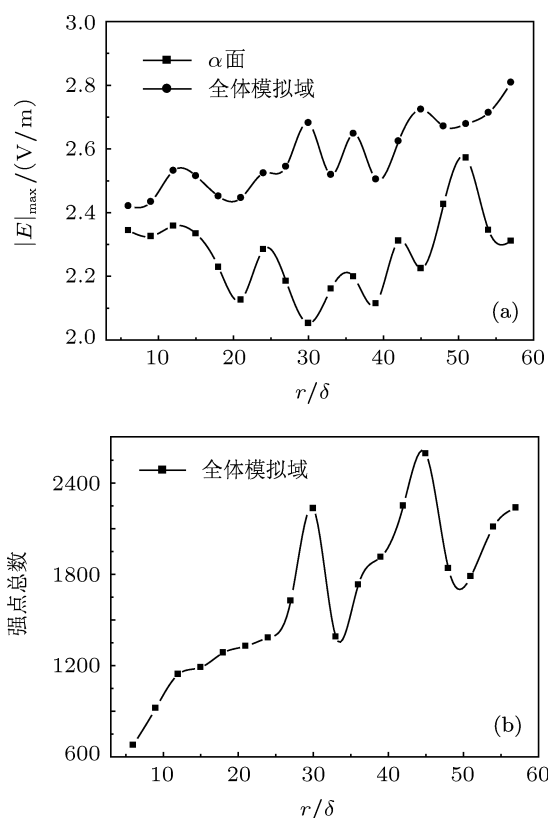


图 8 气泡光场调制的尺寸效应 (a) $|E|_{\max}$ 与 r 的关系; (b) 强点总数与 r 的关系

其值分布在 2.0—2.6 V/m; 全体模拟域的 $|E|_{\max}$ 呈略微增加趋势, 但幅度极小, 在 r 增加了近 10 倍时, $|E|_{\max}$ 增量不足 0.4 V/m. 图 8(b) 为全体模拟域内强点数目 ($|E| \geq 2.0$ V/m 的总数) 与 r 的关系, 这一个最大的样本空间表现出的规律是: 随着气泡半径的增大, 强点总数先迅速增加, 当 $r \geq 30\delta$ 时强点数获取一个相对较为稳定的振荡增长值, 即呈微弱的摆动增加. 气泡的入射面是前半球面, 且任意气泡与激光的入射角都是 0° — 90° 的连续范围, 对于 355 nm 的入射光, 气泡入射面底侧很“平坦”, 入射角小, 容易透射, 从底部往上移动, 反射率逐渐增大直至全反射. 可用极限法进行判定: 当 r 极小时, 由于衍射作用以及散射面积较小, 故调制较弱; 在 r 增大的过程中, 气泡的面积增加, 反射面增强甚

至发生全反射, 进而调制增强, 表现为电场幅值与强点数目都有增加; 当 r 继续增大时, 特别是达到数个微米时, 此时最大电场调制幅值基本恒定, 尺寸增大导致的场增强主要由强点数目的增大来体现, 显然强点数目与球的表面积 (尺寸) 正相关, 其表现必然是一个有规律性地摆动增加 (图 8(b)). 5λ 的尺寸正是这个关节点, 在此尺寸之上的气泡很容易在近场造成大面积的初始损伤, 需要着力避免. 因此, 花金荣等人^[13] 研究指出的介电常数小于熔石英的杂质对场的调制不随其尺寸改变而明显变化, 主要是基于电场幅值的考虑, 而未将强点数目纳入考察范围, 应该是不够准确的.

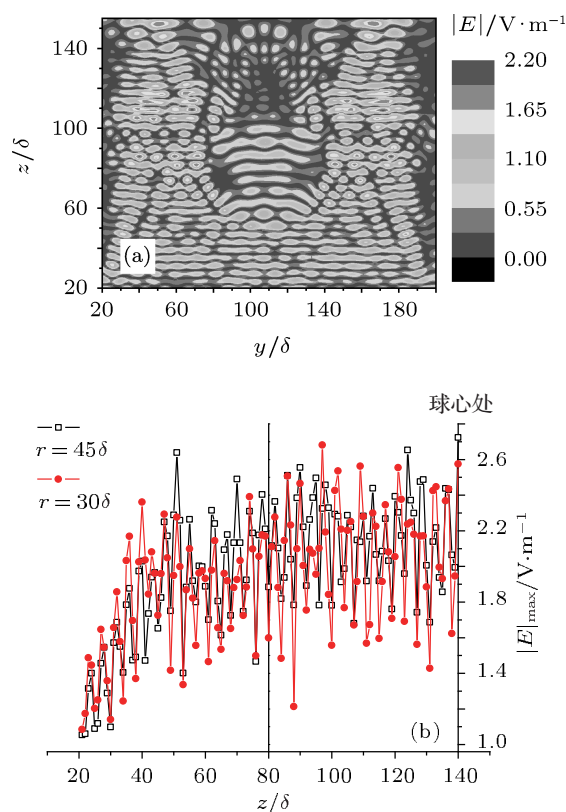


图 9 气泡 α 面的 $|E|$ 分布 (a) 与 γ 面 $|E|_{\max}$ 分布 (b) (a) $r = 30\delta$; (b) $r = 30\delta$ 与 45δ

图 9 是 r 为 30δ 时气泡 α 面的 $|E|$ 分布与 γ 面 $|E|_{\max}$ 分布, 由 α 面可见 (图 9(a)), 气泡场增强是因为气泡将光场向两边折射, 入射波与折射波的叠加导致后半球面周围出现强区^[13]. 选取图 8(b) 中的两个极大值点 $r = 30\delta$ 和 45δ , 其 γ 面的 $|E|_{\max}$ 分布如图 9(b) 所示, 在光场碰到气泡时, 场分布从 1.0 V/m 左右极速增强, 约在 3 个波长内增至 2.2 V/m 左右摆动, 且影响了传播方向上一个

较大的区域. 比较 $r = 30\delta$ 和 45δ 两条曲线, 此时两气泡在尺寸上相差 30δ , 其最大调制相互接近, 但是 $r = 45\delta$ 的曲线在整体上明显有略微的上扬, 其结果必然使 $|E| \geq 2.0 \text{ V/m}$ 的数据点明显增多, 与图 8(b) 表现一致.

综上, 从电场幅值来看, 裂纹的调制明显大于气泡或者高斯坑本身, 气泡和高斯坑的调制相互接近; 从规律来说, 气泡场调制的规律相对要弱得多, 且需要借助所有数据点的相对统计来说明. 高斯坑的损伤突破点集中在环的最边沿, 距表面约 1—2 个波长; 裂纹的宽与深尺寸相近时获最大调制, 其最强场分布在靠近表面的阴影区两侧, 但此处的强点数目不及缺陷区域多; 对于气泡, 当其达到 5λ 时, 对场的调制与其表面积正相关, 表现为强场点有规律地振荡增加.

3.2 裂纹对完美高斯坑的场调制

设定三维总场是 $136\delta \times 250\delta \times 135\delta$, 时间步数 $N = 1700$, 水平分界面是 $z_0 = 120\delta$. 设定 $a = 120\delta$, $b = 80\delta$, $a_1 = 40\delta$, $b_1 = 30\delta$, $e_1 = 60\delta$. 首先研究裂纹侧移的连续变化对场分布的影响, 为了便于比较, 设定嵌深 $d_1 = 0, 25\delta$ 和 50δ 三组量, 侧移 c_1 则从 45δ 开始逐渐增加. 统计了强点数目与 c_1 的关系: 由图 10(a), 嵌深为 0,

当侧移 c_1 为 105δ — 111δ 时, α 面和全体模拟域取得的最大值分别是 178 和 8436. 由图 10(b), 嵌深为 25δ , 当侧移 c_1 为 147δ 时, α 面和全体模拟域取得的最大值分别是 250 和 10270. 由图 10(c), 嵌深为 50δ , 当 $c_1 > 70\delta$ 时, α 面和全体模拟域均获取稳定振荡值, 其幅值范围分别是 30—60 和 3400—4500. 从数值来看, 裂纹暴露在表面时 ($d_1 = 0$), 其强点总数的最大值并非最大, 相比之下, 嵌深为 25δ 有更大调制, 且 $d_1 = 25\delta$ 时需要更大的侧移才能取得该最大值, 这应归结于裂纹上方强区的贡献, 以及裂纹越靠近高斯坑表面曲率较大的位置, 两者的相互作用越明显, 这都可从单一缺陷的场分布获证. 总体来说, 当裂纹埋入较浅时 ($d_1 = 0, 25\delta$), 表面附近缺陷诱导的强场点较多, 且涨落较大, 这是由裂纹和高斯坑之间激烈的场干涉造成, 因此随着侧移的增大, 容易出现极大峰值, 当两者距离足够远时场分布将趋于稳定; 当裂纹埋入较深时 ($d_1 = 50\delta$), 单一缺陷诱导的场调制涨落较小, 随着侧移的增大, 两者之间的相互作用会越来越弱, 模拟区域的强点总数近似于两个缺陷场调制的代数和, 所以很快就出现了稳定的振荡值. 图 11 选取了 c_1 为 45δ — 120δ 时, $|E|_{\max}$ 与 c_1 的关系, 可见 α 面和全体模拟域都是在 $d_1 = 50\delta$ 时, $|E|_{\max}$ 值相对较小; 并且当嵌深较小时 ($d_1 = 0, 25\delta$), $|E|_{\max}$ 值涨落明显较大, 且 $d_1 = 0$ 的涨落最为剧烈.

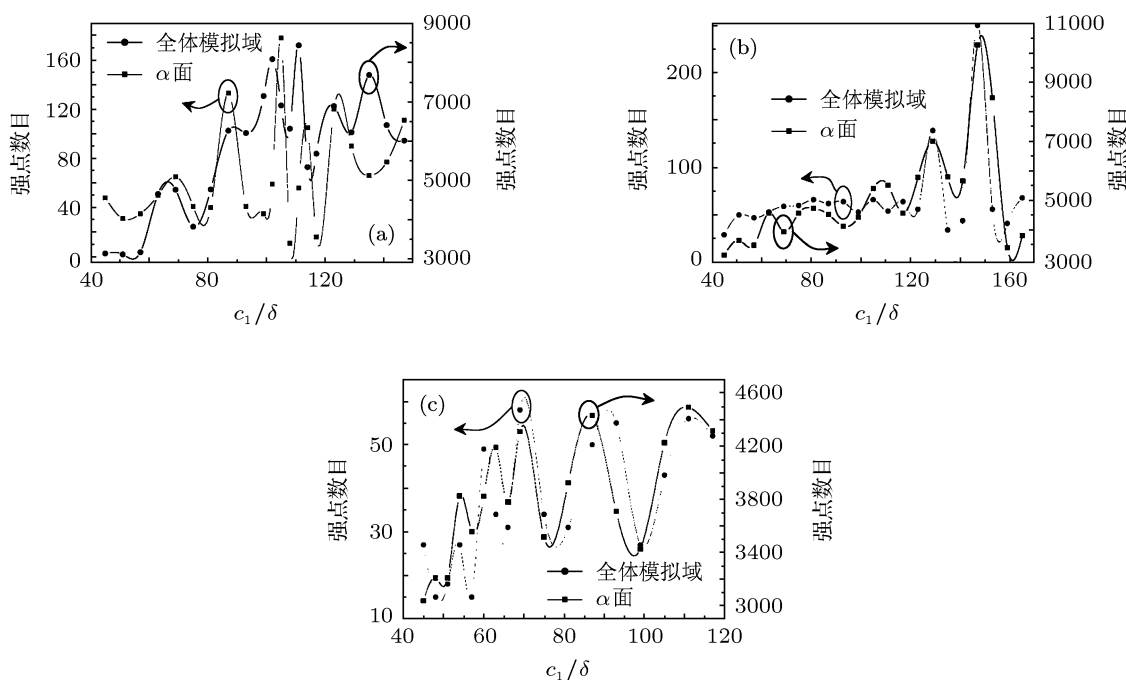


图 10 含裂纹高斯坑强点数目与 c_1 的关系 (a) $d_1 = 0$; (b) $d_1 = 25\delta$; (c) $d_1 = 50\delta$

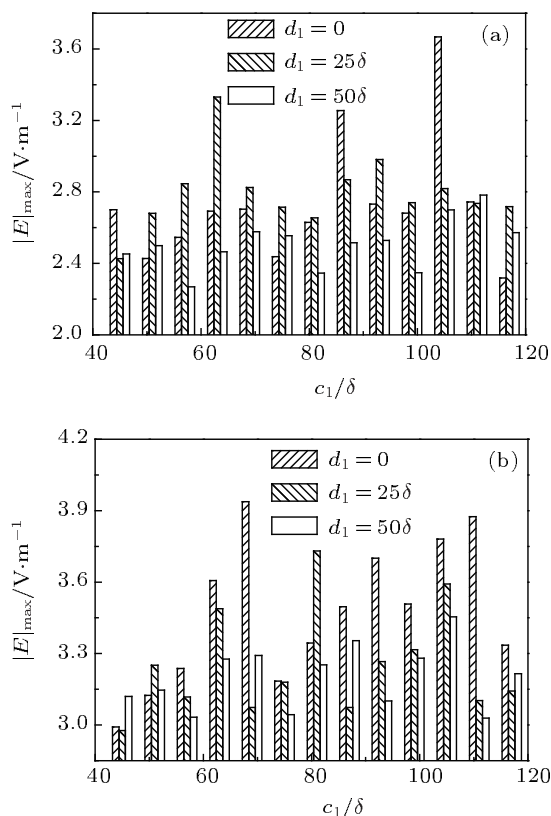


图 11 含裂纹高斯坑 $|E|_{\max}$ 与 c_1 的关系 (a) α 平面; (b) 全体模拟域

为了研究裂纹嵌深的连续变化对场分布的影响,保持其他量不变,固定裂纹侧移 $c_1 = 81\delta$,嵌深 d_1 从 0δ 逐渐增加到 80δ .由图 12,随着嵌深的增大, $|E| \geq 2.0 \text{ V/m}$ 的数目和 $|E|_{\max}$ 分布大体上是呈减弱趋势,且振荡最强区集中在表面层 30δ 以内,当 $d_1 > 30\delta$ 时,调制逐渐平缓,这是亚表面区各个缺陷调制点强涨落并再叠加的结果,印证了上述讨论.模拟中, α 面的最大值为 93 个, 3.23964 V/m ,全体模拟域内的最大值 6875 个, 3.84404 V/m ,对应最大 LIEF 分别 10.5 和 14.8.

为形象描述场分布的特点,作出含裂纹高斯坑的 $|E|$ 分布(图 13).图 13(a)为 γ 面情况,上方是高斯坑,下方是对称分布在高斯坑附近的长为 60δ 的裂纹,可见裂纹和高斯坑之间确实存在着较强的调制区,结合图 10,当两者最短距离约 2—3 个波长时,裂纹和高斯坑之间的公共域调制最大(图 13(a), (b)).图 13(b)中,裂纹的正上方有一块阴影区,根据前文讨论,阴影区两侧也有强区存在,据图示,该强区将延续约 2 个波长.同时如果裂纹位于缺陷正下方一定的距离,其作用相当于伸长了缺陷的深度,图 13(c)是该裂纹位于宽 120δ 深 60δ 的高斯坑的

正下方,正好对此进行了验证.如果裂纹处于高斯坑正下方的距离大于 2—3 个波长,高斯坑和裂纹将不会在场分布上衍射贯通,根据上文结论,此时两者的相互影响非常弱,只需要考虑两种各自的场调制即可.

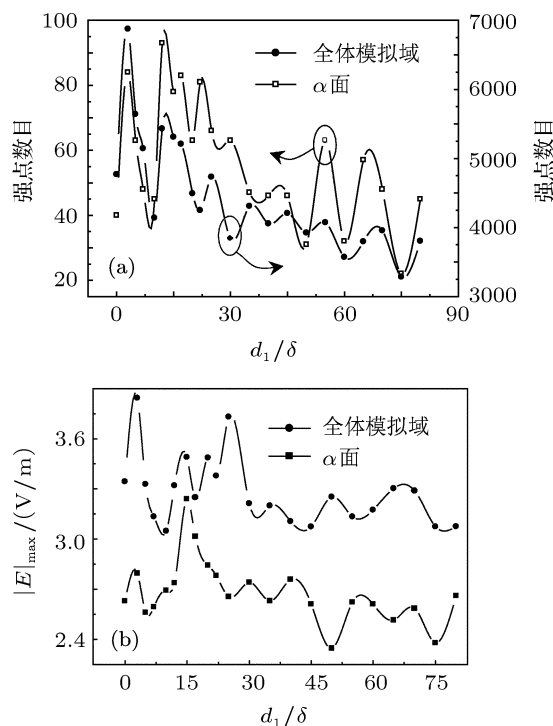


图 12 含裂纹高斯坑的光场调制与 d_1 的关系 (a) 强点数目分布; (b) $|E|_{\max}$ 分布

3.3 气泡对完美高斯坑的场调制

保持三维总场、时间步数和水平分界面与 3.2 一致,设定 $a = 120\delta$, $b = 80\delta$, $r = 18\delta$, $d_2 = 25\delta$ 和 50δ ,为研究气泡的侧移对修复坑的场调制的影响,气泡侧移 c_2 从 33δ 开始逐渐增加.图 14(a)与 (b)为强点数目分布.由图 14(a),随着 c_2 的增大,全体模拟域的强点总数先逐渐增加,对于 $d_2 = 50\delta$,在 c_2 约为 70δ 时,振荡趋于平缓,其幅值范围是 2680—3148;对于 $d_2 = 25\delta$,当 c_2 约为 93δ 时,振荡值趋于平缓,摆动范围 2654—3427.显然后者需要更大的侧移才能达到稳定,且稳定后,其振荡值幅度较大.图 14(b)为 α 面情况,其增减规律不及全体模拟域明显,但显然 $d_2 = 25\delta$ 时摆动幅度更大一些.图 14(c)为 α 面和全体模拟域的 $|E|_{\max}$ 分布:对于 $d_2 = 50\delta$,随着 c_2 的增大, α 面和全体模拟域的 $|E|_{\max}$ 都非常平稳,近似于一条水平线;而对于 $d_2 = 25\delta$, α 面和全体模拟域

的 $|E|_{\max}$ 均起伏非常大, 并且在 $c_2 = 69\delta$ 时, 出现了很明显的强峰. 模拟过程中, 前者 α 面和全体模拟域内的最大 LIEF 分别 6.2 和 9.8, 后者的对应值

分别是 10.8 和 11.9, 明显高于 $d_2 = 50\delta$ 的情况. 因此, 当气泡靠近亚表面层时, 缺陷诱发的场调制更加剧烈, 因为气泡和修复坑的相互影响渐强.

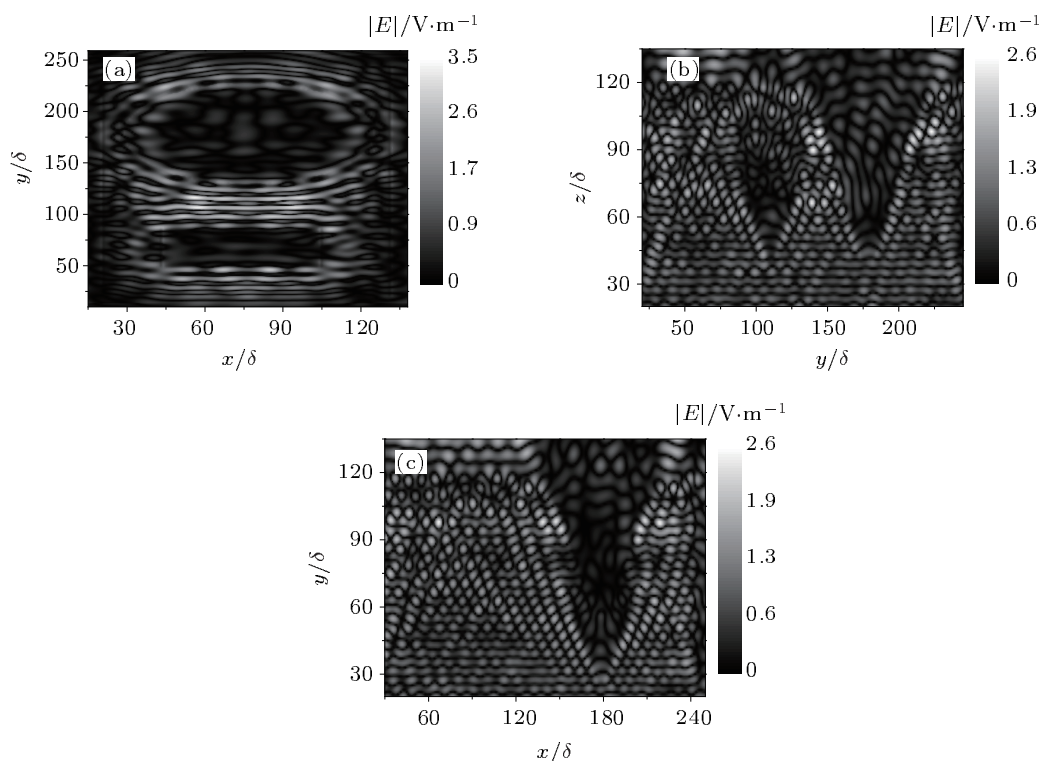


图 13 含裂纹高斯坑 $|E|$ 分布 (a) $d_1 = 0\delta, c_1 = 111\delta$ 的 γ_{117} 面; (b) $d_1 = 50\delta, c_1 = 69\delta$ 的 α 面; (c) $b = 60\delta, d_1 = 65\delta, c_1 = 0\delta$ 的 α 面

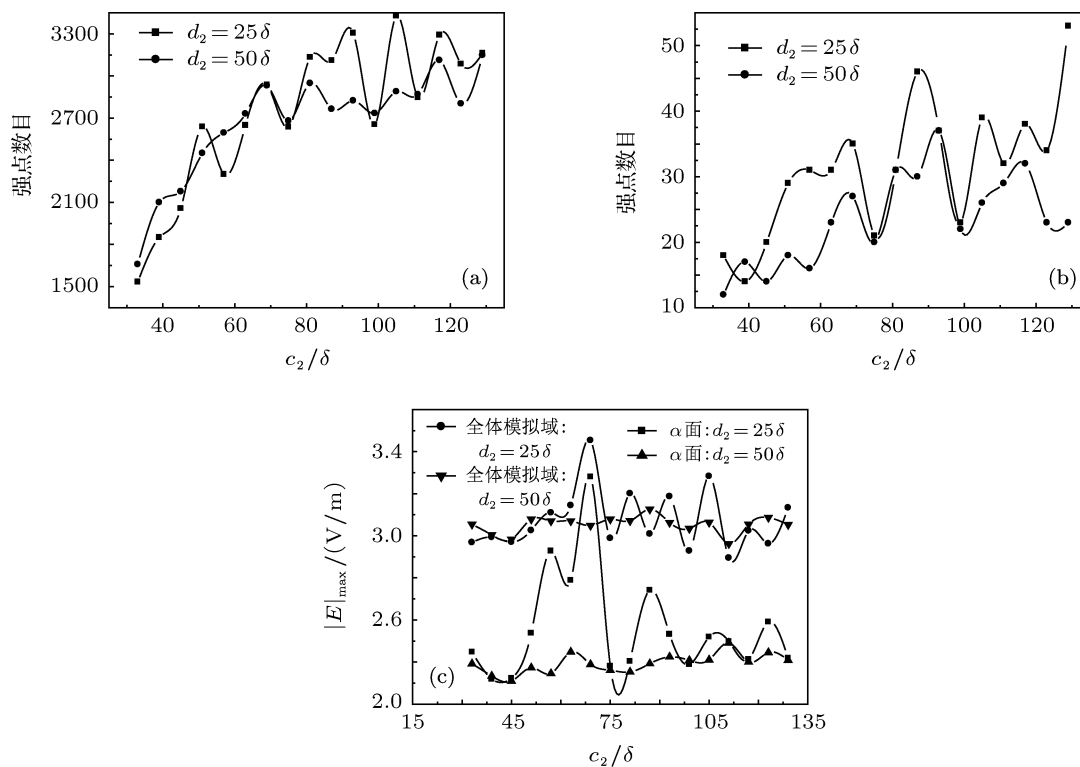


图 14 含气泡高斯坑强点数目分布 ((a), (b)) 与 $|E|_{\max}$ 分布 ((c)) (a) 全体模拟域; (b) α 面; (c) $|E|_{\max}$ 分布

为研究气泡的嵌深对场分布的影响, 固定侧移 $c_2 = 75 \delta$, 气泡嵌深 d_2 从 0δ 开始逐渐增加, 保持其他量和模拟条件不变. 图 15(a) 为 α 面和全体模拟域强点数目分布, 当 $d_2 < 40 \delta$ 时强点数目振荡十分激烈, 当 $d_2 > 40 \delta$ 时振幅明显减弱, 可见 $d_2 = 40 \delta$ 为其关节点; 图 15(b) 为 α 面和全体模拟域 $|E|_{\max}$ 分布图, 同样是靠近表面的部分, 振荡更为剧烈. 模拟过程中, α 面和全体模拟域的 LIEF 最大值分别是 7.6 和 12.2.

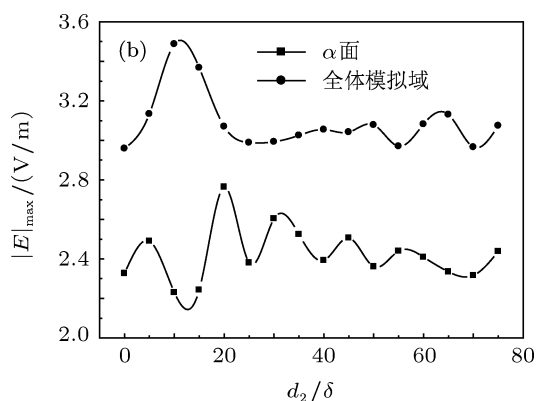
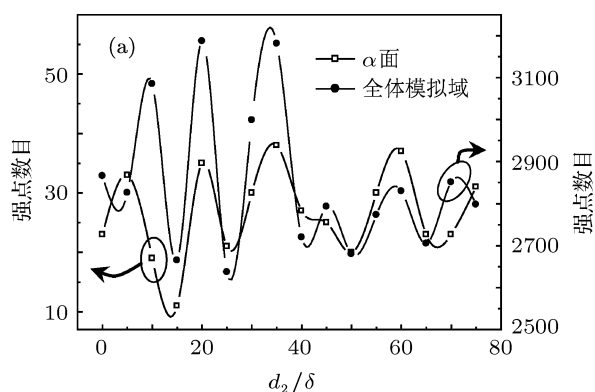


图 15 含气泡高斯坑的光场调制 (a) 强点数目分布; (b) $|E|_{\max}$ 分布

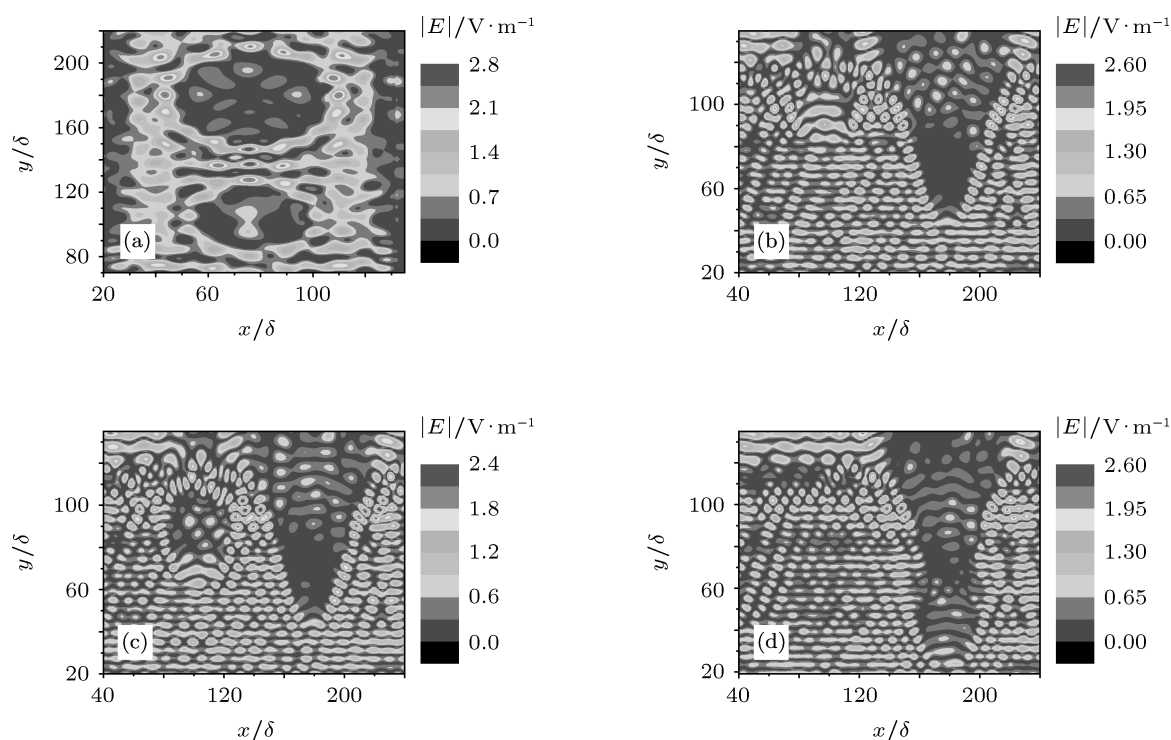


图 16 含气泡高斯坑的 $|E|$ 分布 (a) $c_2 = 75 \delta, d_2 = 30 \delta, \gamma_{94}$ 面; (b) $c_2 = 81 \delta, d_2 = 25 \delta, \alpha$ 面; (c) $c_2 = 75 \delta, d_2 = 40 \delta, \alpha$ 面; (d) $b = 60 \delta, d_2 = 80 \delta, c_2 = 0 \delta, \alpha$ 面

4 结论

本文建立了含有裂纹或气泡的高斯型修复坑的3维模型,该模型涉及高斯坑2个变量、裂纹5个变量、气泡3个变量.研究了该类缺陷的尺寸、嵌深和侧移的不同对修复坑近场调制的影响.对单一缺陷的研究表明:裂纹的调制明显大于气泡或者高斯坑本身,气泡和高斯坑的调制相互接近;气泡的场调制则需借助全体模拟域强点总数的统计来说明.具体来说:

1) 高斯坑的损伤突破点集中在环的最边沿,且距离表面为1—2个波长.对于宽为 120δ 的高斯坑,当其深为 84δ 时,最大LIEF约8.6.

2) 对于体内裂纹,强区位于裂纹中上部和正上方阴影区域两侧,但非缺陷区强点数目明显少于缺陷区.当裂纹与入射光呈角度约 25° 时,获得最大调制,最大LIEF可达24.3.

3) 对于体内气泡,强区位于后半球面左右两侧,随着气泡尺寸的增大调制渐强,当其达 5λ 时,强点总数与其表面积正相关,表现为微小的振荡增加.模拟过程中,最大LIEF为7.9.

对于含有裂纹或气泡的高斯坑,强区位于裂纹与高斯坑、气泡与高斯坑之间.当两者相距较远时(嵌深或侧移较大),强点总数为互不干扰的代数和,表现为平稳的振荡.当裂纹或气泡的嵌深小于 3λ 且靠近修复坑环边缘时,对场的调制最明显.这是由于近表面区缺陷对场的扰动均非常激烈,致使叠加后的总电场涨落很大,尤其是含有裂纹的情形,随着侧移的增加,很容易出现极大峰值.随着嵌深的增加,强点的数目大体呈减弱趋势,当嵌深大于 3λ 时,强点数与电场值趋于稳定振荡.如果裂纹或气泡位于修复坑正下方几个波长内,其正上方数个波长的阴影区会将二者合为一.

- [1] Hrubesh L W, Brusasco R M, Grundler W, Norton M A, Donohue E E, Molander W A, Thompson S L, Strodbeck S R, Whitman P K, Shirk M D, Wegner P J, Nostrand M C, Burnham A K 2003 *Proc. SPIE* **4932** 180
- [2] Hrubesh L W, Norton M A, Molander W A, Donohue E E, Maricle S M, Penetrante B M, Brusasco R M, Grundler W, Butler J A, Carr J W, Hill R M, Summers L J, Feit M D, Rubenchik A, Key M H, Wegner P J, Burnham A K, Hackel L A, Kozlowski M R 2002 *Proc. SPIE* **4679** 23
- [3] DeFord J F, Kozlowski M R 1993 *Proc. SPIE* **1848** 455
- [4] Brusasco R M, Penetrante B M, Butler J A, Hrubesh L W 2002 *Proc. SPIE* **4679** 40
- [5] During A, Lamagnère L, Bouchut P, Piombini H 2004 *Proc. SPIE* **5467** 177
- [6] Ge D B, Yan Y B 2005 *FDTD method for Electromagnetic Waves* (Xi'an: Xidian University Press) (in Chinese) [葛德彪, 闫玉波 2005 电磁波时域有限差分方法 (西安: 西安电子科技大学出版社)]
- [7] Li L, Xiang X, Zu X T, Wang H J, Yuan X D, Jiang X D, Zheng W G, Dai W 2011 *Chin. Phys. B* **20** 074209
- [8] Dai W, Xiang X, Jiang Y, Wang H J, Li X B, Yuan X D, Zheng W G, Lv H B, Zu X T 2011 *Opt. Laser Eng.* **49** 273
- [9] Li L, Xiang X, Zu X T, Yuan X D, He S B, Jiang X D, Zheng W G 2012 *Chin. Phys. B* **21** 044212
- [10] During A, Bouchut P, Coutard J G, Leymarie C, Bercegol H 2006 *Proc. SPIE* **6403** 640323
- [11] Tomozawa M, Li C Y, Gross T M 2010 *Journal of Non-Crystalline Solids* **356** 1194
- [12] Guss G, Bass I, Draggoo V, Hackel R, Payne S, Lancaster M, Mak P 2006 *Proc. SPIE* **6403** 64030M
- [13] Hua J R, Li L, Xiang X, Zu X T 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 044206 (in Chinese) [花金荣, 李莉, 向霞, 祖小涛 2011 物理学报 **60** 044206]
- [14] Hua J R, Jiang X D, Zu X T 2010 *High Power Laser and Part. Beams* **22** 1441 (in Chinese) [花金荣, 蒋晓东, 祖小涛 2010 强激光与粒子束 **22** 1441]
- [15] Brusasco R M, Penetrante B M, Butler J A, Maricle S M, Peterson J E 2002 *Proc. SPIE* **4679** 34
- [16] Qiu S G, Wolfe J E, Monterrosa A M, Feit M D, Pistor T V, Stolz C J 2009 *Proc. SPIE* **7504** 75040M
- [17] Gallais L, Cormont P, Rullier J L 2009 *Opt. Express* **17** 23488

Near-field modulated simulation of repaired site contained crack or bubble in fused silica subsurface*

Zhang Chun-Lai¹⁾ Liu Chun-Ming^{1)2)†} Xiang Xia¹⁾ Dai Wei¹⁾ Wang Zhi-Guo^{1)‡}
Li Li¹⁾ Yuan Xiao-Dong²⁾ He Shao-Bo¹⁾²⁾ Zu Xiao-Tao¹⁾

1) (*School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 629100, China*)

(Received 21 September 2011; revised manuscript received 20 October 2011)

Abstract

Three-dimensional (3D) model of Gaussian repaired site contained crack or bubble is established, and 3D finite-difference time-domain method is used to simulate near-field modulation of 355 nm laser incidence by those defects on fused silica rear-surface. The results show that we should avoid any unrepaired cracks, especially cracks with incident angle of 65° , and the size of bubbles should be less than 5λ . All of the above can contribute to the weakening of the modulation around repaired pit. When crack or bubble distributes in the near-surface area ($< 3\lambda$) and close to the edge of pit ring, the field modulation is obvious. With the increasing of lateral gap, there will be a maximum due to electric field fluctuations near the surface area, especially when cracks are contained. And the electric field gradually stabilized when lateral gap is far from the surface. As the vertical gap increases, the number of large electric field grid points decreases, and stabilized oscillation emerges when vertical gap is larger than 3λ . If cracks or bubbles are located below Gauss repaired sites within a few wavelengths, its depth seems to be enlarged under irradiation.

Keywords: fused silica, repaired damage site, laser-induced damage, FDTD

PACS: 42.70.Ce, 46.15.-x, 42.62.-b, 42.60.Jf

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10904008), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. 11076008), and the Scientific Research Foundation of the Central Universities of China (Grant Nos. ZYGX2009X007, ZYGX2010J045, and ZYGX2011J043).

† E-mail: cmliu@uestc.edu.cn

‡ E-mail: zgwang@uestc.edu.cn