

一种用于软 X 射线激光去相干的单玻璃管光学透镜设计*

袁天语¹⁾²⁾ 邵尚坤¹⁾²⁾ 孙学鹏¹⁾²⁾ 李惠泉¹⁾²⁾ 华陆¹⁾²⁾ 孙天希^{1)2)†}

1) (北京师范大学核科学与技术学院, 射线束技术教育部重点实验室, 北京 100875)

2) (北京市科学技术研究院辐射技术研究所, 北京 100875)

(2022 年 10 月 5 日收到; 2022 年 10 月 29 日收到修改稿)

激光具有亮度高、单色性好、高相干性及方向性好的优势, 然而在激光成像、激光加工等场景只想利用其高亮度或高单色性, 高相干性导致的干涉效应会影响和限制其应用效果. 通过模拟计算的方法, 设计了一种针对软 X 射线激光去相干的新型单玻璃管光学透镜. 模拟结果显示, 针对波长为 10 nm、束腰半径为 1.25 mm 的软 X 射线激光光束, 透镜入口端内直径 5 mm、出口端内直径 0.6 mm、长度 15 cm 的单玻璃管光学透镜在有效降低软 X 射线激光光束相干度的同时, 在出口处获得了发散度为 30—50 mrad 的出射光束, 相应的传输效率为 78%, 光强增益为 52.74. 针对波长不低于 1 nm 的激光光束, 该型号的单玻璃管光学透镜能够将光束的传输效率保持在 30% 以上. 本文还探讨了入射光能量和透镜长度对器件传输结果的影响. 结果表明, 根据全反射原理设计的单玻璃管光学透镜能够满足极紫外到 X 射线波长范围内激光去相干的应用需求, 在 X 射线激光成像、激光加工等方面具有广泛的应用前景.

关键词: 软 X 射线激光, 去相干, X 射线光学器件, 玻璃管全反射 X 射线光学器件

PACS: 42.55.Vc, 03.65.Yz, 41.50.+h, 07.85.-m

DOI: 10.7498/aps.72.20221917

1 引言

自 1916 年爱因斯坦提出受激辐射的基本理论后, 激光在亮度、相干性、超快时间等方面取得了巨大的发展^[1-4], 广泛应用于激光加热、激光同位素分离^[5]、激光材料加工^[6]等方面. 而极紫外到软 X 射线波段的激光光源由于能实现材料高对比成像^[7]、对活体生物样本进行成像^[8,9]、等离子体诊断^[10]等而备受关注. 在软 X 射线激光的实际应用中, 激光的去相干化具有重要意义. 例如, 激光较高的相干性会导致 X 射线激光显微镜成像过程中产生激光散斑, 进而导致成像质量的下降^[11]. 在软 X 射线激光成像的具体应用中, 干涉效应会影响分

辨率^[12,13]. 在进行激光打孔、激光焊接时需要均匀的光强分布, 而激光的高度相干性带来的多光束干涉效应使光斑强度呈点阵化分布, 导致焊接效果不理想^[14-16]. 因此研制适配于软 X 射线波段激光的调控器件对进一步拓展激光的应用有着十分重要的价值.

目前激光去相干的主要研究工作集中在可见光波段, 从空间相干性上考虑, 去相干的方法主要有增大光源角谱和采用旋转散射器, Hsiao 等^[17]设计了一个一维反射式扩散器降低激光光源的相干性, 该方案得到了均匀度高达 92% 的线束, 然而这种方式会降低激光光强. 从时间相干性上考虑, 通常采用衍射光栅^[18]、随机相位板技术^[19]、微透镜阵列法^[20]等方式. 然而此类方法所适配的激光波长

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFF0701202) 和国家自然科学基金 (批准号: 11875087, 12105020) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: stx@bnu.edu.cn

通常在几百纳米, 当需要调制的光线的波长下降至软 X 射线波段时, 相应光学元件的设计与制造难度会随着目标光源波长的缩短而加大.

基于全反射原理的玻璃管光学器件具有工作能量范围宽和传输效率高等特点. 玻璃管透镜可以设计成非成像型的光学器件, 一定范围内的光源位置变化不影响焦斑位置及大小, 同时还具有加工制造难度低、价格低廉等优势. 本文设计的去相干玻璃管光学透镜 (SGTDL) 能够在满足去相干需求的同时, 按需调整软 X 射线激光的束斑大小、增大光强增益. 在 X 射线激光成像、激光加工等方面具有广泛的应用前景.

2 SGTDL 设计

2.1 原理简介

2.1.1 X 射线的全反射理论

作为一种电磁波, X 射线在两种介质交界面上的反射与折射强度遵循菲涅耳公式, 即:

$$\frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad (1)$$

$$\frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (2)$$

其中, E_{rp} 为电场平行于反射面的反射光振幅, E_{rs} 为电场垂直于反射面的反射光振幅; E_{is} 为电场垂直于反射面的入射光振幅, E_{ip} 为电场平行于反射面的入射光振幅; n_1 为第一种介质的折射率, n_2 为第二种介质的折射; θ_1 为入射角, θ_2 为折射角. 当 X 射线在真空与介质的界面上发生反射和折射时, (1) 式和 (2) 式可表示为

$$\frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{\sin \theta - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}{\sin \theta + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}, \quad (3)$$

$$\frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{\varepsilon \sin \theta - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}{\varepsilon \sin \theta + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}, \quad (4)$$

其中, θ 是掠射角; ε 为介电常数,

$$\varepsilon = n^2 = 1 - \alpha - i\gamma. \quad (5)$$

由此可推出, X 射线的折射率 n 为

$$n = \sqrt{1 - \alpha - i\gamma} = 1 - \delta - i\beta. \quad (6)$$

其中 α 和 δ 是描述介质的极化特性的参数, γ 和 β 是描述介质的吸收特性的参数. 定义 X 射线的反射系数为

$$R_s = \left| \frac{E_{rs}}{E_{is}} \right|^2, R_p = \left| \frac{E_{rp}}{E_{ip}} \right|^2. \quad (7)$$

其中 R_s 是电场垂直于反射面的反射系数, R_p 是电场平行于反射面的反射系数. 在 X 射线掠入射时, $R_s \approx R_p$. 因此定义反射系数 $R = R_s = R_p$, 这可以根据 (7) 式得出. 当反射系数 $R = 1$ 时, 入射的 X 射线就不会穿过物质, 而是在物质表面上发生反射, 这种反射能量损失很小, 可近似视为没有能量损失. 此时对应的掠入射角度就是临界角, 通常用 θ_c 表示, θ_c 不是定值, 其与入射 X 射线的能量 E 、反射界面的性质等因素有关. 基于硼硅酸玻璃的玻璃管临界角 θ_c (单位: mrad) 通常可近似通过如下经验公式计算:

$$\theta_c = \frac{32}{E}. \quad (8)$$

其中, E 的单位是 keV.

2.1.2 光线追迹原理

通过数学推导可知入射光与反射界面的夹角 (掠入射角) 大小为 $\theta = \sin^{-1}(n \cdot r)$, 若 $\theta > \theta_c$, 则 X 射线被管壁吸收. 若 $\theta \leq \theta_c$, 则发生全反射, 反射光的方向向量为

$$r = u - 2n \sin \theta. \quad (9)$$

在发生全反射的情况下, 求得反射光方向向量后, 将其作为下一次入射光线的方向向量, 循环往复即可得到光线的传播路径. 光线追迹示意图见图 1.

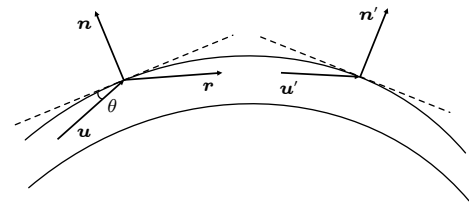


图 1 光线追迹示意图

Fig. 1. Schematic diagram of ray tracing.

2.2 SGTDL 的数学模型

以往的单玻璃管光学元件一般都是以竖直中心线作为旋转对称中心, 如圆柱形单管和圆锥形单管等. 但这类单管在出口光线相位是沿离心距离线性变化的, 无法满足去相干的需求. 因此专门应用于去相干条件下的单管采取弯管设计, 弯管的中心线可视为二次曲线:

$$f(z) = a_0 z^2 + b_0 z + c_0. \quad (10)$$

在任意 z 处, 透镜的横截面中心坐标在 $x = f(z)$ 处, 且同一横截面处管径相等, 可得透镜管径 $R(z)$ 为

$$R(z) = \frac{a_0 z^2 + b_0 z + c_0}{k}, \quad (11)$$

其中, k 为变化系数, 由透镜入口、出口及长度尺寸决定. 如图 2 所示建立坐标系, 可得管内壁方程为

$$[x - f(z)]^2 + y^2 = R^2(z). \quad (12)$$

值得注意的是, 相比于以往的圆锥管和椭球管等拥有前后焦距的光学聚焦器件, SGTDL 无“真焦点”, 焦斑位置为透镜出口、焦斑大小即出口大小.

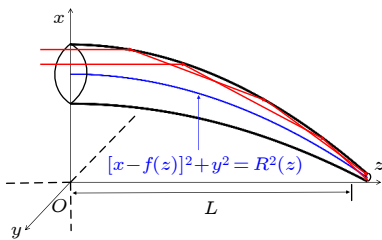


图 2 光线在 SGTDL 中传输过程示意图

Fig. 2. Schematic diagram of light transmission process in SGTDL.

3 光束调控性能模拟研究

3.1 去相干性能模拟

3.1.1 SGTDL 去相干原理

模拟采用 MATLAB 软件, 表 1 列出了 SGTDL 输入参数. 由于激光具有较好的单色性和方向性, 将激光器发出的光视为理想单色平行光, 其振动函数表达式为

$$u(t) = a \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (13)$$

其中, a 是光振幅; ω 为激光频率; φ_0 为初始相位, 对于从激光光源中发出的光子而言, 其初相位相等, 即 $\varphi_{10} = \varphi_{20} = \varphi_{30} \dots$.

表 1 模拟参数

Table 1. Simulation parameters.

模拟参数	数值
透镜入口直径/mm	5.0
透镜出口直径/mm	0.6
透镜长度/mm	15
模拟光线数/根	18000
软X射线激光能量/eV	124
束腰半径/mm	1.25

如图 3 所示, 从激光器发出的激光光束在通过一对并排小孔 S_1 和 S_2 后分成两个波列. 由于这两个波列在 S_1 和 S_2 处的初相位相同, 那么这一对波列在空间中的某一点 P 处的合强度为

$$I = 2(1 + \cos \Delta\Phi) a^2, \quad (14)$$

式中, a 是两列波的振幅; $\Delta\Phi$ 为二者的相位差,

$$\Delta\Phi = (r_2 - r_1) \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (15)$$

其中, r_1 和 r_2 为两小孔到 P 点的空间距离, λ 为激光波长. 对于未调控的激光光束而言, 其初始相位相同. 在观测时间 τ 内, 两波列在 P 点处的相位差固定不变. 在叠加区域内, 不同点的光强不同, 会产生干涉效应. 如果在时间 τ 内, 空间中某点 P 的波列的相位差 $\Delta\Phi$ 无规则地变化, 那么 $\Delta\Phi$ 将多次经历 0 与 2π 的一切数值, 在 P 点观察到的平均光强度均为叠加光波的强度之和. 因为 P 点是任意的, 所以叠加区域内处处光强相等, 将不发生干涉现象.

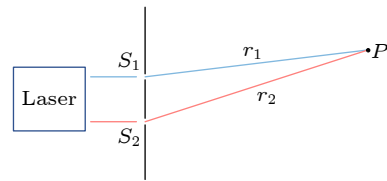


图 3 一对波列通过空间中某点 P

Fig. 3. A pair of wave trains passing through a point P in space.

如图 4 所示, 激光光束进入 SGTDL 后将会在器件内部发生多次全反射, 不同位置入射的光束在透镜中传输的路径不同, 导致到达透镜出口截面时彼此之间相位差发生变化, 原本任意两点间的光场振动其完全确定的相位关系被破坏. 在时间 τ 内, 通过并排小孔 S_1 和 S_2 的光波相位随机变化, 空间中叠加区域的平均光强度均为叠加光波的强度之和, 将不会发生干涉现象.

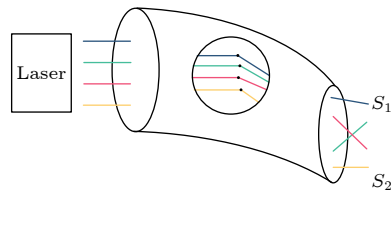


图 4 SGTDL 去相干原理示意图

Fig. 4. Schematic diagram of SGTDL decoherence principle.

3.1.2 SGTDL 出口处光线相位分布模拟

设透镜入口处的相位为零相位, 那么可计算出各光子在透镜出口处的相位 ϕ , 模拟结果如图 5 所示. 可以看出, 由于入射光子在玻璃管内进行了多次反射, 导致在透镜出口处各光子的相位变得杂乱无序, 激光光束的相干条件被破坏, 空间中任意点处所叠加光波的相位差随机变化, 在透镜出口端获得了非相干光. 结果表明, 在采用 SGTDL 后相干光束转变为非相干光束.

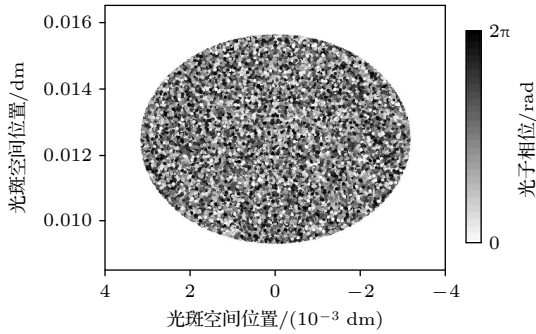


图 5 出口处相位分布模拟结果

Fig. 5. Simulation results of the phase distribution at the outlet.

3.2 传输效率

3.2.1 理论基础

X 射线的反常散射和色散理论给出了描述介质对 X 射线的极化与散射特性及吸收特性的相关关系:

$$\delta \approx \frac{\alpha}{2} = \frac{\lambda^2 e^2 N f_1(\omega)}{2\pi m c^2} = \frac{r_e \lambda^2 N f_1(\omega)}{2\pi}, \quad (16)$$

$$\beta \approx \frac{\gamma}{2} = \frac{r_e \lambda^2 N f_2(\omega)}{2\pi}, \quad (17)$$

式中, r_e 为经典电子半径; N 为原子密度; e 为电子电量; m 为电子静质量; λ 为 X 射线波长; $f(\omega)$ 为原子散射因子, 可表示为

$$f(\omega) = f_1(\omega) + i f_2(\omega). \quad (18)$$

这里, $f_1(\omega)$ 为原子散射因子的实部, $f_2(\omega)$ 为原子散射因子的虚部. 在远离共振的区域, 有

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} = 540.17 \lambda^2 \frac{\rho}{A} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}, \quad (19)$$

式中, ρ 为介质密度, 单位为 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$; A 为原子量. 通过网上数据库可查得硼硅酸盐玻璃管材料中每种元素在一定能量范围内的 f_1 和 f_2 的值^[21].

由于软 X 射线激光通常应用于真空环境下, 因此只考虑由于反射过程导致的能量损失. 在玻璃管入口范围内均匀取 T 个点, 确定出 T 条入射光线, 光线光强按照高斯光源的分布取值, 则进入弯管的总光强为

$$I_{\text{in}} = \sum_{i=1}^T I_i. \quad (20)$$

I_i 为单入射光子光强,

$$I_i = e^{-\frac{2r_i^2}{w(z)}}, \quad (21)$$

式中, r_i 为距中心距离, $w(z)$ 为高斯光束的束腰半径. 在得出各入射光子的光强和入射向量后即可根据下式获得出射光强,

$$I_{\text{out}} = \sum_{i=1}^T I_i \prod_{1}^M R_M(\theta_M), \quad (22)$$

其中, M 是第 i 条光线的反射次数, $R_M(\theta_M)$ 是该光线在管壁上发生第 M 次反射的反射系数. X 射线在 SGTDL 中的传输效率为出射光强与入射光强之比, 可表示为

$$\eta = \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}}. \quad (23)$$

3.2.2 SGTDL 长度对传输效率的影响

由于 SGTDL 采取的是弯管设计, 对于确定的出入口径参数, 器件长度 L 实际上影响了光线在管内的全反射次数及反射角. 随着弯管长度的降低, 透镜内部曲率随之增大, 发生反射的临界角就越大, 全反射系数相应降低, 最终该玻璃管透镜的传输效率也相应降低, 如图 6 所示. 如果要追求较高的传输效率, 应当将透镜设计得尽可能长. 但在实际的透镜加工过程中, 由于加工工艺的原因, 随着玻璃管尺寸的增加, 加工难度也会持续的增大, 因此需要根据实际需求选取 SGTDL 的长度.

3.2.3 入射光线波长对传输效率的影响

入射 X 射线的能量不同, 其在玻璃介质界面的反射临界角就不一样, 反射系数也不一样, 因此对于不同能量的 X 射线激光光源, 透镜的传输效率会有所不同. 由图 7 可以看出, 虽然透镜的传输效率在特定的波长附近有所波动, 但从趋势上可以看出透镜的传输效率随着激光波长的降低而减小. 譬如, 当 X 射线波长下降至 1 nm 时, SGTDL 的传输效率为 33%; 而当 X 射线波长进一步下降至

0.1 nm 时, 传输效率为 0.16%. 产生这种现象的原因是因为光波波长越短, 全反射临界角越小, 从而导致传输效率就越低.

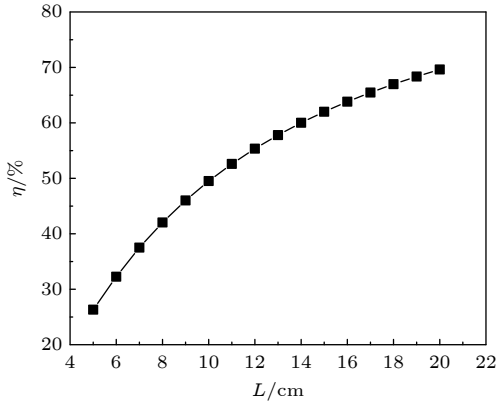


图 6 透镜长度对传输效率的影响

Fig. 6. Effect of lens length on transmission efficiency.

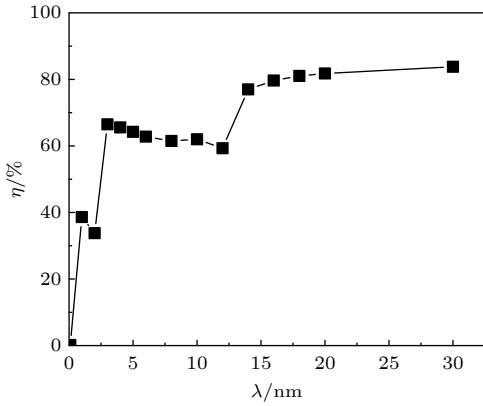


图 7 入射软 X 射线激光波长对传输效率的影响

Fig. 7. Effect of incident laser wavelength on transmission efficiency.

虽然经过多年的发展, X 射线玻璃管光学器件的制备工艺已经比较成熟 [22], 但不可避免的是与理论设计相比, 实际制备的器件依然存在一定的粗糙度和面型误差. 和理想情况相比, 由于实际拉制的 SGTDL 内表面不是绝对光滑, 存在一定的面型误差和粗糙度. 这会导致在各个波长参数下, 实际加工出来的透镜传输效率小于理论模拟值.

3.3 发散度

在 X 射线衍射及光刻等领域, 对 X 射线束的发散度有严格的要求, 同时, 在一些特殊的领域对于出射光束的圆度也有要求. 将 SGTDL 的发散度张角定义为出射光束方向与中心轴线的夹角, 本文

选取四个方向的张角 ϕ_{y+} , ϕ_{y-} , ϕ_{x+} , ϕ_{x-} 来定量描述 SGTDL 的发散度. 光束的竖直发散度张角分别为 ϕ_{y+} 与 ϕ_{y-} , ϕ_{y-} 是与 ϕ_{y+} 关于中心轴线对称的反方向张角. 光束的水平发散度张角分别为 ϕ_{x+} 与 ϕ_{x-} , ϕ_{x-} 是与 ϕ_{x+} 关于中心轴线对称的反方向张角. 如图 8 所示.

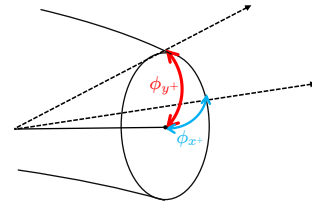


图 8 透镜发散度张角示意图

Fig. 8. Diagram of lens divergence tensor angle.

表 2 列出了不同长度透镜的不同发散度张角, 根据模拟结果可以发现, 随着 SGTDL 长度的增加, 出口处各个方向的发散度张角会随之增加, 光束发散度不断增大. 同时从水平方向及竖直方向的发散度变化可以发现, 透镜的光斑并不是标准的圆形, 而是圆度随传播距离不断变化的类椭圆形.

表 2 不同长度透镜的发散度

Table 2. Divergence of lenses with different lengths.

L/cm	ϕ_{x+}/rad	ϕ_{y+}/rad	ϕ_{x-}/rad	ϕ_{y-}/rad
5	0.131	0.089	0.131	0.165
10	0.06	0.049	0.065	0.082
15	0.043	0.029	0.045	0.055
20	0.032	0.031	0.032	0.035

3.4 光强增益

光强增益也称功率密度增益, 定义为

$$K(E) = \frac{j_2(E)}{j_1(E)}, \quad (24)$$

其中, $j_1(E)$ 是无透镜时由 X 射线光源发射到某一距离时单位面积的 X 射线光强, $j_2(E)$ 是有透镜时到达同样距离处时单位面积的 X 射线光强. 本次模拟中, 选取入口端和出口端的截面作为基准进行计算. 表 3 整理了不同长度 SGTDL 的光强增益, 结果显示, 随着设计透镜的长度不断增加, 光子在透镜内部传输时所损失的比例不断降低, 光强增益不断增高.

表 3 不同长度 SGTDL 的光强增益
Table 3. Light intensity gain of SGTDL with the different lengths.

L/cm	5	10	15	20
光强增益	33.45	47.68	52.74	57.35

3.5 光斑形貌

图 9 为 SGTDL 出口处光斑形貌. 平行入射的软 X 射线激光经过弯管传输后, 在出口处的光强分布呈双心的类高斯分布, 如图 9(a) 所示, 图中纵轴与颜色条均代表相对强度的大小. SGTDL 出口处的光斑与以往设计的透镜有很大不同, 以往透镜焦斑处的光强分布通常为圆环或者斑点状, 而 SGTDL 的光斑更接近蘑菇状, 如图 9(b) 所示. 与图 9(a) 一样, 图 9(b) 中颜色代表相对强度的大小. 形成这种光斑的原因主要是由于光线在玻璃管内处于旋转反射的状态, 光子所处的运动路径是扭曲的, 所以原本入射时在一个圆周上的光子, 出射时会呈“8”字分布.

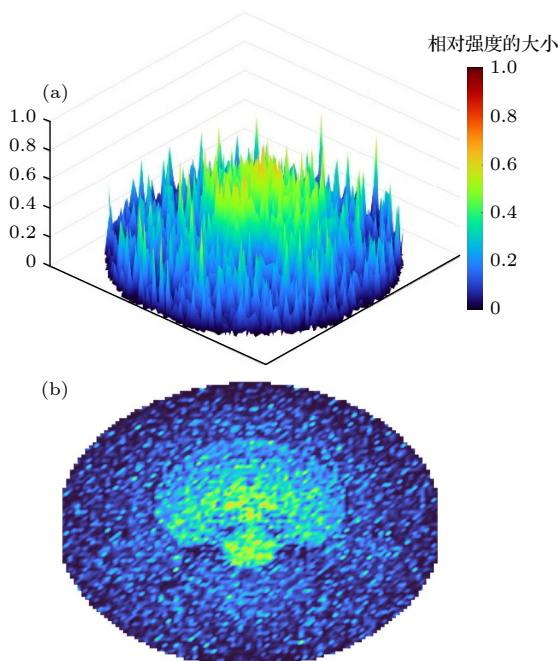


图 9 SGTDL 出口处光斑形貌 (a) 光斑三维形貌图; (b) 光斑二维形貌图

Fig. 9. Shape of light spot at the exit of SGTDL: (a) Spot 3D morphology; (b) spot 2D morphology.

4 结论

本文设计了一种针对软 X 射线激光去相干的单玻璃管透镜, 并针对此类非轴对称非成像类光学

元件的各项性能进行了模拟与仿真. 去相干单玻璃管软 X 射线激光透镜在保证传输效率的前提下, 有效调控降低激光的相干度, 同时元件还能显著提升光强增益到一个数量级以上, 调控后的光束发散度能够保持在 30—50 mrad 之间, 可以满足不同应用场景下的需求. 本文还探究了入射光能量、透镜长度与透镜各项性能的关系, 结果表明: 随着入射光线能量的降低, 传输效率随之上升; 透镜尺寸越长、光线反射临界角越小, 越能保证传输效率和发散度在较优的范围中. 下一步将会根据具体的应用场景设计基于玻璃管透镜的光学系统, 以满足不同条件下的应用需求.

参考文献

- [1] Yu Y, Li Q M, Yang J Y, et al. 2019 *Chin. J. Lasers* **46** 0100005 (in Chinese) [余永, 李钦明, 杨家岳等 2019 中国激光 **46** 0100005]
- [2] Ma R M, Oulton R F 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 12
- [3] He L, Özdemir Ş K, Yang L 2013 *Laser Photonics Rev.* **7** 60
- [4] Jia H Y, Huang S L, Jiao Y, Li J Y, Liu K X, Liu S, Liu W H, Liu Z Q, Long T Y, Qin W L, Zhao S 2022 *High Power Laser and Particle Beams* **34** 054001 (in Chinese) [贾豪彦, 黄森林, 焦毅, 李京祎, 刘克新, 刘帅, 刘伟航, 刘中琦, 龙天云, 秦伟伦, 赵晟 2022 强激光与粒子束 **34** 054001]
- [5] Kopp C, Ravel L, Meyrueis P 1999 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **1** 398
- [6] Guo J K, Zhao Z J, Ling J Z, Yuan Y, Wang X R 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 174203 (in Chinese) [郭金坤, 赵泽佳, 凌进中, 袁影, 王晓蕊 2022 物理学报 **71** 174203]
- [7] Eschen W, Loetgering L, Schuster V, Klas R, Kirsche A, Berthold L, Steinert M, Pertsch T, Gross H, Krause M, Limpert J, Rothhardt J 2022 *Light Sci. Appl.* **11** 117
- [8] Rez P 2021 *Ultramicroscopy* **231** 113301
- [9] Suckewer S, Morozov A, Goltsov A, Sokolov A V, Scully M O 2021 *Laser Phys. Lett.* **18** 115001
- [10] Xu J, Mu B Z, Chen L, Li W J, Xu X Y, Wang X, Wang Z S, Zhang X, Ding Y K 2020 *High Power Laser and Particle Beams* **32** 1001 (in Chinese) [徐捷, 穆宝忠, 陈亮, 李文杰, 徐欣业, 王新, 王占山, 张兴, 丁永坤 2020 强激光与粒子束 **32** 1001]
- [11] Ceglio N M 1991 *Laser Part. Beams* **9** 71
- [12] Wang H J, Ye Y, Yang Q G, Li Z Z, Liu H J 2022 *High Power Laser and Particle Beams* **34** 1001 (in Chinese) [王洪建, 叶雁, 阳庆国, 李泽仁, 刘红杰 2022 强激光与粒子束 **34** 1001]
- [13] Wang C, Hong H, Fang Z H, Xiong J, Wang W, Sun J R 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 015203 (in Chinese) [王琛, 红海, 方智恒, 熊俊, 王伟, 孙今人 2018 物理学报 **67** 015203]
- [14] Pei X Z, Liang Y H, Wang F, Zhu X L, Xie C Q 2019 *Acta Photonica Sin.* **48** 314001 (in Chinese) [裴宪梓, 梁永浩, 王菲, 朱效立, 谢常青 2019 光子学报 **48** 314001]
- [15] Liu Z H, Shi Z D, Yang H, Li G J, Fang L, Zhou C X 2014 *Infrared and Laser Engineering* **43** 1007 (in Chinese) [刘志辉, 石振东, 杨欢, 李国俊, 方亮, 周崇喜 2014 红外与激光工程 **43** 1007]
- [16] Xue L 2021 *M. S. Thesis* (Chengdu: University of Electronic

- Science and Technology of China) (in Chinese) [薛莉 2021 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [17] Hsiao Y N, Wu H P, Chen C H, Lin Y C, Lee M K, Liu S H 2014 *Opt. Rev.* **21** 715
- [18] Lindau S A 2012 *Conference on Laser Beam Shaping XIII San Diego, CA, USA, August 13, 2012* p114
- [19] Zhang Y, Dong B Z, Gu B Y, Yang G Z 1998 *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 1114
- [20] Schreiber P, Kudaev S, Dannberg P, Zeitner U D 2006 *Nonimaging Optics and Efficient Illumination Systems II Strasbourg, France, April 5–6, 2006* p188
- [21] Wang L L 2014 *M. S. Thesis* (Beijing: Beijing Normal University) (in Chinese) [王丽丽 2014 硕士学位论文 (北京: 北京师范大学)]
- [22] Sun T X 2022 *Acta Opt. Sin.* **42** 1134002 (in Chinese) [孙天希 2022 光学学报 **42** 1134002]

Design of a single glass tube optical lens for soft X-ray laser decoherence*

Yuan Tian-Yu¹⁾²⁾ Shao Shang-Kun¹⁾²⁾ Sun Xue-Peng¹⁾²⁾
Li Hui-Quan¹⁾²⁾ Hua Lu¹⁾²⁾ Sun Tian-Xi^{1)2)†}

1) (*Key Laboratory of Beam Technology of the Ministry of Education, College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

2) (*Institute of Radiation Technology, Beijing Academy of Science and Technology, Beijing 100875, China*)

(Received 5 October 2022; revised manuscript received 29 October 2022)

Abstract

Laser has the advantages of high brightness, good monochromaticity, high coherence and good directionality, however, in some cases such as laser imaging and laser processing where only its high brightness or high monochromaticity is desired, the interference effect caused by high coherence can affect and limit its effective applications. In this work, a new single glass tube decoherence lens (SGTDL) is designed for soft X-ray laser decoherence through the simulation calculations. The simulation results show that an SGTDL with an entrance diameter of 5 mm, exit diameter of 0.6 mm and a length of 15 cm can effectively reduce the coherence of the X-ray laser with a wavelength of 10 nm and a beam waist radius of 1.25 mm. At the same time, the exit beam with a divergence range of 30–50 mrad is obtained at the SGTDL's exit, and the transmission efficiency and gain in power density of the SGTDL are 78% and 52.74, respectively. For a laser beam with a wavelength of up to 1 nm, this model of SGTDL can maintain the transmission efficiency of the beam at more than 30%. This work also discusses the influence of the X-ray laser energy and the SGTDL's length on the transmission performances of the SGTDL. The results show that the SGTDL designed according to the total reflection principle can meet the application requirements for laser decoherence in a range from the extreme ultraviolet to X-ray wavelength, and has a wide application prospect in X-ray laser imaging, laser processing, etc.

Keywords: soft X-ray laser, decoherence, X-ray optics, glass tube X-ray optics based on external total reflection

PACS: 42.55.Vc, 03.65.Yz, 41.50.+h, 07.85.-m

DOI: 10.7498/aps.72.20221917

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFF0701202) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875087, 12105020).

† Corresponding author. E-mail: stx@bnu.edu.cn



一种用于软X射线激光去相干的单玻璃管光学透镜设计

袁天语 邵尚坤 孙学鹏 李惠泉 华陆 孙天希

Design of a single glass tube optical lens for soft X-ray laser decoherence

Yuan Tian-Yu Shao Shang-Kun Sun Xue-Peng Li Hui-Quan Hua Lu Sun Tian-Xi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 034203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221917

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221917>

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

X射线聚焦望远镜光学设计

Optical design of X-ray focusing telescope

物理学报. 2019, 68(16): 160702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190709>

强场X射线激光物理

High field X-ray laser physics

物理学报. 2021, 70(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210096>

软X射线激光背光阴影成像技术的空间分辨研究

Spatial resolution study of soft X-ray laser backlight shadow imaging technique

物理学报. 2018, 67(1): 015203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171124>

一种用于Z箍缩实验的软X射线成像系统

Soft x-ray imaging system used for Z-pinch experiments

物理学报. 2021, 70(4): 045203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200957>

双阴极X射线条纹相机变像管

X-ray streak camera tube with two photocathodes

物理学报. 2022, 71(23): 233201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221194>

一种基于毛细管X光透镜的微型锥束CT扫描仪

Micro cone-beam CT scanner based on X-ray polycapillary optics

物理学报. 2022, 71(9): 090701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212195>