

基于空间分辨法分析时间低相干光自聚焦效应*

单翀¹⁾²⁾³⁾ 孔令豹^{1)†} 崔勇^{2)‡} 季来林²⁾ 赵晓晖²⁾
李福建²⁾ 饶大幸²⁾ 赵元安³⁾ 隋展²⁾ 邵建达³⁾

1) (复旦大学信息科学与工程学院, 超精密光学制造工程技术研究中心, 上海 201203)

2) (中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

3) (中国科学院上海光学精密机械研究所强激光材料重点实验室, 上海 201800)

(2024年1月19日收到; 2024年2月15日收到修改稿)

时间低相干光由于其瞬时宽带的物理特性, 在激光惯性约束聚变中得到了广泛的关注. 然而其复杂的时间尖峰结构或将诱导非线性自聚焦效应的放大. 同时, 传统的非线性自聚焦特征数值的测试方法中, 多数材料的表面损伤先于体内自聚焦成丝损伤发生, 这为对比不同激光的非线性效应带来巨大影响. 本文利用短焦距透镜对熔石英进行紧聚焦, 通过调节入射激光能量, 在避免前表面损伤的前提下, 诱导熔石英产生自聚焦成丝损伤. 随后通过理论计算对光束在样品体内传输过程的光斑变化进行空间分辨处理, 并得到对应细分位置的非线性数值. 最终将各个位置对应的非线性相位变化值进行积分, 得到前表面无损条件下材料的非线性自聚焦特征数值. 测试结果表明时间低相干光的非线性自聚焦效应比传统单模脉冲激光更强. 本文不仅设计了一套更加精确的对比不同激光非线性效应的测试方法, 同时也探明了时间相干性对于非线性自聚焦效应的影响机制, 为高功率时间低相干激光器的设计提供理论依据和参考.

关键词: 惯性约束核聚变, 时间低相干光, 非线性自聚焦, 特征数值, 空间分辨法**PACS:** 06.20.-f, 06.30.Bp, 42.40.My, 42.55.-f**DOI:** 10.7498/aps.73.20240138

1 引言

随着美国利弗莫尔国家通过激光惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 成功实现了 3.05 MJ 的正向输出, 这标志着“点火”的成功^[1,2]. 但是“点火”成功的条件十分苛刻, 不仅需要不断提高激光驱动装置的能量输出能力和能量控制精度, 同时输出的激光能量已经接近高功率驱动装置中各个元件的损伤阈值. 为了更加有效地抑制“点火”过程中产生的激光等离子体不稳定性 (laser plasma instability, LPI), 并且进一步扩展“点火”设计空间, 时间低相干光因其瞬时宽带的特性得到了广泛的关注^[3-6]. 特别是在最新的报道^[7,8]中, 实验结果

显示时间低相干光在与靶材相互作用的过程中, 对于受激拉曼散射等非线性效应有着明显的抑制效果, 这对于提升束靶耦合效率以及提高“点火”成功率起到巨大的作用. 因此时间低相干光在未来的激光惯性约束聚变研究中, 将得到更多的关注与应用. 以超辐射发光二极管作为种子源放大后产生的时间低相干光主要具有光谱带宽较大, 且光谱相位独立随机分布的特性^[3], 与传统单色光作为种子进行放大的相干激光 (光谱成分单一、相位锁定) 不同. 时间低相干光相位随机分布的特性使得其具有与其他类型的宽带光不同的特性. 在相干时间尺度, 时间低相干光具有所有的频率成分, 具有瞬时宽带的特性, 而啁啾脉冲、相位调制脉冲等宽带脉冲, 由于其频谱相位具有特定的关系, 在相干时间

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074353) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: LKong@fudan.edu.cn‡ 通信作者. E-mail: Yong_cui@126.com

尺度光谱成分较为单一. 另一方面, 光谱相位随机分布将引起脉冲时间上的尖峰结构, 其强度分布满足负指数分布的统计特性^[3,5,6]. 虽然时间低相干光具有的大带宽特性, 会在衍射与自聚焦效应相互竞争的过程中引入色散效应, 抑制自聚焦效应的增长. 但是其高强度的时间尖峰结构不仅会增强激光的相位变化, 放大自聚焦效应, 同时也会对材料的损伤问题带来巨大的冲击. 因此时间低相干光的宽带与时间尖峰结构特征, 使得其自聚焦特性以及对应的损伤机制变得更加复杂.

在高功率激光驱动装置中, 非线性小尺度自聚焦效应诱导光学元件成丝损伤不仅限制了激光功率的输出, 同时也增加了装置运行的风险与成本^[9-13]. 特别是对于时间低相干光具有较宽的光谱分布, 其光谱相位分布具有实际独立的特性, 因此通过傅里叶变换到时间域, 将引起脉冲时间上的尖峰结构, 其强度分布满足负指数分布的统计特性^[3], 这使其小尺度自聚焦的演化过程更加难以捉摸. 在高功率激光驱动装置输出激光中, 激光的光强和相位分布不会完美的保持均匀和平滑, 另一方面, 激光在传输过程中也会因为所经元件折射率的不均匀分布、元件表面存在的吸收源(尘埃、杂质), 导致激光横向空间的振幅或相位引入一定程度的调制畸变. 这些畸变在远高于自聚焦阈值 ($P_{cr} = \frac{\pi 0.61^2 \lambda_0^2}{8n_0\gamma}$, λ_0 为入射激光中心波长, n_0 为材料折射率, γ 为材料非线性折射率) 的高功率激光输出条件下, 往往会随着传输距离的增大呈现指数增长, 最终将整个光束分裂成许多根光强很高的细丝, 诱导光学元件内部的成丝损伤^[12,13]. 小尺度自聚焦效应对应的非线性 $I \times L$ 数值是高功率激光装置中的重要参数 (I 为入射激光光强, L 为成丝损伤头部到入射面的距离). 一个精准的非线性 $I \times L$ 数值不仅可以为高功率激光装置提供一个安全的运行范围, 同时也是研究提高光束质量以及提高激光功率输出的重要参数. 但是对于比较不同激光的非线性自聚焦特性时, 传统的非线性 $I \times L$ 测试方法存在着一定的误差. 本文针对传统非线性 $I \times L$ 在分析不同激光自聚焦效应的差异时存在的精度问题, 设计了一套全新基于空间分辨测量元件非线性 $I \times L$ 的测试方法, 并准确地获得了时间低相干光与传统单模脉冲激光自聚焦效应的关系.

国内外对于小尺度自聚焦效应以及对应的非

线性 $I \times L$ 测试有着大量的报道^[13-20]. Bespalov 和 Talanov^[19] 通过理论分析得出, 当入射激光功率远大于自聚焦临界功率阈值时, 横向空间的一部分空间频率在调制的作用下, 强度得到指数增长, 并且迅速将光束分裂成多丝的结构, 其关于小尺度自聚焦成丝的理论被称为 B-T 理论. Feit 和 Fleck^[20] 基于非线性薛定谔方程, 通过广义的线性稳定性分析, 得出入射激光的带宽越大, 光束调制的峰值光强增长越慢, 对于小尺度自聚焦的抑制效应越明显. 国内方面邓锡铭等^[21] 提出可以利用带宽消除菲涅尔衍射条纹, 从而实现抑制自聚焦效应的增长, 最终提高钕玻璃激光系统的输出. Deng 等^[22] 也同样通过理论和实验的方法验证了通过相位调制和光谱展宽, 可以有效抑制小尺度自聚焦效应.

以上关于小尺度自聚焦效应的报道都是针对传统相干激光开展的研究, 然而对于具有瞬时宽带特性的时间低相干光小尺度自聚焦特性暂无报道. 与此同时, 传统的非线性 $I \times L$ 测试方法通常选用平行光非聚焦辐照, 或者将高斯光束利用长焦距透镜聚焦, 使其瑞利长度大于测试样品厚度, 从而近似为平行光辐照非线性介质^[18]. 但是多数光学元件由于表面加工引入大量缺陷, 使得元件表面的缺陷损伤阈值要远小于元件体内本征损伤阈值^[23,24], 如熔石英、K9 玻璃等. 因此传统非线性 $I \times L$ 测试方法中, 光学元件入射面损伤会先于体内自聚焦成丝损伤发生, 而入射面的损伤会通过散射和缺陷吸收等方式造成大量的能量损耗, 极大地衰减了入射至样品体内的峰值激光能量密度. 同时, 布里渊散射同样会对传统非线性 $I \times L$ 的测试结果也会产生影响. 因此, 在分析不同种类激光的非线性自聚焦特性时, 不同入射激光诱导元件入射面的损伤特性和机制不同, 损伤程度以及对应的能量损耗程度很难进行量化分析. 同时, 不同入射激光的布里渊散射效应存在差异, 因此, 传统非线性 $I \times L$ 测试方法用于比较不同种类入射激光的自聚焦效应存在一定的误差.

针对上述问题, 本文提出基于空间分辨的光学元件非线性 $I \times L$ 测试方法. 利用短焦透镜将激光束紧聚焦在光学元件体内, 结合空间分辨的计算方法, 对入射激光在样品体内传输过程中的非线性效应进行分析. 此方法解决了传统非线性 $I \times L$ 测试方法在比较不同入射激光自聚焦效应时, 存在的表面损伤先于体内成丝损伤的问题, 以及布里渊散射

效应带来的影响, 提高测试精度. 同时针对时间低相干光的非线性自聚焦效应开展研究, 探明时间相干性对于非线性 $I \times L$ 测试结果的影响机制. 本文不仅为研究时间低相干光与物质相互作用的机制提供信息, 同时也为提高时间低相干光功率输出的优化装置设计提供可靠的依据.

2 基于空间分辨法测量非线性 $I \times L$ 的理论分析

如上文所述, 传统非线性 $I \times L$ 测试方法通常选用长焦透镜对高斯光束进行聚焦, 使焦点的瑞利长度大于样品厚度, 并将瑞利长度内的光斑近似地看作平行光入射, 如图 1(a) 所示. 观测光斑内横向的微小振幅或相位扰动在非线性自聚焦效应下产生的变化, 最后演化成高强度的细丝, 从而诱导材料损伤. 为了解决上文所述的传统非线性 $I \times L$ 测试过程中, 样品表面损伤先于体内自聚焦成丝损伤所带来的能量损耗问题, 本文利用短焦透镜(焦距小于样品厚度)对光学元件进行紧聚焦, 如图 1(b) 所示. 在紧聚焦条件下的球面波可以看作平面波入射时横向的一个振幅和相位扰动, 同样在非线性自聚焦效应的影响下, 光斑进行演化, 最后也演化成高强度的细丝, 诱导材料损伤. 通过调整透镜和光学元件的相对位置, 将透镜的焦点移动至光学元件体内. 同时, 通过调节入射激光能量, 在确保诱导光学元件成丝损伤的同时, 不会对元件的入射面产生损伤.

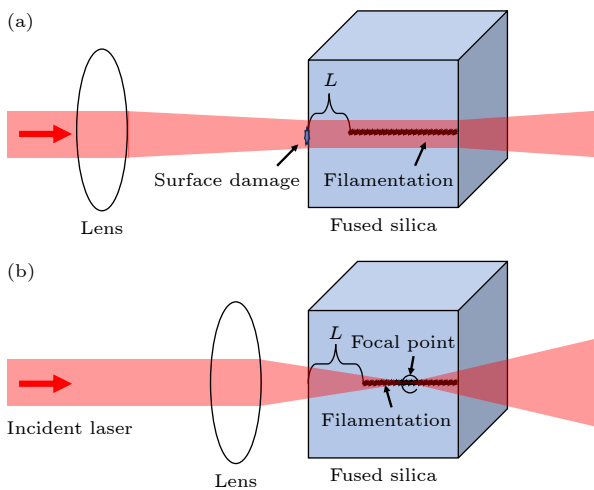


图 1 (a) 传统非线性 $I \times L$ 测试法; (b) 空间分辨测试法
Fig. 1. (a) Traditional nonlinear $I \times L$ test method; (b) spatially resolved test method.

将测试元件内部成丝损伤的头部位置到元件入射面的距离 (L) 按照测试精度要求细分为 N 个单位长度 (L_N), 即 $L_1 + L_2 + L_3 + \dots + L_N = L$. 单位长度 (L_N) 越短, 测试精度越高. 根据高斯光束传输矩阵可以计算得到距离元件入射面任意位置的光斑面积, 即从元件入射面至第 N 段处的光斑面积 (S_N). 根据入射激光能量 (Q)、脉宽 (τ) 和光斑面积 (S_N) 可以计算得到第 N 段单位长度 (L_N) 处的峰值功率密度 ($I_N = Q \div S_N \div \tau$), 其中 N 为正整数. 最后根据各段单位长度 (L_N) 及其对应的峰值功率密度 (I_N), 计算得到当前入射光强条件下, 光学元件入射面至成丝损伤头部距离 (L) 积累的非线性 $I \times L$ 值:

$$I \times L = I_1 \times L_1 + I_2 \times L_2 + I_3 \times L_3 + \dots + I_N \times L_N. \quad (1)$$

以光斑直径 7.2 mm ($1/e^2$) 的高斯光束作为入射激光, 利用焦距 150 mm 的透镜聚焦至 70 mm 的熔石英体内为例, 透镜距离熔石英入射面 120 mm, 细分的单位长度为 $L_N = 0.2$ mm, 根据高斯光束传输矩阵计算可以得到激光在熔石英不同位置的光斑尺寸, 如图 2(a) 中的实线所示. 为了验证本文测试方法的准确性, 在距离熔石英出射面 50 mm 的位置处放置一个电荷耦合器件 (CCD) 相机, 利用 5—20 mJ 的入射激光能量在熔石英体内不同位置进行 30 次激光辐照. 根据记录的光斑测试结果以及高斯光束传输矩阵反算得到熔石英体内 3 个不同位置处 (距离入射面 10 mm, 20 mm 和 30 mm 位置) 的光斑尺寸, 如图 2(a) 测试点所示, 图中展示的测试结果是每个位置在不同激光能量辐照下, 测得最接近平均值的测试结果. 可以看出实验得到的光斑尺寸与理论计算值虽然存在一定误差, 但是基本与实际测试值相接近. 原因在于本文设计的空间分辨法是通过光线传输理论计算得到每个位置的光斑尺寸, 并未考虑材料非线性自聚焦效应对于每个位置光斑尺寸的影响. 而实际测试中, 虽然空间分辨法是利用短焦透镜对元件进行紧聚焦, 所需激光诱导成丝损伤的能量较低, 但入射激光功率大多超过自聚焦阈值 ($P_{th(1053nm)} \approx 3.7$ MW)^[25]. 因此, 实际测试的光斑在自聚焦效应的影响下应小于理论计算值. 然而, 本文设计的空间分辨法是根据高斯光束传输矩阵计算的理想光斑尺寸, 在实际的激光传输过程中, 由于光学聚焦元件等条件无法达到理想情况, 测试的聚焦光斑数值应该大于理论计算数值. 因此, 在上述自聚焦效应以及光束理论传

输偏差的共同作用下,理论计算得到的光束尺寸与实际测量的光束尺寸相近.

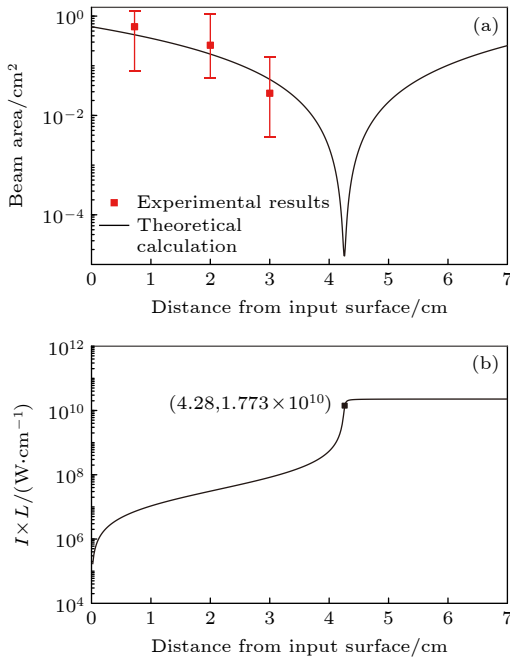


图 2 (a) 理论计算得到的激光在熔石英体内不同位置的光斑尺寸; (b) 空间分辨法得到激光在熔石英体内不同位置的非线性 $I \times L$ 数值

Fig. 2. (a) Theoretical calculation of the beam size at different position of the fused silica; (b) the nonlinear $I \times L$ of different position obtained by the spatial resolution method.

随后根据入射激光能量 ($Q = 50 \text{ mJ}$)、脉宽 ($\tau = 10 \text{ ns}$) 和光斑面积 (S_N), 可以计算得到第 N 段单位长度内 (L_N) 的峰值光强 (I_N). 最后根据各段单位长度 ($L_N = 0.2 \text{ mm}$) 及其对应的峰值功率密度 (I_N), 可以计算得到当前入射光强条件下, 光学元件入射面至成丝损伤头部距离 ($L = 4.28 \text{ cm}$) 积累的非线性 $I \times L$ ($1.773 \times 10^{10} \text{ W/cm}$) 值, 如图 2(b) 所示. 最后调整入射激光能量, 分别计算得到不同入射激光能量条件下的非线性 $I \times L$ 数值, 并选择最低的 $I \times L$ 数值作为材料的非线性 $I \times L$ 值.

3 实验结果及分析

本文选用 70 mm 厚度的熔石英作为测试样品, 焦距为 150 mm 的透镜, 焦点直径为 0.07 mm($1/e^2$), 透镜距离熔石英入射面为 120 mm, 利用空间分辨测试法测量熔石英的非线性 $I \times L$. 同时选用焦距 1000 mm 的透镜, 焦点直径为 0.42 mm($1/e^2$), 利

用传统测试方法进行比较. 两种测试方法均采用不同入射激光能量辐照样品不同位置 15 次, 测试结果如图 3 所示. 传统测试法得到的最小非线性 $I \times L$ 为 161.34 GW/cm , 而空间分辨法测试得到的最小非线性 $I \times L$ 为 15.36 GW/cm , 可以看出空间分辨测试法得到的非线性 $I \times L$ 要小于传统测试法测得的结果. 同时, 为了更加全面地比较两种非线性 $I \times L$ 测试方法, 本文也选用了两种测试方法中, 辐照至熔石英入射面光斑面积相同的情况进行分析. 对于传统测试非线性 $I \times L$ 测试方法, 聚焦透镜选用焦距为 5 m 的透镜进行聚焦, 焦点的光斑面积以及辐照至样品入射面的光斑面积为 0.06 cm^2 . 对于空间分辨测试法, 将样品移动至距透镜(焦距 150 mm)140 mm 位置处, 确保空间分辨法入射至熔石英表面的光斑面积与传统测试方法一致, 均为 0.06 cm^2 , 并分别进行非线性 $I \times L$ 的测试, 具体结果如图 3(a) 和图 3(b) 所示. 可以看出, 当长焦透镜与短焦透镜聚焦至熔石英样品表面尺寸一致时, 短焦透镜的空间分辨测试法得到的非线性 $I \times L$ 数值依然小于传统测试方法得到的结果.

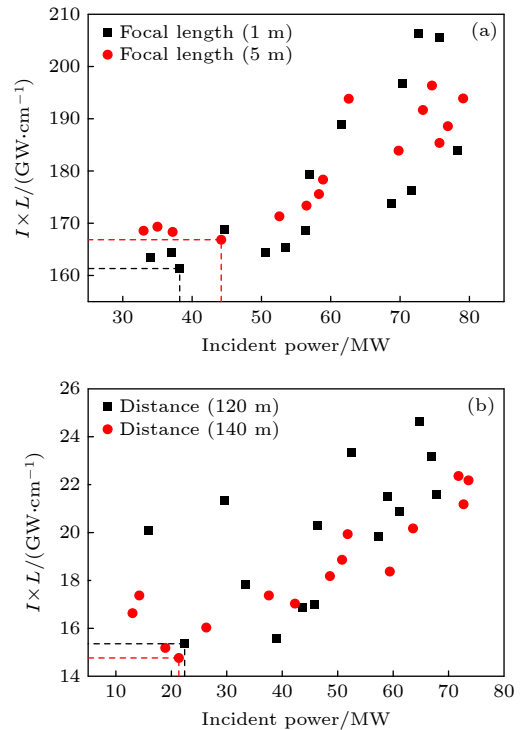


图 3 非线性 $I \times L$ 测试结果 (a) 传统测试方法; (b) 空间分辨测试法

Fig. 3. Non-linear $I \times L$ test results: (a) Traditional test method; (b) spatially resolved test method.

空间分辨测试法得到的非线性 $I \times L$ 比传统测试方法得到的结果小, 主要有 3 个原因. 一方面, 传统的非线性 $I \times L$ 测试方法中, 选用的长焦透镜 ($f = 1000 \text{ mm}$) 进行聚焦, 使得瑞利长度大于样品厚度, 由此可以将瑞利长度内的光束近似的看作为平行光束. 传统测试方法主要观测的是此时平面波中横向微小的相位或者振幅扰动在非线性的自聚焦效应下产生的变化, 最后发展成高强度的细丝, 诱导熔石英体内成丝损伤. 而空间分辨测试法是通过将激光紧聚焦的方式, 可将聚焦后的球面波看作为将平面波中引入的一个相位扰动, 同样在非线性的自聚焦效应的影响下进行演化, 最终演化成细丝损伤. 因此空间分辨法的相位扰动相较于传统测试方法中平面波内的微小扰动要更大, 因此演化成细丝损伤所需要的激光能量以及传输距离也更小, 对应的非线性 $I \times L$ 也小于传统测试方法得到的测试结果.

另一方面, 对于本文的测试样品熔石英而言, 表面加工过程中引入的缺陷, 将导致表面损伤阈值远小于体损伤阈值 [23,24]. 这意味着传统测试方法中, 前表面的缺陷损伤会先于体内自聚焦成丝损伤发生, 而前表面的缺陷损伤将会通过散射和缺陷吸收等方式损耗大量的入射激光能量, 最终导致激光小尺度自聚焦成丝所需入射激光能量更大. 而空间分辨法采用的是紧聚焦方式对光束进行聚焦, 每一次测试均保证入射面没有诱导损伤, 规避了表面损伤带来的能量损耗问题, 因此空间分辨法得到的非线性 $I \times L$ 数值要小于传统测试方法得到的结果.

最后, 传统非线性 $I \times L$ 测试过程中, 在熔石英未发生损伤时, 便有大量的入射激光能量受到布里渊散射 (backward stimulated Brillouin scattering, SBS) 的影响而损耗, 导致其透过率急剧下降 [26,27]. 对传统测试方法和空间分辨法的 SBS 反射率进行测试, 如图 4 所示. 可以看出, 在未损伤的条件下, 传统测试方法的布里渊散射随着入射激光能量的增大而明显增强, 这将导致诱导小尺度自聚焦成丝所需的能量增大, 对应的非线性 $I \times L$ 数值也会增大, 而空间分辨测试法的布里渊散射随着入射激光能量的增大并未有明显的增长. 同时空间分辨测试法选用的是短焦透镜紧聚焦的方式, 光斑面积会在熔石英体内迅速变小, 对应的光强也会快速增强, 这意味着空间分辨测试法自聚焦成丝所需的能量要远低于传统测试方法的聚焦方式, 空间分辨法的布里渊散射不会被充分放大. 因此, 布里渊散射对

于空间分辨测试法的影响可以忽略不计, 这是空间分辨测试法测得的 $I \times L$ 小于传统测试方法测得结果的重要原因.

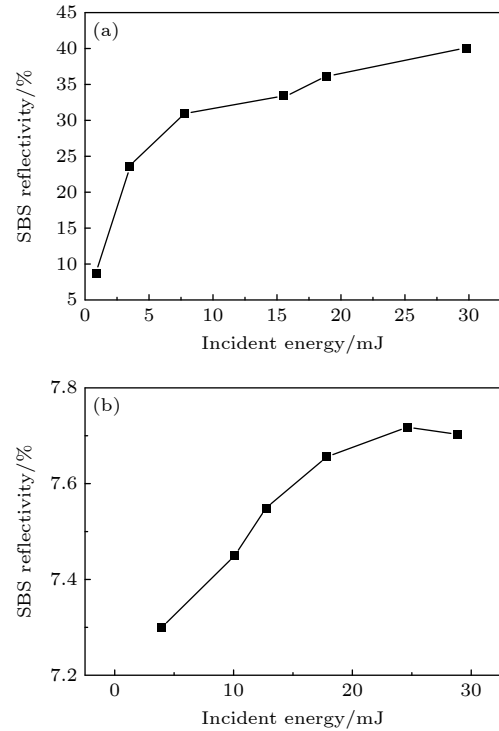


图 4 SBS 反射率随入射能量的变化 (a) 传统测试法; (b) 空间分辨测试法

Fig. 4. Reflectivity of stimulated Brillouin scattering as a function of the incident energy: (a) Traditional test method; (b) the spatial resolved test method.

当两种测试方法入射至表面的光斑大小一致时, 短焦透镜聚焦的光斑在熔石英体内的尺寸会迅速变小, 对应的光强也会快速增强, 因此可以调控能量确保入射面不损伤的条件下, 诱导熔石英自聚焦成丝损伤, 避免了表面损伤带来的能量损耗问题. 同时短焦透镜采用较小的入射能量便可诱导激光发生自聚焦成丝损伤, 而长焦透镜测试方法中则需要较高的入射激光能量来诱导成丝损伤, 短焦透镜的空间分辨测试法规避了布里渊散射的能量损耗问题. 因此在入射面光斑面积相同的条件下, 空间分辨测试法得到的非线性 $I \times L$ 数值依然要小于传统测试方法得到的结果.

4 基于空间分辨法测试时间低相干光的非线性 $I \times L$

时间低相干光具有瞬时宽带的特性, 其带宽

(半高全宽) 可达 13 nm(如图 5(a) 所示), 这会将色散效应引入到原本只有衍射和自聚焦效应的相互竞争中, 有利于抑制自聚焦效应 [28,29]. 但是, 时间低相干光同时具有时间尖峰结构(如图 5(b) 所示, 实验中通过 4 G 示波器对时间低相干光波形探测), 这些高强度的时间尖峰结构会增强其光束的自聚焦效应, 使得激光在传输过程中更易产生较大的相位变化, 进而促进小尺度自聚焦成丝, 如下式所示:

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + I \times n_2, \quad (2)$$

式中, n 为样品的整体折射率, n_0 为线性折射率, Δn 是为非线性效应诱导的折射率变化项, n_2 材料的非线性折射率, I 为入射光强. 同时, 这些时间尖峰结构带来的多脉冲累积效应, 也会放大材料自身的非线性自聚焦效应 [30]. 因此, 时间相干性对于自聚焦效应的影响机制变得十分复杂. 时间低相干光具有的多个时间尖峰结构(如图 5(b) 所示), 将会增强时间低相干光的非线性自聚焦效应.

本文利用传统非线性 $I \times L$ 测试方法和空间分辨法, 分别对脉宽均为 3 ns (半高全宽) 的窄带单模脉冲激光和时间低相干光的非线性 $I \times L$ 进行测试. 两种测试方法分别选用不同的入射激光功率 (10—70 MW), 在熔石英不同的位置测试 15 次, 测试结果如表 1 所列. 可以看出两种非线性 $I \times L$ 测试方法中, 时间低相干光的最小非线性 $I \times L$ 要小于单模脉冲激光的测试结果, 这意味着时间低相干光的时间尖峰结构对于材料以及自聚焦效应的强化效果, 要强于增大带宽所带来的色散效应, 时间低相干光的非线性自聚焦效应强于单模脉冲激光.

值得注意的是, 两种测试方法得到的两种激光最小 $I \times L$ 值的差异有所不同. 传统测试法中, 两束激光最小 $I \times L$ 的比值 ($I \times L_{\min}$ (单模脉冲激

光): $I \times L_{\min}$ (时间低相干光)) 为 3.17, 而空间分辨测试法中, 两束激光最小 $I \times L$ 的比值为 2.03, 这说明空间分辨法得到的两束光非线性自聚焦效应的差异小于传统测试方法得到的测试结果差异.

表 1 传统测试法和空间分辨法测得的单模脉冲激光和时间低相干光的非线性 $I \times L_{\min}$

Table 1. Nonlinear $I \times L_{\min}$ of single longitudinal mode pulse laser and the low-temporal coherence light measured by traditional test method and spatial resolved method.

	$I \times L_{\min} / (\text{GW} \cdot \text{cm}^{-1})$	
	单模脉冲激光	时间低相干光
传统测试法	157.56	49.70
空间分辨法	15.19	7.48

其原因在于, 如上文所述, 传统非线性 $I \times L$ 测试方法中, 无法规避布里渊散射对于测试结果的影响. 而时间低相干光相较于单模脉冲激光, 具有更大的带宽, 增大的光谱带宽中, 每个频谱都不能得到有效的放大. 因此, 时间低相干光的增大带宽可以有效地抑制布里渊散射 [27], 使得时间低相干光诱导熔石英自聚焦成丝的过程中, 大大降低入射激光能量的损耗. 从而使得非线性 $I \times L$ 数值相较于单模脉冲激光进一步的下降. 同时, 时间低相干光的时域分布可以看作为多个高峰值光强的超短脉冲激光组成的脉冲串, 如图 5(b) 所示. 根据时间低相干光的光谱宽度约 13 nm. 时间的尖峰尺寸可根据相干时间与带宽的关系进行估算 (相干时间为 $1/\Delta\nu$), 约为 280 fs, 而时间尖峰结构的宽度与相干时间相近, 因此我们描述时间尖峰结构的宽度约为 280 fs, 或者根据光谱的傅里叶变换亦可求出相关函数 [3]. 这些时间尖峰结构的持续时间太短, 不足以背向布里渊散射的放大. 因此, 时间低相干光的时间尖峰结构可以更进一步地抑制布里渊散

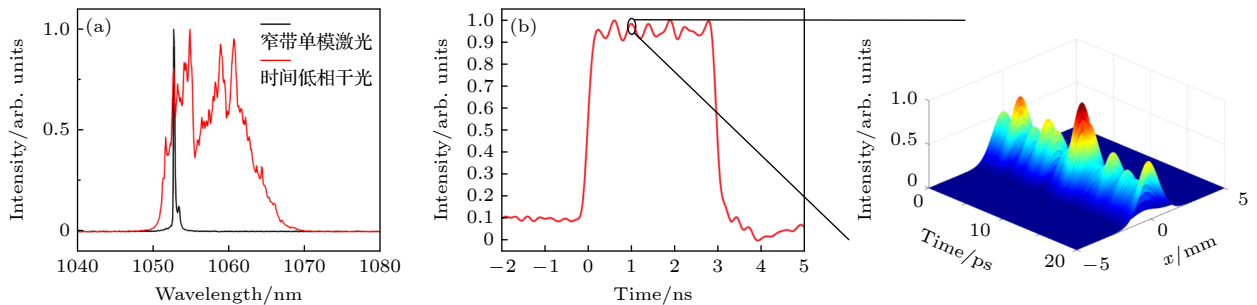


图 5 (a) 时间低相干光和传统单模脉冲激光的光谱测试图; (b) 时间低相干光的时域测试图以及时间尖峰结构示意图

Fig. 5. (a) Spectrum of low-temporal coherence light and traditional single longitudinal mode pulse laser; (b) the temporal test pattern of low-temporal coherence light and schematic diagram of temporal spike structures.

射效应^[31],使得时间低相干光相较于单模脉冲激光,可以加载更小的入射激光能量,诱导自聚焦成丝损伤,并放大了与单模脉冲激光非线性自聚焦效应的差异,因此传统的非线性 $I \times L$ 测试方法来比较两种激光的自聚焦效应差异时存在误差.

单模脉冲激光和时间低相干光诱导熔石英入射面不同的损伤形貌,同样可以反映出两种激光采用传统测试方法中存在不同的非线性效应.我们采用传统的非线性 $I \times L$ 测试方法,分别利用单模脉冲激光和时间低相干光选用相同的入射激光能量密度(37.91 GW/cm²)辐照熔石英,并诱导其自聚焦成丝损伤.如上文所述,传统测试方法过程中会引入熔石英前表面的损伤,利用激光共聚焦显微镜观测两束激光分别诱导的熔石英前表面损伤形貌,如图6所示.可以看出熔石英前表面的损伤主要是由鼓包损伤组成,这主要是由背向布里渊散射引起的^[32].在相同能量密度辐照的条件下,单模激光诱导的鼓包损伤更加严重,已经在鼓包损伤中出现破裂的情况,这验证了上文分析的时间低相干光可以对布里渊散射实现更好的抑制效果.同时,单模激光诱导更加严重的入射面损伤将使得入射激光在诱导自聚焦成丝前产生大量的损耗.因此在传统非线性 $I \times L$ 测试过程中,单模激光需要更大的入射激光能量来诱导熔石英自聚焦成丝,进一步放大了两束激光的自聚焦效应差异.而空间分辨测试法中,两种激光均不会引入前表面损伤,这使得空间分辨测试法的两束光最小 $I \times L$ 的比值($I \times L_{\min}$ (单模激光): $I \times L_{\min}$ (时间低相干光))小于传统测试方法.并且,空间分辨测试法如上文所述,几乎不受背向布里渊散射的影响,因此得到非线性 $I \times L_{\min}$ (单模激光): $I \times L_{\min}$ (时间低相干光)比值

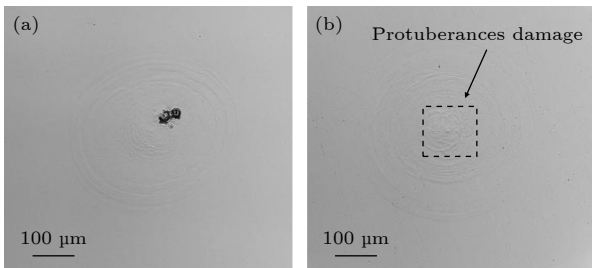


图6 激光诱导熔石英前表面损伤的形貌 (a) 单模脉冲激光; (b) 时间低相干光

Fig. 6. Laser-induced input surface damage morphologies: (a) Single longitudinal mode pulse laser; (b) the low-temporal coherence laser.

小于传统测试方法测得的结果.这也证明了空间分辨测试法得到的两种激光非线性 $I \times L$ 更加接近真实的非线性自聚焦关系.

5 结 论

本文针对传统非线性 $I \times L$ 测试方法比较不同激光的自聚焦效应研究中,存在的前表面损伤先于体损伤发生以及布里渊散射等能量损耗等测量精度问题,设计了一种采用短焦透镜紧聚焦方式的空间分辨测试法,通过高斯光束传输矩阵的理论计算,将光线传输方向的空间能量分布进行细分计算,并最终将细分的非线性 $I \times L$ 进行积分运算,从而规避了传统测试方法中,入射面损伤先于体内自聚焦成丝损伤以及布里渊散射所带来的能量损耗问题,可以得到不同激光更加准确的非线性自聚焦关系.同时本文针对激光惯性约束聚变研究中具有较好抑制激光等离子体不稳定性的时间低相干光开展研究,分别利用传统非线性 $I \times L$ 测试法以及空间分辨测试法,对传统单模脉冲激光和时间低相干光的非线性 $I \times L$ 关系进行测试.测试结果表明时间低相干光相较于单模脉冲激光具有更小的 $I \times L$ 数值,以及具有更强的非线性自聚焦效应.但是传统测试法得到的两束光非线性 $I \times L$ 的差异要大于空间分辨测试法.为此,我们通过对测试过程中的布里渊散射效应,以及两种激光诱导不同的入射面损伤和相应的机制进行分析,分析得出空间分辨测试法测试的两束光非线性自聚焦关系更加准确.本文不仅设计了一种基于空间分辨的非线性 $I \times L$ 测试方法,可以解决传统测试法诱导入射面损伤以及布里渊散射所带来的问题,用于更加准确地比较不同激光的非线性自聚焦效应;同时,利用此方法开展时间低相干光非线性自聚焦特性的研究,为探明时间低相干光的物理特性提供可靠帮助.

参考文献

- [1] Tollefson J, Gibney E 2022 *Nature* **612** 597
- [2] Clery D 2022 *Science* **378** 1154
- [3] Gao Y Q, Ji L L, Zhao X H, Cui Y, Rao D X, Feng W, Xia L, Liu D, Wang T, Shi H T, Li F J, Liu J N, Du P Y, Li X L, Liu J, Zhang T X, Shan C, Hua Y L, Ma W X, Sui Z, Pei W B, Fu S Z, Sun X, Chen X F 2020 *Opt. Lett.* **45** 6839
- [4] Cui Y, Gao Y Q, Rao D X, Liu D, Li F J, Ji L L, Shi H T, Liu J N, Zhao X H, Feng W, Liu J N, Wang T, Ma W X, Sui

- Z 2019 *Opt. Lett.* **44** 2859
- [5] Ji L L, Zhao X X, Liu D, Gao Y Q, Cui Y, Rao D X, Feng W, Li F J, Shi H T, Liu J N, Li X L, Xia L, Wang T, Liu J, Du P Y, Sun X, Ma W X, Sui Z, Chen X F 2019 *Opt. Lett.* **44** 17
- [6] Zhao X H, Ji L L, Liu D, Gao Y Q, Rao D X, Cui Y, Feng W, Li F J, Shi H T, Shan C, Ma W X, Sui Z 2020 *APL Photonics* **5** 9
- [7] Wang P P, An H H, Fang Z H, Xiong J, Xie Z Y, Wang C, He Z Y, Jia G, Wang R R, Zheng S, Xia L, Feng W, Shi H T, Wang W, Sun J R, Gao Y Q, Fu S Z 2024 *Matter Radiat. Extrem.* **9** 015602
- [8] Lei A L, Kang N, Zhao Y, Liu H Y, An H H, Xiong J, Wang R R, Xie Z Y, Tu Y C, Xu G X, Zhou X C, Fang Z H, Wang W, Xia L, Feng W, Zhao X H, Ji L L, Cui Y, Zhou X H, Liu Z J, Zheng C Y, Wang L F, Gao Y Q, Huang X G, Fu S Z 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 035102
- [9] Suydam B 1974 *IEEE J. Quantum Elect.* **10** 837
- [10] Simmons W, Hunt J, Warren W 1981 *IEEE J. Quantum Elect.* **17** 1727
- [11] Sacks R A, Henesian M A, Haney S W, Trenholme J B 1996 *The PROp 92 Fourier Beampropagation Code* LLNL Laser Program Quarterly Report. UCRL-LR-105821(96-4): 207–213
- [12] Williams W, Trenholme J, Orth C, Haney S, Sacks R, Auerbach J, Renard P 1996 *NIF Design Optimization* LLNL Laser Program Quarterly Report. UCRL-LR-105821(96-4): 181–191
- [13] Williams W, Renard P A, Manes K R, Milam D, Hunt J T, Eimerl D 1966 *Modeling of Self-focusing Experiments by Beam Propagation Codes* UCRL-LR-105821-96-1: 7
- [14] Taylor D G, Amiel A I, Luat T V, Alexander L G 2006 *Opt. Express* **14** 5468
- [15] Bliss E S, Speck D R, Holzrichter J F, Erkkila J H, Glass A J 1974 *Appl. Phys. Lett.* **25** 448
- [16] Fleck J, Morris J, Bliss E 1978 *Quantum Electron.* **14** 353
- [17] Ranka J K, Schirmer R W, Gaeta A L 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3783
- [18] Milam D, Manes K R, Williams W H 1996 *Laser-Induced Damage in Optical Materials* Boulder, CO, United States, May 13, 1996 p2966
- [19] Bespalov V I, Talanov V I 1966 *J. Exp. Theor. Phys.* **3** 307
- [20] Feit M, Fleck Jr J 1992 *Self-focusing of Broadband Laser Pulses in Dispersive Media* (Washington, DC: Lawrence Livermore National Lab.) UCRL-ID-112523; ON: DE93007369
- [21] Deng X M, Yu W Y, Chen S S, Ding L M, Tan W H 1983 *J. Opt.* **3** 2 (in Chinese) [邓锡铭, 余文炎, 陈时胜, 丁丽明, 谭维翰 1983 *光学学报* **3** 2]
- [22] Deng J Q, Fu X Q, Zhang L F, Zhang J, Wen S C 2013 *Opt. Laser Technol.* **45** 56
- [23] Stuart B C, Feit M D, Herman S, Rubenchick A M, Shore B W, Perry M D 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1749
- [24] Rubenchik A M, Feit M D 2002 *Laser-Induced Damage in Optical Materials* Boulder, CO, United States, April 9, 2002 p4679
- [25] Fibich G, Eisenmann S, Ilan B, Erlich Y, Fraenkel M, Henis Z, Gaeta A L, Zigler A 2005 *Opt. Express* **13** 5897
- [26] Yoshida H, Fujita H, Nakatsuka M 1997 *Opt. Eng.* **36** 3739
- [27] Murray J R, Smith J R, Ehrlich R B, Kyrakis D T, Thompson C E, Weiland T L, Wilcox R B 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2402
- [28] Zhang J, Wen S C, Fu X Q, Zhang L F, Deng J Q, Fan D Y 2010 *High-Power Lasers and Applications V* Beijing, China, November 16, 2010 p7843
- [29] McKenty P W, Skupsky S, Kelly J H, Cotton C T 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 2027
- [30] Melloni A, Frasca M, Garavaglia A, Tonini A, Martinelli M 1998 *Opt. Lett.* **23** 691
- [31] Bercegol H, Lamainière L, Cavaro V, Loiseau M 2005 *Laser-Induced Damage in Optical Materials* Boulder, CO, United States, February 7, 2006 p5991
- [32] Bercegol H, Boscheron A, Lepage C, Mazataud E, Donval T, Lamainière L, Loiseau M, Razé G, Sudre C 2004 *Laser-Induced Damage in Optical Materials* Boulder, Co, United States, June 10, 2004 p5273

Low-temporal coherence light self-focusing effect by spatial resolved method*

Shan Chong¹⁾²⁾³⁾ Kong Ling-Bao^{1)†} Cui Yong^{2)‡} Ji Lai-Lin²⁾
 Zhao Xiao-Hui²⁾ Li Fu-Jian²⁾ Rao Da-Xing²⁾ Zhao Yuan-An³⁾
 Sui Zhan²⁾ Shao Jian-Da³⁾

1) (Shanghai Engineering Research Center of Ultra-precision Optical Manufacturing,

School of Information Science and Technology, Fudan University, Shanghai 201203, China)

2) (Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China)

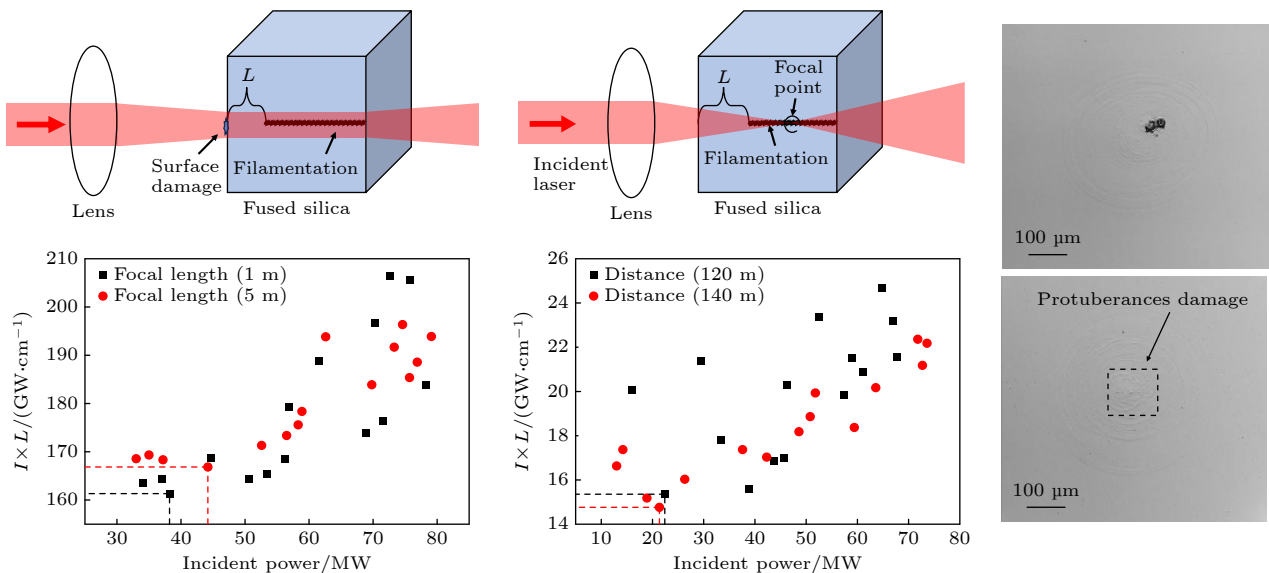
3) (Key Laboratory of High Power Laser Materials, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,

Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 19 January 2024; revised manuscript received 15 February 2024)

Abstract

The low-temporal coherence light (LTCL) has received extensive attention in the research of inertial confinement fusion due to its physical properties of instantaneous broadband. Recent reports demonstrated that the LTCL has significant suppression effects on laser plasma instability. However, the temporal spike structures of the LTCL will not only induce the amplification of the self-focusing effect, but also make its small-scale self-focusing characteristics and corresponding damage mechanism more complicated. Exploring the self-focusing characteristics of the LTCL will provide an important information for improving the output power of the LTCL. In this work, we design a more accurate test method for comparing the nonlinear self-focusing effects of different lasers, and compare the self-focusing effect of LTCL with single longitudinal mode (SLM) pulse. In the



* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12074353).

† Corresponding author. E-mail: LKong@fudan.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: Yong_cui@126.com

experiments, fused silica is tightly focused by a short focal length lens to avoid damaging the input surface. A spatially resolved test method is designed to measure the nonlinear $I \times L$ value (where I is the incident intensity, L is the distance from the head of filamentation damage to the input surface), which is accumulated from the input surface to the head of filamentation damage. The results show that the nonlinear $I \times L$ value obtained by the spatially resolved method is lower than by the traditional test method, since the energy loss caused by incident surface damage and backward stimulated Brillouin scattering (SBS) has been resolved. Furthermore, the nonlinear $I \times L$ values of the SLM pulse and the LTCL are also compared by the traditional test method and spatially resolved method. The test results show that due to the temporal spike structure, the LTCL has a lower nonlinear $I \times L$ value than the SLM pulse. The SBS effect and the different damage characteristics of the input surface are also analyzed. This study provides a more accurate test method for better analyzing the self-focusing effect of LTCL and laser pulses with different characteristics, and hence presenting a reference for designing high-power devices of low-temporal coherence light.

Keywords: inertial confinement fusion, low-temporal coherence light, nonlinear self-focusing, critical value, spatial resolved method

PACS: 06.20.-f, 06.30.Bp, 42.40.My, 42.55.-f

DOI: [10.7498/aps.73.20240138](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240138)

基于空间分辨法分析时间低相干光自聚焦效应

单翀 孔令豹 崔勇 季来林 赵晓晖 李福建 饶大幸 赵元安 隋展 邵建达

Low-temporal coherence light self-focusing effect by spatial resolved method

Shan Chong Kong Ling-Bao Cui Yong Ji Lai-Lin Zhao Xiao-Hui Li Fu-Jian Rao Da-Xing Zhao Yuan-An Sui Zhan Shao Jian-Da

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 090601 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240138

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240138>

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

定向红外光空间分布误差对冷冻靶温度场的影响分析

Analysis of influence of spatial distribution error of directional infrared light on temperature field of cryogenic targets

物理学报. 2022, 71(11): 110702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212351>

惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device

物理学报. 2019, 68(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

定向红外条件下光纤布置形式及光源参数对低温靶温度场的影响

Influence of directional infrared irradiations on the temperature field in ICF cryotargets

物理学报. 2021, 70(16): 160703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210029>

基于低相干光的阵列透镜束匀滑技术研究

Low-coherence laser based lens array beam smoothing technique

物理学报. 2019, 68(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182138>

三阶非线性效应对边界限制的自聚焦振荡型响应函数系统中二次孤子的影响

Influence of cubic nonlinearity effect on quadratic solitons in boundary-constrained self-focusing oscillatory response function system

物理学报. 2022, 71(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220865>

惯性约束聚变靶丸内杂质气体抽空流洗过程的数值模拟

Numerical simulation of filling and evacuating process of impurity gas in target capsule of inertial confinement fusion

物理学报. 2021, 70(7): 075207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201491>