

束匀滑光束偏折现象的模拟*

李斌 刘占军[†] 郝亮[‡] 郑春阳 蔡洪波 何民卿

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2019年10月28日收到; 2020年2月1日收到修改稿)

达到高能量密度物理状态后, 光束在介质中的传播行为与经典光学研究范畴相比, 会出现一些新现象. 比如在各向同性介质内可出现光束传播方向改变的现象. 另一方面, 高能量密度物理实验中由高功率激光器产生的束匀滑光束较为常见. 本文分析了空间和时间束匀滑光束在各向同性等离子体传播中出现束偏折现象的机制和条件, 并利用三维激光等离子体相互作用程序 LAP3D 进行了验证. 模拟表明只有当同时发生成丝不稳定性 and 存在离子声速量级的横向流时束匀滑激光才会产生显著的束偏折现象.

关键词: 高能量密度物理, 光束传播, 束匀滑光束, 束偏折

PACS: 52.57.-z, 52.38.-r, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.69.20191639

1 引言

在经典光学范围内, 光束在各向同性介质内的传播方向不会发生改变, 传播方向改变的现象通常发生在不同介质的界面处. 但当能量驱动源如激光, 使介质能量增加并达到高能量密度状态后, 激光强度足以改变介质折射率, 在这种介质内也会发生光束传播方向改变的现象(束偏折)^[1]. 另一方面在高能量密度物理研究中, 随着近年来高功率激光器技术的发展, 采用激光束辐照产生高能量密度状态成为一种常用的方式. 许多采用大型高功率激光器的实验, 通常输出束匀滑光束^[2-8]. 针对高能量密度状态下, 束匀滑光束发生束偏折的机制和条件, 本文给出了相关研究结果.

束匀滑光束按光束匀滑方式可分为空间束匀滑和时间束匀滑两种. 它们的共同特点是光束包络较为平滑, 但内部结构较为复杂, 内部包含数千个小光斑, 纵向长度为 $8F^2\lambda_0$ ^[1,2], 横向长度为 $2F\lambda_0$ ^[1,2],

这里 F 为透镜光学 F 数, λ_0 为激光波长. 分析束匀滑光束发生束偏折的条件, 要从光束内部多个小光束相互作用角度考虑, 涉及到多体相互作用, 仅应用理论分析较为困难. 如果不考虑光束内部结构, 仅从整个光束角度考虑, 其发生束偏折的条件在一定程度上可类比单个光束, 如高斯型光束发生束偏折的机制和条件, 本文从这个角度展开了对束匀滑光束发生偏折现象所需条件的分析和研究.

实验研究^[9,10]和近期利用 LAP3D 程序对高斯型光束的模拟研究^[11]都表明, 高斯型激光束发生显著偏折需满足两个条件: 发生成丝不稳定性 and 存在声速量级的等离子体横向流^[11]. 前者在聚焦光斑处形成密度凹坑并改变此区域折射率, 后者使这种密度空间结构能在横向整体移动. 据此认为研究束匀滑光束发生束偏折的条件可进一步细化为研究以下两点: 束匀滑光束发生成丝不稳定性的条件以及声速量级的等离子体横向流对成丝不稳定性的影响.

本文根据以上两个条件对束匀滑光束偏折现

* 国家自然科学基金(批准号: 11875093)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liuzj@iapcm.ac.cn

[‡] 通信作者. E-mail: hao_liang@iapcm.ac.cn

象的产生机制和条件进行了研究, 给出了用于模拟三维束匀滑光束偏折现象的数值模拟程序 LAP3D 的物理建模, 分析了横向流大小对不稳定性发展的影响, 给出了研究空间束匀滑光束和时间束匀滑光束发生束偏折条件的数值模拟结果和分析.

2 物理模型

2.1 光束传播模型

为描述光束在等离子体中的传输和等离子体响应, 三维激光等离子体相互作用程序 LAP3D 分别采用了激光包络方程和双温流体方程组 [12,13] 的物理模型. 由于束偏折现象发生与否跟光束成丝现象紧密相关, 因此在激光传播模型中只考虑衍射项和折射项, 忽略激光受激散射项, 对应的包络化激光传播方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} - \frac{ic^2}{2\omega_0} D_{\perp}^2 + \nu\right) E = \frac{-i2\pi e^2}{m_e \omega_0} \delta n_{ef} E, \quad (1)$$

其中, E 为激光电场强度; v_g 为激光波包传播群速度; c 为真空中激光光速; ω_0 为激光频率; ν 为逆轆致吸收率; m_e 为电子质量; δn_{ef} 为电子扰动数密度; D_{\perp}^2 为广义衍射算子 [12], 在下文推导中为简化用 ∇_{\perp}^2 来代替.

2.2 流速对束偏折(成丝)发展影响的分析

从前期对单个高斯光束偏折的模拟研究 [11] 发现, 产生束偏折的空间位置与离子声速大小有以下关系: 当横向流为离子声速时, 发生束偏折时的光束传播距离最短; 当横向流速逐渐小于离子声速时, 发生束偏折的位置也逐渐“靠后”, 即光束传播距离逐渐增加. 当横向流速远大于离子声速后, 束偏折现象消失. 通过下面分析可知, 这实际上是横向流速大小对成丝不稳定性发展影响的一种体现.

设沿激光传播方向为 z 方向, 存在横向(沿 x 方向)流速为 u_{\perp} 的等离子体流场, 考虑流体方程组中的质量连续方程:

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{u}) = 0, \quad (2)$$

和动量方程:

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{S}\mathbf{u}) + \nabla Q = -\nabla(p + p_e) - \rho \nabla \psi, \quad (3)$$

其中, \mathbf{S} 为电子动量, \mathbf{u} 为流速, Q 为人为粘性应力张量, ψ 为有质动力势, p 和 p_e 为离子压力和电

子压力.

对上面两个方程线性化, 设 $E = E_0 + \delta E$, $n = n_0 + \delta n_{ef}$, 则质量连续方程和动量方程经化简后, 可得 δn_{ef} 满足的密度涨落方程为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + u_{\perp}^2 \frac{\partial}{\partial x^2} - c_s^2 \nabla^2\right) \delta n_{ef} \\ & = \frac{Z n_e e^2}{m M \omega_0} \nabla^2 (E_0 \cdot \delta E), \end{aligned} \quad (4)$$

其中, c_s 为离子声速, M 为离子质量, 对 (1) 式和 (4) 式做傅里叶分析可得色散关系为

$$\begin{aligned} \omega^2 - k_{\perp}^2 (c_s^2 - u_{\perp}^2) & = \frac{k_{\perp}^2 v_{os}^2 \omega_{pi}^2}{4} \\ & \times \left[\frac{1}{D(\omega - \omega_0, k - k_0)} + \frac{1}{D(\omega + \omega_0, k + k_0)} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

考虑 $\omega = i\gamma \ll \omega_0$ 并且 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0 = 0$, 化简得到光束传播过程中存在横向小扰动及有横向流场发生成丝不稳定性对应的空间增长率:

$$\frac{\gamma^2}{k_{\perp}^2} = \frac{1}{8} \frac{n_e}{n_{cr}} \left(\frac{v_{os}}{v_e}\right)^2 k_{\perp}^2 \left/ \left(1 - \frac{u_{\perp}^2}{c_s^2}\right) - \frac{k_{\perp}^4}{4k_0^2} \right., \quad (6)$$

式中, γ 为成丝增长率, k_{\perp} 为横向扰动波数, k_0 为入射光束波数, v_{os} 和 v_e 分别为电子在光场中的抖动速度和热速度.

对于在各向同性等离子体中传播的高斯光束, 可认为在给定参数下 (6) 式中物理量 v_e 、 v_{os} 、 n_e 、 n_{cr} 、 k_0 、 c_s 均为定值. 在光束的扰动波数 k_{\perp} 范围内, 以 k_{opt} 为例考察 (6) 式中横向流大小对不稳定性发展的影响. 这里 k_{opt} 为没有横向流时, 在此条件下使成丝不稳定性增长率取最大值时对应的扰动波数. 进一步分析 (6) 式可知, 当横向流速为离子声速时, 对应不稳定增长率为极大值; 当流速逐渐小于离子声速时, 不稳定性增长率逐渐减小, 发生成丝的空间位置也逐渐“靠后”; 当流速大于离子声速时, 成丝发展受抑制.

结合本节第一段所描述的模拟结果 [11], 上面分析表明, 对高斯型光束, 横向流对其束偏折的影响本质上是横向流对成丝不稳定性发展的影响. 考虑到束匀滑光束包络内部包含多个小焦斑, 其光强分布可近似等同于高斯光束, 因此可推断束匀滑光束发生显著的束偏折现象也需满足发生成丝不稳定性存在声速量级横向流的条件. 本文下面两节将采用数值模拟研究的方法来进行进一步分析和判断.

3 空间束匀滑入射光束数值建模和束偏折模拟结果

激光器产生的入射光束通过位于聚焦透镜前的相位板后, 被分割成多个子光束, 在远场叠加形成空间束匀滑光束. 本文模拟中应用连续相位板 (continuous phase plate, CPP), 它使子光束间相位差在 0 到 π 之间连续变化, 对比随机相位板, 不仅在远场可产生更为平滑的包络分布, 也使焦斑中能量提高到入射光能量的 95%^[14].

焦平面内经 CPP 后生成的空间束匀滑光束的电场幅值分布可表示为下式:

$$E(x', y') = \frac{1}{\lambda_0 f} \int E(x, y) t(x, y) \times \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx' + yy') \right] dx dy, \quad (7)$$

其中, f 为透镜焦距, $E(x, y)$ 为入射光复振幅, $t(x, y)$ 为 CPP 的相位信息.

LAP3D 程序采用笛卡尔坐标系, 模拟三维大尺度上发生的空间束匀滑光束偏折现象. 模拟中激光从 (x, y) 面入射, 沿 z 方向传播. (x, y, z) 方向上对应的模拟尺度分别为 $(2048\lambda_0, 2048\lambda_0, 2048\lambda_0)$, 单位为激光波长 λ_0 , $\lambda_0 = 0.351 \mu\text{m}$. 模拟空间内等离子体均匀分布, 初始等离子体密度为 $0.1n_c$, 电子温度 T_e 为 3 keV, 离子温度 T_i 为 1 keV, 离子电离度 $Z = 1$.

模拟中采用光学 F 数为 11, 长轴约为 $200 \mu\text{m}$, 短轴约为 $100 \mu\text{m}$ 的椭圆焦斑 $\Phi 200$, 椭圆焦斑内的电场幅值分布如文献 [15] 中图 1 所示. 根据空间束匀滑光束入射面平均光强大小, 设计了 5 个模型. 首先模拟了在没有横向等离子体流的条件下, 空间束匀滑光束在均匀等离子体中的传播行为, 重点考察是否发生了光束成丝现象. 然后引入声速量级的横向流, 再次计算上述 5 个模型, 重点考察是否发生了光束偏折现象. 等离子体横向流由 x 方向左边界流入, 从 x 方向右边界流出, 垂直于激光传播方向. 这些模拟结果如表 1 所示.

对于空间束匀滑激光在均匀等离子体传播过程中能否发生成丝现象, 可根据下面公式^[15]来判断,

$$I_{av} \leq \left(0.8\pi \frac{n_e}{n_c} \frac{F^2 \lambda_0^2}{T_e (\text{keV})} \right)^{-1}, \quad (8)$$

其中, I_{av} , λ_0 , n_e , n_c , T_e 和 F 分别为光斑平均光

表 1 空间束匀滑光束 $\Phi 200$ 成丝和束偏折现象模拟结果

Table 1. Simulation results for filamentation and beam deflection in the case of CPP smoothed beam $\Phi 200$.

模型	光斑平均强度 / $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$	成丝现象	束偏折现象
1	4.30×10^{13}	否	否
2	3.86×10^{14}	否	否
3	1.07×10^{15}	是	是
4	2.11×10^{15}	是	是
5	3.49×10^{15}	是	是

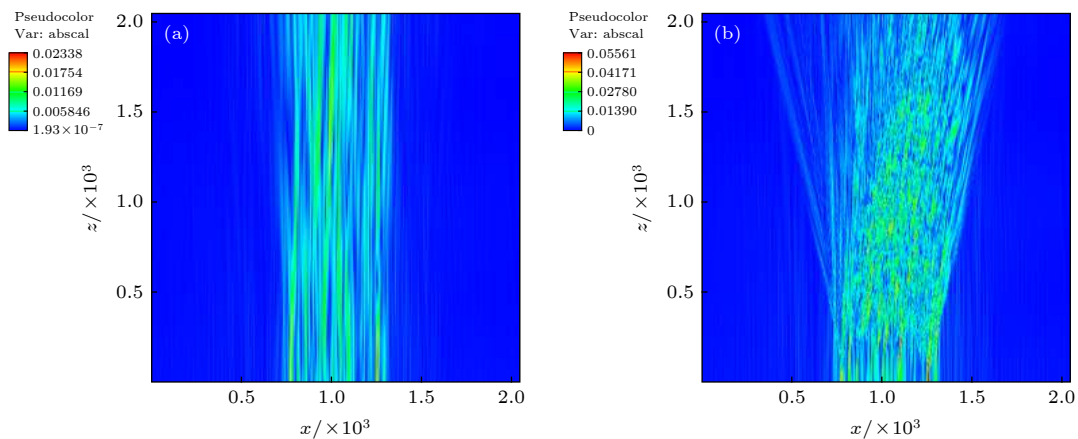


图 1 不同激光强度下空间束匀滑光束对应的束偏折模拟结果 (a) $\Phi 200$ 模型 2 加横向流; (b) $\Phi 200$ 模型 5 加横向流. 图中横纵坐标对应模拟空间坐标 z 和 x , 其量纲为激光波长. 横向流速等于离子声速

Fig. 1. Beam deflection simulation results at different incident intensity: (a) Transverse flow and average intensity lower than filamentation threshold; (b) transverse flow and average intensity higher than filamentation threshold. x and y axes of two figures corresponding to x and z axes of simulation coordinates, respectively. The spatial scale is in unit of laser wave length. The transverse flow speed equals ion sound speed.

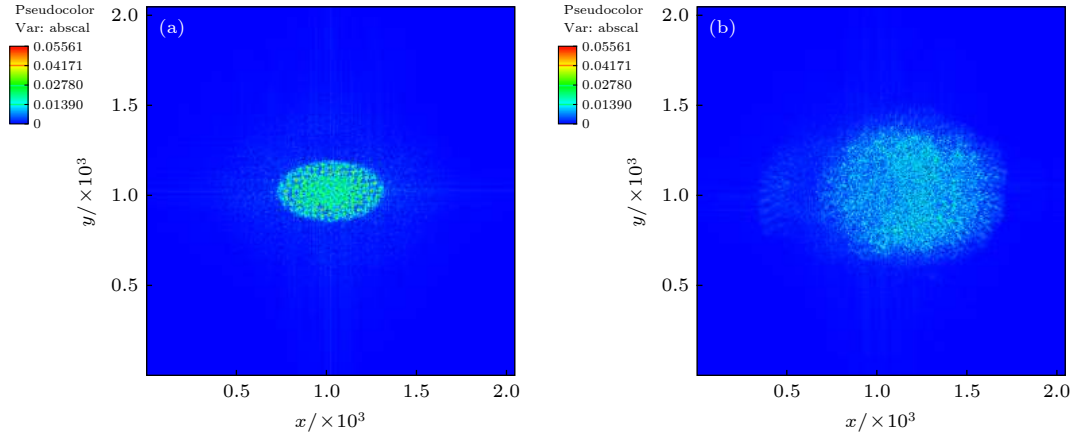


图 2 对比空间束匀滑光束发生束偏折时 $\Phi 200$ 模型 5 加横向流的入射面和出射面内光斑电场幅值分布 (a) 入射面; (b) 出射面. 图中横纵坐标对应模拟空间坐标 x 和 y , 其量纲为激光波长. 横向流速等于离子声速

Fig. 2. Comparison of spatial distribution of laser electric field between laser entrance and exit planes as beam deflection presents: (a) Laser entrance plane; (b) laser exit plane. x and y axes of two figures corresponding to x and y axes of simulation coordinates, respectively. The spatial scale is in unit of laser wave length. The transverse flow speed equals ion sound speed.

强、激光波长、电子密度、等离子体临界密度、电子温度和光学 F 数. 当空间束匀滑入射光束平均光强大于 I_{av} 时, 空间束匀滑光束在传播过程中会发生成丝现象; 反之, 小于此值时, 空间束匀滑光束不成丝. 根据上文给出的模拟参数, 可知表 1 中模型 3, 4, 5 可发生成丝不稳定性情况, LAP3D 模拟结果也证实了这一点.

对于束偏折现象的模拟表明, 如果空间束匀滑光束发生了成丝现象, 则引入声速量级的横向流后, 光束会发生显著的束偏折现象; 反之, 如果光束没有发生成丝现象, 则不会出现束偏折现象. 如图 1 所示, 模型 2 中没有发生激光成丝现象, 加横向流时对应的模拟结果中光束传播方向没有变化; 而模型 5 中发生了激光成丝现象, 加横向流后对应模拟结果显示光束传播方向随传播距离增加明显偏向等离子体流方向, 即发生了束偏折现象, 这些模拟结果与物理预期相同.

此外从空间束匀滑光束入射面和出射面内光斑电场幅值空间分布情况也可判断光束是否发生了明显的束偏折现象. 如图 2 所示, 对比 $\Phi 200$ 模型 5 加横向流时模拟结果给出的电场幅值在入射面和出射面内的分布, 可以发现在出射面内光斑整体偏向等离子体流的方向, 表明发生了束偏折现象.

$\Phi 200$ 对应的模拟结果表明, 影响空间束匀滑光束明显发生束偏折的物理条件与高斯光束时的主要物理因素相一致, 即空间束匀滑光束满足成丝条件和存在流速在离子声速量级的等离子体横

向流.

4 时间束匀滑入射光束数值建模和束偏折模拟结果概述

采用时间束匀滑的典型应用为谱色散匀滑化技术, 它利用光栅、三倍频晶体, 展宽入射光束频率, 然后使光束通过相位板和聚焦透镜, 形成远场的谱色散匀滑 (smoothing by spectral dispersion, SSD) 光束, 其传播主要特征表现为光束在横向上的“扫描”行为^[16]. SSD 光束在焦平面上的光强分布为

$$E(x, y) = E_0 \exp(i3\omega t) \sum_n J_n(3\delta) \frac{\sin(n\gamma + q)}{n\gamma + q} \frac{\sin p}{p} \sum_{KL} \times \exp[i(n\Omega_m t - 2n\gamma L - 2Lq - 2Kp + \phi_{KL})], \quad (9)$$

式中, 3δ 为调制振幅; Ω_m 为调制频率; $(p, q) = (x, y)k\Delta/(2f)$, x, y 为焦平面上的空间坐标, k 是三倍频后的波数, Δ 为相邻相位板面元之间的距离; ϕ_{KL} 为 (K, L) 通过相位板面元造成的相移; $\gamma = \alpha\Delta/2$, 是由不同频率以不同角度入射造成的位移. 修改 (9) 式可得 LAP3D 程序中采用的入射面上光强分布的数值计算模型为^[16]

$$E(x, y) = \sum_n \text{ETEMP}(x, y, n) J_n(3\delta) \exp(in\Omega_m t), \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned}
 & \text{ETEMP}(x, y, n) \\
 &= E_0 \text{sinc}[0.5k_{0y}(n \cdot N_c F \lambda + y)] \cdot \text{sinc}[0.5k_{0x}x] \\
 & \times \sum_{KL} \exp[-iLk_{0y}(n \cdot N_c F \lambda + y) \\
 & \quad - iKk_{0x}x + i\varphi_{KL}], \quad (11)
 \end{aligned}$$

这里, $k_{0y} \equiv \frac{2\pi}{FN_y\lambda}$, $k_{0x} \equiv \frac{2\pi}{FN_x\lambda}$; N_x , N_y 分别为沿 x , y 方向上相位板的面元个数. 相较于 (9) 式, LAP3D 程序计算每一时间步采用 (11) 式, 可大幅节约 SSD 光束传播过程的计算时间并提高程序并行计算能力 [16].

仿照上节研究空间束匀滑光束出现束偏折现象条件的思路, 可认为对于 SSD 匀滑光束, 发生束偏折的前提是发生成丝不稳定性. 因此这里首先考察 SSD 光束发生成丝的条件. 美国学者 Krueer 等 [17–21] 研究分析了有一定带宽的激光抑制不稳定性发展的条件, 指出当不稳定性增长率为 γ_0 的波引入带宽 $\Delta\omega$ 时, 不稳定性引发的振幅增长可被削弱为没有带宽时的 $\gamma_0/\Delta\omega$ 倍, 即

$$\langle \tilde{f} \rangle = \beta \exp\left(\frac{\gamma_0^2 t}{\Delta\omega}\right), \quad (12)$$

这里, \tilde{f} 对应不稳定性增长的幅值, β 由初始条件确定. 此式表明当激光带宽远大于不稳定性增长率 γ_0 时, 可有效抑制不稳定性增长. 由此可认为当 SSD 光束带宽大于成丝不稳定性增长率时, 成丝不稳定性的发展会受到抑制.

为考察 SSD 带宽对其在等离子体传播过程中发生束偏折的影响, 用 LAP3D 模拟了三种不同调

制频率的 SSD 光束在均匀等离子体中的传播, 这里取调制频率分别为 $10^{-3}\omega_0$, $10^{-4}\omega_0$ 和 $10^{-5}\omega_0$. 模拟中取入射 SSD 光束光斑平均光强为 $2.11 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 其余模拟参数与上节中算例相同.

根据模拟参数, 可分析哪种调制频率会出现束偏折现象. 成丝不稳定性最大增长率 γ_{\max} 为

$$\gamma_{\max} = \frac{1}{8} \left(\frac{v_{\text{os}}}{v_e}\right)^2 \frac{\omega_{\text{pe}}}{k_0 c^2}, \quad (13)$$

其中, v_{os} , v_e , ω_{pe} , k_0 , c 分别为电子在光场中的抖动速度、电子热速度、等离子体频率、光束波矢和真空光速. 根据上文模拟参数可知成丝不稳定性最大增长率 $\gamma_{\max} \approx 2.56 \times 10^{-4}\omega_0$. SSD 光束带宽 $\Delta\omega$ 为

$$\Delta\omega = 2 \cdot \delta \cdot f_{\text{SSD}}, \quad (14)$$

其中, δ 为调制深度, 模拟中取 $\delta = 12$, f_{SSD} 为调制频率. 由本文算例所取的 SSD 光束调制频率可知, 当 SSD 光束调制频率 f_{SSD} 为 $10^{-3}\omega_0$ 和 $10^{-4}\omega_0$ 时, SSD 光束带宽均远大于算例对应的成丝最大增长率 $\gamma_{\max} \approx 2.56 \times 10^{-4}\omega_0$. 但当 SSD 光束调制频率 f_{SSD} 为 $10^{-5}\omega_0$ 时, SSD 光束带宽小于成丝最大增长率.

根据上面的理论分析, 可以预期在取 $10^{-3}\omega_0$ 和 $10^{-4}\omega_0$ 这两种调制频率时, 时间束匀滑光束可以抑制成丝不稳定性; 相应束偏折现象也不会出现. 当 SSD 光束调制频率为 $10^{-5}\omega_0$ 时, 可发生成丝不稳定性; 当同时存在声速量级横向流时会出现显著的束偏折现象. 下面给出的模拟结果也证实了

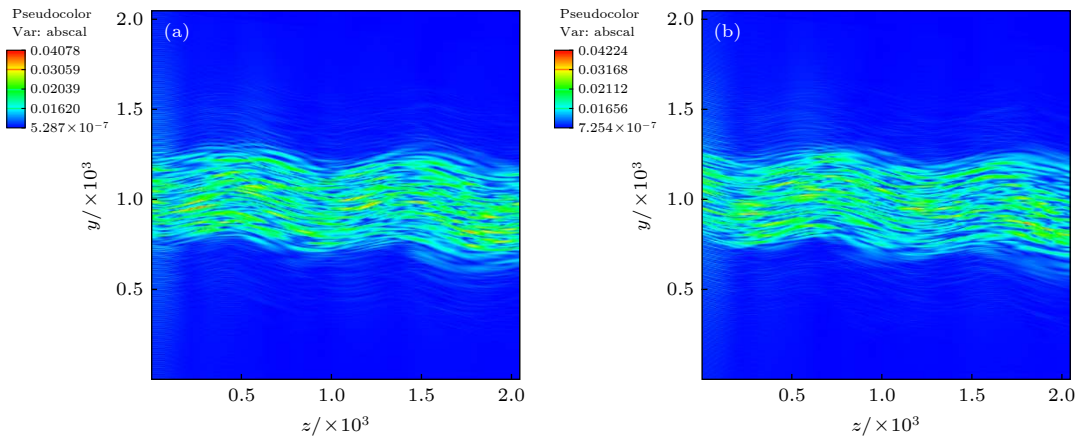


图 3 调制频率为 $10^{-3}\omega_0$ 的时间束匀滑光束传播行为 (a) 对应 11000 激光周期; (b) 对应 13750 激光周期. 图中横纵坐标对应模拟空间坐标 z 和 y , 其量纲为激光波长

Fig. 3. Propagation of SSD beam at modulation frequency of $10^{-3}\omega_0$: (a) Corresponding simulation result at 11000 th laser periods; (b) corresponding simulation result at 13750 th laser periods. x and y axes of two figures corresponding to z and y axes of simulation coordinates, respectively. The spatial scale is in unit of laser wave length.

这些判断.

图 3 给出了当 SSD 光束调制频率为 $10^{-3}\omega_0$ 且没有横向流时的传播过程的模拟结果. 模拟发现, 在给定的传播距离内 (约 2000 个激光波长), 与空间束匀滑光束成直线传播相比, SSD 光束在空间传播中表现出明显的“扫描”行为, 这和已有模拟结果^[16]和理论预期相符.

由上一节给出的模拟结果可知在给定的等离子体条件下, 本节算例中的 SSD 光束强度远大于成丝阈值, 但图 3 中显示 SSD 光束并没有出现束发散现象. 这表明当 SSD 光束取调制频率为 $10^{-3}\omega_0$ 时, 抑制了成丝不稳定性. 由此可以预期,

当加入等离子体横向流时, 也不会明显发生束偏折现象, 模拟结果证实了这一点 (图 4).

除调制频率为 $10^{-3}\omega_0$ 的情况, 还模拟了 SSD 光束调制频率为 $10^{-4}\omega_0$ 时, 无横向流和有横向流时的激光传播情况. 模拟结果表明, 无横向流时算例没有出现激光成丝现象, 相应模拟流速在离子声速量级的横向流时的算例如图 5 所示, 也没有出现束偏折现象. 当调制频率为 $10^{-5}\omega_0$ 时, 模拟结果表明: 无横向流时, SSD 光束会出现成丝现象; 有横向流时, 光束会出现束偏折现象. 由于其调制频率较低, 所以在本文所选的模拟空间尺度内, SSD 光束传播行为类似于前一节的空间束匀滑激光, 如束

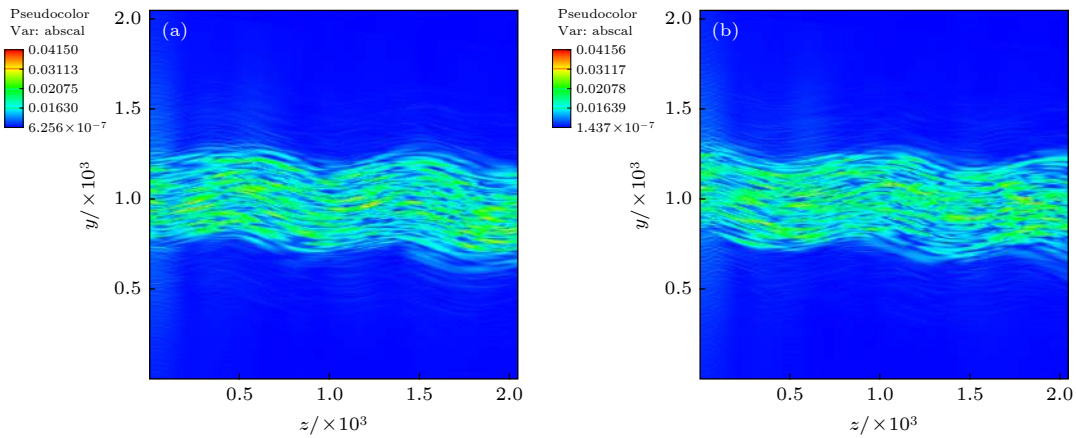


图 4 有横向离子声速量级等离子体流时调制频率为 $10^{-3}\omega_0$ 的时间束匀滑光束的传播行为 (a) 对应 11000 激光周期; (b) 对应 13750 激光周期. 图中横纵坐标对应模拟空间坐标 z 和 y , 其量纲为激光波长. 横向流速等于离子声速

Fig. 4. Propagation of SSD beam with transverse flow at modulation frequency of $10^{-3}\omega_0$: (a) Corresponding simulation result at 11000 th laser periods; (b) corresponding simulation result at 13750th laser periods. x and y axes of two figures corresponding to z and y axes of simulation coordinates, respectively. The spatial scale is in unit of laser wave length. The transverse flow speed equals ion sound speed.

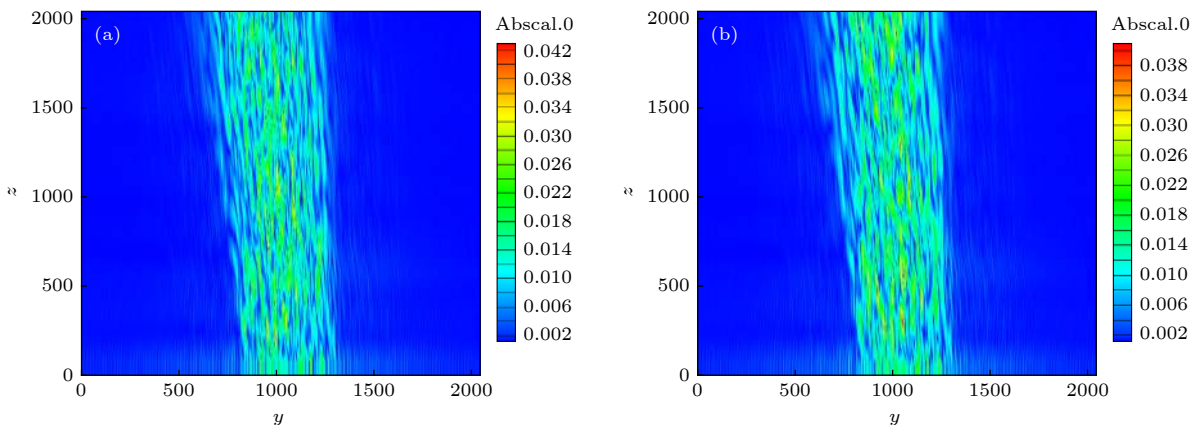


图 5 对比时间束匀滑光束在调制频率为 $10^{-4}\omega_0$ 时的光束传播行为 (a) 等离子体横向流速为零; (b) 等离子体横向流速等于离子声速. 图中横纵坐标对应模拟空间坐标 y 和 z , 其量纲为激光波长

Fig. 5. Propagation of SSD beam at modulation frequency of $10^{-4}\omega_0$: (a) No transverse flow; (b) the transverse flow speed equals ion sound speed. x and y axes of two figures corresponding to y and z axes of simulation coordinates, respectively. The spatial scale is in unit of laser wave length.

发散时光场空间分布的模拟结果与图 1(b) 类似, 故这里略去.

综上理论分析和模拟结果都表明, 当 SSD 光束带宽远大于成丝稳定性最大增长率时, 通过抑制成丝不稳定性发展, 可抑制束偏折现象出现.

5 结 论

通过对高斯型光束发生束偏折所需条件进行引申, 提出了束匀滑光束发生束偏折的条件, 并应用数值模拟程序进行了验证和研究. 模拟证实, 对于空间束匀滑激光和时间束匀滑激光来说, 只有同时满足发生成丝不稳定性存在离子声速量级的横向流时, 才会产生显著的束偏折现象. 这表明束匀滑光束发生束偏折的物理成因与高斯型光束类似, 即成丝不稳定性产生的密度空间结构变化——“凹坑”, 以及在等离子体横向流作用下产生横向移动. 结合初步理论分析表明, 横向流速为离子声速时束偏折现象最显著.

研究表明, 在均匀等离子体及存在离子声速量级横向流时, 如果空间束匀滑光束入射光斑平均光强大于成丝阈值, 可引发成丝不稳定性从而发生束偏折现象; 对于时间束匀滑光束, 当其带宽远大于成丝不稳定性最大增长率时, 可以抑制成丝不稳定性从而避免束偏折现象产生, 反之则会发生束偏折现象.

参考文献

- [1] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [2] Drake R P (translated by Sun C W) 2013 *High-Energy-Density Physics Fundamentals, Inertial Fusion, and Experimental Astrophysics* (Beijing: National Defense Industry Press) pp245–286 (in Chinese) [德雷克 著 (孙承伟 译) 2013 高能量密度物理基础、惯性约束聚变和实验天体物理学(北京: 国防工业出版社) 第245—286页]
- [3] Montgomery D S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 055601
- [4] Kirkwood R K, Moody J D, Kline J, Dewald E, Glenzer S, Divol L, Michel P, Hinkel D, Berger R, Williams E, Milovich J, Yin L, Rose H, MacGowan B, Landen O, Rosen M, Lindl J 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 103001
- [5] Zhang J T 1999 *Physics and Simulations of Laser Plasma Interactions* (Zhengzhou: Henan Science and Technology Press) 第269—316页 (in Chinese) [张家泰 1999 激光等离子体相互作用物理与模拟(郑州: 河南科学技术出版社) pp269—316]
- [6] Moody J D, MacGowan B J, Rothenberg J E, Berger R L, Young P E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2810
- [7] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, Goncharov V N, Harding D R, Knauer J P, McCrory R L, McKenty P W, Meyerhofer D D, Myatt J F, Schmitt A J, Sethian J D, Short R W, Skupsky S, Theobald W, Kruer W L, Tanaka K, Betti R, Collins T J B, Delettrez J A, Hu S X, Marozas J A, Maximov A V, Michel D T, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Solodov A A, Soures J M, Stoeckl C, Zuegel J D 2015 *Phys. Plasmas* **22** 110501
- [8] Zhou Y L, Sui Z, Liu L Q, Su J Q, Li P, Zhang R, Xu L X, Wang W Y, Mo L 2011 *Laser & Optoelectronics Progress* **48** 101407 (in Chinese) [周煜梁, 隋展, 刘兰琴, 栗敬钦, 李平, 张锐, 许立新, 王文义, 莫磊 2011 激光与光电子学进展 **48** 101407]
- [9] Young P E, Still C H, Hinkel D E, Kruer W L, Estabrook K G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1425
- [10] Moody J D, MacGowan B J, Hinkel D E, Kruer W L, Williams E A, Estabrook K, Berger R L, Kirkwood R K, Montgomery D S, Shepard T D 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1294
- [11] Li B, Liu Z J, Zheng C Y, Hu X Y 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 122005 (in Chinese) [李斌, 刘占军, 郑春阳, 胡晓燕 2014 强激光与离子束 **26** 122005]
- [12] Hu X Y, Hao L, Liu Z J, Zheng C Y, Li B, Guo H 2015 *AIP Advances* **5** 087174
- [13] Liu Z J, Li B, Hu X Y, Xiang J, Zheng C Y, Cao L H, Hao L 2016 *Phys. Plasmas* **23** 022705
- [14] Li P, Ma C, Su J Q, Cheng W Y, Liu L Q, Wang W Y, Mo L, Zhou L D 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1114 (in Chinese) [李平, 马驰, 栗敬钦, 程文雍, 刘兰琴, 王文义, 莫磊, 周丽丹 2008 强激光与粒子束 **20** 1114]
- [15] Li B, Hu X Y, Zheng C Y, Liu Z J 2016 *High Power Laser and Particle Beams* **28** 112004 (in Chinese) [李斌, 胡晓燕, 郑春阳, 刘占军 2016 强激光与离子束 **28** 112004]
- [16] Li B, Liu Z J, Hao L, Hu X Y, Zheng C Y, Xiang J 2017 *Chinese J. Lasers* **44** 1201004 (in Chinese) [李斌, 刘占军, 郝亮, 胡晓燕, 郑春阳, 项江 2017 中国激光 **44** 1201004]
- [17] Kruer W L 2003 *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Colorado: Westview Press) pp70–71
- [18] Tomson J J, Kruer W L, Bodner S E, DeGroot J S 1974 *Phys. Fluids* **17** 849
- [19] Valeo E J, Oberman C 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 1035
- [20] Thomson J J, Karush J I 1974 *Phys. Fluids* **17** 1608
- [21] Williams E A, Albitton J R, Rosenbluth M N 1979 *Phys. Fluids* **22** 139

Numerical simulation of beam deflection for smoothed laser beams*

Li Bin Liu Zhan-Jun[†] Hao Liang[‡] Zheng Chun-Yang
Cai Hong-Bo He Min-Qing

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

(Received 28 October 2019; revised manuscript received 1 February 2020)

Abstract

When it reaches high energy density state, new features of laser propagation in plasma arises in the contrast to that of research field in classical optics. Such as beam deflection, a laser beam can change its propagation direction while it comes across a transverse plasma flow. On the other hand, employment of all sorts of smoothed laser beams becomes very common in high power laser facilities for high energy density physics experiments. Therefore, on what condition beam deflection comes into play for smoothed beams are necessary to be investigated. This paper presents numerical simulation results for that, which is performed by laser plasma interaction code LAP3D. It is a three dimensional massively parallel code, including a laser paraxial envelope solver and a nonlinear Eulerian hydrodynamics package, and models for filamentation, stimulated Raman scattering and stimulated Brillouin scattering, with beam smoothed by continuous phase plate (CPP), spectral dispersion (SSD), separately. For simplicity in this study, numerical simulations perform in a about $700\ \mu\text{m} \times 700\ \mu\text{m} \times 700\ \mu\text{m}$ plasma using isotropic conditions ($T_e = 3\ \text{keV}$, $T_i = 1\ \text{keV}$, $n = 0.1\ \text{nc}$) and only include refraction and diffraction effects, namely, with filamentation model excluding scattering models. Simulation employs the CPP and the SSD beam as representatives of spatial and temporal smoothed beams, respectively, and uses an oval like focused spot with extension in the long axis direction about $200\ \mu\text{m}$ in the focus plane propagating through the left boundary into the simulation domain. Based on our previous investigations, we assume that beam deflection of a smoothed beam becomes effective when it satisfies two following conditions as that for a Gaussian beam, namely, suffering filamentation and facing a transverse plasma flow at ion sound speed. Simulation results of LAP3D confirm that both spatial and temporal smoothed beams suffer beam deflection when two above conditions are both satisfied. For the case of CPP smoothed beam, simulation results show that it suffers evident beam deflection under the conditions that it suffers filamentation when its average intensity is larger than that of filamentation threshold, and faces a transverse plasma flow at ion sound speed. For the case of SSD smoothed beam, simulation results show that the beam can avoid beam deflection even if it faces a transverse plasma flow at ion sound speed when filamentation is suppressed as beam bandwidth is much larger than the growth rate of filamentation, otherwise it suffers beam deflection.

Keywords: high energy density physics, beam propagation, smoothed beam, beam deflection

PACS: 52.57.-z, 52.38.-r, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.69.20191639

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11875093).

[†] Corresponding author. E-mail: liuzj@iapcm.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: hao_liang@iapcm.ac.cn