

毛细管放电 69.8 nm 激光强度空间分布特性研究

赵永蓬 李连波 崔怀愈 姜杉 刘涛 张文红 李伟

Intensity distribution of 69.8 nm laser pumped by capillary discharge

Zhao Yong-Peng Li Lian-Bo Cui Huai-Yu Jiang Shan Liu Tao Zhang Wen-Hong Li Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 095201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.095201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.095201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I9>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

F 等离子体刻蚀 Si 中 Lag 效应的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation of Lag effect in fluorine plasma etching Si

物理学报.2013, 62(24): 245202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.245202>

脉冲辐射成像绝对测量方法研究

Absolute measurement of pulsed radiation imaging

物理学报.2013, 62(22): 225203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.225203>

等离子体填充 0.14 THz 相对论返波管模拟

Simulation of 0.14 THz relativistic backward-wave oscillator filled with plasma

物理学报.2013, 62(12): 125204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.125204>

相位型波带板应用于大尺度 X 射线源成像的分析与模拟

Analysis of imaging an extended X-ray source by using a Fresnel phase zone plate

物理学报.2013, 62(1): 015208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.015208>

气体电离的全三维电磁粒子模拟/蒙特卡罗数值研究

The numerical study of full three-dimensional particle in cell/Monte Carlo with gas ionization

物理学报.2013, 62(1): 015207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.015207>

## 毛细管放电69.8 nm激光强度空间分布特性研究\*

赵永蓬 李连波<sup>†</sup> 崔怀愈 姜杉 刘涛 张文红 李伟

(哈尔滨工业大学, 可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150080)

(2015年6月3日收到; 2015年12月2日收到修改稿)

报道了毛细管放电69.8 nm软X射线激光的光强分布特性. 实验中所用毛细管长度为35 cm, 放电主脉冲电流幅值为11.5 kA, 放电初始气压为14—16 Pa. 测得的光斑强度分布由两部分构成, 在中心有一个占光强绝大部分的主峰, 其发散角约为0.4 mrad, 边缘还有两个小的离轴峰, 峰-峰发散角约为1.5 mrad. 理论上采用几何光学近似的方法对其光强分布进行计算, 光斑如此小的发散角主峰的出现, 可能主要是由于毛细管放电过程中电子密度在轴心处具有轻微凹陷造成的.

**关键词:** 毛细管放电, 69.8nm, 光强分布, 电子密度

**PACS:** 52.65.-y, 42.55.Vc

**DOI:** 10.7498/aps.65.095201

## 1 引言

目前, 采用毛细管放电抽运机理已经实现了类氩(Ar<sup>8+</sup>) 46.9 nm和69.8 nm软X射线激光输出. 其中对于类氩46.9 nm软X射线激光的研究比较深入, 在重复频率4 Hz的运转条件下, 激光脉冲能量最高可达0.88 mJ, 激光平均脉冲功率可达3.5 mW, 峰值脉冲功率可达0.6 MW, 脉宽约为1.5 ns, 光束发散角约为4.6 mrad<sup>[1]</sup>. 但是, 国际上对于类氩69.8 nm激光的研究报道却相对较少.

1995年, 美国Rocca小组<sup>[2]</sup>首次利用毛细管放电抽运机理观察到类氩69.8 nm ( $J = 2 - 1$ )的超线性增长, 但是他们测得的类氩69.8 nm谱线强度小于临近的Ar<sup>7+</sup>的共振线的强度, 没有获得69.8 nm激光输出.

1996年, 德国的Hildebrand小组<sup>[3]</sup>也利用毛细管放电抽运机理观察到类氩69.8 nm的自发辐射放大, 他们测得的类氩69.8 nm谱线强度依然小于临近的Ar<sup>7+</sup>的共振线的强度, 也没有获得69.8 nm激光输出.

2011年, 本课题组利用毛细管放电抽运机理,

在国际上首次实现了类氩69.8 nm激光输出<sup>[4]</sup>. 实验中使用的毛细管长35 cm, 放电电流幅值为12 kA (上升沿为43 ns), 初始气压为12.5 Pa, 测量得到的增益系数为0.34 cm<sup>-1</sup>, 增益长度积为11, 从而证实了所获得的69.8 nm谱线确实是激光.

本文对类氩69.8 nm激光进行了进一步的研究. 理论上采用几何光学近似的方法, 针对轴心处凹陷程度不同的电子密度分布, 研究了69.8 nm软X射线激光在圆柱形等离子体柱中的传播情况和从等离子体柱出射的光强分布. 实验上采用具有空间分辨能力的平场谱仪和毛细管放电装置, 利用35 cm长的毛细管获得了不同初始气压条件下的69.8 nm激光的光强分布曲线和发散角. 理论与实验相结合, 有利于判断激光输出时的等离子体参数的分布特性, 对于探索软X射线激光的最佳输出和放大条件, 改善光束质量具有很好的指导意义.

## 2 空间分布特性的理论分析

本文的理论模型以及参数的选取参考文献<sup>[5—9]</sup>. 对于毛细管放电软X射线激光, 采用如图1所示的等离子体柱结构.

\* 国家自然科学基金(批准号: 61275139)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: 15244608307@163.com

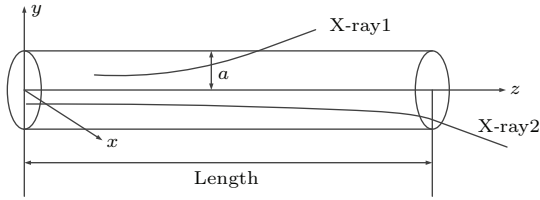


图1 圆柱形等离子体柱的几何结构

Fig. 1. Cylindrical geometry of plasma column.

等离子体柱的轴向尺寸 Length 远大于径向尺寸  $a$ . 其电子密度分布集中在围绕  $z$  轴附近半径为  $a$  的圆柱形区域内, 且轴向均匀, 仅在径向发生变化. 恰恰因为这种径向电子密度梯度的存在, 在等离子体柱中传播的光线才会发生折射. 折射率与电子密度  $n_e$  的关系为

$$\eta = \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

其中  $n_c$  为 X 射线激光的临界电子密度, 可以表示为<sup>[6]</sup>

$$n_c = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda^2}, \quad (2)$$

其中,  $m_e$  为电子质量,  $e$  为电子电荷,  $\lambda$  为 X 射线的波长,  $c$  为光速.

为了计算激光的光强空间分布轮廓, 需要知道光线在等离子体柱中的传播轨迹. 对于非均匀的连续折射介质, 可建立光线传播方程:

$$\frac{d}{ds} \left( \eta \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla \eta, \quad (3)$$

其中  $ds$  是光线的微分路径,  $\mathbf{r}$  是光线的位置矢量.

由于等离子体结构的圆柱对称性和旁轴近似等因素, 光线方程可以简化为

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{d \ln(\eta)}{dr}. \quad (4)$$

为了计算整个激光束光强的空间分布, 遵循 London<sup>[6]</sup> 描述的计算过程, 需要对激光介质出射面上每条出射光线的光强进行积分. 该光强被定义为某一特定方向上单位时间间隔、单位立体角、单位频率间隔的辐射通量. 对于某一特定的光线来说, 其强度取决于增益长度积  $G = \int g ds$ , 并可由下式计算出结果:

$$I(G) = S(e^G - 1), \quad (5)$$

其中  $g$  为增益系数,  $S$  为源函数, 其表达式分别为<sup>[5,6]</sup>

$$g = c^2 A_{21} / (8\pi\nu^2) n_u (1 - h_u n_l / h_l n_u) \psi(\nu), \quad (6)$$

$$S = (2h\nu^3/c^2)(1 - h_u n_l / h_l n_u)^{-1}, \quad (7)$$

其中  $\nu$  为频率,  $A_{21}$  是自发辐射系数,  $h_u$  和  $h_l$  分别是上下能级的权重,  $n_u$  和  $n_l$  分别是上下能级的粒子数,  $\psi(\nu)$  为线型函数. 根据文献<sup>[6]</sup> 报道, 源函数  $S$  对激光束的轮廓影响很小, 可近似为常数. 为了简化计算, 我们将  $S$  取为 1. 方程假设在  $z = 0$  处无入射辐射, 且考虑了增益介质的整个范围内的自发辐射光放大对于光强的贡献.

由于圆柱对称性, 我们从圆柱形等离子体中截取一个矩形面, 如图 2 所示, 我们只需对该矩形面上传播光线的出射光强积分即可. 我们将出射光线分为两个部分, 从等离子体柱侧向(以下简称 P 方向)出射的光线, 出射坐标为  $(a, \phi_1)$ . 从等离子体端向(以下简称 S 方向)出射的光线, 出射坐标为  $(r, \phi_2)$ , 对这两部分光线的出射光强求和, 即可得到该截面上所有传播光线从等离子体柱出射的光强随着出射角的变化曲线.

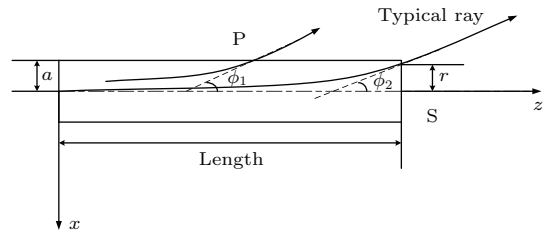


图2 等离子体柱中某个矩形截面

Fig. 2. Rectangular cross-sectional view of the plasma column.

在毛细管放电获得激光输出的时刻, 等离子体向轴心箍缩的过程相当剧烈, 极有可能在等离子体接近轴心还未到轴心时, 等离子体柱中的电子密度、温度和离子温度等已经达到激光输出的最佳条件. 在这种情况下, 等离子体的电子密度分布在轴心处有轻微凹陷. 鉴于此, 我们按照文献<sup>[7—9]</sup> 的方法采用四次多项式曲线来模拟这种电子密度分布. 根据一些文献报道的毛细管放电的等离子体参数, 我们取轴心处的电子密度为  $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 增益区的半径为  $100 \mu\text{m}$ , 轴心处的增益系数设为  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ . 图 3 给出了本文选用的电子密度和增益的分布曲线. 电子密度在轴心处的凹陷分别为 0, 5%, 10%. 和电子密度对角分布的影响相比而言, 即使是增益轮廓比较大的变化对于光强分布轮廓主要特征的影响也并非很大, 而电子密度分布较小的变化就可以明显地改变光强分布轮廓的主要特

征 [7], 因此所用的增益分布对所有线型都使用一样的抛物线型.

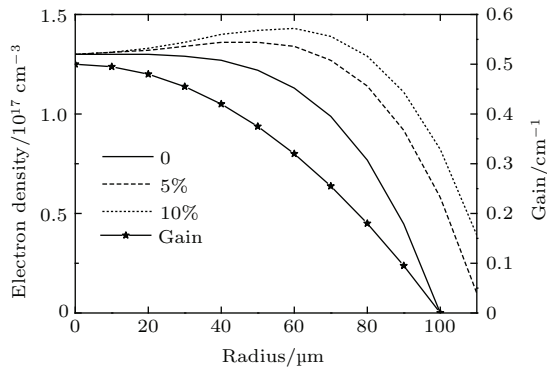


图3 电子密度分布和增益分布

Fig. 3. Electron density and gain profiles.

首先是要针对不同的边界条件求解光线方程 (4). 这时需要将光线方程简化近似成可用四阶龙格-库塔法求解的两个一阶常微分方程. 之后针对每条符合出射条件的光线计算增益长度积及光强, 并对P方向和S方向出射光线的光强进行积分, 即可得到该矩形面上的光强与发散角的变化关系曲线. 另外在不影响光强分布曲线轮廓的情况下, 我们对一些中间量进行了简化近似, 且整个理论计算采用数值求解的方法来完成.

图4给出了等离子体柱长度为35 cm、电子密度分布为图3中三种线型所对应的69.8 nm激光的光强分布, 其中心凹陷的程度分别是0, 5%和10%.

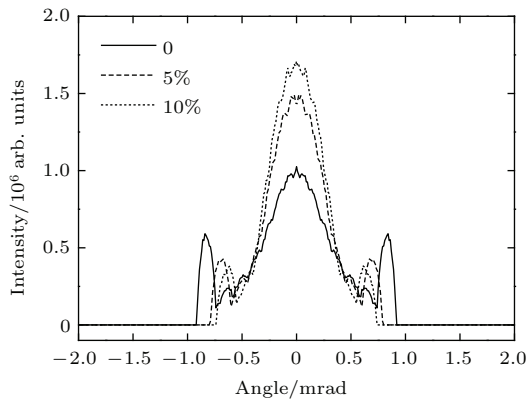


图4 轴心处不同电子密度凹陷的光强分布轮廓

Fig. 4. Intensity profiles with different depressions of the electron density at the axis.

从图4可以看出, 当电子密度在轴心处凹陷程度不同时, 69.8 nm激光的光强空间分布曲线轮廓基本一致, 在正中央有一个强度占整个光强分布绝大部分的主峰, 其半高宽发散角约为0.6 mrad,

在主峰的两侧各有一个离轴峰, 峰-峰发散角约为1.2—1.6 mrad. 根据 (1) 式表示的折射率与电子密度的关系, 电子密度沿径向的非均匀变化使得折射率在径向分布不均匀, 正是由于这种折射率梯度的存在, 光线在等离子体柱传播过程中越来越偏离轴向, 当偏折到一定角度时, 就会偏离出等离子体柱, 从等离子体柱侧面出射. 当电子密度分布为在轴心处具有轻微凹陷时, 在靠近轴心处有一个低电子密度即高折射率区, 在该区域会发生折射率波导效应, 那么在该区域传播的光线能够始终沿着等离子体柱传播, 不容易从等离子体柱偏折出去, 从而获得较大的增益长度积的同时以小角度从端面出射, 成为光强分布曲线中主峰的来源. 另外, 当电子密度分布在轴心处凹陷为0, 即轴心处电子密度分布为平顶时, 主峰强度最低. 当电子密度分布在轴心处的凹陷为5%时, 主峰强度增加. 当电子密度分布在轴心处的凹陷为10%, 主峰强度是三者之中最大的. 这是因为电子密度在轴心处凹陷程度合适时, 凹陷越深, 凹陷区域越大, 折射率波导效应越明显, 使得主峰强度越大. 从图3的电子密度分布曲线可以看出, 轴心处电子密度凹陷越深, 轴心处的低电子密度区域越大, 即高折射率区域越大, 那么始终靠近轴心处传播以小角度出射的光线越多, 从而主峰强度越大. 而且, 对于三种轴心处不同凹陷程度的电子密度分布, 其主峰的半高宽发散角基本上一致, 这主要是因为三种轴心处的电子密度分布, 其沿着等离子体柱径向的分布整体变化趋势基本一致, 从而使得三种情况下主峰的半高宽发散角和轮廓变化趋势基本相同. 另外, 数值模拟计算中发现离轴峰主要是来自从等离子体侧面出射光线的贡献. 这主要是因为光线以大角度出射时, 在长的等离子体柱中传播时, 很容易在没有到达等离子体柱末端就从侧面偏折出去.

### 3 实验结果与分析

实验中利用毛细管放电装置连接平场谱仪和电荷耦合器件 (CCD) 实现了激光光强的空间分布轮廓的测量. 毛细管放电装置的详细描述见文献 [10], 该装置主要由Marx发生器、Blumlein线、主开关、放电负载 (毛细管内的等离子体) 组成, 实验中采用的陶瓷毛细管的内径为3.2 mm. 其工作原理为: Marx发生器作为储能设备事先被充电. 首

先由预脉冲将毛细管中的氩气电离成由氩的低价离子、电子、原子等组成的初始等离子体, 初始等离子体柱的直径等于毛细管的内径 3.2 mm. 之后, Marx 发生器对 Blumlein 线充电, 当电压达到某一值时, 主开关导通, Blumlein 线经主开关对毛细管内的初始等离子体放电, 产生主脉冲电流. 在主脉冲电流产生的磁场作用下, 毛细管中的等离子体向轴心箍缩, 同时, 氩的低价离子电离成高价, 形成具备高温、高密度的均匀细长的等离子体柱, 辐射出软 X 射线激光. 等离子体由初始直径 3.2 mm 开始箍缩, 箍缩到轴心时等离子体柱的直径约为 300  $\mu\text{m}$ . 在向轴心箍缩的过程中, 等离子体柱的直径减小和电离度增加, 分别导致放电负载的电感增加和电阻减小. 经估算当箍缩到轴心时, 等离子体的等效电感约为 220 nH, 等效电阻小于 1  $\Omega$ . 毛细管放电时主脉冲电流波形如图 5 所示, 电流峰值 11.5 kA, 上升沿 35 ns, 半高宽约为 75 ns.

实验中采用中国科学院物理研究所研制的平场谱仪测量 69.8 nm 光强的空间分布特性. 从毛细管放电等离子体柱出射的软 X 射线, 掠入射到平场谱仪的具有两维曲率半径轮胎镜上, 轮胎镜一镜二用, 在子午面汇聚光线到入射狭缝, 在弧矢面将入射源成一虚像, 该虚像经过变栅距凹面光栅, 最后成像到 CCD 上, 获得软 X 射线激光的空间分布图像, 且平场谱仪的设计物距为 747 mm. 毛细管末端距离平场谱仪 1047 mm, 比平场谱仪的设计物距多了 300 mm, 因此我们测到的光斑实际上是激光从毛细管末端出射 300 mm 处的光斑. 由于平场谱

仪的狭缝的存在, 所以它实际上是对光斑的某条直径进行了成像.

图 6 (a)—(d) 是我们利用平场谱仪测量得到的不同气压下的 69.8 nm 软 X 射线激光光强空间分布的二维曲线. 实验中我们采用的毛细管长度为 35 cm. 放电电流波形如图 5 所示, 峰值为 11.5 kA, 初始气压分别为 14.2, 14.9, 15.4, 16.0 Pa.

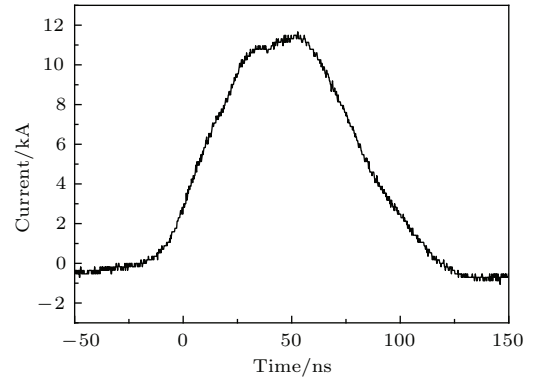


图 5 主脉冲电流波形

Fig. 5. Current waveform of the main pulse.

从图 6 可以看出, 69.8 nm 激光光强空间分布曲线在中央有一个占光强绝大部分的主峰, 半高宽发散角约为 0.4 mrad, 在主峰的两侧各有一个离轴峰, 且两个离轴峰间的峰-峰发散角约为 1.5 mrad. 这与图 4 中我们对轴心处具有不同凹陷的电子密度分布模拟得到的光强空间分布曲线基本上一致, 说明毛细管放电实验过程中等离子体向轴心箍缩时的电子密度分布接近于轴心处具有凹陷的电子

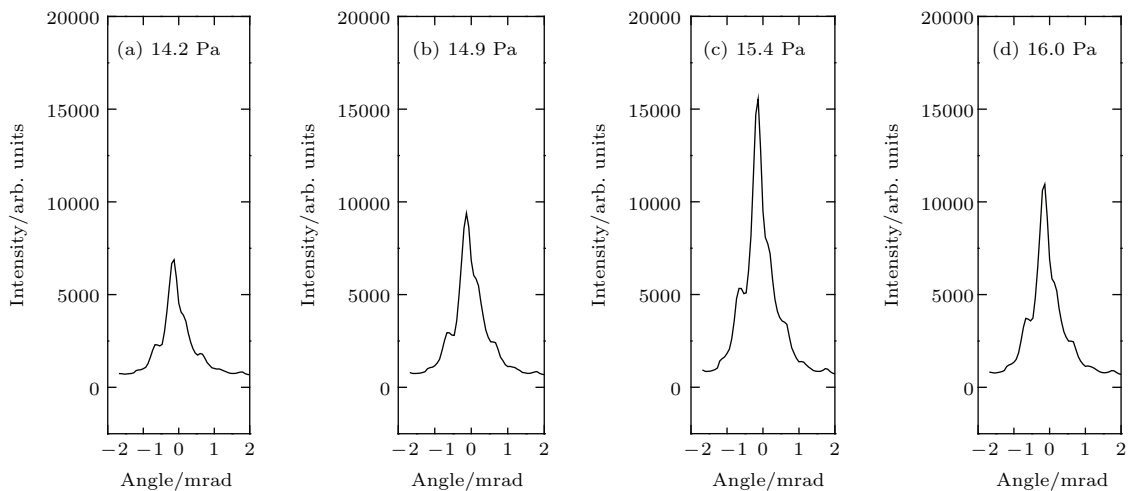


图 6 相同电流不同气压下的 69.8 nm 激光的光强空间分布 (a) 14.2 Pa; (b) 14.9 Pa; (c) 15.4 Pa; (d) 16.0 Pa

Fig. 6. Intensity distribution of 69.8 nm laser with the same current and different pressures: (a) 14.2 Pa; (b) 14.9 Pa; (c) 15.4 Pa; (d) 16.0 Pa.

密度分布. 但是实验中获得的主峰半高宽发散角比理论计算稍微小一些, 这可能是因为实验过程中等离子体箍缩时的实际增益区半径比理论计算设定的要小. 另外, 在气压范围为14.2—16 Pa时, 主峰强度变化特别明显. 根据理论计算, 这种变化主要是因为轴心处的电子密度凹陷程度不同所导致的, 且轴心处电子密度凹陷越深, 主峰强度越高.

#### 4 结 论

本文在实验上测得了毛细管长度为35 cm、距离毛细管出射端面30 cm处的不同气压下的69.8 nm 激光光斑的空间分布. 整个光斑由一个主峰和两个离轴峰两部分组成, 主峰的半高宽发散角约为0.4 mrad, 离轴峰的峰-峰发散角约为1.5 mrad, 且不同初始气压条件下主峰强度变化相当明显. 理论上采用几何光学的方法, 模拟得到了轴心处具有不同凹陷的电子密度分布情况下的69.8 nm 激光光强的空间分布特性. 结合理论与实验分析认为: 小发散角的主峰的出现可能主要是由于毛细管放电过程中轴心处电子密度的轻微凹陷引起的, 且轴心处电子密度凹陷越深, 主峰强度越大. 除等离子体电子密度分布外, 增益分布等其他因素也会影响激光光强分布, 未来我们将进一步研

究其他因素对激光光强分布的影响. 国际上关于69.8 nm 软X射线激光的报道较少, 没有关于其空间分布特性的报道, 本文首次对69.8 nm 软X射线激光的空间分布特性进行了研究, 对于光束质量的改善有着重要的意义.

#### 参考文献

- [1] Macchietto C D, Benware B R, Rocca J J 1999 *Opt. Lett.* **24** 1115
- [2] Rocca J J, Tomasel F G, Marconi M C, Shlyaptsev V N, Chilla J L A, Szapiro B T, Giudice G 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2547
- [3] Hildebrand A, Ruhnann A, Maurmann S, Kunze H J 1996 *Phys. Lett. A* **221** 335
- [4] Zhao Y P, Jiang S, Xie Y, Yang D W, Teng S P, Chen D Y, Wang Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 3458
- [5] Chilla J L A, Rocca J J 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2841
- [6] London R A 1988 *Phys. Fluids* **31** 184
- [7] Ritucci A, Tomassetti G, Reale A 2004 *Appl. Phys. B* **78** 965
- [8] Ritucci A, Tomassetti G, Reale A, Flora F, Mezi L 2004 *Phys. Rev. A* **70** 023818
- [9] Tomassetti G, Ritucci A, Reale A, Palladino L, Reale L, Kukhlevsky S V, Flora F, Mezi L, Faenov A, Pikuz T, Gaudieri A 2004 *Opt. Commun.* **231** 403
- [10] Zhao Y P, Cheng Y L, Luan B H, Wu Y C, Wang Q 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 342

# Intensity distribution of 69.8 nm laser pumped by capillary discharge\*

Zhao Yong-Peng Li Lian-Bo<sup>†</sup> Cui Huai-Yu Jiang Shan Liu Tao  
Zhang Wen-Hong Li Wei

(National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China)

( Received 3 June 2015; revised manuscript received 2 December 2015 )

## Abstract

In this paper, intensity distribution of 69.8 nm soft X-ray laser pumped by capillary discharge is studied theoretically and experimentally. In experiment, a main current of 11.5 kA is chosen to generate the plasma in a 35 cm long capillary filling with Ar at pressures in a range of 14–16 Pa. The intensity distribution is characterized by two different components. There is a big peak in the center of the intensity distribution profile, and its full width at half maximum divergence is about 0.4 mrad. There are also two small off-axis peaks on the either side of the center peak, and the peak-to-peak divergence is about 1.5 mrad. In theory, three different distributions of electron density are used to study the propagation of Ne-like Ar 69.8 nm laser in a cylindrical plasma column. The spatial intensity distribution for the 69.8 nm laser beam is calculated with the geometrical optics approximation. The results show that the center peak, which has such a small divergence, could be attributed to the slight depression of electron density on the axis.

**Keywords:** 69.8 nm, capillary discharge, intensity distribution, electron density

**PACS:** 52.65.-y, 42.55.Vc

**DOI:** [10.7498/aps.65.095201](https://doi.org/10.7498/aps.65.095201)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275139).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [15244608307@163.com](mailto:15244608307@163.com)