

毛细管放电 Z 箍缩等离子体 X 射线激光*

程元丽 王 骐†

(哈尔滨工业大学 可调谐(气体)激光技术国家重点实验室 哈尔滨 150001)

摘 要 毛细管放电 Z 箍缩等离子体软 X 射线激光器近几年发展非常迅速,已经获得了在 46.9nm 的波长上近毫焦量级的激光输出,重复频率达到了 4Hz. 利用这种软 X 射线激光在等离子诊断、物质烧熔等方面已开展了初步的应用实验研究. 文章介绍了毛细管放电泵浦的两种物理机制,阐述了类氩氦离子 $2p^5 3p^1 S_0 - 2p^5 3s^1 P_1$ 能级间粒子数反转的形成及毛细管放电等离子体柱的演变过程. 深入理解这些物理过程,对发展毛细管放电软 X 射线激光将起到积极作用.

关键词 台式 X 射线激光, 毛细管放电, 类氩氦离子

Recent progress in capillary discharge soft X-ray lasers

CHENG Yuan-Li WANG Qi†

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract The recent progress in capillary discharge soft X-ray lasers is reviewed. In 1999, a capillary discharge laser operating at 46.9nm produced mJ level pulses at a repetition rate of several Hz. The demonstration of saturated operation of the table-top capillary discharge X-ray laser has opened up a route for the development of table-top X-ray lasers. The fundamental and technical aspects of table-top soft X-ray lasers based on both collisional electron excitation and collisional recombination mechanisms are summarized.

Key words table-top X-ray laser, capillary discharge, Ne-like Ar

1 引言

X 射线激光的增益介质一般是高温、高密度等离子体,高功率激光聚焦照射固体靶是产生这种增益介质的最主要的抽运手段. 但大功率抽运激光器器件庞大、造价昂贵,转换效率低且操作复杂. 对于更广泛的实际应用,迫切需要研制低激发阈的、小型化的、台式的 X 射线激光器. 目前实现小型化的 X 射线激光器主要有两种方式:一种是毛细管快放电抽运,另一种是高能、短脉冲激光器抽运,利用几焦耳的超短激光脉冲已经成功地获得了 14nm 激光的饱和输出. 毛细管放电最初是被用作研究 X 射线光谱、X 射线光刻和 X 射线显微术的 X 射线源. 1967 年, Bogen 建立的毛细管放电实验装置,毛细管长 2cm, 内径 2mm, 放电电压 40kV, 获得了软 X 射线输出^[1]. 1988 年, 美国 Colorado 大学的 Rocca 教授,

提出利用毛细管快放电产生的轴向均匀等离子体柱作为增益介质来获得 X 射线激光的实验方案^[2]. 近几年来台式毛细管放电软 X 射线激光器发展非常迅速, 1999 年, 在 46.9nm 的波长上获得了近毫焦量级的激光输出, 重复频率达到了 4Hz^[3]. 利用这种软 X 射线激光在等离子诊断、物质烧熔等方面已经开展了初步的应用研究.

毛细管放电是指在直径为毫米量级, 长度为几厘米至几十厘米的绝缘管两端加上快脉冲高电压. 在外加强电场作用下, 毛细管内外就会产生环绕自身电流的径向磁场, 如图 1 所示, 这个磁场和电流相互作用产生的洛伦兹力总是指向中心轴, 因而等离

* 国家自然科学基金(批准号: 60038010)资助项目; 国家高技术研究发展计划(批准号: 863-864-7-10)资助项目
2003-02-24 收到初稿, 2003-06-02 修回

† 通讯联系人. E-mail: qiwang@hope.hit.edu.cn

子体向内快速箍缩,在箍缩过程中,等离子体的密度和温度增加,最终形成积聚于毛细管中心的轴向均匀的、高温、高密度等离子体柱,其中的电子碰撞过程或三体复合过程有可能形成相应能级的粒子数反转和受激发射。

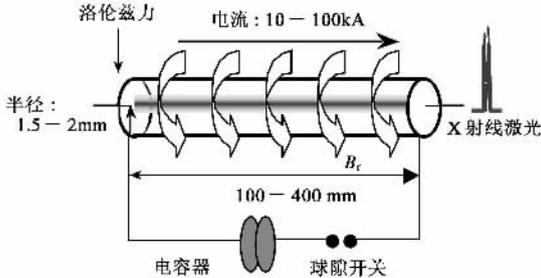


图1 毛细管放电等离子体Z箍缩示意图

2 毛细管放电软 X 射线激光的两种机制

在等离子体中产生 X 射线激光目前主要有以下三种机制:电子碰撞激发,三体复合和共振光抽运。三种机制各有特点。电子碰撞激发机制具有较宽的等离子体状态增益目标区域,且等离子体的状态、增益维持时间均可通过抽运功率密度、脉冲宽度等放电条件来控制,相对容易获得 X 射线激光输出。然而电子碰撞激发机制只能利用相同主量子数不同子壳层之间的粒子数反转,量子效率低,而且跃迁激光波长与 Z 定标低,所需抽运能量较高。而复合机制,量子效率相对高,产生同样波长的激光,复合机制所需的抽运能量比碰撞机制小,相对于碰撞机制而言复合机制更有利于定标到短波长。但复合机制远比电子碰撞激发机制复杂、困难得多,不易获得 X 射线激光输出。作为第三种机制的共振光抽运机制则具有独特的优点,例如避免了对激光下能级较大速率的抽运,抽运速率可通过共振光的光子流速来控制,激光上能级又可由共振光的波长来选择等,此外,所需抽运功率比电子碰撞激发机制低。但共振光抽运机制对共振对的要示非常严格,实验上不容易实现。在毛细管放电 Z 箍缩等离子体中,可以通过电子碰撞激发和三体复合两种物理机制来获得软 X 射线激光输出。

2.1 电子碰撞激发

电子碰撞激发机制是目前研究得最充分、获得研究成果最大的机制。电子的碰撞激发过程可由下

式描述:

$$X_0^{i+} + e(\varepsilon_i) \rightarrow X_u^{i+} + e(\varepsilon_f), \quad (1)$$

其中 X_0^{i+} 代表元素 X 的第 i 阶电离原子基态,初始动能为 ε_i 的自由电子将处于基态 X_0^{i+} 离子碰撞激发到该离子上能态 X_u^{i+} 。电子碰撞激发过程和辐射衰变过程发生在 $\Delta n = 1$ 的电子能级间,产生 X 射线激光的过程发生在 $\Delta n = 0$ 的电子能级间。下面以类氩离子 $2p^5 3p \ ^1S_0 - 2p^5 3s \ ^1P_1$ 跃迁为例(见图 2),讨论电子碰撞机制中粒子数反转的形成。一维磁流体力学程序的计算结果给出^[4]类氩离子 46.9nm 激光增益区的电子温度 $kT_e = 60 - 80 eV$,电子密度 $N_e = 10^{18} - 10^{19} cm^{-3}$ 。

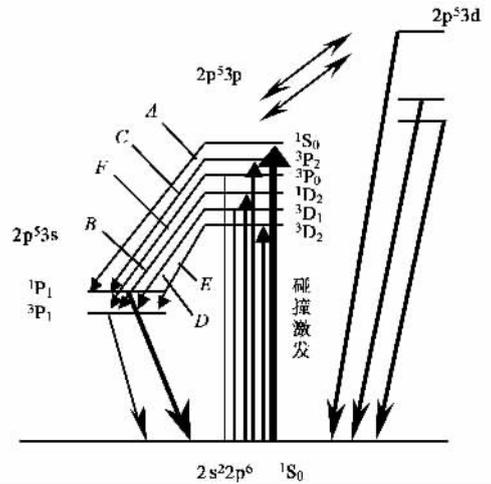


图2 类氩离子 3p-3s 激光能级图

(1)由 Cowan 程序计算结果,处于激发态的激光下能级 $2p^5 3s \ ^1P_1$ 向基态的辐射衰变概率为 $10^{11} s^{-1}$ (偶极跃迁);从基态到 $2p^5 3s \ ^1P_1$ 的碰撞激发速率系数为 $10^{-12} cm^3 s^{-1}$,碰撞激发概率为 $10^6 - 10^7 s^{-1}$,远小于这个能级到基态的辐射衰变概率,有利于这个激光下能级的抽空。

(2)由 $2p^5 3p \ ^1S_0$ 向基态的辐射衰变概率为 $10^5 s^{-1}$,是光学禁戒跃迁;在 $T_e \sim 60 eV$ 和 N_e 为 $10^{18} - 10^{19} cm^{-3}$ 的范围内,基态到激光上能级 $2p^5 3p \ ^1S_0$ 为单极激发,碰撞激发速率系数为 $10^{-11} cm^3 s^{-1}$,碰撞激发概率为 $10^7 - 10^8 s^{-1}$,远大于这个能级到基态的辐射衰变概率,有利于激光上能级粒子数的积累。此外,较高能级粒子的衰变和类氟氩离子的复合也对激光上能级粒子数的积累有贡献。

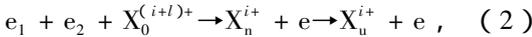
(3)综合以上因素,在 $2p^5 3p \ ^1S_0$ 和 $2p^5 3s \ ^1P_1$ 能级之间形成粒子数反转。由于处于高激发态的 $2p^5 3p \ ^1S_0$ 能级向基态 $2p^6$ 及 $2p^5 3s (J=0)$ 能级的跃迁属于

光学禁戒,它只能向 $2p^5 3s (J=1)$ 的能级发生辐射跃迁.而且,根据计算结果,激光下能级 $2p^5 3s (J=1)$ 向基态的辐射衰变概率比激光上能级 $2p^5 3p^1 S_0$ 向该能级的辐射跃迁概率大近一百倍,能够保持在 $2p^5 3p (J=0)$ 和 $2p^5 3s (J=1)$ 的能级间的粒子数反转,使 $J=0$ 态在辐射衰变中有受激辐射放大产生.

此外,只有粒子数反转是不够的,还必须使这种均匀等离子体有一定厚度和一定维持时间.由于类氙离子是闭壳层离子,具有较大的电离势,从类钠离子基态到类氙离子基态的电离速率,远大于从类氙离子基态到类氟离子基态的电离速率^[5],说明类钠离子容易电离到类氙离子,同时类氙离子比较难电离到类氟离子,导致在等离子体里产生了大量的、能长时间存在的类氙离子,为获得 46.9nm 谱线放大提供了可能.

2.2 三体复合机制 (离子的电子碰撞复合)

等离子体中的复合过程包括辐射复合(辐射俘获)和电子碰撞复合(三体复合)两种,它们和光致电离互为逆过程.辐射俘获优先复合到 n 小的内壳层,即基态.在低密度时辐射复合过程占优势,对低能级粒子数积累有贡献.三体复合过程是原(离)子的电子碰撞电离的逆过程(见图3),可由下式描述:



其中 $X_0^{(i+1)+}$ 代表元素 X 的第 $i+1$ 阶电离原子初态,通过与自由电子的复合到达 X_n^{i+} 态,进一步复合到达该离子激光上能态 X_u^{i+} ,促使激光上能级粒子数积累.三体复合速率 $R_{cn} \propto n^4$ (n 是主量子数)且 $R_{cn} \propto Ne^2$, $R_{cn} \propto T_e^{-4.5}$,所以为使三体复合成为自由电子复合到离子上的主要过程,应降低电子温度 T_e 和提高电子 N_e 密度,电子优先复合到高能态,且激发态越高,三体复合速率越大.

在复合机制中,首先需要产生高丰度的 $X^{(i+1)+}$ 离子,可以通过抽运源的作用加热等离子体,形成高密度、高电离度离子.然后使等离子体快速冷却,在快速冷却过程中,离子与自由电子三体碰撞复合.由前面的讨论,在低温、高密度下,电子优先复合到离子的高壳层,形成高激发态的离子.高激发态的离子通过电子碰撞和级联辐射去激发,占据较低的能态.碰撞电子的去激发速率反比于能级间距的平方根^[6],处于低激发态的某个能级,如果它向其他能级的辐射跃迁速率远大于其他能级到该能级的跃迁速率,则该能级上的粒子数将会被迅速排空,同时由于电子碰撞过程上能级粒子数不断积累,则会在上

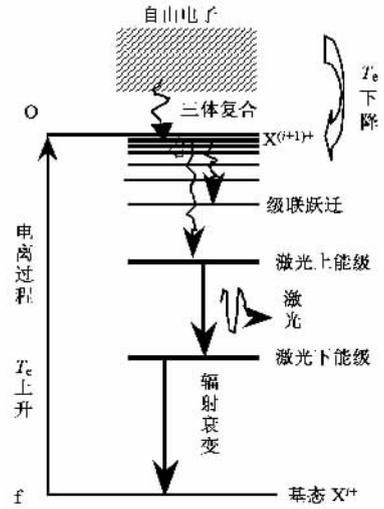


图3 三体复合产生 X 激光原理图

下能级之间出现粒子数反转.

通过三体复合获得软 X 射线激光存在着一定的矛盾.剥离电子产生高丰度的 $X^{(i+1)+}$ 离子需要高温,而形成粒子数反转需要低温.如何快速有效地降低温度,是复合机制的一个关键问题.在实验中通常采用两步方案来解决.首先通过抽运脉冲产生高电离、高密度等离子体,在抽运脉冲结束后,快速冷却等离子体,冷却速率由复合速率决定.快速冷却等离子体的方法有绝热膨胀、与低温区的电子热传导或通过来自于等离子体中引入的高 Z 离子的辐射冷却等几种.在毛细管放电复合机制中,采用前两种方法来快速冷却等离子体.

Kunze 和 Lee 小组,对真空聚乙烯毛细管放电的电子碰撞复合抽运机制进行了多年的理论和实验研究,Kunze 等人从实验上获得了 18.2nm 增益输出,增益系数为 2.8 cm^{-1} ,但最大增益长度仅为 $gl = 4.5^{[7]}$.法国 Orleans 大学的 Dussart 小组也获得了类氢碳 18.2nm 谱线放大,增益系数为 1.6 cm^{-1} ,并首次观察到类氢碳 13.5nm 谱线放大,增益系数为 2.1 cm^{-1} ^[8].但到目前为止,光强随等离子体柱长度的增加远未达到通常激光所表现的指数增长.主要原因在于复合机制对等离子体状态非常敏感,实验条件难于控制.今后在理论及实验上仍需要不断探索复合机制的物理过程及实验条件,获得更高增益输出.

3 毛细管放电 Z 箍缩等离子体的物理过程

Z 箍缩过程中能否产生粒子数反转和激光放大决定于等离子体的状态,即是否是具有一定长度、能维持一定时间的均匀等离子体,并且在均匀区内是否满足一定的电子温度、离子温度、电子密度条件。所以,激光介质的等离子体动力学状态是 X 射线激光中十分重要的研究课题。Rocca 小组已经从理论和实验上对毛细管放电等离子体 Z 箍缩动力学过程进行了细致的研究。图 4 给出了门控 MCP 获得的等离子体柱半径相对于放电时间的变化^[4]。在放电早期(30ns 前),趋肤效应使得很大一部分电流集中在等离子体表层,由于电流密集,焦耳加热和洛伦兹力作用非常强烈,使该层的温度远高于其他区域,并且形成压缩激波。在这一阶段,20%—50%的放电电流由于管壁烧蚀而损耗掉。随着放电电流迅速上升(30ns 后),压缩激波向轴心推进,表层与管壁脱离,等离子体开始向内迅速箍缩,密度增加,温度升高并进一步电离,激波到达轴心后反射,此时等离子体柱处于停滞阶段,在等离子体轴心区域形成高温、高密度等离子体柱。激波加热(压力做功),对毛细管等离子体中心区域的升温、电离起很大作用。在最后的压缩阶段(38ns 附近),因为比较高的压缩速率,电子密度突然提高,接近达到类氩氙 3p—3s 跃迁形成增益的合适条件:电子温度 60—80eV,电子密度 $(0.3—1) \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$,导致了增益的产生,其持续时间为 2—3ns,此时等离子体柱辐射区域的直径为 200—300 μm 。图 5 为由一维磁流体力学程序模拟计算结果给出的等离子体柱轴心处电子密度、电子温度、增益随时间的演变,与实验结果相符合。当压缩激波能量再次向轴心汇聚时,离子温度突然升高,高密度等离子体的过电离、多普勒展宽、碰撞热能化导致了增益的迅速减小。等离子体保持最大压缩态的时间大约 10ns,然后由于很陡的密度梯度产生的强大的热压使等离子体柱开始向外侧膨胀,直到第一个电流半周期结束。第二个电流半周期峰值后,等离子体经历第二次坍塌,但这时等离子体半径大约为 1mm,这时等离子体温度较低,不适合于产生碰撞激发软 X 射线激光。

4 毛细管放电类氩氙软 X 射线激光的放电参数

能否产生激光的关键是对毛细管的材料、尺寸、所充气体压强以及放电电流峰值和上升沿等参数进

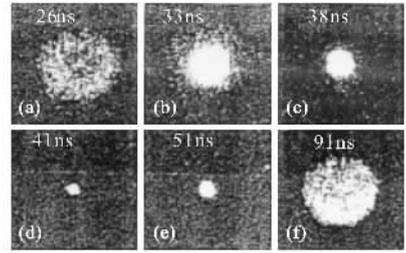


图 4 毛细管放电 Ar 等离子体柱的针孔图像

[放电电流峰值 39kA, 电流脉冲周期 120ns, 毛细管半径 $R_0 = 2\text{mm}$, 长 12cm, 在室温情况下, 充入 Ar 气的压强为 700mTorr(1Torr = 133.3Pa)]

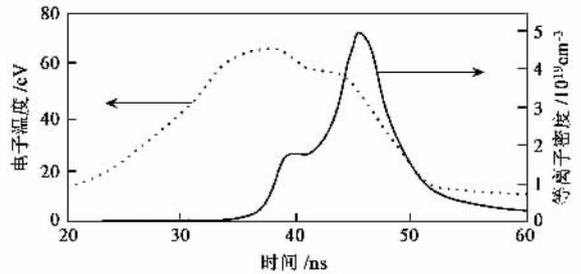


图 5 Ar 等离子体柱轴心处电子密度、电子温度、增益随时间的演变

行适当的选取,以便在 Z 箍缩过程中获得满足激光放大的等离子体增益区。

在电子碰撞机制中,单位时间内的碰撞次数依赖于电子的温度和密度。电子碰撞包括碰撞激发和退激发两方面。随着电子密度的不断增加,激光上能级的退激发速率趋近于辐射衰变速率,则粒子数的反转将开始遭到破坏。这样在等离子体内为支持粒子数反转,对电子密度有一个上限的限制,它由下式^[9]给出:

$$n_e^{\text{max}} = \frac{5.1 \times 10^{24} A_{10} (kT_e)^{1/2}}{\lambda_{ul}^3 A_{ul} G_{ul}} \text{cm}^{-3}, \quad (3)$$

其中 A_{10} 是激光下能级向基态的辐射衰变概率, A_{ul} 是激光上能级向激光下能级的辐射衰变概率, G_{ul} 是修正因子,取值在 0.1—1 之间^[11]。对于光性薄氙等离子体,在 kT_e 为 60—80eV 时,等离子体内有较大的类氩离子丰度(~ 90%)^[11]; 对于 Ar IX 3p—3s 46.9nm 激光,由 Cowan 程序计算结果, $A_{10} = 1.7 \times 10^{11}/\text{s}$, $A_{ul} = 1.0 \times 10^{10}/\text{s}$, 所以最大电子密度 $n_e^{\text{max}} \approx 1.9 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 取最佳电子密度 $(n_e^{\text{max}})_{\text{opt}} = n_e^{\text{max}}/2 \approx 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 。如毛细管半径为 2mm, 可得出箍缩前毛细管内初始氙气压强的范围应为 50—93Pa。

表1 几个小组的激光实验放电参数对比

小组	毛细管材料 长度×内径	预脉冲 峰值×时间	主脉冲 峰值×半周期	Ar 气压强	增益 系数	输出 能量
Rocca	聚乙烯 120×4mm	10A×~几ms	40kA×70ns	700mTorr	0.6cm ⁻¹	6μJ
Rocca	陶瓷 34.5×3.2mm		26kA×110ns	460mTorr		800μJ
以色列	陶瓷 165×5mm	50A×10μs	50kA×102ns	600mTorr	0.75cm ⁻¹	
日本	陶瓷 150×3mm	(20—40)A×2μs	30kA×110ns	400mTorr	0.8cm ⁻¹	30μJ

贝奈特关系

$$I^2 = \frac{8P\pi^2 r^2}{\mu_0} = \frac{8\pi^2 r^2}{\mu_0} (n_e + n_i) kT_e \quad (4)$$

给出了在平衡状态下等离子体平均温度、粒子数密度、箍缩电流和柱半径之间的关系,可以估算在给定等离子体粒子数密度和温度的情况下,所需的约束等离子体柱的电流值。箍缩后的等离子体的电子数密度 $n_e \approx 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$,如取箍缩后最小半径 $r_p = 200 \mu\text{m}$,等离子体电子温度 60eV,那么由贝奈特公式估算所需的能够约束等离子体的电流 $I \sim 39 \text{ kA}$,可见,为了约束高温等离子体,需要很大电流。如果电流上升得快,能够使等离子体与管壁快速分离,减少管壁烧蚀量,产生类氦氩软 X 射线激光要求 $dI/dt \approx 10^{12} \text{ As}^{-1}$,所以放电电流的半周期应小于 $\sim 78 \text{ ns}$ 。表 1 给出了 3 个小组获得激光输出时的放电参数对比,第 1 组数据与上面的计算结果相吻合。从贝奈特公式和表 1 中的数据可以看出,毛细管半径减小,也相应地降低了对放电条件的要求。

5 毛细管放电软 X 射线激光的发展和展望

自 1988 年提出毛细管放电软 X 射线激光的实验方案后,经多年的努力,Rocca 小组于 1999^[3]年取得突破性进展,通过将毛细管材料从聚缩醛改为氧化铝陶瓷,把毛细管长度延长到 34.5cm,半径缩短到 3.2mm,获得类氦氩 46.9nm 激光脉冲的平均输出能量达到 0.88mJ,在工作条件良好的情况下,输出能量超过 1mJ,平均脉冲功率 3.5mW,峰值脉冲功率 0.6MW,发散角约为 4.6mrad,脉冲宽度 1.2—1.5ns。最为显著的进展是重复频率达到 4Hz,并且一根毛细管可以工作 5000 次以上,放电条件降低(放电电流从 39kA 降为 26kA,上升沿从 20ns 降为 40ns),装置实现小型化。这是目前最亮的软 X 射线光源之一,大约 10^{25} 个光子/(s·mm²·mrad²

0.01% 带宽)。这些指标说明,这已经是一台实用的、台式软 X 射线激光器,在等离子体干涉、诊断与激光烧熔等方面开展了应用研究。除获得类氦氩 46.9nm 软 X 射线激光输出外,毛细管放电还相继获得类氦硫 60.84nm 和氦氩 52.9nm 激光近饱和输出,放电参数分别为:疏压强为 300—700mTorr,峰值电流为 33—38kA,半周期为 72ns^[10];氩气压强为 180—300mTorr,电流峰值为 23kA,上升沿为 25ns^[11]。近年来,该组在探索利用毛细管放电获得更短波长激光输出方面取得进展,如在 2001 年,利用更高峰值、更快上升沿的电流已经获得 Ni—Cd 13.2nm 谱线。利用毛细管放电和 ps 激光脉冲联合抽运,还有可能获得更窄激光脉冲输出。

国际上许多实验室纷纷加入到毛细管放电软 X 射线激光这方面的研究中,包括德国伯洪姆的鲁尔大学 Kunze 小组、韩国 Pohang 科学大学 Lee 小组、法国的 Kukhlevsky 小组、以色列 Amit Ben—Kish 以及日本东京大学 Hotta Eiki 等至少十几个小组。但直到 2000 年以后,才陆续有三四个小组报道观察到 46.9nm 激光线的增益输出。

来自于日本东京工业大学的一组最新实验数据表明,在陶瓷毛细管半径为 1.5mm 时,等离子体最小箍缩半径达 150μm,仅在 9kA 电流峰值放电的条件下,即可获得 46.9nm 激光输出,表明了软 X 射线激光器的低域值激发和装置进一步小型化的可能性^[12]。

6 结束语

毛细管放电抽运 X 射线激光具有以下特点:(1)快放电产生的等离子体具有比较好的稳定性和对称性,且长度、半径比值可达到 1000:1;(2)激光抽运的能量转换效率至少要高两个数量级;(3)装置尺寸小,价格低,运转费用小,复杂程度低。利用毛细管放电产生的均匀、高温、高密度、长等离子体柱来获得软 X 射线激光,为短波长激光研究开辟了一个全新的领域。今后的发展方向是如何获得更短波

长、更窄激光脉宽和更高能量的激光输出。随着毛细管放电软 X 射线激光的不断发展,这种台式的、强辐射的软 X 射线激光器,将在等离子体状态诊断以及材料科学等许多领域中逐步开展应用。

参 考 文 献

- [1] Bogen P , Conrads H , Rusbuldt D. *Z. fur Physic* , 1965 ,186 : 240
 [2] Rocca J J , Beethe D C , Marconi M C. *Opt. Lett.* , 1988 , 13 : 565
 [3] Macchietto C D , Benware B R , Rocca J J *et al.* *Optics Lett.* , 1999 , 24 : 1115
 [4] Rocca J J , Tomasel F G , Marconi M C *et al.* 1995 , 2 : 2547

- [5] Lan K , Zhang Y Q , Zheng W D. *Physics of Plasma* , 1999 , 16 : 4343
 [6] Silfvast W T. *Laser Fundamentals*. Cambridge : Cambridge University Press , 1996 , 256
 [7] Steden C , Kunze H J. *Phys. Lett. A* , 1990 , 151 : 534
 [8] Dussart R , Rosenfeld W , Richard N *et al.* *X-ray Lasers 1998*. In : *Proceedings 6th International Conference on X-ray Lasers*. Ed. Kato Y , Takuma H , Daido H , 1999
 [9] Elton R C. *X-ray Lasers*. Academic Press , 1990
 [10] Tomasel F G , Rocca J J , Shlyaptsev V N *et al.* *Phys. Rev. A* , 1997 , 55 : 1437
 [11] Frati M , Seminario M , Rocca J J. *Opt. Lett.* , 2000 25 : 1022
 [12] Gogta N , Yasushi H , Mitsuo N. *J. Phys. D : Appl. Phys.* , 2001 , 34 : 2123

· 物理新闻与动态 ·

强关联材料中自旋熵增强电势

热电势是凝聚态物质研究中的重要参量。当样品棒的两端存在温差,电荷载流子将产生从高温端向低温端的扩散。扩散导致了反向电场的建立,当电场的静电力与扩散力平衡,扩散停止,结果棒两端的电压与温差成正比,即

$$|\alpha| = \frac{E}{\nabla T},$$

其中 E 是电场强度, ∇T 是温度梯度,比例系数 α 是 Seebeck 系数。

热电材料已经在发电和制冷等领域获得了广泛的应用,例如,为“探测器”宇宙飞船提供电力、冷却豪华轿车中的座椅等。金属和半导体均具有热电效应,但目前的应用多为半导体热电材料。这是因为金属中的热电效应比半导体弱得多,在室温 Cu 的 Seebeck 系数小于 $3\mu\text{V/K}$,而半导体 Bi_2Te_3 的 $\alpha \approx 200\mu\text{V/K}$ 。为使热电器件更有效地工作,不仅要求材料的 Seebeck 系数高而且要求电导率 σ 高同时热导率 κ 低。2001—2002 年间,研究人员通过优化材料组分和微观尺度的结构,已经将热电材料的性能提高到了原先的 2 倍(*Nature* ,

2001 413 : 597 ; *Science* 2002 297 : 2229),但这些进展仍局限在半导体的范畴。

1997 年,有研究人员另辟蹊径,考虑层状钴氧化物强关联材料($\text{Na}_x\text{Co}_2\text{O}_4$)的热电性质。该材料的室温 Seebeck 系数可高达 $90\mu\text{V/K}$,并且 $\text{Na}_x\text{Co}_2\text{O}_4$ 晶体属于离子键化合物(半导体属于共价键材料),因此其中 Na 的掺杂量可以人为地控制,从而实现材料性能的优化。

$\text{Na}_x\text{Co}_2\text{O}_4$ 晶体的优势在于:它集半导体的高 α 和金属的高 σ 于一身。后来的研究表明它是一种强电子关联材料,且强关联可能导致电流携带自旋熵流。这种情况在顺磁晶体中不会发生,因为那里的磁矩在导电过程中是不动的。

最近,来自美国普林斯顿大学的 Wang 等对于 $\text{Na}_x\text{Co}_2\text{O}_4$ 晶体进行了综合测试。他们以全面的实验结果和完美的数据拟合证实了 $\text{Na}_x\text{Co}_2\text{O}_4$ 中热电势的增强起源于运动电荷的自旋。据悉,在 $T \sim 1000\text{K}$, $\text{Na}_x\text{Co}_2\text{O}_4$ 的热电性能已经能与目前最好的热电材料相匹敌。

(中国科学院理化技术研究所 戴闻 编译自 *Nature* 2003 423 : 425)

时空的结构

(Malleability of spacetime)

Cassini 飞船在其飞向土星的旅程中,它的轨道被太阳所偏转的状态已被测定的无线电波所测定,这又一次证实了爱因斯坦广义相对论中关于时空结构的论断。爱因斯坦曾指出,一个质量巨大的物体将会使其周围的结构发生变形,而这种变形会影响到通过其附近的光波轨道并造成光波轨道的改道。现在意大利位于三地(Pavia , Rome , Bologna)的三所大学以 Bertotti 教授为首的科学家们,细致地核对了由 Cassini 飞船上发回的无线电数据,并发现光波轨道的偏转完全符合广义相对论的规范理论。同时他们宣称,他们的测量仪器已达到非常灵敏的程度,可为其他的引力模型提供精确的测试。

(云中客 摘自 *Nature* , 25 October 2003)