

以等离子体作为增益介质的 X 射线激光器研究进展

冯贤平 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

本文介绍了十几年来世界各国在以等离子体作为增益介质的 X 射线激光方面的研究动态、最新结果、存在问题及今后的发展趋势。

近年来,随着各种大型激光器的建立,激光与物质相互作用形成的等离子体的研究已越来越受到人们的注意。激光等离子体的特点之一是体系处于高度电离状态,有相当丰富的 X 射线波段辐射频谱,并已显示出它最有希望成为 X 射线激光器的增益介质^[1-3]。为此,世界各国都集中了优秀的科研人员,花费大量的人力、物力和财力进行这方面的研究,取得了许多有意义的结果^[1-4]。

一、实现 X 射线激光的基本条件

尽管 X 射线激光器研制已取得了许多可喜的成果,但这仅仅是处在一种初步的、可行性研究阶段,要真正实现 X 射线的相干输出或 X 激光器的运转,还有许多问题要解决^[5]。

在形成粒子数反转的问题上, X 射线波段的激光器与低能光子的普通激光器不同。在 X 射线波段中,要实现激光器运转,需要非常高的激光抽运功率。简单的理论已估计出,在 1.2 Å 波段上的跃迁中,使一个原子激发所需的抽运功率将是 1W 的量级。因此,无论采用什么模型和方式实现 X 射线激光的输出,要求的抽运总功率至少要达到 10^{12} W 以上。激光脉宽应有足够的宽度,以使 X 射线脉冲在介质内传播,而对于通常可达到的增益大小来说, X 射线介质长度至少要有 300 μm。这就意味着抽运激光的有效脉宽应在 1ps 左右,这样的激光脉冲应至少有 1J 的能量。目前的技术即将达到这个水平。第二个问题是,实现 X 射线激光需要有恰当的 X 射线反射镜。从目前研究状况来看,最先进的反射镜一般反射率都小于 20%,对应的最短波长也只是 500—200 Å 范围,而且这种

镜的制作极为困难。因此,在现阶段研究中,一般都不采用振荡腔法,而是采用无腔法,用足够长的介质长度来达到所要求的增益。

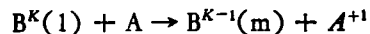
二、以激光等离子体作为 X 射线激光增益介质的可行性和目前研究状况

根据实现 X 射线激光器的基本要求,目前已提出了好几种抽运法,如离子束法、电子束法、核爆抽运法等^[6]。但十几年的研究结果及目前的发展趋势表明,利用高功率激光产生的等离子体作为 X 射线激光增益介质看来是最有希望的。它主要有以下几个有利条件:(1)经过了几十年的激光等离子体核聚变基础研究,已积累了丰富的等离子体特性参数,并对其性质已有了相当的了解;(2)激光等离子体中 X 射线的跃迁发生在紧束缚态之间,影响粒子数分布的过程已相当清楚,计算上述过程所涉及的波函数与氢原子波函数很相近,因此上述过程的截面和速率系数都可相当精确地计算出来。

激光产生的等离子体的基本特点是高温、高电子密度和高电离态。它主要通过三种途径来实现 X 射线波段的体系粒子数反转,即电荷交换法、电子碰撞激发和碰撞复合法。

1. 电荷交换法

电荷交换法的基本思想主要是通过高阶电离的离子 B 与原子 A 之间的电荷交换方式进行粒子的转移抽运,它的基本关系为^[7]



即通过 B^k 与 A 原子混合,原则上是可以使激发态 m 与某一低能态之间发生粒子数反转。从速率方程可求出,电荷交换时的 X 激光增益系数与等离子体参数的关系为^[8]

$$G \approx \frac{\pi}{4} \frac{\lambda^2}{\Delta\omega_{ab}} A_{ab} \approx N_+ \sigma Q N_A / A_{ab},$$

这里 $\Delta\omega_{ab}$ 是发射频谱的半宽度, A_{ab} 是自发辐射系数, N_A , N_+ 分别是原子、离子的密度, σ 是电荷交换截面, 从上式可以看出, 除了 N_A , N_+ 外, 增益系数 G 与截面 σ 成正比。因为一般电荷交换的截面 σ 远大于电子的碰撞激发截面和复合截面, 因此利用这一途径实现 X 射线激光器是有希望的。但是, 目前尚未看到用这种方案可在实验室中实现软 X 射线区域的粒子数反转。

2. 电子碰撞激发抽运法

电子碰撞激发抽运法是目前最活跃的领域之一, 其基本思想是通过电子、离子间碰撞, 激发基态上的粒子到激发态, 以实现体系的粒子数反转。文献[9]已综合了这方面的一些进展。考虑到等离子体介质的均匀性问题和 X 激光的发散问题, 实验一般都选择极薄的薄膜作为激光靶。可能是由于技术、设备等原因, 目前美国所取得的实验结果较多, 而苏联在理论上工作较多, 走在前头。然而, 无论是美国、苏联还是其它国家, 理论和实验结果都已表明, 低原子序数等离子体中的类氢、类氦离子在量子数 4^3-3^1 或 3^3-2^1 能级之间有可能实现粒子数反转(如图 1 所示)。

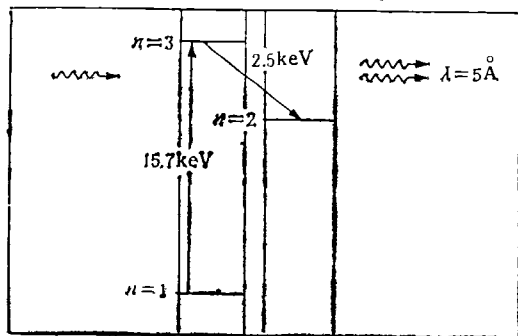


图 1 类氢的氦离子提供了一种可能的 X 射线激光跃迁

在碰撞激发模型下, 原子序数 $Z = 10-16$ 的类氢离子在 4^3-3^1 能级之间的反转, 其增益一般在 $0.4-24\text{cm}^{-1}$ 之间。但在真正的 X 射线激光器研制中, 低 Z 元素的类氢、类氦离子实验依然存在着许多问题待解决, 例如等离子体参

物理

数不够理想^[10], 等离子体介质不够稳定, 能量损失过快等。引起上面这种现象的原因, 一是辐射的激光场本身不均匀, 二是低 Z 的离子质量较轻, 从而导致等离子体膨胀速度过快, 而等离子体的快速膨胀, 又会引起电子密度的快速下降。这样, 由电子碰撞激发基态粒子到激发态的几率随之下降。这对产生 X 射线区域的粒子数反转显然是一个极为不利的因素。

为了改变这种由于膨胀而引起的一些不利因素, 近几年来, 利用碰撞激发法形成 X 射线激光的研究已逐渐集中到中、高 Z 的激光等离子体上来。

利用高的和中等 Z 值的元素等离子体作为 X 射线激光的增益介质有以下优点: (1) 它对大功率激光能量具有良好的吸收效率; (2) 它能有效地克服低 Z 等离子体这种由膨胀而引起的不利因素; (3) 在相同实验条件下, 产生高 Z 的等离子体中的电子密度要高于低 Z 的情况。在理论上, 对具有中、高 Z 值的等离子体所作的 X 射线激光计算和分析工作也极为活跃, 并主要采用多能级速率方程。计算和分析结果表明, 发生粒子数反转最有希望的能级是类氦离子的 $3p-3s$ 态之间, 原因在于类氦离子的电离势比类氟离子的电离势小许多, 因此在一个较大的激光功率范围内, 原子一般较难电离到类氟离子状态, 而对于类氦以上的类钠离子等, 它们的电离势小, 由于等离子体高温电子的作用, 它们也不容易存在。这一结果为类氦离子占据较高的丰度提供了有利的条件, 这在实验上已得到证实。另一原因是类氦离子 $3s$ 能级上粒子衰减速率比 $3p$ 的系数大两个量级。理论上还发现, 当体系形成粒子数反转时, 介质增益系数随着电子密度的增加而增长, 但极大值受跃迁的碰撞退激发过程所制约。X 射线激光增益随电子温度的增加而增加, 极大值受离子的有效电荷数和体系介质均匀性限制。因此, 从 1985 年起, 各实验室主要都采用二束线聚焦激光对打薄膜靶法来研究 X 射线激光器。为此, 利弗莫尔实验室首次从时间, 空间二维图上证明硒类氦离子 $3p-3s$ 能级上的粒子数反转及

软X射线激光输出^[4]。这一结果说明具有中等Z的等离子体体系中实现X射线激光器的可能性。但是,苏联的计算结果表明,要使硒类氟离子3p—3s能级上实现X激光输出或粒子数反转,至少还需要比目前最大激光装置大1—2个量级的激光能量输出。因此,目前还很难判断利弗莫尔是否已真正得到相干的X激光输出。但从1985年后的二至三年的时间内,各大激光实验室相继报道了他们在各种铜、钼等离子体中类氟3p—3s能级之间的反转结果^[1,2,4]。其中最具有代表性的是1986年利弗莫尔的Ceglio等人利用在增益介质一端放置反射镜的方法,得到了两个强度接近的放大X光脉冲输出,如图2所示^[4]。

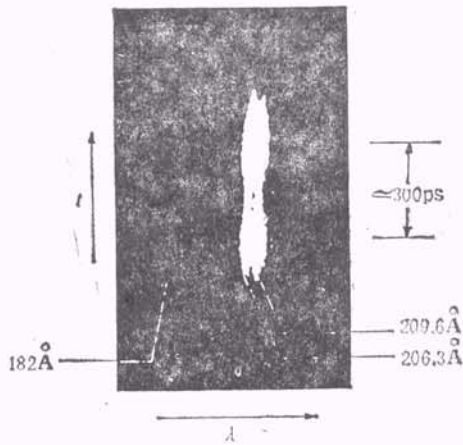


图2 硒的类氟离子软X射线的双脉冲放大输出

1987年,在美国 Santa Fe 召开的国际等离子体年会上,至少有65%的报告涉及到X射线激光研制和进展方面的内容,结果令人鼓舞。至少它说明了在类氟离子3p—3s能级上实现X射线激光输出是可行的。

然而,要在现阶段真正地研制成功X激光或X激光的商业应用,还有很长一段路要走,还有许多问题要解决。首先要解决的问题是原子序数越高时光电损耗越大。其次是在高电子密度状态下,主量子数高的状态和界线分明的子壳层将不存在(分别因为连续能谱区降低和能级的斯塔克混合的缘故),但是X射线激光介质似乎又必须有这样高的密度状态才行。第三是

在电子密度高的同时,也会引起等离子体自吸收现象,这对线状等离子体最为不利,因为当吸收效率大于放大率时,X射线在介质中传播不是被放大而是被衰减。

3. 电子碰撞复合法

由前节对碰撞激发所进行的理论分析,可看到激光能量的转换效率很低,而X射线激光器运转阈值又很高^[8],所以用碰撞激发法时,要求有很高的激光辐照功率,这只有在极少数的激光实验室中才具备这种条件。在一般实验室中,目前普遍采用复合方案来实现体系粒子数反转。我国主要也是采用这种方案。此方案的基本思想是当高阶电离等离子体冷却时,通过三体复合,使电离度降低,同时电子优先填充高量子能级,从而形成粒子数反转^[22]。实现该方案的基本手段是设计出结构较为特殊的靶^[23],以便快速有效地冷却电子,同时又能保持电子密度在一定的范围之内。

根据上述基本思想,考虑二能级复合速率方程,得到体系发生粒子数反转时所对应的增益系数G与等离子体参数的关系^[8]:

$$G = \frac{\lambda^2}{4} \frac{N_+}{\Delta\omega t_{rec}} \left(1 - \frac{g_2 A_2}{g_1 A_1} \right) \approx \lambda^2 N_+ / 16 \Delta\omega t_{rec}$$

这里 $\Delta\omega$ 是线半宽, N_+ 是离子密度, λ 是波长, t_{rec} 是复合时间。从上面简单的结果可以看出,缩短等离子体的制冷复合时间,有利于提高体系的粒子数反转或增益系数。同样,电子密度高也有利于提高介质的放大系数。

要使体系反转,首先必须找到迫使电子同剥离的离子复合,进入某一个特定的能级,其次要求复合时间比辐射寿命更短。解决方法之一是将产生的热等离子体的靶室置于高真空中,让它作绝热膨胀冷却,或者在等离子体靶附近放一具有高Z的金属作为冷阱,使之与膨胀的等离子体相接触。由于电子的运动速度远大于离子,因而它便被首先冷却下来,这就可以增大电子与离子的复合速率。不过实现上述致冷方案还有一个前提条件,即要求产生等离子体的激光脉冲有极陡的后沿,以避免电子重新被加速。

近十年的研究趋势表明,利用电子碰撞复合产生在X射线区域的粒子数反转时,采用低Z元素等离子体比较有利。其原因是:(1)它要求的激光抽运功率不是太高;(2)等离子体中的电子易被冷却;(3)类氢、类氦离子的结构(不同于中Z元素等离子体情况)简单,而且等电子序列谱特别相似,也就是说把定标关系应用于等离子体的参数是可靠的,并且可以根据对前一阶离子所获得的实际数据来预言后一阶离子的跃迁情况;(4)类氢、类氦离子对离子化脉冲波形不太灵敏,因为再进一步离子化已不大可能,而且类氢、类氦离子等离子体光谱结构也很简单,人们了解得最详细,分析起来也最容易,特别是对谱线的辨认没有多大困难,因此,在实际的X射线激光研究中,普遍采用低Z值元素。在能级结构上,类氢或类氦离子主量子态在 $n=4 \rightarrow n^1=3$ 或 $n=3 \rightarrow n^1=2$ 之间最有利。

从1974年以来,利用各种致冷方法,发现了许多反转现象。例如,由自由膨胀致冷发现CIV的 $n=3 \rightarrow n^1=2$ 和AlXII类氢 $4^1 \rightarrow 3^3D$ 能级间粒子数反转^[14,15];又如用磁约束法发现CIV的 $n=4 \rightarrow n^1=3$ 能级间反转^[16],其对应波长为182 Å,增益系数为 4cm^{-1} 。但用自由膨胀法时,电子密度损失过快,而磁约束法所用的装置又过于庞大。为了有效地控制等离子体电子密度同时又能较快地冷却等离子体中的电子温度,中国科学院上海光学精密机械研究所徐至展等人利用专门引入的预脉冲产生的外层冷等离子体与由主脉冲产生的热芯等离子体通过光电或光共振辐射相互作用,在电子密度还没有下降过多之前致冷等离子体,从而成功地观察到镁的类氦离子在主量子数 $n=4 \rightarrow n^1=3$ 之间的粒子数反转^[17]。上述结果主要都是来自于能级 $n=4p \rightarrow n^1=3p$ 间的粒子数反转,而根据量子力学基本原理知道,这两个能级间的电子跃迁是禁戒的。一种解释是稠密等离子体的电子碰撞会将聚集在禁戒能态上的粒子带到同一量子的允许跃迁能级上,然而由上面的解释还无法证明经过一次转化后整个体系

依然会处在粒子数反转状态。另外,在过高的等离子体密度下所产生的自吸收会严重地影响粒子数的反转增益值,所以上述解释显然是不够的。实际上,严格地说,应利用掠入射或透射式谱仪进行直接证明^[4]。为此在1981年到1987年之间,各实验室在进行X射线激光器研制的同时,专门对各种极紫外光栅谱仪进行了细致的研究,已成功地研制出了一些新型、有效而又方便的探测工具,它能对等离子体增益介质的时空动力学行为及光谱进行同时测量。在这个基础上,人们利用复合法于1985年直接观察到低Z值的等离子体中类氢离子和类锂离子能级上的反转现象及软X射线放大输出^[18]。更为典型的是卢瑟福实验室和法、英两国联合实验室直观地看到碳的类氦离子能级上的粒子数反转以及软X射线激光输出^[13,19]。时间分辨的测量结果给出介质放大倍数约为 30cm^{-1} ,体系反转发生在碳的类氦离子 $n=4 \rightarrow n^1=3$ 能级之间。除了类氢、类氦离子外,近几年来,利用复合法在类锂、类铍等离子体能级上也发现有粒子数反转现象。此外,利用一种强的等离子体X射线来抽运另一种等离子体,并使其在离子能级上发生反转,这方面的研究也已被广泛地注意到。

三、存在的问题及今后发展趋势

从前面的总结已看到,目前研制X射线激光器主要都是采用柱状等离子体增益介质外加多层膜型单面反射镜或无腔法形式进行的。尽管得到的X光放大输出很小,但它已直观地显示出在等离子体介质中有放大的X射线输出。结果显然令人鼓舞,但要解决的问题依然不少。

(1)由文献[5]指出,测量体系放大系数的方法主要有两种:一是改变增益介质长度,二是测量辐射强度情况。在有足够的时间分辨时,将轴向辐射与横向辐射进行比较。测量设备要具备以下条件:(a)有较好的光谱分辨能力和高阶衍射线的抑制;(b)有较好的时间、空间分辨能力;(c)为了提高信噪比,要有与超荧光的发散角相对应的接收角;(d)谱仪要

具有宽的测量范围。然而在具体的实验中,上述条件并不一定能满足。其次,由于超荧光相对于激光等离子体背景辐射来说,信号水平低、线宽窄、各向异性,产生的位置和时间尤难预计,因此实际测量很困难,也很易造成误会。

(2) 在进行等离子体增益介质的动力学行为研究中,主要都是采用消象差式的掠入射光栅谱仪和带针孔式的透射光栅谱仪与时间分辨的条纹相机联合,或用光探针从时、空、谱广义的三维空间进行的。但是,目前所采用的光探针的波长较长,可测量范围都是在低密度区,而等离子体X射线发射一般都是在临界密度区域附近。因此,目前对等离子体内X射线放大区域的动力学性质有些细节还不清楚。

(3) X射线激光研制目前还处于初级阶段,普遍还没有考虑到X射线在介质中传播的时间与激光靶前后两端的时间差以及激发态能级上粒子的寿命等之间的关系。它们之间是相互制约的。在实现X射线激光真正运转时,对这个问题进行考虑极为重要。

(4) 谐振腔问题。近几年来,随着多层膜型的X射线反射镜研制的初步成功,目前的X射线激光研制已逐渐从无腔式转变到单反镜方式的研究上来了。利用这种单反镜已得到了真正的X射线放大输出。但上述结果主要还局限于波长为 100 \AA 的软X射线激光研究区域。对于更短波长的X射线反射镜研制,还有许多问题要解决,特别是制作工艺水平需要进一步提高。

(5) 均匀性问题。在激光辐照靶材时,由于激光本身光场分布不均匀,会引起等离子体的密度分布不均匀性,并发生各种非线性效应,如产生各种快电子、快离子等,它们会使等离子体能量大量损失。因此,在进行X射线激光器研制的同时,需要对抽运激光的质量进一步加强研究。其次在考虑均匀性及X射线激光输出性质时,对靶结构也需要进一步研究。从目前的发展趋势看,利用电子碰撞激发抽运时,主要采用的是各元素薄膜靶,它们的厚度应小于激光消融深度,故靶厚一般都在 $500\text{--}2000\text{ \AA}$ 之

间,衬底主要采用塑料薄膜(厚约 300 \AA 左右)。而在复合抽运时,主要采用各种冷阱致冷法。尽管现在已设计出各种类型的靶,然而效果还不很理想。

(6) 选择材料问题。一般在电子碰撞激发法时主要采用中、高Z元素,而复合法主要采用低Z系列元素。但低Z元素等离子体的快速膨胀能量损失和中、高Z的光电损耗两个问题没有解决。因此,在今后的X射线激光研究中,无论是在靶材的选择和靶结构的设计方面,还是在用于打靶的激光的质量和实验安排方面都有待进一步研究。

总之,我们可看到,在以等离子体作为X射线激光的增益介质研究中,无论是用电子碰撞激发抽运还是用碰撞复合抽运都是极有希望的。尽管目前还有许多困难,但随着打靶激光器的不断完善和各种新型结构靶的不断推出以及对等离子体特性的进一步了解,我们深信,在不久的将来,X射线激光器一定能研制成功,并将在各领域中得到广泛的应用。

- [1] D. Matthews et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 575.
- [2] R. C. Elton et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 539.
- [3] C. C. Popovics et al., Rutherford Appleton Laboratory, RAL-87-041.
- [4] N. M. Ceglio et al., SPIE the press of international society for optical engineering, 688(1987), 44.
- [5] R. W. Wayman et al., *Proceeding of the IEEE*, 64(1976), 1059.
- [6] G. Chapline, *Laser Focus*, No. 17(1981), 4.
- [7] F. V. Bunkin et al., *Sov. J. Q. E.*, 11(1981), 981.
- [8] F. V. Bunkin et al., *Sov. J. Q. E.*, 11(1981), 679.
- [9] 任国光, *物理*, 16(1987), 327.
- [10] 冯贤平, *物理学进展*, 8(1988), 311.
- [11] D. T. Matthews et al., *Phy. Rev. Lett.*, 54(1985), 110.
- [12] 黄永槽等, *科学杂志*, 38(1982), 43.
- [13] M. D. Rosen, *Conf. Atom. Proc. in plasma*, Santa Fe, nm. (1987), 9.
- [14] F. E. Iron et al., *J. Phys. B*, 7(1974), 1109.
- [15] V. A. Bhagavatula et al., *Opt. Commu.*, 24(1978), 331.
- [16] S. Suckewer et al., *IEEE. J. Q. E.*, 19(1983), 1855; *Phy. Rev. Lett.*, 55(1985), 1753.
- [17] 徐至展等, *中国科学(A辑)*, No. 2(1983), 178.
- [18] P. Laegle et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 563.
- [19] C. C. Popovics et al., *Phy. Rev. Lrs.*, 59(1987), 2161.
- [20] N. M. Ceglio et al., SPIE, the press of international society for optical engineering, Vol. 688(1986), 26.