

X 射线激光理论研究进展

冯贤平 陆培祥 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国际上以等离子体作为增益介质的 X 射线激光理论的研究动态、最新结果、存在问题及今后发展趋势。

在形成粒子数反转的问题上, X 射线波段激光与低能光子的普通激光十分不同。在红外线、可见光以及紫外线波段, 我们必须处理复杂的分子或固体动力学问题, 这种复杂问题虽然能提供多种实现激光作用的可能性, 但是同时也使理论计算困难而又不可靠。对于 X 射线波段, 跃迁主要发生在紧束缚态之间, 在这种情况下, 影响粒子数分布的过程已经相当清楚了。这些过程包括光电离和辐射复合, 俄歇发射和双电子复合, 电子碰撞激发和消激发, 离子碰撞过程和电荷交换等。由于 X 射线跃迁所涉及态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。

近几年来, 随着各种等离子体基本参数计算方法的完善和实验上对各种值的不断验证, X 射线激光理论研究, 已从单纯的泵浦功率估计逐渐转到深入地研究等离子体各参数随时间、空间的变化对 X 射线激光器输出的影响, 并在很大程度上已直接地指导着目前 X 射线激光器的研制。

一、基本参数

在以等离子体作为增益介质的 X 射线激光理论研究中, 要从动力论或速率方程等来解析等离子体中的各种离子丰度、温度、密度等参量对 X 射线激光的影响, 首先是要了解各种速率系数与等离子体基本参量的关系。一般速率系数有四种: 电子碰撞电离系数、复合系数、激发

系数和粒子的自发辐射系数。

1. 电离截面和它的速率系数

电子碰撞电离截面主要取决于原子的电离势 \mathcal{E} 与电子温度 T_e 的比值 \mathcal{E}/T_e ^[1]。根据比值 \mathcal{E}_0/T_e 的大小, 一般可采用三种理论近似方法进行电离截面计算, 即经典近似, 库仑-玻恩近似和半经典近似。在经典近似计算中, 最常用的是交换经典碰撞参数法, 它适用于对称的小参数双体碰撞模型^[2]。对于大参数的情况, 需要用半经典理论, 这种方法应用较广, 在考虑整个次壳层对电离截面的影响后, 可得到较精确的求解速率系数的 Lotz 公式^[3]。这结果不但适用阈值附近情况, 即使在远离阈值的高温区域, 它与实验结果也是很匹配的。

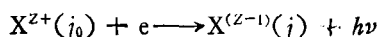
除了上述二种方法外, 用库仑-玻恩 (CB) 近似求解截面, 也是一种非常有效的理论方法, 但发现在阈值附近得到的截面比用一般常规方法得到的值要小^[4], 所以库仑-玻恩近似方法只适用于高温区域。

以上, 我们只是讨论了电子碰撞所引起的电离现象。实际上, 在等离子体, 特别是在高阶电离的中高 Z 等离子体中, 自电离效应的贡献非常大, 这在 X 激光, 特别是以高中 Z 等离子体作为增益介质的 X 激光研究中是值得注意的。

2. 复合截面和速率系数

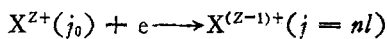
电子与离子的复合, 主要有四种类型, 即辐射复合、双电子复合、电荷交换复合和多体复合, 其中起主要作用的是前三种机制^[5]。

(1) 辐射复合



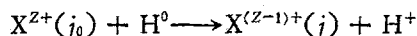
辐射复合过程是,处于基态的离子在捕获一个能量为 \mathcal{E} 的电子后,放出一个 $E = \mathcal{E} + X_{\frac{1}{2}-1}^{\frac{1}{2}}$ (电离势)的光子.在假设冈特因子 g 是常数的前提下,由半经典方法求得的类氢等电子系列的辐射复合速率系数,可直观地说明不同量子壳层上复合系数的大小.若考虑 g 随 β^* (Z_{eff}^2/T_e)变化及离子屏蔽作用产生的效应,则结果都比较复杂.另外,在分析不同电子温度对复合系数影响之后,可得到低温及高温域的简单的截面公式.

(2) 双电子复合



双电子复合早在60年代中期就已被认真地研究过,它的宏观表现主要是引起共振线长波侧的伴线发射.双电子复合主要发生在低 Z 离子,这在最初的等离子体诊断理论或复合截面计算中已被多次讨论过.在近阈值附近,理论计算结果表明,双电子复合与自电离系数有着极密切的关系.用CB近似可把理论计算进一步从阈值附近区域推广到低于阈值的区域.理论计算结果表明,在体系中如果有 $\Delta n = 0$ 跃迁存在,而 $\Delta E_{j_0, j}$ 又是小于所考虑的离子最大丰度对应的电子温度,则这时的双电子复合系数是较大的;如果只有 $\Delta n \neq 0$ 跃迁存在,那么双电子复合对总的复合系数贡献很小.

(3) 电荷交换复合



电荷交换复合发生在低电子密度区域,其理论研究已比较深入.在相对电子碰撞速度(v_{rel})小于Bohr速度(v_B)的情况下处理电荷交换碰撞时,必须考虑已形成的分子势的影响,最常用的计算方法是吸收球模型法(absorbing-sphere model),这种方法以Landau Zener方法和隧道方法为基础,即把电荷交换过程等效地看作在原子和离子之间有一电子轨道.对于 $v_{rel} > v_B$ 情况,主要用正微扰波(UDWA)方法进行截面求解,这方法在低电子密度区是比较有效的.

除了上述几种复合机制外,在高密度等离子体中还会存在多体复合或多电荷交换等机

制.这类体系比较复杂,目前理论仅限于一般的定性讨论,还没有详细的定量计算.

3. 碰撞激发截面和它的速率系数

电子碰撞激发截面的理论计算,在解释光谱线的发射特性方面极为重要.但是,激发截面的理论比起离子复合、电离系数的计算要复杂得多,很难从理论上得到描述碰撞截面的普遍表达式,因此在进行截面求解时,一般应根据具体情况,进行具体分析.目前的理论处理方法有积分-微分(ID)法、波动微扰法和CB近似法三种^[1,6].ID法主要适用于强耦合情况,理论计算极复杂.当体系处于弱耦合时,用波动微扰法,就能很好地得到碰撞激发的截面参数.而CB法,与前二种方法比较,是一种较适中的求解方法,因此在具体求解截面时用途较广.

4. 自发辐射系数和能级参数

用光谱发射强度来估计能级上粒子的多少,首先必须知道自发辐射系数的大小.对于单一的 $i-j$ 能级跃迁,自发辐射系数和振子强度的关系是

$$A_{ij} = \frac{6.67 \times 10^{15}}{\lambda_{ij}^3} \frac{W_i}{W_j} f_{ji}$$

进行自发辐射或振子强度的理论计算,必然要同时进行原子或离子能级的计算.目前,已经用大型计算机对上述参数进行了理论计算.这些参数值可在专门的光谱和能级数据杂志中查到.

二、X 激光基本模型和理论

激光产生的等离子体的基本特点是高温、高电子密度,因此以这种状态的等离子体作为X射线激光的增益介质是有希望的.从目前发展趋势看,主要是通过电子碰撞激发,电子碰撞复合及强X光泵浦三种途径来实现体系粒子数反转和X射线激光输出.

1. 电子碰撞激发抽运模型及理论

激光抽运的基本思想是,通过电子碰撞,激发基态上的粒子到激发态,实现介质内的粒子

数反转。此设想最初是在气体激光器上实现的。在等离子体中，由于包含着各级电离离子以及粒子碰撞，因此在一定条件下，用碰撞法也可能在体系中实现粒子数反转。

文献[7]曾利用速率方程较详细地分析了这种机制。上述问题用速率方程来处理，常分两类：一类是用各级电离离子分布方程来描述，即

$$\frac{dN_z}{dt} = N_{z-1}C_{z-1}^i - N_z(C_z^i + C_z^r) + N_{z+1}C_{z-1}^i = 0,$$

其中 C_z^i 和 C_z^r 分别代表电离级 Z 的电子复合和电离系数；另一类是用稳态的各能级粒子分布方程来描述，即

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_k N_k S_{ki} - N_i \sum_k S_{ik} = 0,$$

其中 N_i 是 i 能级上的离子密度， S_{ki} 是碰撞和自发系数之和。如果我们只考虑类氦离子 $2p^6 1S_0$ (基本设为 0 能级)， $2p^5 3s^1 p_1$ (低激发态 1 能级) 和 $2p^5 3p^1 p_1$ (高激发态 2 能级) 三能级系统，则上面二组方程可简化为

$$N_0 n_e C_{01} - N_1 [n_e (C_{12} + C_{10}) + A_{10}]$$

$$+ N_2 (n_e C_{21} + A_{21}) = 0,$$

$$N_0 n_e C_{02} + N_1 n_e C_{12} - N_2 [n_e (C_{21} + C_{20})$$

$$+ A_{21}] = 0,$$

$$N_0 = n_e / Z - 1.$$

利用上述方程，就可求出，当等离子体电子密度满足

$$A_{21}/C_{21} < n_e < A_{10}/C_{10}$$

时，体系在 $3p-3s$ 能级上发生的粒子数反转。文献[7]利用上述方程的数值解得到了体系反转，即增益系数随等离子体各参数的变化曲线。

结果表明，原子序数高的介质易得到大增益系数。为了在理论上也能比较直观地反映各参数与原子序数的关系，1983年 Vinogradov 在文献[7]的基础上进一步简化各式，并假设 $T_i = T_e$ 。之后，得到了各参数随离子的光谱数变化关系： $T_e \propto Z_i^2$ ； $n_e \propto Z_i^8$ ； $\lambda \propto Z_i^{-1}$ ； $G \propto Z_i^{1.5}$ ； $q_L \propto Z_i^{1.5} \cdot \lambda_L^{-1}$ 。尽管这些结果与实际情况有一定出入，但它们使我们能较直观地看出 X

物理

激光参数与等离子体参数的关系^[7]。

近几年来，随着大型计算机的使用， X 射线激光的动力学模型已逐渐建立^[8,9]，并在一定程度上解释了用速率方程尚未能解决的一些实验现象。例如，解释了在类氦离子 $3p-3s$ 的众多线中， $J=1-2$ 和 $J=0-1$ 线形成的放大输出可能性最大。但是，还有许多问题有待于进一步解释，其中特别值得一提的是，目前还无法很好地从理论上来说明 1985 年利弗莫尔的硒等离子体介质的 X 射线增益现象。有人认为该现象主要是由碰撞激发所致，而另一些人则认为是由碰撞复合所致^[10]。从最新的实验结果看，这一现象主要是由电子碰撞激发引起的。由此可见，在速率方程和动力学方程计算中，碰撞激发模型还有待于进一步改进。

2. 复合模型及理论

前面我们介绍了电子碰撞激发抽运理论，归纳起来，不难发现，碰撞激发抽运要求有很高的激光抽运功率，因此只有极少数大物理实验室才具备这种条件。对于一般实验室，普遍采用的是复合抽运机制，预计我国今后也是采用这种方案。此方案的基本思想是，利用高阶电离等离子体迅速冷却时，由三体复合使电离度降低，而电子优先填充高量子数能级的特点，形成粒子数反转。

根据上述基本思想，文献[11]利用二能级速率方程，写出了体系发生反转时对应的增益系数与等离子体参数之间的关系：

$$K = \frac{\lambda^2}{4} \frac{N_+}{2\omega\tau_{rec}} \left(1 - \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{A_2}{A_1} \right)$$

$$= \lambda^2 N_+ / 16 \Delta\omega\tau_{rec},$$

其中 $\Delta\omega$ 是线半宽， N_+ 是离子密度， λ 是波长， τ_{rec} 是复合时间。可见，缩短复合时间是有利的。此外，随着离子密度的提高，也会得到更大的增益值^[12,13]，但是当离子密度过大时，还须考虑自吸收效应的影响。值得一提的是近几年霍耳大学 Pert 所做的一系列理论数值计算^[8]，他不但考虑了各参数对 X 激光输出的影响，同时对各参数的时间特性也进行了较详细的分析。考虑到今后真正实现 X 激光，将采用条状等离子

体作为增益介质,文献[9]还从二维流体模拟对各参数进行了数值分析。另外, Pert 还从激光与物质相互作用入手,分析了等离子体特性,进一步分析了介质与 X 激光增益的关系。

3. X 光泵浦模型及理论

由于紧束缚电子的光电离几率比弱束缚电子的光电离几率高好几倍,所以利用激光脉冲聚到中、高 Z 靶体上产生的强 X 光脉冲泵浦介质,有可能实现体系的粒子数反转。文献[11,14]在讨论 X 光泵浦时,曾对这一问题进行了探讨,提出了“匹配线”计划。文献[11, 15]的理论结果表明,利用 AlIII 的 LPX 泵浦 CII,可能在 CII 体系形成粒子数反转。最近美国海军实验室的 Apruzese 等人发现, NaX $1S^2 1S_0-1S2p^1p_1$ (11.0027 Å) 与 NaIX $1s^2 1s_0-1s4p^1p_1$ 线 (11.0003 Å) 也是一对很好的匹配线。文献[16]参考激光与 Na 作用所引起的 11.0027 Å 线发射强度情况,在具体求解 NeIX 体系的反转时,作了 NeX LPX 辐射强度不变的假设,并由此得到 NeIX 在主量子数 $n = 3, 2$ 能级上的粒子数分布:

$$F_2 = \frac{P_4}{D_4 D_2} \cdot \frac{R_{42} + R_{32} R_{43} / D_3}{1 - R_{32} R_{23} / D_2 D_3},$$

$$F_3 = \frac{P_4}{D_4 D_3} \cdot \frac{R_{43} + R_{23} R_{42} / D_2}{1 - R_{23} R_{32} / D_2 D_3},$$

这里 P_4 是 NaX 线强度,

$$D_i = \sum_{j=1}^4 C_{ij} Ne + A_{ij},$$

$$R_{ij} = C_{ij} Ne + A_{ij}.$$

利用这一关系式,可求出粒子反转与光学深度的关系。

综合上述三种模型和理论,说明 X 射线激光理论工作主要集中在碰撞激发抽运类氦系列 3p-3s 能级和复合抽运类氢、类氦的 $n = 4 - n' = 3$ 或 $n = 3 - n' = 2$ 能级上,这符合目前的实验研究情况^[17]。对于 X 光泵浦,由于在形成 X 激光时发生二次转换过程,这就使得实际过程更为复杂,目前这方面的理论研究工作为数不多。

三、存在问题及今后发展趋势

1. X 射线激光的基本参数计算或理论分析,一般都是在假设某几个特定量的基础上进行。由于各个实验室具体情况不同,实验安排也不一样,因此现有的结果较难直接用到 X 射线激光理论研究工作上。针对我国目前情况,要发展 X 射线的激光理论,首先必须对各种基本参数进行理论求解,这些参数包括各级电离离子能级、波长、自发辐射系数、冈特因子及各种电离、复合、激发系数。为此,大型计算机程序编译和运转已成为必不可少的一个组成部分。

2. 在进行各种参数计算和程序编译的同时,现有的 X 射线激光理论模型也有待进一步完善。这方面工作国外已进行多年,他们用计算机对 20 多个速率方程进行了烦琐的计算。然而,所得的理论结果还是不很理想,其中最典型的是,无法解释 1985 年和 1987 年利弗莫尔的一系列实验结果。根据碰撞激发抽运理论的预言,类氟离子 3p-3s 的 $J = 0 - 1$ 线应在整个 X 射线放大中输出最强,但实际发现, 3p-3s 的 $J = 1 - 2$ 线输出最强。文献[10]试图利用复合理论对这些实验结果进行解释,虽然能定量地给出了 $J = 1 - 2, J = 0 - 1$ 线强度大小的解释,但是此时放大的 X 光产生的时间却不能与实际相吻合。

按我们的推测,上述理论与实验的不吻合,可能有以下四个原因:(1) 由于各种基本参数的计算还不够精确;(2) 单考虑主量子数 $n = 2, 3$ 能级上粒子数对 3p-3s 能级上粒子分布的影响还不够,在某些情况下,主量子数 $n = 4, 5$ 上的粒子对下能级也会有大的影响;(3) 单纯地将体系看作是一种电离状态的类氟离子还不行,还须考虑类氟、类钠等离子对丰度的影响;(4) 稳定性(即基本参量 n_e 和 T_e 随时间的变化的情况)欠佳。如果我们考虑到这四个方面的原因,那么预计会得到与实验更为一致的理论结果。当然,这需要有大型计算机的帮助及有

良好的参数方程作为前提.根据我国具体情况,理论研究重点应放在复合泵浦 X 射线激光研究方面.这方面 Pert 已做了一些工作,但他的工作还只局限于在先假设某些参量如电子温度、电子密度变化已知的情况下,分析它们对 X 激光介质的影响,最多也只是考虑了等离子体在自由绝热膨胀时的 X 激光输出情况.在具体的实验中,复合法一般都采用冷阱进行强制制冷.由强制制冷而引起等离子体参数变化,从而影响体系的粒子数反转和 X 射线激光输出,对这一问题,至今还没有看到有人在理论上进行过详细分析,然而对这些过程的了解,对实际指导复合法产生 X 射线激光研究是很重要的.因此,在今后的若干年中,理论上研究各种冷阱或者说研究不同结构的靶对等离子体参数或 X 射线激光器输出的影响是很重要的.

3. 目前 X 射线激光理论常用到稳态多能级速率方程.在复合泵浦中,不能用稳态多能级速率方程,因为利用复合泵浦产生体系粒子数反转的根本原因在于非稳态,因此需要考虑各种参数的时间特性对体系反转的影响.

另外,以激光产生的等离子体作为 X 射线激光增益介质的最终形态是条状,所以建立二维理论模型进行 X 射线激光介质或激光的研究

(上接第413页)

的作用,内层磁化方向又突然反转,处于 b 状态,这时感应线圈又感应出电脉冲.当外磁场撤去时,由于外层剩磁在内层产生的磁场作用,内层磁化方向反转,恢复到 a 状态,感应线圈同时感应出脉冲电压.因此,这种磁敏器件不需要加外电源,而且输出脉冲电压与驱动用外磁场变化速度基本无关,而与内层磁化翻转速度有关.

Weigand 磁敏器件使用温度范围很大,信噪比也很高.这种器件是开关型磁传感器,可用于转速计、里程表和点火装置的磁电转换、磁卡读出传感器以及脉冲发生器等.

[1] 管惟炎著,超导电性物理基础,科学出版社,(1981).

工作也是必要的.

[1] O. Bely et al., in *Annual Review in Astronomy and Astrophysics*, eds. L. Golberg et al., *Annual Reviews Ins.*, Palo Alto, 8(1970), 329.
 [2] W. D. Barfield, *IEEE. trans (Plasma Sci.)*, PS-6 (1978), 71.
 [3] W. Lotz, *Z. Phys.*, 206 (1967), 205.
 [4] D. H. Sampson, *J. Phys. B*, 10(1977), 2229.
 [5] R. Wilson, *J. Quant Spectrosc. Radiat Transfer*, 2 (1960), 477.
 [6] M. J. Seaton, in *Advances in Atomic and Molecular Physics*, eds. D. R. Bates et al., Academic Press, New York, 11(1975), 83.
 [7] A. V. Vingradov, *Sov. J. Quantum Electron.*, 13 (1983), 298; 10(1980), 754; 7(1977), 32.
 [8] G. J. Pert and G. J. Tallens, *J. Phys. B*, 14(1981), 1525; G. J. Pert, *J. Phys. B*, 12(1979), 2067; *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 602.
 [9] R. A. London and D. Rosen, *Phys. Fluids*, 29(1986), 3513.
 [10] J. F. Apruzese et al., *Phys. Rev. Lett.*, 55(1985), 1878.
 [11] F. U. Bunkin et al., *Sov. J. Quantum Electron.*, 11 (1981), 981.
 [12] D. Matthews et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 575.
 [13] P. Jaegle et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 563.
 [14] A. Salop and R. E. Olson, *Phys. Rev. A*, 16(1977), 1181; 19(1979), 1921.
 [15] V. V. Evstigneev et al., *Kratk. Soobshch. Fiz.*, 9 (1973), 23.
 [16] J. F. Apruzese et al., *Phys. Rev. A*, 28(1983), 3683.
 [17] P. L. Hagelstein et al., *Plasma Physics*, 25(1983), 1345.
 [2] M. Paccard and R. Varian, *Phys. Rev.*, 93(1954), 94.
 [3] L. W. Parsons and Z. M. Wiar, *J. Sci. Instr.*, 39 (1949), 292.
 [4] J. Brossel and Kastler, *Compt. Rend.*, 229(1950), 1213.
 [5] Ю. В. Афанасьев著,张伦译,磁场参数测量器具,科学出版社,(1983),138.
 [6] 加藤,青山,电气学会雜誌, 85(1975),1960.
 [7] 黄得星编著,磁敏器件及其应用,科学出版社,(1987),168.
 [8] 铃木,平田,日本の科学与技术编辑部译,日本の科学与技术, 3(1982),17.
 [9] 同[7], 93—118.
 [10] 同[7], 206—213.
 [11] 同[7], 118—165.
 [12] 同[7], 195—201.
 [13] Weigand, United States Patent, 3,820,090(1974).