

类氙-锗电子碰撞激发 X 光激光的增益特性*

张毓泉 张覃鑫 王光裕 于 敏

(应用物理与计算数学研究所, 北京8009信箱, 100088)

摘要 电子碰撞激发 X 光激光的增益特性依赖于电子密度 N_e 、电子温度 T_e 、增益区宽度 ΔR 和介质速度梯度 dv/dz 等四个表征等离子体内部状态的参数。以类氙-锗离子为例研究了反转和增益特性对 T_e 、 N_e 的依赖关系, 并在典型的增益区宽度 ($\Delta R = 100\mu\text{m}$) 和介质速度梯度 ($dv/dz = 1.3 \times 10^9 \text{s}^{-1}$) 下讨论了共振线俘获对增益特性影响, 给出波长为 19.6nm, 23.2nm 和 23.6nm 三条激光线的增益目标区域。还讨论了双电子复合过程对离子布居的重要影响。

关键词 X 光激光 电子碰撞激发 等离子体状态 增益目标区域

ABSTRACT The inversion and gain of the electron-collisional excitation pumping X-ray laser depend on four parameters (electron density N_e , electron temperature T_e , width of gain region ΔR and velocity gradient of lasing medium dv/dz) describing the internal state of plasmas. As an example, the dependence of the inversion and gain of laser lines at 19.6nm, 23.2nm and 23.6nm in neon-like germanium ion on N_e and T_e is studied in this paper. In the gain region with a typical spatial width ($\Delta R = 100\mu\text{m}$) and velocity gradient of lasing medium ($dv/dz = 1.3 \times 10^9 \text{s}^{-1}$), the effect of resonance lines-trapping on the gain is discussed and the objective regions of gain are given for these laser lines. In addition, the effect of dielectronic recombination process on charge-state distribution is discussed.

KEY WORDS X-ray laser, electron-collisional excitation, plasma state, objective region of gain

0 引言

电子碰撞激发机制产生 X 光激光是一个包括靶吸收驱动能量形成高温高密度等离子体以及在等离子体内产生反转和光束传播增益的复杂物理过程, 而决定介质反转和增益特性的是与驱动方式无关的等离子体的内部机制。

等离子体内部过程通过速率方程来描述, 此方程组中起主要作用的因素是电子碰撞过程和光子的发射与吸收过程。等离子体中的自由电子弛豫时间只有 ps 量级, 所以在单脉冲驱动、多脉冲驱动和毛细管放电的情形, 自由电子处于热动平衡, 电子碰撞过程的速率 (σv) 由电子温度决定。而在强场电离情形, 过程的持续时间短, 离化电子的规则运动能量来不及耗散, 电子碰撞过程的速率由电子的抖动能量决定。光子吸收依赖于等离子体的光学厚度, 一般情形下, 它包含与等离子体空间尺度成比例的光学厚度 τ 和与空间速度梯度成反比的 Sobolev 厚度 τ_s 。所以, 电子温度 T_e 、电子密度 N_e 、增益区宽度 ΔR 和介质的速度梯度 dv/dz 是确定等离子体内部过程的四个参数。下一节将看到, 类氙离子激发态布居的弛豫时间为亚 ps 或 ps 量级, 基态布居的弛豫时间小于 200ps。当 N_e 、 T_e 、 ΔR 和 dv/dz 在 200ps 内无显著变化时, 增益特性可用速

* 国家863激光技术领域资助课题。
1996年10月7日收到原稿。
张毓泉, 男, 1941年11月出生, 研究员。

率方程组的定态解来描述,换言之,上述四个参数决定了介质的增益特性。本文以类氙-铯为例,通过求解速率方程组来研究电子碰撞激发机制产生 X 光激光过程的介质增益特性。研究了激光介质的反转和增益特性对 N_e 和 T_e 的依赖关系,并在典型的 ΔR 和 dv/dz 下用逃逸概率方法计算了共振线俘获效应的影响,给出了波长为 19.6nm, 23.2nm 和 23.6nm 激光线达到较大增益的等离子体状态增益目标区域。

1 速率方程和弛豫常数

在给定的电子温度和密度下,描述等离子体内离子布居和能级布居的速率方程组为^[1]

$$\frac{dN_i^m}{dt} = \sum_{j=1}^{n_c^m} R_{ij}^m N_i^{m-1} - \sum_{j=1}^{n_c^m} R_{ji}^m N_i^m + \sum_{j=i+1}^{n_c^m} A_{ij}^m N_j^{i-1} - \sum_{j=1}^{i-1} A_{ji}^m N_i^m + (R_{i1}^{m,m-1} + A_{i1}^{m,m-1} + D_{i1}^{m,m-1}) N_1^{m-1} - R_{i1}^{m-1,m} N_1^m + \sum_{j=1}^{n_c^m} R_{1j}^{m,m+1} N_j^{m+1} \delta_{i1} - \sum_{j=1}^{n_c^m} (R_{j1}^{m+1,m} + A_{j1}^{m+1,m} + D_{j1}^{m+1,m}) N_1^m \delta_{i1} \quad (i = 1, 2, \dots, n_c^m, m = M_1, \dots, M_2) \quad (1)$$

并且满足条件 $(Z - m)N_j^m = N_\infty$ 。其中, Z 为原子序数, m 为离子的束缚电子数, N_j^m 为 m 离子 j 能级离子数级密度, n_c^m 表示 m 离子最高截断能级。其它符号的意义参看文献[1], 只是这里用 $j=1$ 表示离子的基态, 而且不考虑自电离过程, D 表示双电子复合的速率系数。此外, 上述方程组中没考虑光吸收和受激发射过程, 后面将单独处理。解方程组(1)得到 N_j^m 后, 立即可给出单位体积总离子数 $N = \sum_j N_j^m$, m 离子数密度 $N^m = \sum_j N_j^m$ 和 m 离子 j 能级布居概率 $P_j^m = N_j^m / N^m$ 等量。

上述方程组为一阶常系数线性齐常微分方程组, 它的解可能表示为

$$N_i^m = \sum_j c_j \alpha_j^{m,i} \exp \lambda_j t \quad (i = 1, 2, \dots, n_c^m, m = M_1, \dots, M_2) \quad (2)$$

其中 $\{\lambda_j\}$ 为速率方程组(1)右端系数矩阵的特征值, $\alpha_j^{m,i}$ 为相应特征向量的 $\{m, i\}$ 分量, c_j 为由初始离子布居和能级布居确定的常数。

特征值 $\{\lambda_j\}$ 决定了系统的弛豫过程。特征值中除了一个等于零外, 其余的都为负实数, 所以经过充分长时间后, 系统达到定态。定态解由零特征值对应的特征向量决定。所有特征值可分成两组, 绝对值较小的 $(M_2 - M_1 + 1)$ 个特征值决定离子布居的弛豫时间, 另一组绝对值较大, 它们决定了离子激发态布居的弛豫时间。

我们数值求解了包含类氧、类氟、类氙、类钠和类镁-铯等五类离子 ($M_1 = 8, M_2 = 12$) 的速率方程组(1)。对类氙离子的最低 37 个能级 (相应于主量数 $n = 2$ 和 3) 采用本所方泉玉和李世昌等提供的细致组态参数, 双电子复合速率系数由 Burgess 公式^[2]给出, 其余参数均采用 Y. T. Lee 的半经验公式^[3]计算。计算结果表明, 在产生 X 光激光重要的等离子体的状态范围, 前一组的 5 个特征值的绝对值小于 10^{11} s^{-1} , 其余的特征值绝对值均大于 10^{11} s^{-1} , 所以, 离子布居的弛豫时间小于几百 ps, 激发态布居的弛豫时间为 ps 或亚 ps 量级。对类氙离子, 达到定态分布的弛豫时间小于 200 ps。当 $N_e, T_e, \Delta R$ 和 dv/dz 的时间变化尺度都大于 200 ps 时, 类氙离子将达到定态布居分布, 可通过求解定态速率方程来讨论离子布居和增益特性。

2 离子布居

图 1(a) 给出了类氙离子布居概率 $P^{10} = \sum_j P_j^{10}$ 的等值曲线。由于类氙离子为满壳层, 在很大电子密度和电子温度范围内布居概率都很高。特别是在对类氙-铯电子碰撞激发 X 光激光

比较重要的等离子体状态范围(例如在 $250\text{eV} < T_e < 1000\text{eV}$ 和 $10^{20}\text{cm}^{-3} < N_e < 10^{21}\text{cm}^{-3}$ 区域内), 类氖-锗离子布居概率基本上都在0.4以上。图1(b) 给出不考虑双电子复合过程计算的类氖离子布居概率。对比此两图看到, 双电子复合过程对离子布居有重要影响。如果没有双电子复合过程, 类氖离子很容易过电离。但实际上, 由于双电子复合作用, 在重要的等离子体状态范围内, 过电离不会发生。为了弄清楚这一点, 图2给出了 $N_e = 2 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$, $T_e = 500\text{eV}$ 和 700eV 状态下, 考虑与不考虑双电子复合过程计算的离子布居概率。明显看到, 如果不考虑双电子复合过程, $T_e = 700\text{eV}$ 时布居概率最大的离子类已由类氖离子变成类氧和类氟离子。

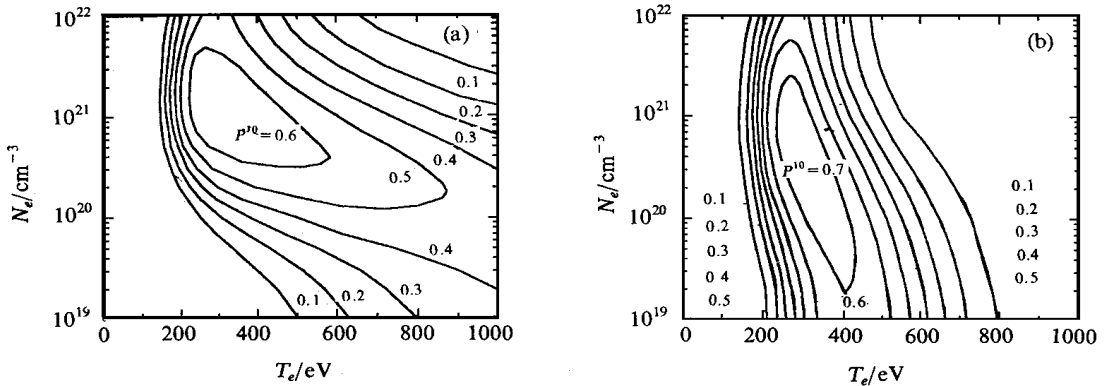


Fig 1 The fractional population contours of neon-like germanium ion in N_e - T_e plane
(a) with dielectronic recombination (b) without dielectronic recombination

图1 在 N_e - T_e 平面上的类氖-锗离子布居等概率曲线

等离子体中, 绝大多数离子都处于各类离子的基态, 激发态只占一小部分(见表1)。绝大多数类氖离子处于基态为更多离子被泵浦到上能级提供了丰富的离子来源, 同时, 也增加了共振光子俘获效应使反转率下降, 以后我们将仔细研究这个问题。需要强调的是,

表1 四个状态下类氖离子基态所占份额 χ

Table 1 Percentage of like-Ne ion basic state				
N_e/cm^{-3}	2×10^{20}	2×10^{20}	1×10^{21}	1×10^{21}
T_e/eV	500	1000	500	1000
χ	0.92	0.78	0.85	0.65

在速率方程求解时, 类氖离子主量子数 $n = 3$ 的各能级必须采用细致组态计算, 否则将得到基态离子数过多的不正确结果。原因是由于类氖离子 $n = 3$ 的36个能级到基态的线跃迁中只有7个是允许的。当电子密度不太高时, 由激发态到基态过渡主要通过这7个跃迁进行, 任何激发态要通过各种过程先跃迁到这7个能级后才能继续向基态过渡, 这实际上对激发态到基态的过渡有一种阻滞作用。用 n 退化模型计算时因为没有计及这种阻滞效应使计算的基态粒子数过多。实际上, 把细致组态速率方程组(1)化成 n 退化的可立即看出这一点。在 n 退化模型中, $n = 3$ 到 $n = 2$ (基态) 的自发辐射项为 $\bar{A}_{sp}^{10} \bar{N}_3^{10} = \sum_{j=2}^{37} A_{1j}^{10} \bar{N}_j^{10} = \sum_{j=2}^{37} A_{1j}^{10} \bar{P}_j^{10} \bar{N}_j^{10}$, 其中 $\bar{N}_3^{10} = \sum_{j=2}^{37} \bar{N}_j^{10}$ 为单位体积中 $n = 3$ 态的类氖离子数, $\bar{P}_j^{10} = \bar{N}_j^{10} / \bar{N}_3^{10}$ ($j = 2, \dots, 37$) 为 $n = 3$ 的类氖离子中 j 能级所占份额。 $n = 3$ 到 $n = 2$ 的自发辐射系数为 $\bar{A}_{sp}^{10} = \sum_{j=2}^{37} A_{1j}^{10} \bar{P}_j^{10}$ 。在热动平衡情形下, \bar{P}_j^{10} 按统计权重分布, 而在非热动平衡情形, $\bar{P}_j^{10} = 1 / (A_{1j}^{10} + R_{kj}^{10})$, 对于允许跃迁, $\bar{P}_j^{10} = 1 / A_{1j}^{10}$, 即自发辐射系数大的能级布居概率小, 这相当于一种自屏蔽效应。这样, 与基态发生允许跃迁的7个能级的布居概率远小于它们的统计权重, 并且上述求和实际上只有这7项不为零, 因此, 在非热动平衡下的 \bar{A}_{sp}^{10} 比其热动平衡值小得多。通常的 n 退化参数是热动平衡下计算的, 自发辐射系数(特别是3-2跃

迁) 偏大, 因而, 采用 n 退化模型计算得到的基态粒子数比实际的多, 导致不正确结果. 对 $n > 4$, 这种效应越来越小, 可以不考虑.

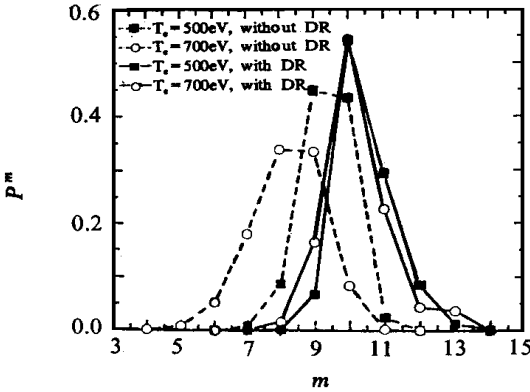


Fig 2 The charge state distributions of the ions in germanium plasma
图2 锗等离子体中的离子电离态分布

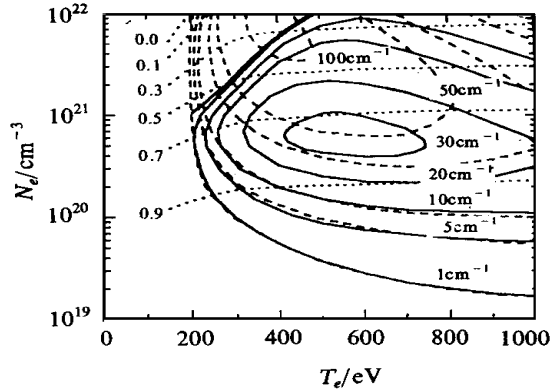


Fig 3 The objective region of gain for at 19.6nm.
 \mathcal{Y}_0 :; g_0 : ----; g : ——
图3 波长19.6nm 激光线的增益目标区域

3 增益目标区域

我们利用前面得到的不考虑共振光俘获情况下的类氦离子各能级布居概率, 计算了波长为19.6nm, 23.2nm 和23.6nm 的三条激光线的反转率 $\mathcal{Y}_0 = 1 - g_u N_{l0} / g_l N_{u0} = 1 - g_u P_u^0 / g_l P_l^0$ 和小讯号增益 $g_0 = \lambda_{lu}^2 / 8\pi A_{lu} \cdot 2 / \Delta \nu_l \cdot \sqrt{\ln 2 / \pi} N_{u0} \mathcal{Y}_0$, 其中, λ_{lu} 为激光线的波长, A_{lu} 为激光跃迁的自发辐射系数, N_{u0} 和 N_{l0} 激光跃迁上下能级的布居数, P_u^0 和 P_l^0 为相应的布居概率, g_u 和 g_l 为相应的统计权重, ν_l 为激光线的 Doppler 宽度. 计算结果见图3和图4.

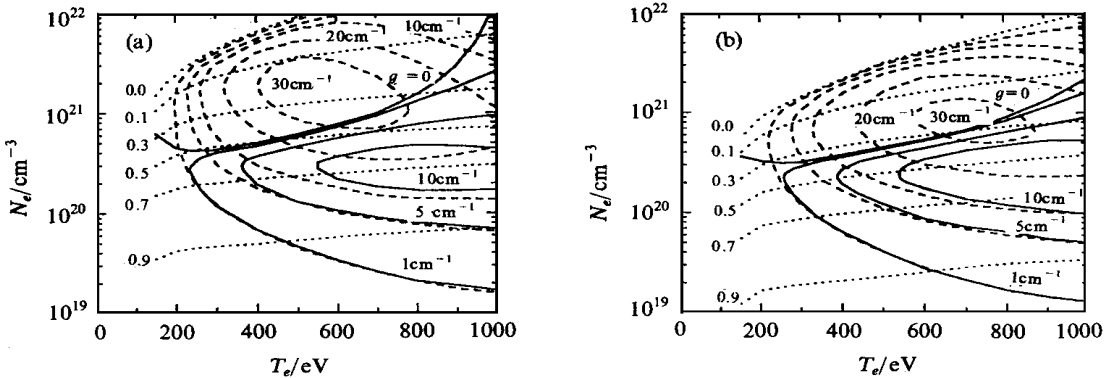


Fig 4 The objective region of gain for at 23.2nm (a) and 23.6nm (b).
 \mathcal{Y}_0 :; g_0 : ----; g : ——

图4 波长23.2nm (a)和23.6nm (b)激光线的增益目标区域

反转率 \mathcal{Y}_0 随温度变化不大, 但随电子密度的增加而减小. 其主要原因是, 电子密度增加, 电子碰撞过程的速率也随之增大, 与线过程相比越来越重要, 因此, 介质逐渐接近热动平衡, 反转率逐渐减小, 直至小于零, 增益介质变成吸收介质.

如果不计共振光俘获效应, 在很宽等离子体状态区域内, 三条激光线都会有增益. 电子密度很小时, 尽管反转率 \mathcal{Y}_0 接近1.0, 但由于离子密度小, g_0 的值也很小. 随着电子密度的增大, 离

子密度增大, g_0 随之增大, 达到某个极大值后, 由于反转率 γ_0 的减小使 g_0 又逐渐减小, 最后变成 $g_0 < 0$, g_0 随温度的变化比较平缓, 温度的升高使 g_0 逐渐增大, 但温度高到一定程度后, 由于过电离 g_0 又逐渐减小。

不考虑共振光俘获情形下, 最大的 g_0 可达 30cm^{-1} (对 23.2nm 和 23.6nm 线) 和 100cm^{-1} (对 19.6nm 线) 以上。但这样高的增益都出现在较高电子密度的状态下, 共振光俘获效应影响较大, 实际的增益值将大大低于此值 g_0 。例如, 在通常单脉冲激光驱动厚靶所达到的典型增益区宽度 ($\Delta R = 100\mu\text{m}$) 和增益区内介质速度梯度 ($dv/dz = 1.3 \times 10^9\text{s}^{-1}$) 下, 用逃逸概率方法^[4] 考虑共振光俘获效应, 计算了上述三条激光线的增益, 其结果分别在图3和图4中用实线划出。我们看到, 对波长为 23.2nm 和 23.6nm 的激光线, 计算的增益值与实验测量结果基本一致, 但对波长 19.6nm 激光线, 考虑了共振线俘获效应后, 增益目标区域还很宽, 其增益值仍大于 23.2nm 和 23.6nm 激光线增益值, 明显与现有的实验结果不一致。

此外, 在我们计算的温度范围内 ($T_e = 1000\text{eV}$), 增益目标区域和增益值随温度的升高而增大, 但温度高到一定程度后由于过电离将使增益减小。

4 结论

通过前面的研究, 我们得到如下结论:

(1) 在对 X 光激光比较重要的等离子体状态范围内, 类氙离子达到定态分布的弛豫时间小于 200ps 。当描述等离子体内部状态的参数变化时间尺度都大于上述弛豫时间时, 激光介质将在定态下工作, 这样, 电子密度 N_e 、电子温度 T_e 、增益区宽度 ΔR 和介质速率梯度 dv/dz 等四个参数决定了介质的增益特性。

(2) 双电子复合过程对电离平衡是重要的, 显著地影响离子布居。由于双电子复合的作用, 在重要的等离子体状态区域内, 类氙-铯离子不会发生过电离, 这对电子碰撞激发机制产生 X 光激光是很有利的。

(3) 不考虑共振线俘获效应时, g_0 可在很大密度和温度范围内大于零, 其最大值也比实验值大得多。反转率 γ_0 随电子温度变化不大, 但随电子密度的增大而减小, 最后 $\gamma_0 < 0$, 增益介质变成吸收介质。电子密度很小时, 由于离子密度小, 增益很小, 随着电子密度增大, 离子密度增大, 使增益逐渐增大, 达到某极大值。但电子密度进一步增大时, 反转率的减小又使增益逐渐减小, 直到 $g_0 < 0$, 增益随温度升高逐渐增大, 但温度高到一定值后, 由于过电离又使 g_0 减小。

(4) 共振线俘获效应使增益目标区域缩小和使增益值减小。图3、图4给出了在典型的 ΔR ($100\mu\text{m}$) 和 dv/dz ($1.3 \times 10^9\text{s}^{-1}$) 下, 考虑共振线俘获效应后, 19.6nm, 23.2nm 和 23.6nm 激光线的增益目标区域。对波长为 23.2nm 和 23.6nm 的激光线, 理论计算结果与实验测量结果基本一致。但对波长 19.6nm 的激光线, 理论计算结果明显高于现有的实验测量结果, 本工作仍不能解释 0-1 跃迁的反常行为。

上述结果是在一些近似下得到的。其一就是计算中只有类氙离子主量子数 $n = 3$ 的 36 条能级采用了细致组态计算, 其余离子和类氙离子其它能级都取 n 退化模型。实际上, 所有离子都存在第2节中强调的阻滞效应, 应该对类氙附近的几类离子, 例如类氟、类氧和类钠等离子也采用类似的细致组态计算。其次, 对双激发态的处理不够精确, 我们只用 Burgess 公式计算了双电子复合过程, 精确的计算应该把双激发态与单激发态统一考虑, 除考虑双激发态的辐射退激发 (双电子复合) 外, 还应该考虑它们的自电离 (Auger 过程) 以及通过电子碰撞发生的各种跃迁过程。此外, 我们只在通常单脉冲激光驱动厚靶所达到的典型增益区宽度 ($\Delta R = 100\mu\text{m}$) 和

介质速度梯度 ($dv/dz = 1.3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$) 下, 采用逃逸概率方法处理了共振线俘获效应。关于共振线俘获对增益特性的影响和增益对 ΔR 和 dv/dz 的依赖关系将另文详细讨论。

本工作采用的方法同样可用于其它离子电子碰撞机制产生 X 光激光的研究。

致谢: 得到蓝可和吴建周的帮助并与张国平、盛家田、彭惠民进行了有益的讨论, 一并表示衷心感谢。

参考文献

- 1 蓝可, 张毓泉 强激光与粒子束, 1995, 7(2): 225
- 2 Burgess A. *Astrophys J*, 1965, **141** (12): 1588
Merts A L et al A lamos National Laboratory, LA -6220-M S, 1976
- 3 Lee Y T. *J Quant Spectr Radiat Transfer*, 1987, **38**(2): 131
- 4 Rybicki G B. Escape probability methods in *Methods in radiative transfer* edited by W Kalkofen (Cambridge U P, New York, 1984 p21.

ON THE GAIN OF ELECTRONIC COLLISION EXCITATION X-RAY LASERS IN NEON-LIKE GERMANIUM ION

Zhang Yuquan, Zhang Tanxin, Wang Guangyu, and Yu Min

Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, P. O. Box 8009, Beijing 100088

The inversion and gain of the electron-collisional excitation pumping X-ray laser are determined by the internal state of plasma. As an example, the dependence of the inversion and gain of laser transitions in neon-like germanium ion on parameters describing internal state of the plasma are studied in this paper.

In the important electron density N_e and temperature T_e ranges for X-ray lasers, the relaxation time during which neon-like ion establishes steady state populations is less than 200ps. When the characteristic time of lasing medium is longer than this relaxation time, gain can be determined by the steady solutions of rate equations, i.e., by four parameters: N_e , T_e , width of gain region ΔR and velocity gradient of lasing medium dv/dz .

Dielectronic recombination process has important effects on ionic charge-state distribution. Due to the dielectronic recombination process, the over-ionization of neon-like germanium ion does not occur. This is very important for the electron-collisional excitation pumping X-ray lasers.

The trapping of the resonance lines has important effects on inversion and gain. Without the trapping, the lasing medium has very extensive objective region of gain and much larger gain than experimental results. However, the population of lower level is greatly increased by the trapping, therefore the inversion factor and gain are decreased remarkably. In the gain region with a typical spatial width ($\Delta R = 100 \mu\text{m}$) and velocity gradient of lasing medium ($dv/dz = 1.3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$), the effect of the trapping of resonance lines on gains for laser lines at 19.6nm, 23.2nm and 23.6nm is discussed and the objective regions of gain are given in Fig. 3, Fig. 4. The calculated gains of laser lines at 23.2nm and 23.6nm are in agreement with experimental results, but at 19.6nm the calculated gain is much larger than experimental one. This work can't explain the anomalous behaviour $j=0-1$ transition in experiments.