

## 气流化学激光理论研究的若干进展\*

高 智 胡利民

中国科学院力学研究所 LHD 实验室, 北京 100080

**摘 要** 以超声速 HF/DF 化学激光和超声速氧碘化学激光 (COIL) 为代表的气流化学激光 (GCL), 因其科学意义、军事和工业应用价值, 近 30 多年来得到了突飞猛进的发展. 由于超声速膨胀混合流在控制强放热反应动力学和热力学过程方面的特殊本领, 使气体动力学在高功率 GCL 的发展中起着关键性的作用. 高功率 GCL 性能的分析计算自然也沿用非平衡气体动力学的方法, 假定气流 (包括激光能级分子和原子) 为连续介质, 谱线为均匀加宽, 并联立求解气体动力学方程组, 增添动力学和基于光强迭加原则的辐射传输诸方程, 称为速率方程 (RE) 模型. 20 世纪 70 年代后期又提出和发展了 GCL 性能计算的半气体动力学 (SGK) 模型, 在 SGK 模型中仍假定气流为连续介质, 但同时考虑了激光能级分子微观热运动的贡献, 谱线加宽的非均匀加宽效应, 并用双参数摄动法求解激光能级分子速度分布函数方程组 (即广义 Boltzmann 方程组), 因此 SGK 模型是一个同时考虑宏观和微观尺度运动的跨尺度模型. 本文综述 RE 模型和 SGK 模型以及用它们预测 GCL 性能的若干研究进展, 同时简评等增益模型和腔模 (模图样) 理论研究的一些进展. 最后从气体动力学的角度提出一些值得进一步研究的课题.

**关键词** 超声速 HF/DF 化学激光, 超声速氧碘化学激光, 非平衡气体动力学, 速率方程模型, 半气体动力学模型

### 1 引 言

超声速氟化氢 / 氟化氙 (HF/DF) 化学激光和超声速氧碘化学激光因其巨大的军事和工业应用价值, 发展极为迅速. 它们问世 30 年来, 涌现了一批红外、近红外和可见波段气流化学激光体系<sup>[1~5]</sup>, 形成了高新技术的一个重要方面——气流化学激光 (GCL) 领域. GCL 专题国际学术会议从 1976 年起每两年举行一次. 号称第一代 GCL 的超声速 HF/DF 化学激光已经实现了数百万瓦级的连续波功率输出, 将用于计划中的天基激光武器. 经历了 20 年发展的第二代 GCL——超声速氧碘化学激光 (COIL) 也获得了百万瓦级功率输出, 将用于 21 世纪车载、舰载和机载新型防御性高功率激光武器. 在工业应用方面, 由于氧碘化学激光波长短 ( $1.315 \mu\text{m}$ ), 用它切割厚不锈钢板的速度比  $\text{CO}_2$  激光快 3 倍; 由于光纤传输的损耗小, 故 COIL 激光束最适合于用光纤传送, 因此很适用于工业加工; COIL 的运转不需要高压电源, 对它的操作十分方便; 特别是 COIL 中反应气流的反

应产物是水、盐和氧, 对环境无污染; 由于上述众多优点, 使它很快在工业中找到了应用. COIL 更具有吸引力的应用还有检修或清除核电站的放射性污染或拆除核电站等, 应用前景巨大<sup>[6,7]</sup>.

HF/DF 和氧碘激光是波长范围在 ( $1.3\sim 3.8$ )  $\mu\text{m}$  的近红外和中红外光. 激光的亮度与波长平方成反比, 可见光波段的激光亮度更高, 高功率可见激光具有更为重大的科学意义和应用价值, 因此对它们的探索和研究一直持续不断<sup>[1~5]</sup>, 提出和研究了燃烧或爆炸可见波段激光体系、金属原子与强氧化剂高释能反应可见波段激光体系和亚稳态传能可见波段激光体系, 不过尚未获得功率输出. 高功率可见波段激光器同样离不开气体动力学技术<sup>[1~5]</sup>.

GCL 的高效运转必须调整所有的可控参数使之最佳化, 早期的超声速 HF 化学激光通过可调参数最佳化使功率输出由最初的多模几瓦提高到几千瓦的衍射极限输出<sup>[1]</sup>, 功率输出提高约 1000 倍. 超声速 COIL 的实验效率同样相差悬殊, 高的已达 0.29, 低的为 0.015 (俄罗斯, 1991) 和 0.003 (以色列, 1993)<sup>[8]</sup>.

收稿日期: 2001-11-29, 修回日期: 2003-01-14

\* 国家自然科学基金 (10272106, 10032050) 和中科院力学所 LHD 创新资助项目

为了保证 GCL 的所有可调参数最佳化, 同样为了发现新的 GCL 体系, 必须把下列学科和相关技术: 非平衡反应的化学动力学、分子原子光学、反应流气体动力学、高增益气流介质的激光物理学及相关技术紧密结合起来, 这其中由于超声速膨胀混合流在控制强放热反应动力学和热力学方面的特殊本领, 使气体动力学起着关键性的作用<sup>[1,2]</sup>. 因此 GCL 性能的分析 and 计算也一直沿用气体动力学的传统模型<sup>[9,10]</sup>: 即对气流 (包括激光能级分子和原子) 采用连续介质模型、谱线加宽取均匀加宽近似, 并联立求解非平衡气体动力学方程组、增益动力学和辐射传递诸方程, 称作速率方程 (RE) 模型. 20 世纪 70 年代后期又提出了气流 (非激光气体成份) 为连续介质, 对另一半激光气体成份, 则同时考虑激光能级分子 (原子) 微观热运动的贡献、谱线加宽的非均匀加宽效应, 并采用双参数摄动法求解激光能级分子速度分布函数方程组 (即广义 Boltzmann 方程组), 称作半气体动力学 (SGK) 模型, 亦称分子运动论模型. 本文综述这两个模型以及利用它们预测 GCL 性能的若干研究进展, 同时简介几何光学等增益模型和光腔模式理论的研究进展. 文中主要针对 HF/DF 和氧碘激光体系进行讨论. 上述 GCL 的 RE 模型和 SGK 模型自然也适用于其他气流化学激光体系, SGK 模型同样适用于低压 (气压约低于 1.3332 kPa) 气流中的辐射传输问题.

## 2 气流化学激光 (GCL) 的速率方程 (RE) 模型

超声速 HF/DF 和超声速氧碘化学激光的工作原理草图参见图 1, F 和 H<sub>2</sub>(D<sub>2</sub>), I 和 O<sub>2</sub>(<sup>1</sup>Δ) 分别从微型列阵喷管喷出, 在光腔上游和光腔内发生气流混合、化学反应和激光发射, 在光腔下游废气经扩压器排入大气. 对高功率气流化学激光 (GCL)、包括可见波段 GCL, 图 1 所表示的工作原理具有一定的普适性. 因此 GCL 性能的分析计算需要联立求解气体动力学、化学动力学、增益动力学、激光光学和辐射传输诸方程, 来流条件由气体发生器微型列阵喷管初始流动条件提供, 边壁条件除通常的黏性流条件外, 还需给定光腔镜的吸收率、透射率和反射率. GCL 速率方程 (RE) 模型<sup>[1,2]</sup> 假定气流 (包括所有激光和非激光气体成份) 为连续介质, 因此气流满足可压缩多成分非平衡气体动力学方程组, 简称 NS 方程组, 包括<sup>[1,2,9,10]</sup>

连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

动量方程

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

能量方程

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} + \Phi + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \Sigma \left( \rho c_{pi} \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right) - \Sigma h_i \omega_i \quad (3)$$

扩散方程

$$\rho \left( \frac{\partial Y_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right) = \omega_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right) \quad (4)$$

状态方程

$$p_i = \rho_i R_i T, \quad p = \Sigma p_i = \rho R / \overline{M} T \quad (5)$$

辐射传输方程

$$\frac{1}{c} \frac{dI_i}{dt} = g_i I_i \quad (6)$$

其中扩散方程 (4) 表示非激光气体成分的守恒方程,  $\rho, p, T, c_p$  和  $k$  分别表示混合气体的密度、压力、温度、定压比热和热传导系数;  $P_{ij}$  和  $\Phi$  表示黏性应力张量的  $i, j$  分量和黏性耗散函数,  $\rho_i, p_i, c_{pi}, Y_i, h_i, D_i$  和  $\omega_i$  分别表示  $i$  气体成分的密度、压力、定压比热、质量比数 ( $Y_i = \rho_i / \rho$ )、比焓、扩散系数和化学生成率,  $u_i$  为流速分量,  $g_i$  为增益系数,  $I_i$  为辐射强度.

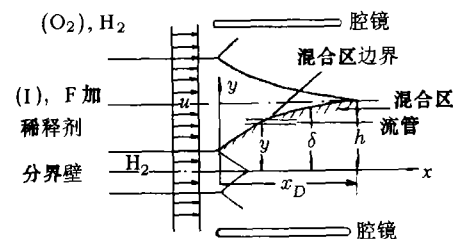


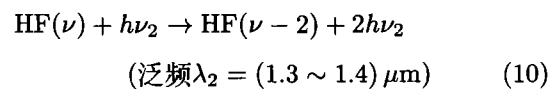
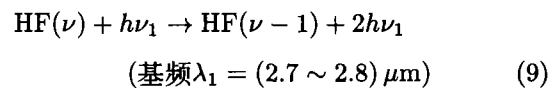
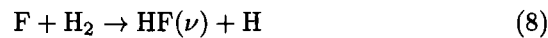
图 1 超声速 HF/DF, OI 化学激光列阵喷管、光腔中超声速混合流和腔镜示意图  
(注: HF/DF 在喷管出口混合, COIL 在亚声段或喉道开始混合)

对超声速 HF/DF 和氧碘化学激光均有数值求解二维和三维 NS 方程组的数值模拟研究<sup>[1,9,11~22]</sup>, 数值模拟了亚声速和超声速气流的混合特性、增益和激光特性, 数值计算与实验相结合分析了激波、旋涡、湍流、反应释放热和固壁邻域边界层对气流混合

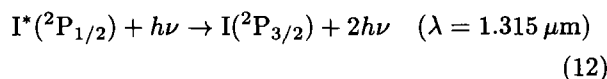
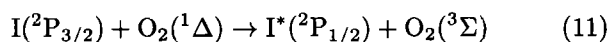
特性和激光发射过程的影响, 分析了反应释放热和激波引起的热堵塞问题以及超声速流在扩压器中气压可能恢复到什么程度等问题. 超声速气流与亚声速气流相比, COIL 的小信号增益系数由  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  增加到  $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ , 且增益区加长, 这些数值模拟结果均与试验相符. 此外, 也数值模拟了壁面催化对 COIL 气流反应区特性的影响 [22]. 关于超声速 HF/DF 化学激光性能计算的气流预混合模型、泄漏流管模型、层流和湍流混合解析模型, “化学激光手册” [1] 已做了详尽扼要的介绍, 文 [23] 采用逐渐混合近似对泄漏流管模型作了修正. 文 [24~28] 利用气流预混合模型计算了超声速氧碘化学激光 (COIL) 的性能特性, 输出功率和效率的数值结果与 RotoCOIL 的试验结果 [8] 大体相符. 利用层流和湍流混合解析模型计算超声速 HF/DF 化学激光性能的研究比较充分和完善, 参见 “化学激光手册” [1] 和文献 [35~44], 利用层流和湍流混合解析模型计算超声速 COIL 性能的工作尚未看到. 气流预混合模型、泄漏流管模型、层流和湍流混合解析模型对 GCL 的强度、功率输出和效率的粗估十分有用. 不论是预混合模型、层流和湍流混合解析模型还是直接求解 NS 方程组 (1)~(5) 的数值计算中均使用了如下的化学动力学模型、增益动力学模型和激光光学模型.

### 2.1 化学动力学模型

HF/DF 气流化学激光包含的气体成分有  $\text{H}_2(\text{D}_2)$ ,  $\text{F}(\text{D})$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{F}_2$ ,  $\text{HF}(\nu) (\nu = 0, 1, \dots, 6)$ ,  $\text{He}$  和  $\text{Ar}$  等. 化学速率过程近 20 个, 参与激光发射的最主要速率过程为 (参见图 2(a))



氧碘化学激光 (COIL) 气流中包含的气体成份有  $\text{O}_2(^1\Delta)$ ,  $\text{O}_2(^3\Sigma)$ ,  $\text{I}_2$ ,  $\text{I}_2^*$ ,  $\text{I}(^2\text{P}_{3/2})$ ,  $\text{I}^*(^2\text{P}_{1/2})$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$  或  $\text{He}$  和  $\text{H}_2\text{O}$  等. 对氧碘化学激光速率过程的研究已有 20 多年, 但对几个关键过程的了解还不够清楚 [2], 例如碘分子的解离等. 参与激光发射的最主要速率过程为 (参见图 2(b))

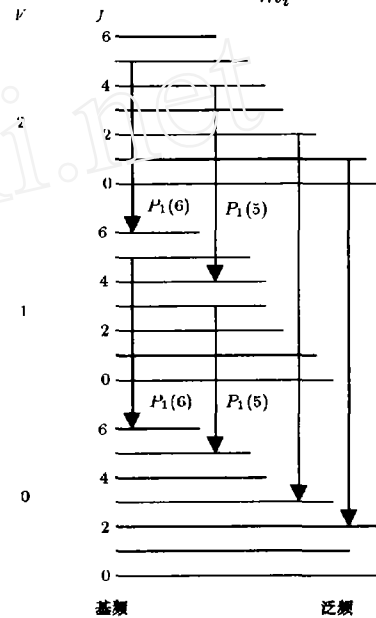


非激光气体成份的反应生成率为

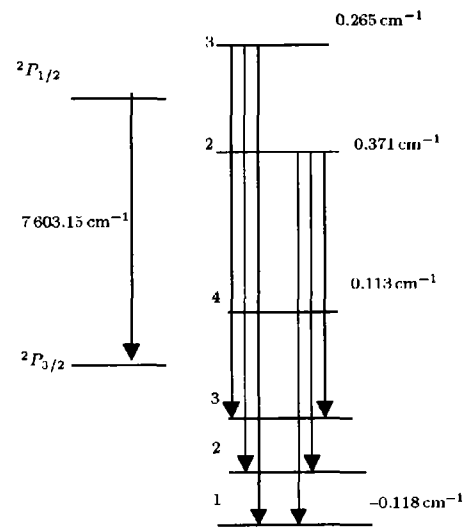
$$\dot{\omega}_i = \sum (\beta_{ri} - \alpha_{ri}) \cdot \left[ k_{fr} \prod_j \left( \frac{\rho_j}{m_j} \right)^{\alpha_{rj}} - k_{br} \prod_j \left( \frac{\rho_j}{m_j} \right)^{\beta_{rj}} \right] \quad (13)$$

$$\sum_i \alpha_{rj} Z_i \xrightleftharpoons[k_{br}]{k_{fr}} \sum_i \beta_{rj} Z_i \quad (14)$$

其中  $Z_i$  表示摩尔密度为  $n_i = \frac{\rho_i}{m_i}$  的气体成份.



(a) HF 振转能级和基频、泛频跃迁示意图



(b) 碘激光跃迁的能级结构  
图 2

### 2.2 增益动力学模型 (即激光能级分子或原子布居数守恒方程组)

在气流 (包括激光能级分子和原子) 为连续介质假设下, 激光气体组份的扩散方程 (4) 应写成如下的

激光能级分子或原子布居数守恒方程组

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_i \frac{\partial n_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\dot{\omega}_i}{m_i} + \frac{g_i I_i}{h\nu_i} - \frac{g_{i-1} I_{i-1}}{h\nu_{i-1}} \quad (15)$$

式中  $I_i$  和  $I_{i-1}$  分别是频率为  $\nu_i$  和  $\nu_{i-1}$  的激光强度,  $h\nu_i$  和  $h\nu_{i-1}$  为光子能量,  $\dot{\omega}_i$  为非激光气体成分生成率,  $g_i$  和  $g_{i-1}$  为增益系数. 根据光腔迭加原则<sup>[1,2,29~31]</sup>

$$I_i = I_i^+ + I_i^-, \quad I_{i-1} = I_{i-1}^+ + I_{i-1}^- \quad (16)$$

式中  $I^+$  和  $I^-$  为光腔内正向和反向的光通量. 增益系数利用了谱线为均匀加宽的假设, 并用 Voigt 线型函数<sup>[1,2,29,36]</sup> 来修正压力的影响

$$g = \sigma \varphi(v, v_0) \left( n_u - \frac{g_u}{g_l} n_l \right) \quad (17)$$

$$\varphi = \frac{\eta^2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{\eta^2 + (\xi - t)^2} dt \quad (18)$$

$$\eta = \frac{\Delta v_N}{\Delta v_D} \sqrt{\ln 2}, \quad \xi = \frac{2(v - v_0)}{\Delta v_D} \sqrt{\ln 2} \quad (19)$$

式中  $\sigma$  为受激发射截面积,  $\varphi$  为 Voigt 线型函数,  $g_u$  和  $g_l$  为激光能级简并度,  $\eta$  和  $\xi$  分别为加宽参数和频移参数,  $\Delta v_N$  和  $\Delta v_D$  分别为 Lorentz 和 Doppler 线宽.  $\xi = 0$  表示光频与线中心频率一致.

### 2.3 激光光学模型

激光光学模型研究表明, 对高功率气流化学激光, 激光辐射主要影响激光能级分子或原子布居数和激光气体成份的能量, 而对气流密度、流速的影响不大<sup>[1,2]</sup>. 因此, 作为近似 NS 方程组与辐射传输方程及增益动力学方程可以分步迭代求解, 同时说明流场特性不会因光学模型的不同而有大的差异. 激光光学模型已有恒增益模型和同时计算激光强度-相位特性的腔模式理论, 腔模式理论在节 4 介绍. 等增益模型中假定辐射场为均匀平面波<sup>[1,2]</sup>, 且增益近似不随  $y$  变化 (这里  $y$  为两平行镜面间的法向距离, 参见图 1. 利用两腔镜对辐射的吸收率  $a_i$ 、透射率  $t_i$  和反射率  $r_i$  满足的如下关系

$$a_i + t_i + r_i = 1 \quad (i = 1, 2) \quad (20)$$

求解辐射传输方程 (6), 并利用辐射在腔镜上的透射和反射条件, 求得<sup>[1,2,29~31]</sup> 输出光强  $I_i$ , 腔内正、反向光通量  $I_i^+$ ,  $I_i^-$  为

$$I_1 = t_1 I_1^-, \quad I_2 = t_2 I_2^+, \quad I_2^- = r_2 I_2^+, \quad I_1^+ = r_1 I_1^- \quad (21)$$

$$I_1^- = I_2^- \exp(gh_y), \quad I_2^+ = I_1^+ \exp(gh_y) \quad (22)$$

$$r_1 r_2 \exp(2g_i L) = 1 \quad (23)$$

式 (23) 表示光强在腔镜间往返一周的增大  $\exp(2g_i L)$  为两腔镜上的吸收和透射损耗所抵销. 常增益或称常损耗模型假定  $g_i$  不随  $x$  而变化<sup>[1,2]</sup>, 因此有

$$\frac{\partial g_i}{\partial x} \cong 0 \quad (24)$$

其中  $g_i$  为  $i$  能级跃迁的小信号增益系数.

式 (24) 表明: 激光能级分子布居数方程 (15) 中快速泵浦项、去活化项和辐射发射项处于准稳态, 因此方程 (15) 中的对流项和扩散项作为近似可以忽略. 于是对 HF/DF 和氧碘气流化学激光, 不论预混合, 还是泄漏流管模型、层流和湍流混合解析模型, 以及 NS 方程组 (1)~(6) 的数值解, 文 [34~38] 导出的如下关系均适用

$$g_i = \left[ g_{i,ca} + \sum_{j \neq i} \frac{\lambda_{ij} \beta_{i,i-1} g_j}{\beta_{j,j-1} \varphi(\xi_j, \eta_j, 0)} \right] \frac{\varphi(\xi_i, \eta_i, 0)}{1 + \bar{I}_i(\xi_i, \eta_i, 0)} \quad (25)$$

对二能级系统式 (23) 简化为

$$g = \frac{g_{on} \varphi(\xi, \eta, 0)}{1 + \bar{I}(\xi, \eta, 0)}, \quad \bar{I} = I/I_s \quad (26)$$

由此得到光腔内的功率分布  $P(x)$  为

$$P(x) = 2N h_z \int_0^{h_z} g I dx \quad (27)$$

式中  $I_s$  为饱和强度,  $N$  为氟气或碘喷管的数目,  $h_z$  为光腔在垂直于流向  $x$  和光轴  $y$  方向的宽度. 对超声速 HF/DF 化学激光, 化学效率  $\eta_c$  为

$$\eta_c = \frac{1}{\Delta H F_0 u h} \int_0^{h_z} g I dx \quad (28)$$

式中  $\Delta H$  是化学反应 (8) 的反应热,  $F_0$  为喷管出口氟浓度,  $h$  是氟喷管和  $H_2$  喷管中心线之间的距离, 参见图 1. 超声速 COIL 的效率表示为介质效率和提取效率的乘积<sup>[8,24~27]</sup>, 介质效率与  $O_2(^1\Delta)$  的产率成正比, 提取效率表示腔镜的透射和吸收损耗特性. 对超声速 HF/DF 和氧碘化学激光, 等增益模型与气体动力学方程解相耦合算出的激光强度、功率和效率与实验结果大体上相符合.

GCL 的速率方程 (RE) 模型有如下的不足之处: 不能计算激光的频率特性和相位特性, 均匀加宽假设不能反映功率加宽效应, 且排除了低压非均匀加宽条件下可能形成“烧孔”的物理机制. 然而, 超声速 HF/DF 和氧碘化学激光的光腔压力通常约为几 mmHg(133.32 Pa), 正处于非均匀加宽占优的低压范

围. 不过在 RE 模型中仍作了均匀加宽的假设, 该假设大大简化了问题的处理, “化学激光手册” [1] 为均匀加宽假设列举了近似成立的 3 条理由: (1) 增益谱线形的烧孔半宽与跃迁本身的半宽差不多; (2) 碰撞频率快到足以迅速填满因烧孔而被抽空的粒子数; (3) 每次跃迁能够振荡的模数足以抽空整个增益谱线形. 当上述条件得到满足时, 在低压非均匀加宽占优的条件下, 气流化学激光仍会均匀地抽空增益谱线形、即均匀加宽近似成立. 但是, 在“化学激光手册”出版 5 年后, 实验 [32] 观察到了超声速 HF 化学激光增益的反常饱和规律, 观察到了均匀加宽和“烧孔”共存的反常饱和谱线形. 文 [33] 指出超声速氧碘化学激光 (COIL) 同样存在反常饱和现象. GCL 的半气体动理学 (SGK) 模型 [34~38] 和文 [33,39~43] 解决了 RE 模型的上述不足之处. 特别是 SGK 模型同时包括了 GCL 的 RE 模型和气体介质无宏观流动的气体激光的相应理论 [1,2,29] 为其特例.

### 3 气流化学激光 (GCL) 的半气体动理学 (SGK) 模型

对气体介质特性空间分布均匀的气体激光, 有关激光频率特性和非均匀加宽占优时的“烧孔”现象等问题, Lamb 理论及其推广工作已作了完善的处理 [1,29]. 但是, 正如文 [44] 指出的要把 Lamb 理论推广用于气体介质特性随空间位置而变化的 GCL 并不容易. 在气体激光中, 把激光能级分子或原子布居数取作 Doppler 表观频率在  $\nu'$  到  $\nu' + d\nu$  频率间隔和单位体积内的布居数即可完善处理频率特性和非均匀加宽效应问题, 且速率方程的求解并无实质性的困难. 而对 GCL, 则需要建立并求解气流宏观尺度运动 (运动特征时间: 气流通过光腔的渡越时间约  $10^{-4}$  s) 和激光分子或原子微观尺度运动 (分子碰撞特征时间约  $10^{-8}$  s) 的跨尺度模型, 问题的求解十分困难. 为了解决这一问题, 文 [34~38] 提出了气流中非激光气体成分用连续介质模型描述, 而气流中的激光气体成份则用气体动理学理论描述的半气体动理学 (SGK) 模型, 并且提出了求解跨尺度问题的双参数摄动解法: 即把广义 Boltzmann 方程组的双参数摄动解与气体动力学方程组和激光光学模型联立求解的有效求解方法. 在 GCL 的半气体动理学 (SGK) 模型中, 气流运动方程组 (即连续性方程、动量方程、能量方程、非激光气体成份扩散方程和状态方程) 和激光光学模型均与速率方程 (RE) 模型中的诸方程和模型一致; 激光气体成份的单粒子速度分布函数方程为如下的广

义 Boltzmann 方程组 [34~38]

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_i}{\partial t} + v_{T_j} \frac{\partial F_i}{\partial x_j} + u \frac{\partial F_i}{\partial x} = P_i + k_T (F_i^0 - F_i) + \\ \int K_{i+1,i} F_{i+1} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_i) d\mathbf{v}_i d\mathbf{v}_{i+1} - \\ \int K_{i-1,i} F_i d\mathbf{v}_{i-1} - \int K_{i,i+1} F_i d\mathbf{v}_{i+1} + \\ \int K_{i-1,i} F_{i-1} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_i) d\mathbf{v}_i d\mathbf{v}_{i-1} + \\ \frac{h\nu_{i+1} B_{i+1,i} \varphi_{i+1,i}}{4\pi} (F_{i+1} - \alpha_{i+1} F_i) f_{\nu_{i+1}} - \\ \frac{h\nu_i B_{i,i-1} \varphi_{i,i-1}}{4\pi} (F_i - \alpha_{i-1} F_{i-1}) f_{\nu_i} \end{aligned} \quad (29)$$

其中假定了气流速度  $\mathbf{u} = (u, 0, 0)$ , 分子弹性碰撞积分已用 B-G-K 模型 [45] 近似,  $F_i$  为  $i$  电子或振转能级分子 (原子) 速度分布函数,  $F_i^0$  为  $F_i$  的平衡 Maxwell 分布,  $v_{T_j}$  为分子热运动速度分量,  $P_i$  为泵浦项,  $k_T$  为分子弹性碰撞速率,

$$\int K_{i+1,i} F_{i+1} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_i) d\mathbf{v}_{i+1} d\mathbf{v}$$

表示非弹性碰撞中  $(i+1)$  能级损失量子而  $i$  能级在特定速度  $\mathbf{v}_i$  增加量子的速率, 方程组 (29) 右端第 4, 5 和 6 项的含义与第 3 项的含义类似,  $\nu_i$  和  $B_{i,i-1}$  分别是激光频率和 Einstein 受激发射系数,  $f_{\nu_i}$  为光子分布函数,  $\varphi_{i,i-1}$  为 Lorentz 线形. 在 GCL 中假定激光光束方向 ( $y$  方向) 垂直于气流  $x$  方向, 于是光子分布函数  $f_{\nu_i}$  满足的守恒方程和  $\varphi_{i,i-1}$  分别为

$$c \frac{\partial f_{\nu_i}}{\partial y} = \int \frac{B_{i,i-1} \varphi_{i,i-1}}{4\pi} (F_i - \alpha_i F_{i-1}) f_{\nu_i} d\nu_{T_y} \quad (30)$$

$$\varphi_{i,i-1} = \frac{\Delta\nu_N / 2\pi}{[\nu_i - \nu_{i,i-1} (1 + v_{T_y}/c)]^2 + (\Delta\nu_N / 2)^2} \quad (31)$$

式中  $\nu_i$  和  $\nu_{i,i-1}$  分别是  $i$  能级到  $(i-1)$  能级跃迁的激光频率和线形中心频率.

若分子速度分布函数  $F_i$  恒为 Maxwell 平衡分布  $F_i^0$ , 则把方程 (29) 对热速度  $v_{T_x}$ ,  $v_{T_y}$  和  $v_{T_z}$  求积可得到增益动力学方程 (15). 对分子速度分布函数为非 Maxwell 分布且光束方向与气流方向斜交的一般情况, SGK 模型方程组 (29)~(31) 的求解和计算相当困难. 利用 GCL 谐振腔中光束方向垂直于气流方向的条件, 得知方程 (29) 中的辐射项与分子热速度分量  $v_{T_x}$  和  $v_{T_z}$  无关, 进而考虑到  $\frac{\partial f_i}{\partial y} \approx 0$  (这里  $f_i = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_i d\nu_{T_x} d\nu_{T_z}$ ) 的条件近似成立, 于是方程

组 (29) 和 (30) 分别简化为<sup>[34~38]</sup>

$$u \frac{\partial f_i}{\partial x} = r_i + k_T(f_i^0 - f_i) + k_{i+1,i}f_{i+1} - k_{i,i-1}f_i + \frac{h\nu_{i+1}B_{i+1,i}\varphi_{i+1,i}}{4\pi}(f_{i+1} - \alpha_{i+1}f_i)f_{\nu_{i+1}} - \frac{h\nu_i B_{i,i-1}\varphi_{i,i-1}}{4\pi}(f_i - \alpha_i f_{i-1})f_{\nu_i} \quad (32)$$

$$c \frac{\partial f_{\nu_i}}{\partial y} = \int \frac{B_{i,i-1}\varphi_{i,i-1}}{4\pi}(f_i - \alpha_i f_{i-1})f_{\nu_i} dv_{T_y} \quad (33)$$

其中  $r_i = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P_i dv_{T_x}$ . 为了求解方程组 (32) 和 (33), SGK<sup>[34~38]</sup> 模型做了如下的物理假设和数学处理:

(1) 由于 GCL 为强辐射, 因此方程组 (32) 中辐射特征速率  $k_r$  与分子弹性碰撞速率  $k_T$  可相比较, 且有  $k_r \sim k_T \gg \frac{U}{L}$ , 故对跨尺度的方程组 (32) 可求双参数或称双重摄动解

$$f_i = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{U}{Lk_T}\right)^j \left(\frac{U}{Lk_r}\right)^k f_i^{jk} \quad (34)$$

$$f = \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{U}{Lk_T}\right)^j f^j \quad (35)$$

(2) 引入与  $f_i$  相关的微分增益系数

$$G_{T_i} = D_i(f_i - \alpha_i f_{i-1})$$

其中  $D_i = \frac{B_{i,i-1}\varphi_{i,i-1}}{4\pi c} \quad (36)$

由方程 (32) 和定义式 (36) 得到  $G_{T_i}$  满足的控制方程组<sup>[34~38]</sup>

$$c_1 \frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{bmatrix} \frac{G_{T_1}}{D_1} \\ \frac{G_{T_2}}{D_2} \\ \vdots \\ \frac{G_{T_l}}{D_l} \end{bmatrix} = c_2 \begin{bmatrix} \frac{G_{T_1}}{D_1} \\ \frac{G_{T_2}}{D_2} \\ \vdots \\ \frac{G_{T_l}}{D_l} \end{bmatrix} + \frac{A}{k_{l,l-1}} \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^l r_i \\ \vdots \\ r_l \end{bmatrix} + \frac{Ak_T}{k_{l,l-1}} \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^l (f_i^0 - f_i) \\ \sum_{i=2}^l (f_i^0 - f_i) \\ \vdots \\ (f_l^0 - f_l) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \alpha_1 \frac{k_{1,0}}{k_{l,l-1}} \\ \alpha_1 \alpha_2 \frac{k_{2,1}}{k_{l,l-1}} \\ \vdots \\ \prod_{i=1}^l \alpha_i \end{bmatrix} - \frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{bmatrix} \alpha_1 \{1 + \alpha_2 [1 + \dots + \alpha_{l-1} (1 + \alpha_l)]\} \\ \alpha_1 \alpha_2 \{1 + \alpha_3 [1 + \dots + \alpha_{l-1} (1 + \alpha_l)]\} \\ \vdots \\ \prod_{i=1}^l \alpha_i \end{bmatrix} f \quad (37)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \zeta} = \frac{1}{k_{l,l-1}} \sum_{i=1}^l r_i + \frac{k_T}{k_{l,l-1}} (f^0 - f) \quad (38)$$

其中  $\zeta = \frac{k_{l,l-1}x}{u}$ ,  $A = \alpha_i \{1 + \alpha_2 [1 + \dots + \alpha_{l-1} (1 + \alpha_l)]\}$ ,  $c_1$  和  $c_2$  为  $l \times l$  维矩阵. 把双重摄动解 (34), (35) 代入方程组 (32) 和方程组 (37), (38), 求得  $f_i$  的零阶解,  $G_{T_i}$  的零阶解和半阶解<sup>[34~38]</sup> 为

$$f_i^{00} = f_i^0 \quad (39)$$

$$G_{T_i}^0 = \frac{B_{i,i-1}\varphi_{i,i-1}}{4\pi} (f_i^0 - \alpha_i f_{i-1}^0)$$

$$G_{T_i}^{1/2} = \frac{B_{i,i-1}\varphi_{i,i-1}}{4\pi} \left[ 1 + \frac{D_i I_i}{k_T} (1 + \alpha_i) \right]^{-1} (f_i^0 - \alpha_i f_{i-1}^0) \quad (40)$$

其中  $f_i^0$  为 Maxwell 平衡分布函数, 应当指出, 零级解  $f_i^0$  在湍流情况下应取文 [46] 给出的湍流修正的 Maxwell 分布函数或湍流修正的 Gauss 谱线形

$$f_i^0 \sim \frac{1}{\Delta\nu} \sqrt{\frac{c}{\pi}} \exp \left[ -c \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2 \right] \quad (41)$$

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0 (1 + 2\gamma M_t^2)^{1/2} \quad (42)$$

其中  $\Delta\nu_0$  为谱线形中心频率,  $M_t$  为脉动速度马赫数, 当  $M_t = 0$  时, 式 (41) 退化为通常的 Gauss 谱线形. 把  $G_{T_i}^0$  对频率积分得到 Voigt 线型函数<sup>[1,36]</sup>. 在 SGK 模型中对化学动力学模型和激光光学模型的处理与 RE 模型中的处理一样, 即取等增益模型, 因此有

$$r_1 r_2 \exp \left( 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{h\nu} G_{T_y} dv_{T_y} dy \right) = 1 \quad (43)$$

腔镜反射率  $r_1 r_2$  不随流向距离  $\zeta$  而变化, 故有

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} (g_{T_i}) \cong 0 \quad (44)$$

应当指出, 对 SGK 模型基本方程组 (37), (38) 的  $G_{T_i}$  的零阶解和半阶解, 如下诸式成立

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} (G_{T_i}^0) \cong 0 \quad (45)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} (G_{T_i}^{1/2}) \cong 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} G_{T_i}^0 dv_{T_y} \right) \cong 0 \quad (46)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} G_{T_i}^{1/2} dv_{T_y} \right) \cong 0$$

由式 (45), (46) 推知, 式 (44) 近似成立, 即 SGK 模型的零阶和半阶解推出了等增益模型的结果. 但 SGK 模型导出式 (44) 时并不要求反射率  $r_1 r_2$  为常数 (即不随  $x$  的变化而变化), 这表明流场变量  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$  等亦可随  $x$  而变化, 但变化速率不应大于流动特征速率  $u/L$ . 式 (44) 同样表明: 激光能级分子速度分布函数方程组 (32) 或 (37) 中, 泵浦项、平动交叉弛豫项、去活化项和激光发射项处于准稳态, 对流效应引起的分子速度分布函数的改变很小, 作为近似可以忽略, 因此由式 (37), (38) 和式 (45), (46) 得到<sup>[34~38]</sup>;  
能级增益系数

$$G_i = \left[ G_{i,on} + \sum_{j \neq i} \frac{\lambda_{ij} B_{i,i-1} G_i}{B_{j,j-1} \varphi(\xi_i, \eta_i, 0)} \right] \frac{\varphi(\xi_i, \eta_i, \bar{I}_i)}{1 + \bar{I}_i} \quad (47)$$

其中

$$\varphi(\xi_i, \eta_i, \bar{I}_i) = \frac{\eta_i^2 (1 + \bar{I}_i)}{\sqrt{\eta_i}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{\eta_i^2 (1 + \bar{I}_i) + (\xi_i - t)^2} dt \quad (48)$$

对二能级系统, 式 (47) 可以简化<sup>[34]</sup>, 得到增益系数

$$G = \frac{G_{on} \varphi(\xi, \eta, \bar{I})}{1 + \bar{I}} \quad (49)$$

其中  $G_{on}, G_{i,on}, g_{on}, g_{i,on}$  的表达式详见文献 [38].

关于光腔内功率分布、功率输出和效率的 SGK 模型计算与上节 RE 模型的计算类似, 参见式 (27) 和 (28). SGK 模型的结果式 (49) 或 (47) 在高压  $\eta \gg 1$  和低压  $\eta \ll 1$  下分别与气体激光的增益饱和关系  $g = g_0(1 + \bar{I})^{-1}$  和  $g = g_0(1 + \bar{I})^{-1/2}$  一致; 式 (47) 和 (49) 在高压  $\eta \gg 1$  时也分别与 RE 模型的结果式 (26) 和 (27) 相一致. 因此, GCL 的 SGK 模型包含了气体激光的增益饱和和理论以及 GCL 的 RE 模型为它的特例. 应当提到, 正如上文所述, 在 SGK 模型的基本关系式 (47) 和 (49) 中, 那些与气流压力、温度、成份 (包括激光和非激光气体成份) 有关的参量 (例如  $\eta$ ,  $\eta_i$  和  $G_i$  等) 可随流向距离  $x$  而变化. 因此高功率 GCL 的每一流向位置相当于一个准稳态气体激光器, 不同流向位置准稳态气体激光器的基本参数 (气压、气温等) 并不相同. 很显然, SGK 模型的上述结论为 GCL 性能的计算方案, 即把基本关系式 (47) 和 (49) 以及关系式 (25) 和 (26) 与 NS 方程组 (1)~(5) 联立求解方案的正确有效性提供了理论依据. 文 [34~38, 47~51] 以加宽参数  $\eta$ 、频移参数  $\xi$  和阈值增益等为参数系统比较了 SGK 模型和 RE 模型计算增益、强度、功率、效率和激光增益区长度

等特性的差异, 表明  $\eta < 0.1$  时 SGK 模型和 RE 模型计算结果的差异显著, 且随频移增大差异增大, 参见图 3 和图 4. 因此 SGK 模型阐明了 RE 模型预测功率、效率偏高的物理起因.

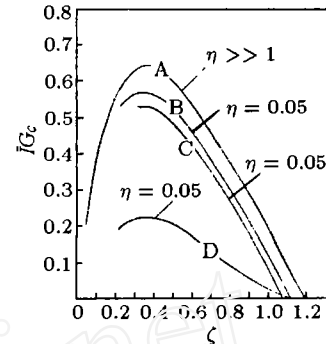


图 3 超声速 HF 化学激光强度  $\bar{I}G_0$  随流向距离  $\zeta = k_{cd}x/u$  的变化<sup>[36]</sup> (湍流混合, A: 高压极限; B: Voigt 谱线形函数<sup>[1]</sup>; C: 矩形谱线形函数<sup>[36]</sup>; D: SGK 模型<sup>[36]</sup>)

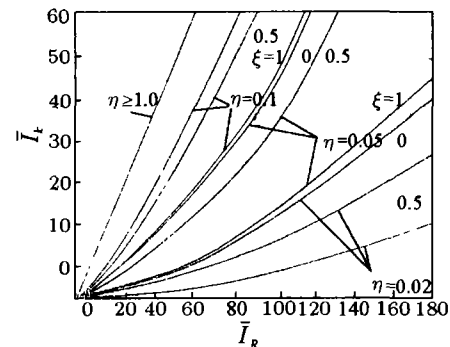


图 4 超声速 HF 化学激光 SGK 模型强度  $\bar{I}_k$  与 RE 模型强度  $\bar{I}_R$  的关系<sup>[36,38]</sup>

式 (47) 和 (49) 表明: SGK 模型同样能够描述高强度辐射引起的功率加宽效应. 特别是 SGK 模型预测的增益反常饱和和规律<sup>[52,53]</sup> 以及均匀加宽与非均匀加宽 (“烧孔”效应) 共存的反常饱和谱线形的理论结果<sup>[54~56]</sup>, 均得到超声速 HF 化学激光的增益反常饱和和实验以及反常饱和谱线形实验结果<sup>[32]</sup> 的证实, 参见图 5 和图 6. 由 SGK 模型双参数摄动解 (34), (35) 的一阶近似解  $f_i^{01}$  和  $f_i^{01}$ , 我们可以算出流场变量的变化对激光能级分子速度分布函数的修正影响, 同时也可获得饱和光强随流速增加而非线性增大的正确关系<sup>[57]</sup>; 而 RE 模型则只能给出饱和光强随流速增加而线性增大的不完全正确的依赖关系<sup>[1,2,24]</sup>. 对超声速 HF/DF 化学激光, 文 [39~41] 提出并研究了多模功率输出条件下的低压非均匀加宽效应以及平动 - 转动交叉弛豫对激光功率输出特性的影响. 分析计算超声速氧碘化学激光 (COIL) 性能特性的文献 [2,11~15,24~27], 都采用均匀加宽近似和速率方程模型. 为了弄清低压非均匀加宽效应对 COIL 性能的影响, 近来文 [58] 利用 SGK 模型计

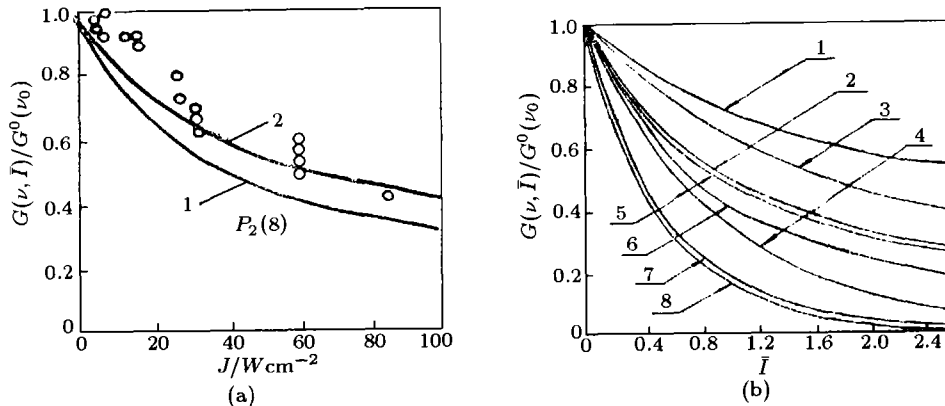


图5 超声速 HF 化学激光增益反常饱和规律 ((a) 中  $\circ$ : 实验结果 [32], 所有理论曲线均为 SGK 模型结果 [52,53]; (b) 中曲线 1 和 2 分别为  $G/G_0 = (1 + \bar{I})^{-1}$  和  $G/G_0 = (1 + \bar{I})^{-1/2}$ ; 3~8 为 SGK 模型增益反常饱和曲线)

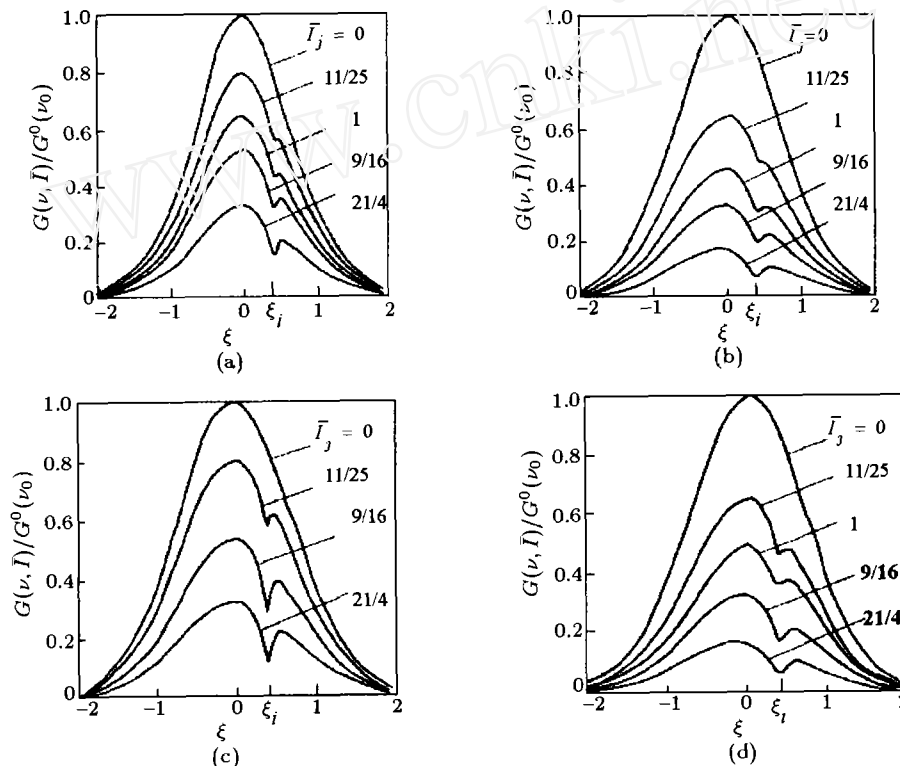


图6 超声速 HF 化学激光的反常饱和谱线形 (a) 和 (b) 为 SGK 模型结果 [53,55](湍流混合; (a)  $\eta = 0.02$ ; (b)  $\eta = 0.04$ ) (c) 和 (d) 实验结果 [32]; (c)  $\eta = 0.02$ ; (d)  $\eta = 0.04$ )

算了 COIL 腔内功率和辐射强度沿流向的变化及功率输出, 在阈值增益的整个范围内, SGK 模型的功率均低于 RE 模型的功率, SGK 模型的功率与实验符合更好; 值得注意的是: 功率输出  $P$  靠近最大功率  $P_{\max}$  (这里“靠近”  $P_{\max}$  指  $|P - P_{\max}|/P_{\max} \cong 0.1$ ) 的最佳阈值增益范围, 当加宽参数  $\eta \approx 0.08$ , 小信号增益为  $0.0068 \text{ cm}^{-1}$  时, SGK 模型预测的最佳阈值增益约为  $(0.00046 \sim 0.00185) \text{ cm}^{-1}$ , 而 RE 模型的预测值约为  $(0.000471 \sim 0.00254) \text{ cm}^{-1}$ . 可见, 两模型对最佳阈值增益范围的预测值存在相当大的差异, 说明低压非均匀加宽效应对 COIL 的性能具有相当重要的影响. 可以预测, 超声速 HF/DF 化学激光中的

增益反常饱和谱线形在超声速 COIL 中同样存在, 但尚未看到实验测量和理论计算的报道, 文 [33] 定性半定量地讨论了速度交叉弛豫对 COIL 频谱的影响.

正如引言所述, 对于大功率气流化学激光 (GCL) 的实现, 气体动力学理论和技术具有关键性的作用 [1,2], 因此应该提到一些至关重要的气动技术问题. 主要的如增强超声速气流混合的技术, 在第一代 GCL (超声速 HF/DF 化学激光) 研制中提出的微型列阵喷管技术 [1], 无疑是实现 GCL 大功率输出的先决条件, 也是增强超声速气流混合的突破性进展. 对于不同的气体激光体系, 喷管喉道上游的气体发生器以



及辅助气体的注入方式可能不同<sup>[1,2]</sup>, 微型列阵喷管的设计亦应有所改变, 因此在第二代 GCL(超声速氧碘化学激光) 的研制中, 气流混合设计仍是受到关注和研究的主要课题, 提出了狭缝式喷管、喷管列阵和分体式氧碘混合列阵喷管等设计<sup>[2,59~62]</sup>. 又如为了保证 COIL 扩压器出口气压与环境压力相匹配, 提出了提高光腔内气流总压的新方案, 并做了论证试验<sup>[62~64]</sup>. 为了避免强激光对腔镜窗口的破坏, 提出了气体动力学窗口的光学设计<sup>[65]</sup> 等.

#### 4 腔模 (模图样) 理论

气流化学激光 (GCL) 的 RE 模型和 SGK 模型解决了 GCL 的气体动力学参数以及增益、辐射强度、功率、效率、加宽效应和频率特性等的计算问题, 但不能提供激光相位 (模图样) 的知识. 要使 GCL 实现可控制的高品质光束输出, 需要精细解决模式控制和光学设计问题, 以保证输出光束具有高的单色性 (时间相关性) 和高的光束聚焦性 (空间相关性). 针对气流增益介质的不同情况, 光腔的光学设计有多种不同的选择<sup>[1,2]</sup>, 例如稳定腔、非稳定腔、对称、非对称和共焦非稳定腔、以及环形和束转动环形非稳定腔等, 这些内容超出了本文的范围, 对大功率 GCL 通常使用非稳定腔<sup>[1,2]</sup>. 本文简评光腔如何影响输出光束的质量, 激光辐射场强度和相位特性计算的若干进展<sup>[1,2,66~70]</sup>. 场分布满足 Fresnel-Kirchhoff 积分方程<sup>[1,2]</sup>

$$\psi(r) = \int K(r, r')\psi(r')ds \quad (50)$$

其中  $r$  和  $r'$  分别代表光腔两个镜面的坐标, 积分在一个镜面上做出,  $K(r, r')$  表示辐射腔内的传播“算符”. 积分方程 (50) 的本征函数  $\psi_n(r)$  代表横模, 腔内场分布由这些横模函数的和表示, 若轴向模 (纵模) 多于一个, 则每一纵模频率包含了横模的不同混合状态.  $\gamma$  本征值表示模经共振腔每次往返的总能量损失和光坐标形式

$$\gamma = C \exp(i\varphi) \quad (51)$$

其中  $C$  为辐射在腔内每次往返的反射率,  $\varphi$  是相位移.

当把 Fresnel-Kirchhoff 方程 (50) 用于 GCL 腔模计算时, 由于腔内激光气体介质折射率和增益随时间-空间而变化, 因此将改变空腔情况下得到的腔模. 一旦把有限长度可饱和增益气体加入腔内, 腔模计算就成为数学上难以处理的非线性问题<sup>[1,2]</sup>. 为此提出了薄增益层近似法<sup>[3]</sup>, 即饱和增益集中在靠近一块腔镜的薄层内. 这样便将镜面间的线性波传播

与通过薄增益层的非线性传播分开, 使计算大为简化. 文 [66] 计算表明当  $M > 3$  时, 单一薄增益层近似失效, 因此又提出了多个 (20 个) 薄增益层模型, 这里  $M$  满足关系

$$N_{eq} = \frac{N}{2} \left( M - \frac{1}{M} \right) \quad (52)$$

$N_{eq}$  为等效 Fresnel 数,  $N$  为 Fresnel 数,  $N = a^2/\lambda h_y$ ,  $a$  为镜子半径,  $h_y$  为两腔镜距离,  $\lambda$  为波长.

正如节 2 所述, 光学模型不同对流场特性的影响较小, 因此通常采用如下近似: 由等增益模型假设下获得的流场特性和小信号增益分布出发, 利用薄增益层模型求解非线性 Fresnel-Kirchhoff 方程<sup>[1,2,66,67]</sup>. 近年来又提出了强相互作用模型<sup>[64~66]</sup>: 即把激光气流介质混合 (层流和湍流) 动力学、非平衡化学动力学、增益动力学和非稳定腔物理光学模型 (即腔模理论) 相耦合的综合模型, 同时考虑介质折射率、腔镜准直度、腔镜热畸变等因素对腔模的影响, 最终算出非稳定腔输出光束的振幅和相位分布. 对超声速化学氧碘激光 (COIL) 气流介质, 文 [68,69] 在谱线为均匀加宽的假设下, 通过联立求解三维 Navier-Stokes 方程、增益动力学和波动方程数值模拟了折射率、流场非均匀性、壁面催化度等因素对 COIL 特性、对近场和远场辐射强度和相位特性等的影响, 表明壁面催化度对 COIL 特性的影响较大, 图 7 是流场为均匀流和非均匀流时算出的近场和远场辐射强度特性<sup>[68]</sup>, 可见, 增强流场均匀性并不能改善光束发散特性.

#### 5 结束语

以超声速 HF/DF 化学激光和超声速氧碘化学激光为代表的高功率气流化学激光 (GCL) 是多学科 (非平衡反应动力学、分子原子光学、非平衡气体动力学、气体动力学、激光物理学) 交叉和多种工艺技术 (超声速喷管技术、气体发生器、扩压器、谐振腔及腔镜等技术) 相结合的结晶和产物; 其中由于超声速气动技术在控制强放热反应动力学和热力学方面的特殊本领, 使气体动力学理论和技术在大功率 GCL 领域起着关键的作用. 因此从气体动力学的角度来看, 应当进一步充分发挥气体动力学的特殊本领, 利用燃烧、爆炸、电弧加热器、超声速喷管和激波管等气动现象和技术探索并发展可获得大功率激光输出的新的红外、近红外和可见波段气流化学激光器. 由于非均匀加宽占优是高功率 GCL 的一个共同特点, 因此应当发展把气流宏观尺度运动、激光能级分子微观

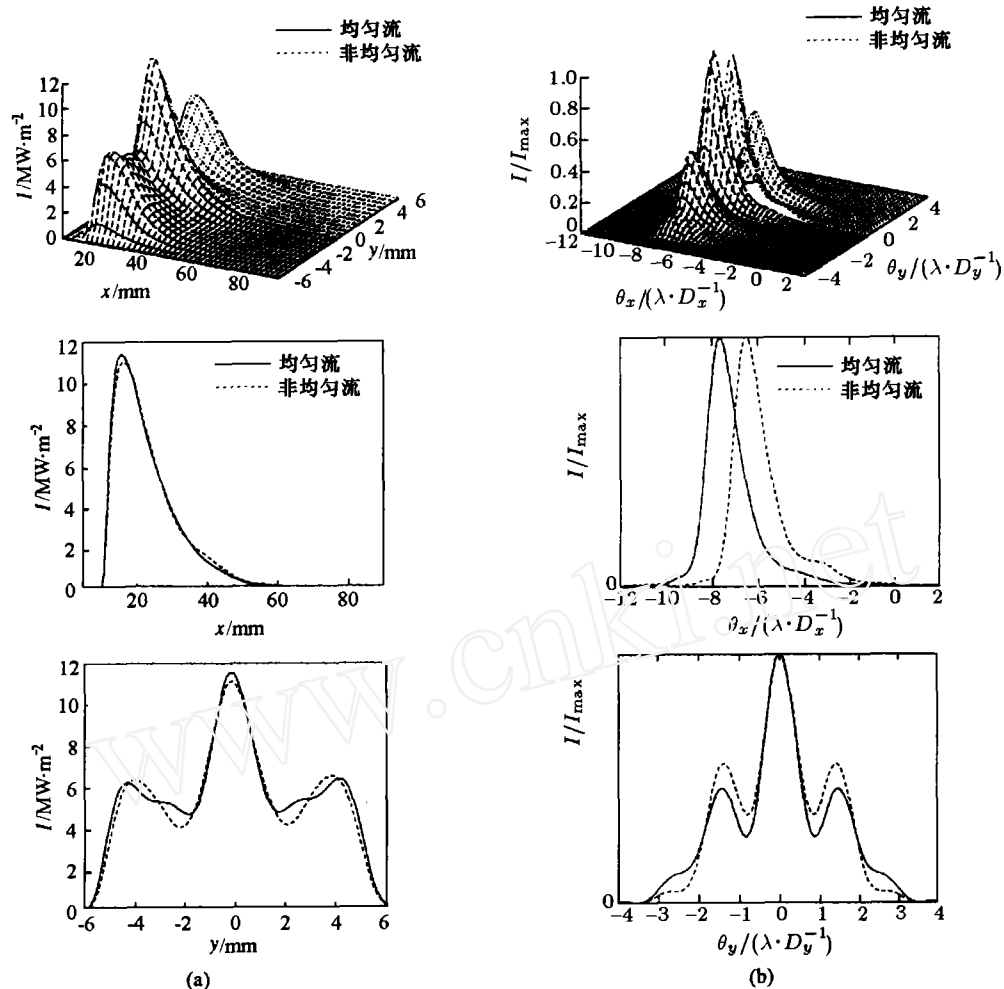


图7 超声速化学氧碘激光 (COIL) 中流场均匀性对近场和远场辐射强度分布的影响, (a) 为近场 (输出镜), (b) 为远场, 其中  $\theta_x$  和  $\theta_y$  为光束发散角,  $\lambda$  为波长,  $D_x$  和  $D_y$  为腔镜孔在  $x$  和  $y$  方向的宽度,  $I$  为辐射强度,  $I_{\max}$  为  $I$  的最大值

尺度运动与谐振腔物理光学理论相结合, 即把 SGK 模型和腔模理论相结合的综合模型, 以及相应算法和计算软件, 以便更好地预测输出光束的振幅和相位特性, 更好地实现可控参数的最佳化。

通过可控参数最佳化, 历史上曾把超声速 HF 化学激光的功率输出提高约 1000 倍<sup>[1]</sup>, 因此进一步发展可控参数最佳化的简化分析计算同样仍有必要。有人把超声速气流化学激光器看作是一个功能齐全、规模有大有小的气体动力设备 (包括气体发生器、喷管、光学谐振腔、光学输出系统和气动扩压器), 因此, 为了提高 GCL 的功率和效率、增强并改善气流混合特性、实现扩压器排气压与环境压力更好匹配等技术要求, GCL 气动设备的改进、优化和小型化无疑有许多值得进一步研究的问题。对于低压 (压力约小于 1.332 kPa) 气流中的辐射传输和强激光传输问题, 发展同时考虑气流宏观尺度运动和分子 (指与辐射相互作用的分子) 微观尺度运动的跨尺度的半气体动力学 (SGK) 模型同样是非常有价值的课题。

## 参 考 文 献

- 1 格罗斯 R W F, 博特 J F. 化学激光手册. 尹厚明等译. 北京: 科学出版社, 1987
- 2 庄琦, 桑凤亭, 周大正. 短波长化学激光. 北京: 国防工业出版社, 1997
- 3 Du Xiang Wan. Chinese high-tech program on lasers. *SPIE*, 1998, 3574: 33~35
- 4 Basov N G, et al. *Chemical Lasers*. Berlin: Springer-Verlag, 1990
- 5 Yang Bai Ling. Latest advances in COIL at Dalian. In: Petersburg St, ed. Proc. of 12th International Symposium on Gas Flow Chemical Lasers, High Power Laser Conference (GCL/HPL), 1998-08. 281~289
- 6 Carrol D A, et al. Coil for industrial applications. AIAA paper 98-2992, 1998
- 7 Carroll D L, Rothenflue J A. Experimental study of cutting thick aluminum and steel with a chemical oxygen-iodine laser using an  $N_2$  or  $O_2$  gas assist. *Journal of Laser Applications*, 1997, 19(3): 119~128
- 8 Hon J F, et al. A heuristic method for evaluation COIL performance. AIAA paper 94-2422, 1994
- 9 Anderson J D Jr. *Hyperbolic and High Temperature Gas Dynamics*. McGraw-Hill Book Company, 1988
- 10 卞荫贵, 徐立功. 气动热力学. 合肥: 中国科学技术大学出版社,

- 1997
- 11 Masuda W, et al. Numerical simulation of a supersonic flow chemical oxygen-iodine laser solving Navire-Stokes equations. *JSME International Journal, Series B*, 1997, 40(1): 87~92
  - 12 Buggln R C, et al. Three-dimensional(3-D) Navier-Stokes analysis of the mixing and power extraction in a supersonic chemical oxygen-iodine laser(COIl) with transverse I<sub>2</sub> injection. In: 25th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference. Colorado Springs, CO. 1994-06. paper 94-2435
  - 13 Carroll D. Chemical laser modeling with genetic algorithms. *AIAA Jour*, 1996, 34(2):338~346
  - 14 Carroll D. Modeling high pressure chemical oxygen-iodine lasers. *AIAA Jour*, 1995, 33(3):1454~1462
  - 15 Yang T T, et al. Chemical oxygen-iodine laser performance modeling. *AIAA Jour*, 1996, 34(2): 338~346
  - 16 Madden T J, et al. Detailed mixing in COIL devices. In: 25th AIAA plasmadynamics and lasers conference, Colorado Springs, CO, 1994-06-20-23, 1994. paper 94-2432
  - 17 Masuda W, et al. 3-D mixing reacting zone structure in a supersonic flow chemical oxygen-iodine Lasers. *JSME Inter Jour(Series B)-Fluids & Thermal Engineering*, 1997, 40(2): 209~215
  - 18 多丽萍等. 超声速碘化学激光器二维小信号增益的数值模拟. 强激光与粒子束, 1999, 11(2): 150~153
  - 19 张本爱等. 超声速连续流 COIL 二维半数值模拟. 计算物理, 1997, 14(2): 182~188
  - 20 李守先等. 碘化学激光器中混合现象的数值模拟. 强激光与粒子束, 1999, 11(5):535~537
  - 21 袁圣付等. DF/HF 化学激光器喷管流动数值模拟. 中国激光, 2001, A(1): 22~24
  - 22 Masuda W, et al. Effects of wall catalysis on the reacting zone structure of a supersonic flow chemical oxygen-iodine laser. *JSME Inter Jour(Series B)-Fluids & Thermal Engineering*, 1998, 41(3): 674~679
  - 23 Yan Hai-xing. Gradually mixing model used to calculate mixing nonequilibrium flow. In: Proc. of International Conference Laser'81, Dec. 1981 USA
  - 24 Hager G D, et al. A simplified analytic model for gain saturation and power extraction in the flowing chemical oxygen-iodine laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1996, 32(9): 1525~1536
  - 25 Quan V. Analytical evaluation of kinetics in oxygen-iodine laser nozzle flows. SPIE, 1997, 2989: 277~786
  - 26 Coppland D A, et al. Simple Model for optical extraction from a flowing oxygen-iodine medium using a Fabry-Perot resonator. SPIE Optical Resonators, 1990, 1224: 474~499
  - 27 Gao Z, Hu L M. Effects of the spectral line broadened model on the performance of a flowing chemical oxygen-iodine laser. *Chin Phys Letter*, 2002, 19(11): 1628~1631
  - 28 Barmashenko B D, et al. Modeling of mixing in chemical oxygen-iodine lasers: analytic and numerical solutions and comparison with experiments. *J Appl Phys*, 1994, 75(12): 7653~7665
  - 29 范安辅, 徐天华. 激光技术物理. 成都: 四川大学出版社, 1992
  - 30 朱如曾. 气体激光器中光强迭加原则的物理基础. 光学学报, 1982, 2(3): 198~203
  - 31 朱如曾. 联合二能级气体激光腔中输运方程的简化. 力学学报, 1982, 14(4): 379~387
  - 32 Gross R W F, Coffe J G. Saturation Process in Doppler-broadened HF vibrational transition. In: Onortato M, ed. Gas Flow and Chemical Lasers. New York: Plenum, 1984. 127~139
  - 33 Copeland D A. Effect of velocity cross-relaxation upon spectrum of a chemical oxygen-iodine laser. In: 25th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference., Colorado Springs, CO. June ,1994, paper 94-2430
  - 34 高智. 辐射非平衡流研究及对气流激光的应用. 见: 第二届全国流体力学会议论文集, 无锡, 1979. 62~65
  - 35 Gao Zhi(Z.Gao). A kinetic approach to nonequilibrium flow with application to gas flow lasers. In: Proc. of first Asian Congress of Fluid Mechanics, 1980-12. Bangalore, India, 1980. 181~188
  - 36 高智. 气流与化学激光中的碰撞和非均匀加宽效应 —— 理论分析模型. 物理学报, 1981, 12(12): 1591~1602
  - 37 高智. 辐射非平衡的分子运动论研究及对气流激光的应用. 力学学报, 1982, 14(1): 42~55
  - 38 高智, 鄂学全. 连续波流动化学激光的运动论研究. 中国科学 (A 辑), 1982, 25(2): 171~183
  - 39 Mirels H. Inhomogenous broadening effects in multimode CW chemical laser. *Appl Optics*, 1981, 20(2): 362~372
  - 40 Mirels H. Multimode low pressure CW chemical laser performance including source flow effects. *Appl Optics*, 1981, 20(14): 2379~2380
  - 41 Mirels H. Effects of transitional and rotational nonequilibrium on CW chemical laser performance. *Appl Optics*, 1988, 27(1): 89~100
  - 42 Copeland D A, Yang T T. Two-Dimensional source flow gain model for the chemical oxygen-iodine laser. SPIE, 1997, 2989: 90~108
  - 43 Zagidullian M V, et al. Kinetics of saturation of the active medium of an oxygen-iodine laser. *Soviet J Quantum Electronics*, 1984, 14(7): 930~936
  - 44 Mirels H. Inhomogeneous broadening effects in Ccw chemical lasers. *AIAA Jour*, 1979, 17(5): 478~489
  - 45 Vincenti W G, Kruger C H Jr. Introduction to physical gas dynamics. John Wiley, 1965(中译本, 物理气体动力学引论, 北京: 科学出版社, 1978)
  - 46 Gao Z, Qian J. Spectral line profile of turbulent flow. *Appl Optics*, 1987, 26(9): 1579~1580
  - 47 Gao Zhi. A theoretical model of gas flow laser amplifier. In: Proc. of 2nd Asian Congress of Fluid Mechanics, 1983-10. Beijing, China, 1983. 161~166
  - 48 鄂学全, 高智. 连续波化学激光的非均匀加宽效应. 光学学报, 1983, 3(6): 513~520
  - 49 Li Y H, Gao Z. Combined effects of various factors on the gain saturation in gas flow lasers. *Chinese Phys Lett*, 1985, 2(4): 173~176
  - 50 Gao Z, Yan H X. Interaction of gas-flow-medium with laser radiation and it numerical simulation. In: Pro. of International Conference on Fluid Mechanics, 1987-08. Beijing: Peking University Press, 1987. 882~887
  - 51 Yan H X, Gao Z. Laser-gas flow medium interaction and their numerical simulation. In: Pro. of 7th International Symposium on Gas Flow Chemical Lasers, Aug. 1988, Vienna, Austria, SPIE, 1988, 1031: 532~544
  - 52 高智. 气流化学激光中的增益饱和. 中国科学 (A 辑), 1984, 27(11): 1033~1054
  - 53 范安辅, 高智. 非平衡气流化学激光中的增益饱和效应. 物理学报, 1993, 42(3): 407~416
  - 54 Fan A F, Gao Z. Frequency characteristic of saturation gain of nonequilibrium gas flow and Doppler-broadened chemical lasers amplifiers. *Chinese Phys Lett*, 1991, 8(11): 566~571
  - 55 Fan A F, Gao Z. Cross-relaxation dynamics on anomalous saturation processes in low pressure supersonic CW HF laser amplifier. *Science in China(Series A)*, 1998, 41(10): 1083~1091

- 56 高智. 气流介质与化学激光相互作用的半气体动力学 (SGK) 模型. 中国科学院知识创新工程科技成果选辑, 2000
- 57 高智. 论气体激光中的对流效应. 物理学报, 1984, 33(10): 1294~1300
- 58 胡利民, 高智. 超声速氧碘化学激光 (COIL) 的性能分析. 强激光与粒子束, 2002, 14(4): 511~515
- 59 Gao Zhi, Hu Limin. Effects of spectral line broadened model on performance of flowing chemical oxygen-iodine laser. *Chin Phys Lett*, 2002, 19(11): 1628~1631
- 60 Miller J A, et al. Role of mixing in the chemical oxygen-iodine laser reactions. *AIAA Jour*, 1994, 32(6): 1228~1233
- 61 Maden T J, et al. Detailed mixing in COIL devices. AIAA paper 94-2432, 1994
- 62 Truesdell K A, et al. Phillips Laboratory COIL Technology Overview. AIAA paper 92-3003, 1992
- 63 Koop G, et al. Airborne laser flight-weighted laser module (FLM) and COIL modeling support. AIAA paper 2000-2421, 2000
- 64 Nikolaev V D, et al. An efficient supersonic COIL with more than 200 torr of total pressure in the active medium. AIAA paper 2000-2427, 2000
- 65 Yang T T, et al. High mach number, high pressure recovery COIL nozzle aerodynamic experiment. In: 31th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference, 2000-06, Colorado
- 66 Rensch D B, et al. Interactive diffraction calculations of transfer mode distributions in confocal unstable laser resonators. *Appl Opt*, 1973, 12(5): 997~1010
- 67 Sieman A E, et al. Output beam propagation and beam quality from a multimode stable-cavity laser. *IEEE J Quant Electron*, 1993, 29(4): 1212~1217
- 68 Hishida M, et al. Flow and optical fields in a supersonic flow chemical oxygen-iodine laser. AIAA paper 97-2391, 1997
- 69 Lampson A I, et al. Chemical oxygen-iodine laser (COIL) beam quality predictions using 3-D Navier-Stokes and wave optics codes. AIAA paper 98-2991, 1998
- 70 于德利等. 氧碘化学激光器输出光斑漂移和变形研究. 强激光与粒子束, 2001, 13(2): 151~154

## RESEARCH PROGRESS ON GAS FLOW-CHEMICAL LASER THEORIES \*

GAO Zhi HU Limin

LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080, China

**Abstract** Gas flow and chemical lasers, with supersonic CW HF/DF chemical laser and supersonic chemical oxygen-iodine laser (COIL) as their chief representatives, are making a great progress owing to their scientific significance, and military and industrial applications in recent thirty years. Because the supersonic mixing flow has a special capacity to control the strong-release-energy reaction dynamics and thermodynamic processes, nonequilibrium gas dynamics play a key role in developing gas flow and chemical lasers. The analysis and calculation for high power GCL performances continue to use methods of nonequilibrium gas dynamics, i.e., to assume the gas flow (including laser gas compositions) to be a continuous medium and the line profile to be broadened homogeneously and to solve simultaneously the gas dynamics equations, gain dynamics and radiation transfer equations, which was called the rate equations (RE) model. A semi-gas kinetics (SGK) model for predicting GCL's performance was presented in the late 1970s. In the SGK model, the gas flow is still assumed as a continuous medium, however, the influence of thermal random motions of lasing molecules on the GCL's performance and the inhomogeneous broadening effects are considered, a double-parameters perturbational method is used to solve the generalized Boltzmann equation describing the change of the velocity distribution function of lasing energy-level molecules. Therefore, the SGK-model considers both the macroscopic and microscopic scales. Some research progress on the RE- and SGK-models and their applications in predicting GCL's performances are presented in this paper. Some advances on the equal-gain model and the cavity-mode (or mode pattern) theory are discussed briefly. In view of gas dynamics, we present some topics worthy of further studies.

**Keywords** Supersonic HF/DF CW chemical laser, supersonic chemical oxygen-iodine laser (COIL), nonequilibrium gas dynamics, rate equations model, semi-gas kinetics model

\* The project supported by the National Nature Science Foundation of China (10272106, 10032050) and LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences