

## 非链式脉冲 DF 化学激光器反应动力学模型\*

阮鹏<sup>1)2)</sup> 谢冀江<sup>1)†</sup> 潘其坤<sup>1)2)</sup> 张来明<sup>1)</sup> 郭劲<sup>1)</sup>

1) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 激光与物质相互作用国家重点实验室, 长春 130033)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2012年8月3日收到; 2012年11月21日收到修改稿)

依据非链式脉冲氟化氙 (DF) 激光器的反应机理, 采用速率方程理论, 综合考虑了基态 DF 分子、D<sub>2</sub> 分子、D 原子、F 原子对激发态 DF 分子的消激发作用, 建立了非链式脉冲 DF 激光器反应动力学模型. 运用 Runge-Kutta 法对该模型进行数值计算, 得到了增益区内各组分子数密度随时间的变化关系. 进而运用该模型研究了工作气体配比和输出镜反射率对 DF 激光器腔内光子数密度、单脉冲能量、脉冲宽度和输出功率的影响, 得到了最佳气体配比和最佳输出镜反射率参数. 采用放电引发方式对非链式 DF 激光器进行了实验研究, 实验测得脉冲波形及单脉冲能量与速率方程理论模型计算结果基本一致. 本文的研究结果可为非链式脉冲 DF 激光器的优化设计提供理论参考.

**关键词:** 脉冲 DF 激光器, 动力学模型, 速率方程, 数值计算

**PACS:** 42.55.f, 42.55.Ks, 42.55.Ah

**DOI:** 10.7498/aps.62.094208

## 1 引言

氟化氙 (DF) 化学激光器输出波段为 3.5—4.2 μm, 处于大气红外传输窗口, 其覆盖了众多原子及分子的吸收峰, 因此在光谱学、激光雷达、大气监测及军事等诸多领域都有重要的应用价值和前景<sup>[1-4]</sup>. DF 激光器分为链式和非链式两种, 链式 DF 激光器建立在链式化学反应上, 其激光输出能量并不直接受注入能量的限制, 因而能实现高能量、高效率激光输出, 但是链式反应激光器存在支链反应, 有爆炸的危险. 相反, 非链式脉冲 DF 激光器具有无腐蚀性、反应可控不易爆炸、结构紧凑、操作简单、光束质量好等优点, 并能实现高功率高能量激光输出.

DF 分子的反应动力学特性与 HF 分子相似, 但二者在振动弛豫及受激跃迁特性方面存在很大区别. 目前研究重点主要集中在 HF 激光器反应动力学模型上, 尚未发现专门关于 DF 激光器反应动力学模拟的研究报道. Kerber 等对 H<sub>2</sub>-F<sub>2</sub> 体系的链式 HF 激光器的脉冲反应动力学过程进行了系统

的研究<sup>[5,6]</sup>, 该模型考虑了 68 个化学反应, 在对抽运过程、振动弛豫过程进行了详细分析之后给出了链式脉冲 HF 激光器反应动力学模型. Lyman 对 SF<sub>6</sub>-H<sub>2</sub> 体系的电引发非链式脉冲 HF 激光器的反应动力学进行了研究<sup>[7]</sup>, 重点在于对参与反应及反应生成的各粒子进行分析和讨论, 忽略了一些不重要的反应过程, 将用于建模的化学反应缩减到 49 个, 建立了非链式脉冲 HF 激光器反应动力学模型.

本文在上述两个模型的基础上, 为了缩短计算时间, 在能够正确描述 DF 激光器动力学过程的前提下, 将化学反应个数进一步缩减为 29 个. 首先分析了重要的化学反应过程, 然后运用速率方程理论建立非链式脉冲 DF 激光器反应动力学模型, 采用 Runge-Kutta 法对该模型进行数值计算, 并对增益区各组浓度变化进行了研究, 进而研究了气体参数及谐振腔参数对 DF 激光器性能的影响.

## 2 非链式脉冲 DF 激光器的理论模型

## 2.1 非链式脉冲 DF 激光器动力学反应

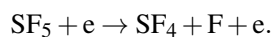
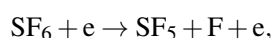
非链式脉冲 DF 化学激光器的抽运机理与一

\* 科技部国际合作专项基金 (批准号: 2011DFR10320) 资助的课题.

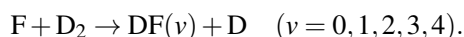
† 通讯作者. E-mail: eagle\_laser@163.com

些光抽运的 YAG 激光器<sup>[8]</sup>、电激励的 CO<sub>2</sub> 激光器<sup>[9]</sup>、Sr 离子激光器<sup>[10]</sup> 及氧碘化学激光器<sup>[11]</sup> 有很大不同. 非链式脉冲 DF 激光器通常采用无毒无腐蚀性 SF<sub>6</sub> 和碳氘化合物或 D<sub>2</sub> 作为工作物质, 在光触发、放电引发等条件下实现自持体放电, 进而引发非链式化学反应生成 DF 分子, 反应释放的能量将有选择地分布到 DF 分子较高的振动能级上, 从而形成粒子数反转, 实现非链式脉冲 DF 激光激励. 本文选取 SF<sub>6</sub> 和 D<sub>2</sub> 作为工作物质来模拟放电引发非链式脉冲 DF 激光器的反应动力学过程, 整个模型包含以下反应过程:

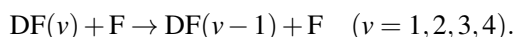
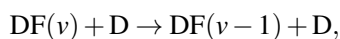
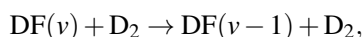
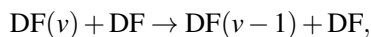
1) SF<sub>6</sub> 分子解离出 F 原子的过程



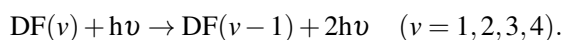
2) DF 分子生成过程



3) 激发态 DF 分子振动弛豫过程



4) 激发态 DF 分子受激辐射跃迁过程



从上述过程可以看出, 非链式脉冲 DF 激光器的输出性能取决于激发态 DF 分子的生成及其通过振动弛豫过程而消失的相对速率, 即激发态 DF 分子数密度. 激发态 DF 分子的生成速率受 F 原子的产出速率及 D<sub>2</sub> 含量的限制, 而消激发速率主要受基态 DF 分子、D<sub>2</sub> 分子、D 原子、F 原子对激发态 DF 分子的弛豫过程影响. 因此, 为了使激光器性能达到最佳, 应该对 SF<sub>6</sub>-D<sub>2</sub> 混合气体的比例进行合理设置.

## 2.2 计算模型

在预混连续波模型理论的基础上<sup>[12]</sup>, 采用速率方程理论建立了非链式脉冲 DF 激光器的

反应动力学模型. 在模型建立过程中只考虑振动能级之间的跃迁过程而不考虑转动过程, 并假设: 1) 工作物质在增益区内充分混合均匀; 2) 电子碰撞作用下 SF<sub>6</sub> 解离过程是获得 F 原子的唯一来源; 3) F 原子在放电的瞬间产生且在增益区分布均匀; 4) 受激辐射跃迁过程中气体温度保持不变.

根据上述理论和假设, 则放电引发非链式脉冲 DF 激光器的速率方程可表示为

$$\frac{d[\text{SF}_6]}{dt} = -k_e n_e [\text{SF}_6], \quad (1)$$

$$\frac{d[\text{F}]}{dt} = k_e n_e [\text{SF}_6] - k[\text{D}_2][\text{F}], \quad (2)$$

$$\frac{d[\text{D}_2]}{dt} = -k[\text{D}_2][\text{F}], \quad (3)$$

$$\frac{d[\text{D}]}{dt} = k[\text{D}_2][\text{F}], \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{DF}(4)]}{dt} = & k_4[\text{D}_2][\text{F}] - \sigma_4 c([\text{DF}(4)] \\ & - [\text{DF}(3)])q_4 \\ & - \sum_i k_{4i}[\text{DF}(4)][M_i], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{DF}(3)]}{dt} = & k_3[\text{D}_2][\text{F}] + \sigma_4 c([\text{DF}(4)] \\ & - [\text{DF}(3)])q_4 \\ & + \sum_i k_{4i}[\text{DF}(4)][M_i] \\ & - \sigma_3 c([\text{DF}(3)] - [\text{DF}(2)])q_3 \\ & - \sum_i k_{3i}[\text{DF}(3)][M_i], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{DF}(2)]}{dt} = & k_2[\text{D}_2][\text{F}] + \sigma_3 c([\text{DF}(3)] \\ & - [\text{DF}(2)])q_3 \\ & + \sum_i k_{3i}[\text{DF}(3)][M_i] \\ & - \sigma_2 c([\text{DF}(2)] - [\text{DF}(1)])q_2 \\ & - \sum_i k_{2i}[\text{DF}(2)][M_i], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{DF}(1)]}{dt} = & k_1[\text{D}_2][\text{F}] + \sigma_2 c([\text{DF}(2)] \\ & - [\text{DF}(1)])q_2 \\ & + \sum_i k_{2i}[\text{DF}(2)][M_i] \\ & - \sigma_1 c([\text{DF}(1)] - [\text{DF}(0)])q_1 \end{aligned}$$

$$-\sum_i k_{1i}[\text{DF}(1)][M_i], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{DF}(0)]}{dt} = & k_0[\text{D}_2][\text{F}] + \sigma_1 c([\text{DF}(1)] \\ & - [\text{DF}(0)])q_1 \\ & + \sum_i k_{1i}[\text{DF}(1)][M_i], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq_v}{dt} = & A_{v,v-1}[\text{DF}(v)] + \sigma_v c([\text{DF}(v)] \\ & - [\text{DF}(v-1)])q_v \\ & + \frac{c \ln R}{2L} q_v. \end{aligned} \quad (10)$$

$k_e$  为电子碰撞  $\text{SF}_6$  分子生成 F 原子的速率系数, 其数值为  $0.15 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ <sup>[13]</sup>.  $k$  为 F 原子与  $\text{D}_2$  反应生成 DF 分子的总反应速率系数,  $k_v (0 \leq v \leq 4)$  为 F 原子与  $\text{D}_2$  反应生成  $\text{DF}(v)$  分子的速率系数, 且  $k = k_0 + k_1 + k_2 + k_3 + k_4$ .  $M_i (i = 1, 2, 3, 4)$  依次为引起激发态 DF 分子振动弛豫的 DF 分子、 $\text{D}_2$  分子、D 原子和 F 原子,  $k_{vi}$  为第  $i$  种粒子  $M_i$  引起  $v$  能级 DF 分子振动弛豫的速率系数. DF 分子的生成及振动弛豫速率系数采用 Perry 和 Polanyi 给出的公式计算<sup>[14]</sup>.  $\sigma_v$  为  $v$  能级 DF 分子受激发射截面,  $\sigma_v$  取值范围为  $10^{-18} \sim 10^{-16} \text{ cm}^2$ <sup>[15]</sup>.  $A_{v,v-1}$  为  $v$  能级 DF 分子自发辐射系数, 且  $A_{4,3} = 155.1$ ,  $A_{3,2} = 131.5$ ,  $A_{2,1} = 98.1$ ,  $A_{1,0} = 54.5$ , 单位为  $\text{s}^{-1}$ <sup>[16]</sup>.  $n_e$  为电子数密度, 本文采用的电子密度经验公式为<sup>[17]</sup>

$$n_e(t) = N_0 [1 - \exp(-t)] \exp(-2t), \quad (11)$$

式中  $N_0$  取  $3.985 \times 10^{13}$ ,  $n_e$  的最大值可以达到  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

$q_v$  为  $v$  能级 DF 分子受激辐射到光腔中的光子数密度, 则光腔中总的光子数密度为

$$q = \sum_{v=1}^{v=4} q_v, \quad (12)$$

激光输出功率为

$$P_{\text{out}} = -\frac{S}{2} h\nu q c \ln R, \quad (13)$$

激光单脉冲能量为

$$E = h\nu \iint \frac{c \ln R}{2L} q dV dt, \quad (14)$$

式中  $h$  为普朗克常量,  $\nu$  为激光的中心频率,  $c$  为光速,  $R$  为耦合输出镜的反射率,  $L$  为激光器腔长,  $S$  为激光器增益截面,  $V$  为激光增益体积. 将计算出的放电引发非链式 DF 激光器的相关参数代入 (1)—(10) 式中, 采用 Runge-Kutta 法进行数值计算, 就可以得到反应过程中各组分粒子数密度、腔

内光子数密度及激光器输出参数随时间的变化情况.

### 3 理论计算结果与分析

为了了解腔内的各种反应过程和各组分粒子数密度的变化情况, 首先计算了反应物及生成物粒子数密度随时间的变化关系.  $\text{SF}_6$ 、 $\text{D}_2$  的初始气压分别为 10000 Pa、1000 Pa, 通过  $n(0) = p \times N_A / (8.31 \times T)$  计算出  $t = 0$  时的  $\text{SF}_6$ 、 $\text{D}_2$  粒子数密度分别为  $2.4143 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $2.4143 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 其中  $N_A$  为阿伏伽德罗常数,  $T$  为腔内气体绝对温度, 计算时  $T$  取 300 K, 其他粒子数密度的初始值均为 0. 当输出镜反射率  $R = 30\%$  时, 计算的腔内各组分粒子数密度随时间的变化关系如图 1 和图 2 所示.

从图 1 中可以看出, 反应物  $\text{SF}_6$  及  $\text{D}_2$  的密度都是随时间先快速减少最后趋近一个特定值, 生成物中的 F 原子密度先是快速增长达到峰值之后逐渐下降并最终趋于零, 而 D 原子密度经历了快速增长和慢速增长过程后趋于一个定值, 并没有下降的过程. 由于反应物在整个反应过程中只有消耗而无生成的过程, 因而其密度不断减小. 开始放电时, 增益区迅速产生大量的高能电子不断碰撞  $\text{SF}_6$  分子生成 F 原子, 同时, 产生的 F 原子开始与  $\text{D}_2$  发生化学反应生成 DF 分子, 但 F 原子的生成速率大于被消耗速率, 因而 F 原子密度迅速上升. 随着放电的进行, 增益区产生电子的速率逐渐下降导致 F 原子密度增长变慢. 最终由于放电的结束且 F 原子与  $\text{D}_2$  间的化学反应继续进行, F 原子密度最终趋于零. 在整个反应过程中, 由于 F 原子与  $\text{D}_2$  发生反应不断生成 D 原子, 且 D 原子没有被消耗, 因此 D 原子密度一直增加直到化学反应结束而趋于定值.

图 2 给出了 DF 分子各振动能级 ( $v \leq 4$ ) 上的粒子数密度随时间的变化情况. 首先  $v = 4$  能级 DF 分子数始终无法形成粒子数反转, 这里不做探讨. 对于其他能级, 当  $t < 0.3 \mu\text{s}$  时, 化学反应生成的各能级上的 DF 分子数密度不断上升, 此时虽然能级间实现了粒子数反转, 但是谐振腔内还没有形成受激谐振, 观察不到明显的 DF 分子能级跃迁, 腔内光子数密度也几乎为零. 当  $t > 0.3 \mu\text{s}$  时, 各能级间的反转粒子数密度继续积累, 在少数自发辐射光子的激发下,  $v = 3 \rightarrow v = 2$ ,  $v = 2 \rightarrow v = 1$ ,  $v = 1 \rightarrow v = 0$  间的 DF 分子跃迁形成受激谐振. 当  $t = 0.35 \mu\text{s}$  时,

各能级间反转粒子数密度积累到最大值, 各能级间的 DF 分子急剧跃迁. 受跃迁定则限制, 激发态 DF 分子间的跃迁具有级联效应, 因此可以明显观察到此时  $\nu = 3$  能级上的分子数下降量大于  $\nu = 2$  能级上的分子数, 同时处于较低能级的 DF 分子数表现出急剧上升趋势. 同时各振动能级间的跃迁辐射光子数密度开始迅速上升, 如图 3 所示. 随着化学反应的进行, 不断有新的激发态的 DF 分子生成, 同时消激发粒子数密度不断升高, 消激发作用不断增强,

相邻能级间反转粒子数密度逐渐减小, 腔内光子数密度在达到最大值后也开始下降. 当  $t > 0.55 \mu\text{s}$  时,  $\nu = 1 \rightarrow \nu = 0$ ,  $\nu = 3 \rightarrow \nu = 2$ ,  $\nu = 2 \rightarrow \nu = 1$  间粒子数反转依次消失, 各能级间跃迁的光子数密度依次降为 0, 各能级间的 DF 分子最终经过振动弛豫过程回到基态. 图 3 给出了模拟得到的腔内各振动能级间激射的光子数密度随时间的变化情况.

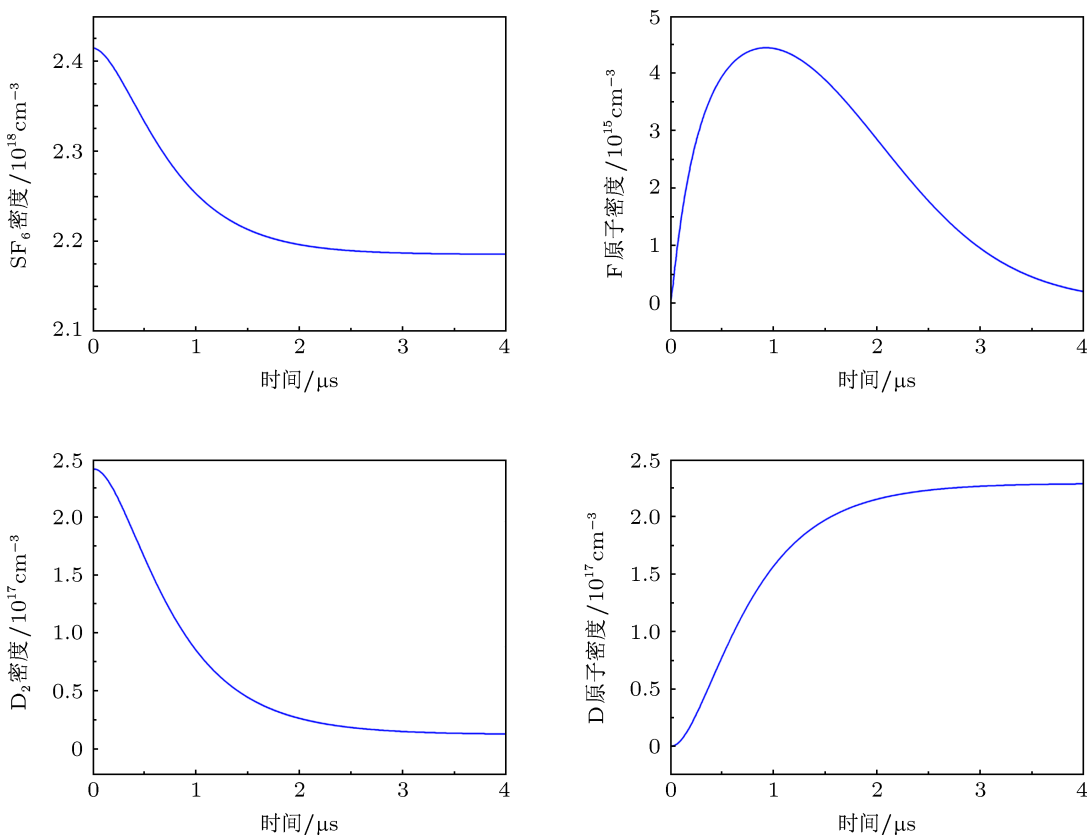


图 1 SF<sub>6</sub>、D<sub>2</sub>、F 和 D 的粒子数密度随时间的变化关系

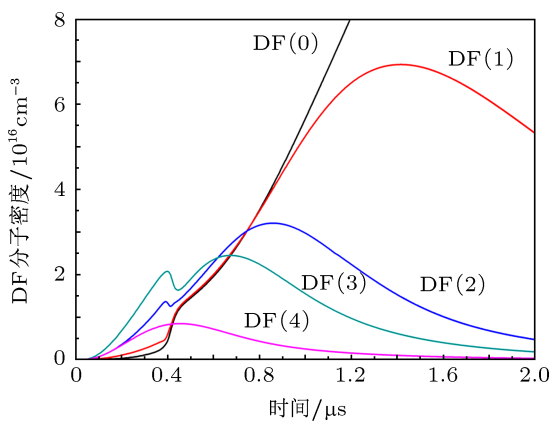


图 2 各能级 DF 分子数密度随时间的变化关系

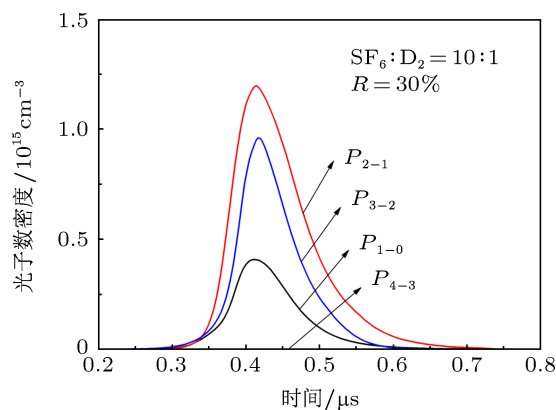


图 3 各振动能级间跃迁激射的光子数密度随时间的变化关系

## 4 非链式脉冲 DF 激光器输出性能

### 4.1 工作气体比例对激光输出性能的影响

对于非链式脉冲 DF 激光器, 存在最佳工作气体比例使激光器性能达到最佳. 在 SF<sub>6</sub> 气体含量和输出镜反射率保持不变的情况下, 采用上述反应动力学模型计算了 D<sub>2</sub> 密度对腔内光子数密度、单脉冲能量和脉冲宽度的影响, 计算结果如图 4、图 5 所示.

计算结果表明: 腔内光子数密度及单脉冲能量随 D<sub>2</sub> 密度的增加呈现出先增大再减小的趋势, 并在 D<sub>2</sub> 密度为  $2.4143 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  即 SF<sub>6</sub>:D<sub>2</sub> = 10:1 时腔内光子数密度和激光单脉冲能量达到最大值, 如图 4、图 5 所示. 当 SF<sub>6</sub> 含量保持不变时, 在同一放电条件下 SF<sub>6</sub> 解离出的 F 原子数目也为定值, 低密度的 D<sub>2</sub> 不足以使腔内的 F 原子全部参加反应导致生成的 DF 分子数密度较低, 另外多余的 F 原子对激发态的 DF 分子具有消激发作用, 所以振动能级之间的反转粒子数密度较低, 从而引起腔内光子数密度及单脉冲能量较低. 随着 D<sub>2</sub> 含量逐渐增加, 通过非链式化学反应生成的激发态 DF 分子数密度也增加, 同时 F 原子对激发态的 DF 分子的消激发作用减弱, 因而腔内的光子数密度及单脉冲能量均增加. 当 D<sub>2</sub> 含量过多时虽然生成的激发态 DF 分子数增多, 但由 D<sub>2</sub>、D 原子引起的消激发作用也增强, 所以反转粒子数密度反而减小, 引起腔内光子数密度和激光单脉冲能量下降. 当 D<sub>2</sub> 密度为  $2.4143 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  时, D<sub>2</sub> 和 F 原子含量相匹配, 激发态 DF 分子生成速率与振动弛豫速率的差值达到最大, 因此腔内光子数密度和单脉冲能量也达到最大值.

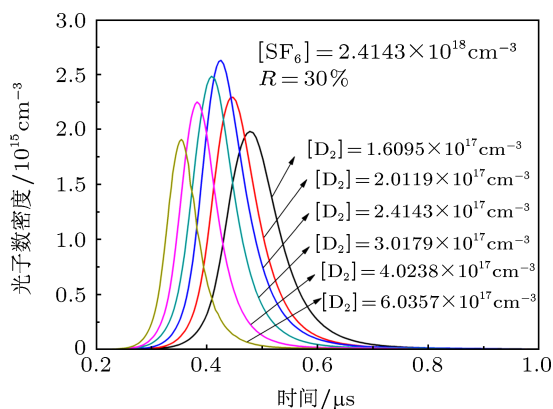


图 4 不同 D<sub>2</sub> 密度下的光子数密度随时间的变化关系

从图 4 可以看出, 激光脉冲建立时间随 D<sub>2</sub> 密

度的增加不断缩短. 当 F 原子密度相同时, 高密度的 D<sub>2</sub> 分子与 F 原子发生化学反应生成激发态 DF 分子的速率比低密度的 D<sub>2</sub> 分子快, 因而形成粒子数反转及受激辐射较快, 这将导致高密度 D<sub>2</sub> 分子时脉冲建立时间较短.

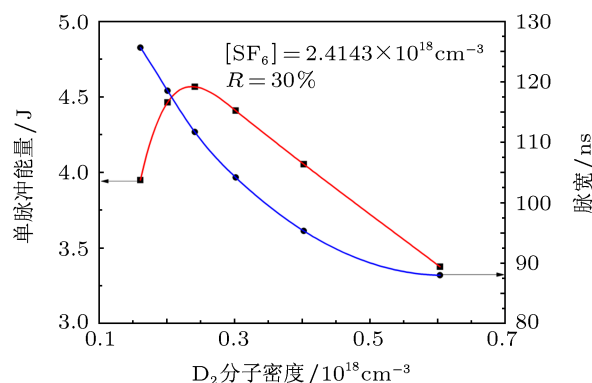


图 5 不同 D<sub>2</sub> 密度下的单脉冲能量及脉宽随时间的变化关系

从图 5 可以看出, 随着 D<sub>2</sub> 密度的增加 DF 激光脉冲宽度反而逐渐减小. 由于 SF<sub>6</sub> 分压保持不变, 工作气体总气压随着 D<sub>2</sub> 密度的增加不断升高, 激发态 DF 分子振动弛豫过程加快, 因此激光脉宽逐渐缩短.

### 4.2 输出镜反射率对激光输出性能的影响

输出镜反射率对激光器输出性能也有很大影响, 在气体比例和初始气压不变的条件下, 运用上述模型计算了输出镜反射率分别为 10%, 20%, 30%, 40%, 50% 和 60% 时腔内光子数密度、激光输出功率随时间的变化关系, 其结果如图 6、图 7 所示.

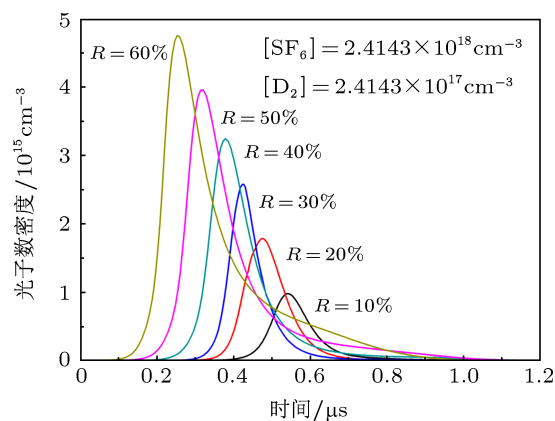


图 6 不同反射率时的腔内光子数密度与时间的关系

从图 6 可以看出随着输出镜反射率的升高, 腔内光子数密度逐渐增加, 激光脉冲建立时间不断

缩短. 这与激光器增益损耗比有关, 即输出镜反射率越大, 增益损耗比越大, 激光脉冲的建立时间越短.

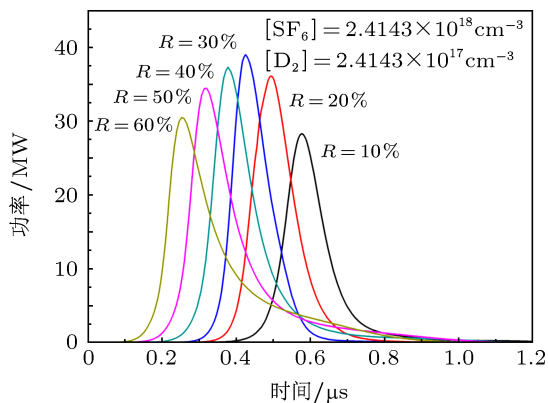


图7 不同反射率时输出功率与时间的关系

通过求解 (13) 式可得激光器输出功率与输出镜反射率的变化关系, 如图 7 所示. 在气体参数等其他条件保持不变的情况下, 输出镜反射率对激光器输出功率影响明显, 当输出镜反射率为 30% 时激光器输出功率取得最大值, 并且输出功率在 20% 到 50% 之间变化不大, 这为非链式脉冲 DF 激光器参数优化及实验研究提供了参考.

### 4.3 实验结果

为了验证理论计算结果, 采用紫外预电离放电引发方式对非链式脉冲 DF 激光器进行了实验研究, 实验装置如图 8 所示.

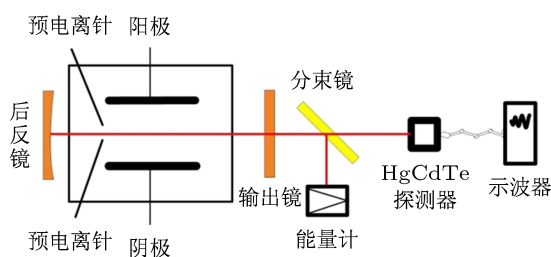


图8 实验装置示意图

实验中  $\text{SF}_6$  分压为 10 kPa, 充电电压为 39 kV, 在工作气体比例为  $\text{SF}_6:\text{D}_2 = 10:1$ , 输出镜反射率  $R = 30\%$  条件下, 采用 HgCdTe 探测器对激光脉冲波形进行了测量, 结果如图 9 所示. 实验测得的 DF 激光器光脉冲宽度为 148.8 ns, 对应的激光单脉冲能量为 4.95 J, 由此可得脉冲峰值功率为 33.27 MW.

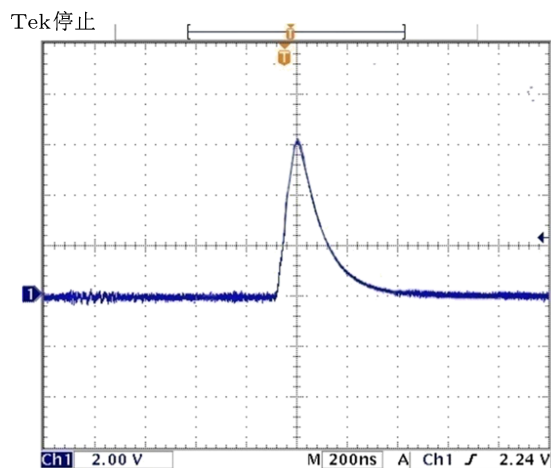


图9 非链式 DF 激光脉冲波形

保持  $\text{SF}_6$  分压为 10 kPa, 充电电压为 39 kV, 在输出镜反射率分别为 30% 和 50% 时, 实验研究了  $\text{D}_2$  分子密度对激光器单脉冲能量的影响, 实验结果与相应的理论计算结果如图 10 所示. 二者描述的单脉冲能量随  $\text{D}_2$  分子密度的变化趋势相一致, 即理论与实验均表明存在最佳  $\text{D}_2$  分子密度使激光器输出能量达到最大值. 由相同  $\text{D}_2$  分子密度时实验测量与理论计算的对比结果可知, 前者比后者高出 10% 左右, 引起这种偏差的主要原因为本模型的电子数密度公式采用了经验公式, 它只是增益区电子数密度的一种近似, 只能粗略描述实验条件下电子数密度变化情况. 为了更准确地解释该条件下激光器的单脉冲能量实验现象, 可将理论计算值乘上一个适当的修正系数.

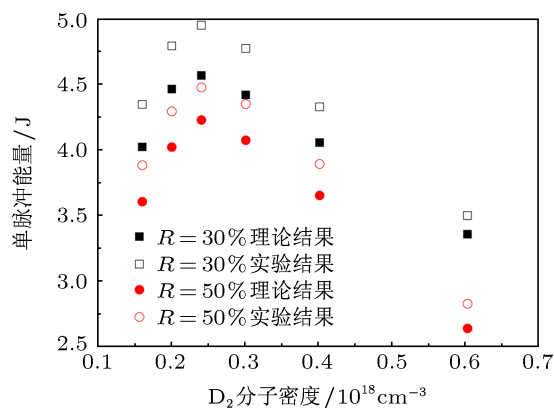


图10 激光器单脉冲能量随  $\text{D}_2$  密度的变化关系

## 5 结论

运用速率方程理论建立了非链式脉冲 DF 激光器反应动力学模型, 采用该模型研究了腔内各组分

粒子数密度随时间的变化关系及 DF 分子各振动能级辐射跃迁激光光子情况. 进而研究了 D<sub>2</sub> 密度和输出镜反射率对激光器输出性能的影响. 计算结果表明: 在 SF<sub>6</sub> 分子数密度为  $2.4143 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  保持不变, 且腔内气体绝对温度恒定为常温条件下,  $\nu = 4$  振动能级上的 DF 分子无法实现粒子数翻转, 且在有光子激射的跃迁过程中  $\nu = 2 \rightarrow \nu = 1$  能级间的跃迁激射出的光子数最多. 工作气体比例是影响非链式脉冲 DF 激光器输出能量的一个重要因素, 理论计算和实验测量均表明存在最佳 D<sub>2</sub> 密度

( $2.4143 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) 使激光器输出能量达到最大值. 激光器输出镜反射率对输出功率影响很大, 当输出镜反射率  $R = 30\%$  时输出功率达到最大值, 且输出功率在反射率为 20%—50% 之间变化很小.

该模型虽无法给出激光器单脉冲输出能量、峰值功率、脉冲宽度等参数的准确值, 但能够很好的描述非链式脉冲 DF 激光器的动力学反应过程及激光器输出性能随 D<sub>2</sub> 密度及输出镜反射率的总体变化趋势, 因而该模型的计算结果可为优化非链式脉冲 DF 激光器提供理论依据.

- [1] Paulson R F 1973 *Appl. Phys.* **44** 5633
- [2] Clayton H B, Frank A 1977 *NASA TN D-8390*
- [3] Serafetinides A A, Rickwood K R, Papadopoulos A D 1991 *Appl. Phys. B* **52** 46
- [4] Moore H 2000 *NDIA 2000 joint services small arms symposium* 29 August 2000 p7
- [5] Kerber R L, Emanuel G, Whittier J S 1972 *Technical Report TR-0172(2753)-3*
- [6] Kerber R L, Whittier J S 1977 *Technical Report AD-A043319*
- [7] Lyman J L 1973 *Appl. Optics* **12** 2736
- [8] Liu H, Yao J Q, Zheng F H, Lu Y, Wang P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1319 (in Chinese) [刘欢, 姚建铨, 郑芳华, 路洋, 王鹏 2008 物理学报 **57** 1319]
- [9] Tian Z S, Wang Q, Li Z Q, Wang Y S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2369 (in Chinese) [田兆硕, 王琪, 李自勤, 王雨三 2001 物理学报 **50** 2369]
- [10] Chen L, Mao B N, Wang Y B, Wang L M, Pan B L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6976 (in Chinese) [陈立, 毛邦宁, 王煜博, 王丽敏, 潘佰良 2007 物理学报 **56** 6979]
- [11] Li G F, Duo L P, Jin Y Q, Yu H J, Wang D Z, Sang F T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4672 (in Chinese) [李国富, 多丽萍, 金玉奇, 于海军, 王德真, 桑凤亭 2010 物理学报 **59** 4672]
- [12] Gross W F, Bott J F 1976 *Handbook of chemical lasers* (Sussex: John Wiley & Sons Ltd) p504
- [13] Panchenko A N, Orlovski V M, Tarasenko V F, Baksht E H 2003 *Proceedings of the SPIE* **5137** 303
- [14] Perry D S, Polanyi J C 1976 *J. Chem. Phys.* **57** 1574
- [15] Kompa K L 1973 *Chemical lasers* (Berlin: Springer-Verlag) p19
- [16] Arunane, Setser D W 1992 *J. Chem. Phys.* **97** 1734
- [17] Chen L 2007 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [程丽 2007 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]

# Dynamical model of non-chain pulsed DF laser\*

Ruan Peng<sup>1)2)</sup> Xie Ji-Jiang<sup>1)†</sup> Pan Qi-Kun<sup>1)2)</sup> Zhang Lai-Ming<sup>1)</sup> Guo Jin<sup>1)</sup>

1) (*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun 130033, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 3 August 2012; revised manuscript received 21 November 2012)

## Abstract

Based on the reaction mechanism of non-chain pulsed DF laser and taking into consideration the deactivation of the stimulated DF molecules by ground state DF molecules, D<sub>2</sub> molecules, D atoms, F atoms, the dynamical model for non-chain pulsed DF laser is established using the rate equation theory. Through solving this model with Runge-Kutta method, the dependence of species concentration in the gain area on time is obtained. Then the effects of the working gas ratio and the reflectance of output mirror on photon number density, single pulse energy, pulse width and output power are studied in light of this model. The optimum parameters of the working gas ratio and the reflectance of output mirror are attained based on the theoretical calculation. The pulse waveform and single pulse energy of non-chain pulsed DF laser calculated by using the rate equations theory agree well with experimental data based on electric-discharge. These results would provide a theoretical support for the optimization of non-chain pulsed DF laser.

**Keywords:** pulsed DF laser, dynamical model, rate equations, numerical calculation

**PACS:** 42.55.f, 42.55.Ks, 42.55.Ah

**DOI:** 10.7498/aps.62.094208

---

\* Project supported by the International Cooperation Special Foundation of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2011DFR10320).

† Corresponding author. E-mail: eagle\_laser@163.com