

光泵重水气体产生 THz 激光的半经典理论分析^{*}

何志红^{1,2)} 姚建铨^{1,2)} 时华锋²⁾ 黄 晓²⁾ 罗锡璋²⁾ 江绍基²⁾ 王 鹏¹⁾

1) 天津大学精密仪器与光电子工程学院激光与光电子研究所 教育部光电信息技术科学重点实验室 天津 300072)

2) 中山大学光电材料与技术国家重点实验室 广州 510275)

(2006 年 12 月 8 日收到 2007 年 2 月 16 日收到修改稿)

从半经典密度矩阵理论出发,采用三能级系统模型对光泵重水气体产生太赫兹激光进行了理论分析,求解得到了脉冲光泵重水气体分子产生太赫兹激光过程中激光信号增益系数 G_s 和抽运光信号被吸收系数 G_p 的表达式,通过迭代法对太赫兹激光信号的输出光强进行了数值计算,理论计算得到的频谱特性曲线完全符合受激 Raman 辐射的频谱特性,即频谱宽度较大、输出光强随抽运失谐量的改变而变化明显等特征。在脉冲激光抽运受激 Raman 辐射过程中,工作介质 D₂O 气体分子的偶极矩由于受到抽运脉冲光场的扰动发生变化,在频谱特性曲线中表现为受激辐射 THz 信号的谱线发生了分裂,理论计算结果与已报道的实验结果能较好地相符。

关键词:太赫兹激光,半经典理论,重水气体分子

PACC : 4255 , 0365S , 3300

1. 引 言

太赫兹波(THz)频段是指频率范围从 0.1—10 THz, 相应的波长范围从 30 μm 到 3 mm, 介于毫米波与红外光之间的电磁辐射区域。太赫兹频段是一个非常具有科学价值但尚未开发的电磁辐射区域,它的研究涉及物理学、光电子学及材料科学等,目前,太赫兹激光在成像、医学诊断、环境科学、信息通信及基础物理研究领域有着广阔的应用前景和应用价值。国内外的研究状况表明,缺少高功率、低造价和便携式的室温太赫兹光源是限制现代太赫兹技术应用的最主要因素,因此,获得 THz 波的方法是 THz 研究领域的前沿和重点之一^[1-3]。自从 1970 年 Chang 和 Bridges^[4]首次使用 CO₂ 激光抽运 CH₃F, C₂H₂Cl 和 CH₃OH 得到几十条远红外谱线振荡以来,这一技术已经成为产生太赫兹频段激光的重要并且实用的方法。

重水(D₂O)气体,是通过光学抽运产生 THz 的主要工作物质之一。由于 D₂O 气体分子自身的结构性质,决定了其可以产生丰富的 THz 信号谱线,其中信号最强的是波长 66,113 和 385 μm 的三条谱线,波长 385 μm 的谱线也成为光学抽运方式产生 THz

的特征谱线,该谱线可用于测定等离子体的密度温度及均匀性等参数,有着很强的实用性。尽管以前对光学抽运的工作方式和产生机理的研究已经做了较多的工作^[5,6],但已有的对光泵重水气体分子激光器的研究主要处于实验阶段,缺乏相应的理论分析,并且研究对象都为较长的工作腔(一般为 3 m 左右的长腔),庞大的体积大大限制了其应用的前景。在成功求解光泵 NH₃ 分子的理论及相应实验的基础上^[7],本文从 Lamb 的半经典密度矩阵的理论出发,对光泵 D₂O 气体(以输出波长为 385 μm 为例)的原理进行了理论分析和计算,为简化计算只考虑了超辐射的工作方式,数值计算的结果为实验研究提供了指导和依据。

2. 理论模型与数值求解

描述激光产生过程的基本理论有经典的速率方程理论、半经典的密度矩阵理论和全量子理论。速率方程理论是在忽略了光子的相位特性和光子数的起伏前提下描写激光光子群与原子体系相互作用的理论方法,只考虑激光与介质作用的线性效应,忽略了相干效应,实际上是量子理论的一种简化模型。对于大功率抽运机理主要应用了激光与工作介质相互作

* 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20040056010)资助的课题。

† E-mail : honghezhi@sohu.com

用的非线性效应,在共振或近共振条件下相干效应特别明显,速率方程的理论模型对此无能为力。全量子理论属于量子电动力学方法,它把光频电磁场和原子体系都加以量子化处理,并将二者作为一个统一的物理体系加以描述,全量子理论适宜于 10^{13} — 10^{18} Hz 的频率范围,对于 THz 激光,其上限频率为 10^{13} Hz,室温下 THz 波段中热噪声相对于光子的量子噪声起伏效应已不能忽略,THz 波段激光的各种量子效应不能显现出来,并且其求解过程非常复杂。半经典密度矩阵理论(Lamb 理论)的基本思想是把激光辐射场看作经典的、由 Maxwell 方程描述的电磁波场,将工作介质(D_2O 气体)看作 Schrödinger 方程描述的量子力学系统,场对介质的作用表现为 Schrödinger 方程中的微扰哈密顿量,场的扰动可使分子的状态发生变化;而介质对场的作用归结为 Maxwell 方程中的极化强度项,亦即极化介质作为场的发射源又可使场发生变化。这种相互作用反复进行,直至自洽。据此建立激光自洽场的振幅和频率方程,采用量子统计的密度矩阵方法导出极化强度进而求解自洽方程。密度矩阵理论处理实际上就是在系统的精确波函数不知道的情况下计算力学量算符的平均值的一种方法。在忽略了量子起伏等细节的情况下,半经典密度矩阵理论不仅能够描述光泵 THz 激光介质的各种跃迁过程,而且也描述了这些过程的相互作用和激光过程的饱和效应,同时可以反映激光介质的非线性效应。因此采用半经典密度矩阵理论来描述光泵 THz 过程是一种比较准确有效的处理方法^[8]。

由 Schrödinger 方程可以直接导出密度矩阵运动方程:

$$\frac{\partial \rho_{mn}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} \sum_k \rho_{nk} H_{km} - \frac{i}{\hbar} \sum_k H_{nk} \rho_{km}, \quad (1)$$

其中 $\rho_{mn} = C_m * C_n^*$ 是系统的密度矩阵算符, H 为哈密顿算符,方程(1)写成矩阵形式为

$$\frac{\partial \rho_{mn}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [\rho, H]_{mn}. \quad (2)$$

场对介质的作用表现为哈密顿微扰项,可以令

$$H = H_0 + H' + H'', \quad (3)$$

其中, H_0 为非微扰哈密顿量, H' 为外加电场与介质相互作用的哈密顿量, H'' 为介质内部相互作用的哈密顿量。外场的作用即为微扰场与介质的作用,因此密度矩阵的运动方程为

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = (E_i - E_j)\rho_{ij} + [H', \rho]_{ij} + [H'', \rho]_{ij}. \quad (4)$$

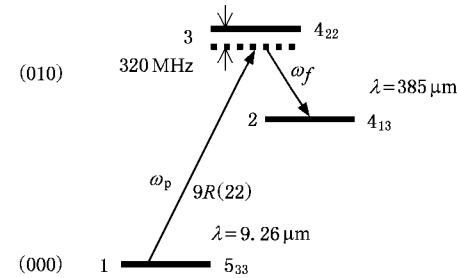


图 1 光泵 D_2O 产生 THz 过程的三能级近似

光泵 D_2O 气体产生 THz 的过程至少涉及三个能级(如图 1)。图 1 中所示是正常的三能级系统,与之相对应还有倒置的三能级系统。与正常三能级系统相比较,倒置的系统更难以实现。本文的理论模型采用 D_2O 气体分子的正常三能级模型,抽运源是 CO_2 激光器的 $9R(22)$ 谱线,波长为 $\omega_p = 1079.9136 cm^{-1}$ ($9.26 \mu m$) ,抽运工作介质为 D_2O 分子,其中涉及到的三个能级分别为^[9]

$$\begin{aligned} E_1(5_{33}) &= 267.58083 cm^{-1}, \\ E_2(4_{13}) &= 1321.41375 cm^{-1}, \\ E_3(4_{22}) &= 1347.39375 cm^{-1}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 5_{33} 4_{13} 4_{22} 分别表示三个能级对应的量子状态数 $J_{(k-1) \times k+1}$ 。 E_1 能级到 E_3 能级的跃迁为 P 支跃迁,能级差为 $\omega_{13} = E_3 - E_1 = 1079.81292 cm^{-1}$,跃迁的电偶极距为^[10]

$$D_p(J, K) = [J^2 - K^2] J(2J+1), \quad (6)$$

$$|\mu_p|^2 = \mu_{p0} D_p(J, K),$$

其中 $D_p(J, K)$ 为量子态 P 支跃迁的方向余弦矩阵元, μ_{p0} 由分子的永久电偶极距算出,其值与振动态能级和跃迁类型有关, $\mu_{p0} = 10^{-31} C \cdot m$ ^[4]。

光泵气体激光器对抽运源要求其谱线必须与气体的吸收谱线很好的重合,而在上面的三能级模型中抽运源与辐射谐振频率没有完全重合,抽运失谐量 $\delta = \omega_p - \omega_{13} = -0.1007 cm^{-1}$ (约 320 MHz)。对于强功率脉冲抽运机理,100—1000 MHz 的频偏将会产生类 Raman 发射^[11,12]。在 Raman 发射过程中,不需要上下能级间的粒子数反转,因而其激光作用更为有效。

分子由 E_3 能级到 E_2 能级的跃迁为 R 支跃迁,能级差为 $\omega_{23} = E_3 - E_2 = 25.98 cm^{-1}$,辐射产生的 THz 波长为 $\lambda_s = 385 \mu m$ (约为 0.779 THz)。这是抽运 D_2O 气体分子产生的所有谱线中最典型的 THz 信号

谱线跃迁的电偶极距为^[10]

$$D_R(J, K) = [(J+1)^2 - K^2] \chi(J+1)(2J+1), \\ |\mu_R|^2 = \mu_{R0} D_R(J, K), \quad (7)$$

其中 $D_R(J, K)$ 为量子态的 R 支跃迁的方向余弦矩阵元, μ_{R0} 由分子的永久电偶极距算出, 其值与振动态能级和跃迁类型有关, $\mu_{R0} = 2.28 \times 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}^{[5]}$.

在三能级近似下的光学抽运模型中, 可以用系统的密度矩阵方程描述^[13, 14]. 由于气体分子的相互碰撞是随机的, 可以用唯象的弛豫项代替, H' 的作用就是在没有任何外加扰动的情况下 ($H' = 0$) 使 ρ_{ij} 产生变化. 经过一定的时间必然达到平衡, 系统的密度矩阵非对角元为零, 即

$$\rho_{ij}^e = 0 \quad (i, j = 1, 2, 3; i \neq j), \quad (8)$$

而系统的密度矩阵对角元满足 Boltzmann 分布, 即

$$\rho_{ii}^e = e^{-E_i/kT} / \sum_m e^{-E_m/kT} \quad (i, m = 1, 2, 3), \quad (9)$$

其中 k 为 Boltzmann 常数, T 为绝对温度.

对于三能级系统, 满足归一化条件, 即

$$\sum_{i=1}^3 \rho_{ii}^e = 1. \quad (10)$$

在室温条件下 $T = 300 \text{ K}$, 代入三个能级的数值, 可以求得

$$\begin{aligned} \rho_{11}^e &= 0.98812, \\ \rho_{22}^e &= 0.00631, \\ \rho_{33}^e &= 0.00557, \end{aligned} \quad (11)$$

上式表明在热平衡状态下, D_2O 的三能级系统中粒子数(分子数)99% 处于最低能级即基态 $E_1(5_{33}) = 267.58083 \text{ cm}^{-1}$; 只有 1% 处于高能级激发态, 其中第二能级的分子数大于其上能级第三能级的粒子数. 这是热平衡状态下三能级系统的正常分子数分布. 抽运过程中要使处于基态的分子跃迁到分子数分布最少的第三能级激发态, 从而使第三能级的分子数大于第二能级的分子数, 形成这两个能级之间的分子数分布反转的状态. 第三能级的分子数大于第二能级的分子数的状态是不稳定的, 分子会自发地由第三能级跃迁至第二能级, 跃迁过程产生 THz 波段的电磁波辐射.

把(8)(9)两式代入(4)式可以得到, 密度矩阵非对角元的运动方程的表达式为

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = \hbar \omega_{ij} \rho_{ij} + [H', \rho]_{ij} + \frac{i\hbar}{\tau_{ij}} \rho_{ij} \\ (i, j = 1, 2, 3; i \neq j), \quad (12)$$

其中 $\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar$, τ_{ij} 为横向弛豫时间, 值为正

实数, 具有厄米性, 即 $\tau_{ij} = \tau_{ji}$. 当 $H' = 0$ 时, $\tau_{ij} \rightarrow 0$. 假定介质系统中每一个分子在开始时刻波函数的相位是相同的, 那么 τ_{ij} 就是它们之间的相位变成任意值所需要的时间. 对于 D_2O 气体分子可以近似认为所有的横向弛豫时间相等, 即 $\tau_{12} = \tau_{21} = \tau_{13} = \tau_{23} = T_a = 2.5 \times 10^{-8}/P$, 其中 P 的单位取 Torr^[5] ($1 \text{ Torr} = 133.3 \text{ Pa}$).

密度矩阵的对角元的运动方程可以改写为

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ii}}{\partial t} = [H', \rho]_{ii} + i\hbar \sum_k (\rho_{kk} W_{ij} - \rho_{jj} W_{ik}) \\ (i, j, k = 1, 2, 3; i \neq j, j \neq k), \quad (13)$$

其中 W_{ij} 为当 $H' = 0$ 时, 从 i 到 j 态的跃迁概率, $\rho_{kk} W_{ij}$ 表示由于 $k \rightarrow j$ 跃迁使 j 态的集居度增加, 而 $-\rho_{jj} W_{ik}$ 表示由于 $j \rightarrow k$ 跃迁使 j 态集居度减小. 当 $H' = 0$ 和 $t \rightarrow \infty$ 时, $\rho_{ij} = \rho_{ij}^e$, 与时间无关, 因而有

$$T_{ij} \equiv \rho_{kk}^e W_{ij} = \rho_{jj}^e W_{ik} \equiv T_{jk} \\ (i, k = 1, 2, 3; j \neq k), \quad (14)$$

即从其他任何能级 k 态跃迁到 j 态的粒子数必等于从 j 态跃迁到 k 态的粒子数. 把(14)式代入(13)式, 对所有的 k 有 $T_{jk} = \tau_j \rho_{jj}^e$ 具有归一性, 可以得到

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = [H', \rho]_{ij} - \frac{i\hbar}{\tau_j} (\rho_{jj}^e - \rho_{ij}^e) \\ (i, j, k = 1, 2, 3; i \neq j), \quad (15)$$

其中 τ_j 为纵向弛豫时间, 它表示当一个系统受到外来干扰后重新达到热平衡态所需要的时间, 气体中分子之间的相互碰撞以及自发辐射都对其有贡献.

密度矩阵运动方程的完整表达((12)(15)式)说明密度矩阵 ρ 运动中的驱动源为外加电场的哈密顿量 H' . 一般情况下, 电偶极辐射远大于磁偶极辐射. 在电偶极近似下, 其作用的哈密顿量可以表示为

$$H' = -\mu \cdot E, \quad (16)$$

其中 μ 为电偶极距, E 为外加电场, 抽运过程中只考虑抽运场和 THz 信号场. 且 $\omega_p \approx \omega_{31}, \omega_s = \omega_{32}$, 则

$$E(t) = \frac{1}{2} E_p e^{i\omega_p t} + \frac{1}{2} E_s e^{i\omega_s t} + C \cdot C. \quad (17)$$

设非对角元有尝试解:

$$\begin{aligned} \rho_{12} &= P_{12} e^{(\omega_p - \omega_s)t}, \\ \rho_{13} &= P_{13} e^{i\omega_p t}, \\ \rho_{32} &= P_{32} e^{i\omega_s t}, \end{aligned} \quad (18)$$

其中 $\rho_{ij} = \rho_{jk}^*$, $P_{kj} = P_{jk}^*$, E_p, E_s 和 P_{kj} ($k, j = 12, 13, 32$) 都是时间的缓慢函数.

在上述三能级系统(如图 1)中,第一能级和第二能级之间无跃迁(也称为禁戒跃迁),其偶极距 $\mu_{12} = 0$,分子的固有偶极距 $\mu_{jj} = j|\mu|j$ 并不直接影响跃迁过程,故可以假定 $\mu_{jj} = 0$ 而不会影响结果。记 $\mu_{13} = \mu_p$, $\mu_{32} = \mu_s$, $\mu_{12} = \mu_{11} = \mu_{22} = \mu_{33} = 0$, $\mu_{jk} = \mu_{kj}^*$ 抽运场和 THz 信号的 Rabi 频率和弛豫时间的乘积分别为

$$B_p = \mu_p E_p \tau_{13}/2\hbar, B_s = \mu_s E_s \tau_{23}/2\hbar,$$

设抽运场和 THz 信号场最初位相相同,即 $B_p = B_p^*$, $B_s = B_s^*$ 。对于脉冲抽运 THz 激光器,抽运脉冲持续时间(约 100 ns)远大于 THz 激光介质分子的弛豫时间(数量级 10 ns),因而可以近似把系统看成稳定状态,即

$$\partial\rho_{11}/\partial t = \partial\rho_{22}/\partial t = \partial\rho_{33}/\partial t = 0.$$

在旋波近似下, $W \equiv \tau_j/T_a$, 则可以得到系统密度矩阵运动方程的表达式为

$$\begin{aligned} \rho_{11} - (WB_p P_{31} - C \cdot C) &= \rho_{11}^e, \\ \rho_{22} - (WB_s P_{32} - C \cdot C) &= \rho_{22}^e, \\ \rho_{33} - (WB_p P_{31} + WB_s P_{23} - C \cdot C) &= \rho_{33}^e, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} L_{12} P_{12} - (\rho_{22} - \rho_{11}) B_s + B_p P_{32} &= 0, \\ L_{13} P_{13} + (\rho_{33} - \rho_{11}) B_p + B_s P_{32} &= 0, \\ L_{23} P_{23} - B_p P_{21} + B_s P_{13} &= 0, \end{aligned} \quad (20)$$

其中

$$L_{12} = (\omega_{21} - \omega_s) T_a + i = y + i$$

$$L_{13} = (\omega_{31} - \omega_p) T_a + i = x + i$$

$$L_{23} = (\omega_{31} - \omega_p) T_a - (\omega_{21} - \omega_s) T_a + i = x - y + i$$

其中 $x = (\omega_{31} - \omega_p) T_a$ 称为抽运失谐量或泵频偏, $y = (\omega_{21} - \omega_s) T_a$ 称为信号失谐量或信号频偏。

加上非对角元方程(20)式的三个共轭方程,组成九阶方程组,求解即可得 P 的虚部 $\text{Im}(P_{13})$, $\text{Im}(P_{32})$ 表达式。

对于理想气体,单位体积的粒子数 N 与气体压强 P 的关系为 $N = P/(KT)$, 考虑到 D₂O 分子的能量数据^[9]不难求得 $T = 300$ K 温度下该三能级系统中参与反应的工作气体 D₂O 分子数为 $N_v = 6.15 \times 10^{21} P$ 其中 P 的单位取 Torr。超辐射的光场可以近似为平面波,由电磁场理论可以得到激光器内 D₂O 蒸气对 THz 信号的增益系数和抽运场的吸收系数分别为

$$G_s = -\frac{2N_v\mu_s^2 T_a}{\epsilon_0 \eta c \hbar B_s} \text{Im}(P_{32}) - \alpha_s,$$

$$\begin{aligned} G_p &= -\frac{2N_v\mu_p^2 T_a}{\epsilon_0 \eta c \hbar B_p} \text{Im}(P_{13}) - \alpha_p, \\ I_s &= I_{s0} e^{-G_s L}, \\ I_p &= I_{p0} e^{-G_p L}, \end{aligned} \quad (21)$$

其中 N_v 为 D₂O 蒸气有效分子数密度, μ_s 和 μ_p 分别为跃迁复电偶极距, ϵ_0 为真空中的介电常数, $\eta = (\epsilon/\epsilon_0)^{1/2}$ 为 D₂O 蒸气的折射率, c 为真空中光速, $\hbar = h/2\pi$ 为普朗克常数, α_s 和 α_p 分别为修正数。

由(21)式可以看出,增益除了与 D₂O 分子结构和工作气压、温度等参数有关,还与抽运场光强和 THz 信号本身的光强有关,即 G_s , G_p 与 I_s , I_p 相互制约。在激光器抽运入口处, I_s 的值最小, I_p 的值最大,则 G_s 的值最大, G_p 的值最小。沿工作腔轴线方向,随着抽运能量不断被 D₂O 分子吸收, I_s 逐渐增大, I_p 逐渐减小,则 G_s 的值逐渐减小, G_p 的值逐渐增大。可以想象当工作腔长度增加到足够大的时候, G_s 的值减小到最小,D₂O 蒸气分子达到自治状态, I_s 的值将不再随工作腔长度的增加而增大。由于沿工作腔轴线方向, G_s , G_p , I_s , I_p 都不是常数,无法直接计算出工作腔轴线方向上各点的增益系数 G_s 和输出光强 I_s 。为此采用迭代算法,将工作腔微分为 N 段(如图 2),每段的长度为 ΔZ 。从第一段开始计算,把第一段输出端的抽运场光强和 THz 信号场光强 I_{p1} , I_{s1} 作为第二段输入端的抽运场光强和 THz 信号场起始光强,依此类推,把第 n 段输出端的抽运场光强和 THz 信号场光强 I_{pn} , I_{sn} 作为第 $n+1$ 段输入端的抽运场光强和 THz 信号场起始光强,在 ΔZ 长度内可以认为 G_s , G_p 为稳定值,有

$$\begin{aligned} I_{p(n+1)} &= I_{pn} e^{-G_p \Delta Z}, \\ I_{s(n+1)} &= I_{sn} e^{-G_s \Delta Z}. \end{aligned} \quad (22)$$

由此可以迭代计算出工作腔内各点对抽运光强的吸收系数和对 THz 信号光强的增益系数,最后即可以得到激光器整个工作腔输出端功率密度。很明显, ΔZ 取值越小,计算的结果越精确,但是计算量也就越大,在合理的范围内可以取 $\Delta Z = 1$ mm。



图 2 腔长微分成 N 份

抽运源采用 TEA-CO₂ 激光器产生的 9R(22)谱

线,波长为 $9.26 \mu\text{m}$,其功率密度为 $I_{p0} = 3 \text{ MW/cm}^2$. 在强抽运激光作用下,分子气体被激活,具有一定的 THz 波增益,激光辐射是从微弱的背景噪声辐射开始的,由普朗克公式可以得到黑体辐射白噪声中的 THz 部分光强为

$$I_s = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3(e^{h\nu/kT} - 1)} d_\nu. \quad (23)$$

THz 带宽 d_ν 取 100 MHz ,辐射 THz 波长为 $385 \mu\text{m}$,代入(23)式可以得到 $I_{s0} = 2.2 \times 10^{-13} \text{ W/cm}^2$. 初始 THz 信号在激活介质中不断得到放大,最后输出大功率 THz 波激光脉冲. 而抽运光能量则不断被气体分子吸收,其中部分转换成 THz 波激光能量. 本文用到的各参数列在表 1 中.

表 1 计算中用到的各参数

参数	取值
光速 $c/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	2.997925×10^8
普朗克常数 $h/\text{J}\cdot\text{s}$	6.6256×10^{-34}
玻尔兹曼常数 $k/\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$	1.38062×10^{-23}
能级 $E_1(5_{33})/\text{cm}^{-1}$	267.53083
能级 $E_2(4_{13})/\text{cm}^{-1}$	1321.41375
能级 $E_3(4_{22})/\text{cm}^{-1}$	1347.39375
能级 $1,3$ 之间电偶极距 $\mu_{13}/\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$	1.077528×10^{-31}
能级 $2,3$ 之间电偶极距 $\mu_{23}/\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$	2.26848×10^{-30}
弛豫时间 $\tau/\text{s}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$	1.87547×10^{-10}
抽运源波长 $\lambda/\mu\text{m}$	9.26
抽运光初始功率密度 $I_{p0}/\text{M W}\cdot\text{cm}^{-2}$	3.0
有效分子数密度 n_v/cm^{-3}	$4.61 \times 10^{19} P$
工作腔长 L/m	0.5
工作温度 T/K	300
工作气体压强 P/Pa	1999.5

3. 结果与分析

以 THz 信号的中心频率(失谐量为零)为零点,在一定频偏范围内对工作腔中各点逐点计算(工作腔长度设定为 0.5 m),采用数值解法求解理论模型,可以得到激光器的输出频谱特性曲线如图 3 所

示. 从图 3 可以看出,在 D_2O 气体压强和系统所处温度固定不变($P = 1.995 \times 10^3 \text{ Pa}$, $T = 300 \text{ K}$)的情况下,曲线出现两个峰,这是由于抽运源频率并没有与能级 $1,3$ 之间差值的谐振频率完全吻合,存在抽运频率偏差值 $\delta = -320 \text{ MHz}$,对于高功率脉冲抽运系统可以产生受激 Raman 辐射. 理论得到的频谱特性曲线完全符合受激 Raman 辐射的频谱特性,即频谱宽度较大、输出光强随抽运失谐量的改变而变化明显等特征. 在脉冲光学抽运受激 Raman 辐射中,工作介质 D_2O 分子的偶极距由于受到抽运脉冲光场的扰动发生变化,在频谱特性曲线中表现为辐射 THz 信号的谱线发生分裂(如图 3 中的两个峰). 计算结果与已报道的实验结果能较好地相符.

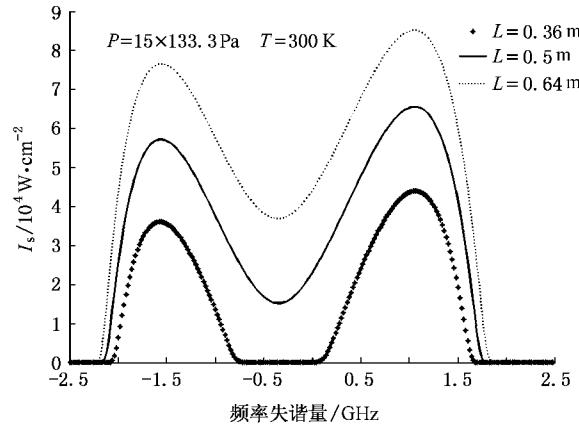


图 3 理论计算出的频谱特性曲线

4. 结论

本文从 Lamb 的半经典密度矩阵理论出发,应用三能级分子系统模型对超辐射方式抽运 D_2O 气体产生 THz 激光过程进行了理论分析,理清了其根本的物理机理,求解了信号光增益系数和抽运光吸收系数的表达式,理论计算结果与已有报道的实验能较好地相符,为下一步利用较短的工作腔进行光泵 D_2O 气体的实验研究提供了理论基础,减少了实验系统设计中的盲目性,对光泵 D_2O 气体 THz 激光器的设计能够提供有效的帮助.



- [1] Peter H S , March 2002 *IEEE Trans . Microw . Theory Tech .* **50** 910
- [2] Ferguson B , Zhang X C 2002 *Nature* **1** 26
- [3] Zhang X B , Shi W 2006 *Acta Phys . Sin .* **55** 5237 (in Chinese) 张显斌、施卫 2006 *物理学报* **55** 5237]
- [4] Chang T Y 1970 *Opt . Commun .* **1** 423
- [5] Paul W , Mulligan W J , Erickson R 1983 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **19** 4
- [6] Koichi S , Kanji M , Masaaki N , Takashige T 1992 *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters* **31** 1556
- [7] Qin J Y , Luo X Z , Zheng X S , Zhou X R , Huang X , Lin Y K 1998 *Acta Opt . Sin .* **18** 262 (in Chinese) 秦家银、罗锡璋、郑兴世、邹晓蓉、黄晓、林贻堃 1998 *光学学报* **18** 262]
- [8] Sargent M III , Scully M O , Lamb W E 1974 *Laser Physics* (Boston : Addison-Wesley Publishing Co. Inc.) p189
- [9] Mellau G , Mikhailenko S N , Starikova E N , Taskun S A , Over H , Tyuterey V G 2004 *Journal of Molecular Spectroscopy* **224** 32
- [10] Townes C H , Schawlow A L 1955 *Microwave Spectroscopy* (New York : McGraw-Hill) p250
- [11] Li T C , Huo Y P 1965 *Acta Phys . Sin .* **21** 1933 (in Chinese) 李铁城、霍裕平 1965 *物理学报* **21** 1933]
- [12] Hodges D T 1978 *Infrared Physics* **18** 375
- [13] Panock R , Temkin R 1977 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **13** 425
- [14] Drozdowicz Z , Temkin R , Lax B 1979 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **15** 170

Semiclassical theory of optically pumped D₂O gas tera-Hz laser

He Zhi-Hong^{1,2*} Yao Jian-Quan^{1,2)†} Shi Hua-Feng²⁾ Huang Xiao²⁾ Luo Xi-Zhang²⁾ Jiang Shao-Ji²⁾ Wang Peng¹⁾

¹ College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering , Institute of Laser and Optoelectronics ,

Key Laboratory of Laser and Opto-electric Information Science and Technology , Ministry of Education ,

Tianjin University , Tianjin 300072 , China)

² State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Sun Yat-Sen University , Guangzhou 510275 , China)

(Received 8 December 2006 ; revised manuscript received 16 February 2007)

Abstract

By solving the density matrix equation of three-level molecular system , the pulsed laser pumped D₂O gas terahertz laser was theoretically studied , the expression of terahertz signal gain coefficient (G_s) and the pumping signal absorption coefficient (G_p) were obtained , the output power density of terahertz laser was calculated numerically by iteration method. The calculation shows that the spectral characteristics of terahertz laser was in full accordance with the stimulated Raman emission. The signal frequency detuning obviously affects the amplification process , and there exists splitting in the curve because of the dipole of D₂O gas molecule being disturbed by the field of pumping pulse . The theoretical spectrum is in good agreement with reported experimental results.

Keywords : terahertz laser , semi-classical theory , D₂O gas molecule

PACC : 4255 , 0365S , 3300

* Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Ministry of Education of China (Grant No.20040056010).

† E-mail honghezhi@sohu.com