

文章编号: 2095-4980(2019)05-0744-06

光泵 CH_3F 气体产生 THz 波的实验研究

荣克鹏^{1,2}, 赵卫疆², 安国斐¹, 刘晓旭¹, 蔡 和¹, 韩聚洪¹, 王 澈^{*1}

(1.西南技术物理研究所, 四川 成都 610041; 2.哈尔滨工业大学 航天学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘 要: 太赫兹(THz)波具有很高的研究价值和广阔的应用前景, 实现THz技术广泛应用的关键之一是研制高功率、高能量、高效率、室温运行、可调谐、低成本和便携式的THz光源。光泵气体THz激光器具有功率高, 能量大, 波长范围广, 技术可靠等优点, 在透视成像和无损检测等领域成为可靠的THz源。本文对利用横向激励高气压(TEA) CO_2 激光器9P(20)支线泵浦 CH_3F 气体产生的496 μm THz波进行实验研究, 并对影响THz波能量输出的主要因素进行分析讨论。实验中获得的最大THz波脉冲能量为57.14 μJ , 输出波长为490 μm 。

关键词: 太赫兹; CH_3F 气体; 横向激励高气压 CO_2 激光; 496 μm 太赫兹波

中图分类号: TN911

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA201905.0744

Experimental study on THz wave generation optically pumped by CH_3F gas

RONG Kepeng^{1,2}, ZHAO Weijiang², AN Guofei¹, LIU Xiaoxu¹, CAI He¹, HAN Juhong¹, WANG You^{*1}

(1.Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu Sichuan 610041, China;

2.School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin Heilongjiang 150001, China)

Abstract: THz wave has high research value and broad application prospects in many fields. One of the keys for wide applications of THz technology is to develop THz sources with high power, high energy, high efficiency, room temperature operation, tunability, low cost, and portability. An optically pumped gas THz laser has the advantages such as high power, high energy, wide wavelength range, and reliability, which make it be a reliable THz source in the fields of perspective imaging and nondestructive testing. In this paper, the 496 μm THz wave is investigated, which is generated by using the 9P(20) branch line of a Transversely Excited Atmospheric(TEA) CO_2 laser when pumping the CH_3F gas. In addition, the influences of some factors on the output power of THz are also analyzed. The maximum THz pulse energy obtained in the experiment is 57.14 μJ , and the wavelength is 490 μm .

Keywords: THz; CH_3F gas; Transversely Excited Atmospheric CO_2 laser; 496 μm THz wave

THz 波是指在电磁波谱中位于微波与红外光之间的电磁辐射^[1], 通常 THz 波的频率范围为 0.1~10 THz, 对应的波长范围为 30~3 000 μm 。THz 波具有很高的研究价值和广阔的应用前景^[2-4], 实现 THz 技术广泛应用的关键之一是研制高功率、高能量、高效率、室温运行、可调谐、低成本和便携式的 THz 光源。根据产生机理的不同, 可将 THz 源的产生方式分为电子学法和光学法。

电子学法一般是通过将微波器件(如微波管和固体微波源)的振荡频率提高到太赫兹范围来实现, 主要方法有行波管与返回管法^[5]、耿氏振荡器法及自由电子激光器法。通过光学法来实现 THz 波段输出的研究进展比较迅速, 目前主要研究热点有光泵气体激光器、量子级联激光器^[6]、非线性光学频率变换^[7]和飞秒激光泵浦激光器等, 其中, 光泵气体 THz 激光器具有功率高, 能量大, 波长范围广, 技术可靠等优点, 在透视成像和无损检测等领域成为可靠的 THz 源。

本文采用横向激励高气压(TEA) CO_2 激光器^[8]作为泵浦源, 以甲基氟(CH_3F)^[9-15]气体为工作介质, 对利用 TEA CO_2 激光器 9P(20)支线泵浦 CH_3F 气体产生的 496 μm THz 波进行实验研究, 并对影响 THz 波能量输出的主要因素进行了分析讨论。

1 光泵 THz 波原理

将工作介质 CH₃F 与 THz 波产生有关的能级包括在内, 建立四能级模型, 如图 1 所示。

图中, $v=0$ 表示低振动能级, $v=1$ 表示高振动能级, 能级 1 是激光的下能级, 能级 2 是激光的上能级, 而高振动能级里与激光过程不直接相关的多个转动能级在此进行简化处理看做是一个能级, 即图 1 中的能级 3。

泵浦光以 w_p 的速率将基态能级 0 上的粒子抽运到激发振动态的能级 2, 在能级 2 上积累形成粒子数反转, 由能级 2 向能级 1 跃迁的过程中产生 THz 光。分子间的碰撞速率为 w_r , 激光上下能级 2、1 与能级 3 之间重新建立热平衡, 能级 3 上的粒子再以 w_v 的速率回到振动基态。由此建立的速率方程为:

$$\frac{dN_0}{dt} = w_v N_3 - w_p N_0 \quad (1)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = B_{21} n \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) - w_r N_1 \quad (2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = w_p N_0 - w_r N_2 - B_{21} n \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \quad (3)$$

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 \quad (4)$$

$$\frac{dn}{dt} = B_{21} n \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) - \frac{n}{\tau} \quad (5)$$

式中: N_0, N_1, N_2 和 N_3 分别表示能级 0, 1, 2 和 3 上的粒子数密度; N 为腔内的总粒子数密度; n 为光子数密度; B_{21} 为爱因斯坦系数; g_1 和 g_2 分别是能级 1 和能级 2 的简并度; τ 为谐振腔内光子寿命。

2 CH₃F 气体吸收实验

通过测量泵浦光经过充有 CH₃F 气体池的透过率, 可以知道 CH₃F 对泵浦光的吸收特性, 进而可以据此在不同的实验条件下调节适当的泵浦光强度。实验装置如图 2 所示, TEA CO₂ 激光器采用脉冲工作方式, 重复频率为 1 Hz。采用闪耀光栅作为全反镜进行调谐输出, 转动光栅调出 9P(20)支线, 输出的泵浦光经过反射镜 M1 和 M2 注入到 CH₃F 气体池。气体池为硬质玻璃管, 玻璃管长度为 77 cm, 外径为 62 mm, 内径为 51 mm。两侧用高透 ZnSe 镜片进行封装, 该镜片对 CO₂ 激光高透, 对 THz 波不透过。实际上腔体直径应为用法兰盘封装 ZnSe 镜片后的有效直径, 测得直径为 36 mm。CO₂ 激光经分束片 M3 分为 2 束, 一路进入能量计 D1, 另外一路进入 CH₃F 气体池, 能量计 D2 探测吸收余下的 CO₂ 激光。

实验时, 在腔内充入不同气压的 CH₃F 气体, 改变泵浦光能量, 记录 D2, D1 探测到的能量值, 其比值为该气体池的透过率, 实验结果如图 3 所示。

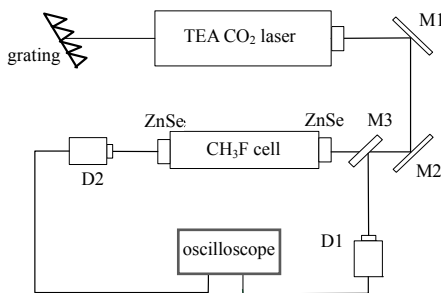


Fig.2 Device for measuring the pumped light transmittance
图 2 泵浦光透过率测量装置示意图

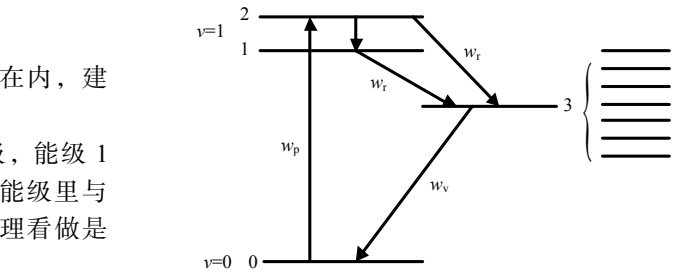


Fig.1 Energy level diagram and kinetic processes of the CH₃F gas
图 1 光泵 CH₃F 的能级图和动力学过程

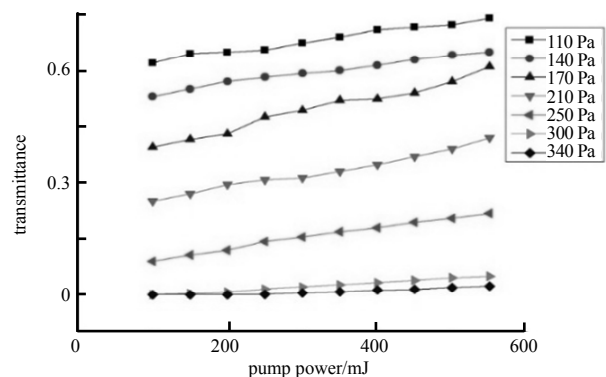


Fig.3 Transmittance as a function of the pump power with different CH₃F pressures
图 3 不同 CH₃F 气压下透过率随泵浦能量的变化特性

从图中可以看出,在不同的 CH_3F 充气气压下,随着泵浦能量的增加, CH_3F 气体池的透过率随之增大;在相同的泵浦能量下,充气气压越大,透过率越小。 $P=300\text{ Pa}$, 泵浦能量为 100 mJ 时,透过率为 0; $P=340\text{ Pa}$, 泵浦能量小于 250 mJ 时,透过率为 0。

CH_3F 充气气压低时,气体池内的粒子数密度小,工作介质不能有效地吸收 CO_2 激光,从而导致大部分泵浦光从气体池透射出去,透过率较高;随着气压的增大,气体池内的粒子数密度不断增大,对 CO_2 激光的吸收逐渐增强,从而使得透射率越来越小,最后直至为 0;若继续增大 CH_3F 气体的气压,则 CO_2 激光会被气体池前部分的 CH_3F 分子吸收完,使得气体池后一部分的工作介质对 THz 波表现为纯吸收介质,造成输出的 THz 辐射能量不断减小。

CH_3F 气体池的透过率为:

$$t = \frac{I}{I_0} \quad (6)$$

对于吸收介质有

$$I = I_0 e^{-\alpha L} \quad (7)$$

则

$$\alpha' = \alpha L = -\ln t \quad (8)$$

式中: I_0 是通过 CH_3F 气体池前的光强; I 是通过 CH_3F 气体池后的光强; α 是吸收系数; L 为气体池的长度。此时的 α' 应理解为固定腔长($L=77\text{ cm}$)下的等效吸收系数,与 CH_3F 气体的气压和泵浦光能量有关。

对图 3 中数据处理得到如图 4 所示结果。 CH_3F 充气气压较高时,若泵浦能量较低,泵浦光几乎被全部吸收,使得透过率很小,甚至为零,从而导致吸收系数很大; CH_3F 充气气压较低时,由于工作介质的分子数密度较小,对泵浦光的吸收也不高,从而吸收系数也较小;当气压很低时, CH_3F 气体的分子数远远小于泵浦光子数,泵浦光将介质漂白,大部分泵浦光会从气体池透射出去,故吸收系数很小,随着能量的进一步增大,吸收系数将会趋于零。

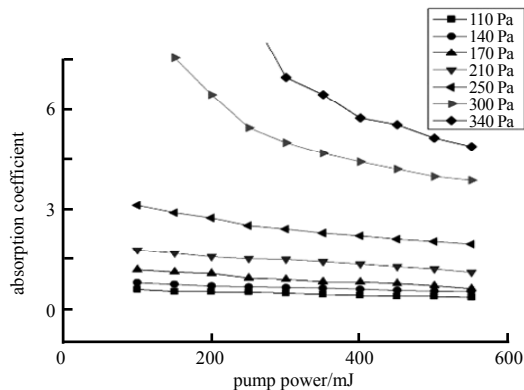


Fig.4 Absorption coefficient versus the pump power with different CH_3F pressures
图 4 不同气压下吸收系数随泵浦能量的变化特性

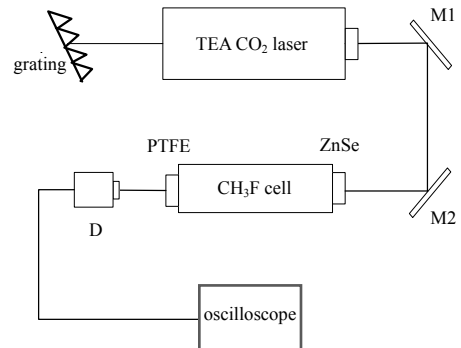


Fig.5 Optical pump CH_3F THz wave system
图 5 光泵 CH_3F 太赫兹波系统示意图

3 496 μm 太赫兹光输出能量研究

实验装置如图 5 所示,此时 CH_3F 气体池的输出窗口采用对 CO_2 激光不透、对太赫兹波高透的聚四氟乙烯 (Polytetrafluoroethylene, PTFE)窗片, D 为响应波长在 THz 波段的能量计,其他各部件均与图 2 中相同。

泵浦光能量和 CH_3F 充气气压是影响 THz 光输出能量的主要参数,对其分别进行研究,并对相应实验结果进行分析。

3.1 泵浦光能量对太赫兹波输出能量的影响

泵浦激光的能量对太赫兹波的输出能量的影响最为直接。实验时通过调节 TEA CO_2 激光器的放电电压来实现对泵浦光能量的调节,在不同的工作气压下测量了太赫兹波输出能量随 CO_2 激光能量的变化关系,实验结果如图 6 所示。

由图 6 可知,太赫兹波的能量随泵浦能量的增加而线性增加,斜率随气压的增大先增大后减小,当充气气压为 220 Pa 左右时,斜率最大。说明在 220 Pa 附近太赫兹波的输出能量的变化随泵浦光能量的变化最为灵敏,同时也说明气压在 220 Pa 左右产生 THz 光的效率最高。

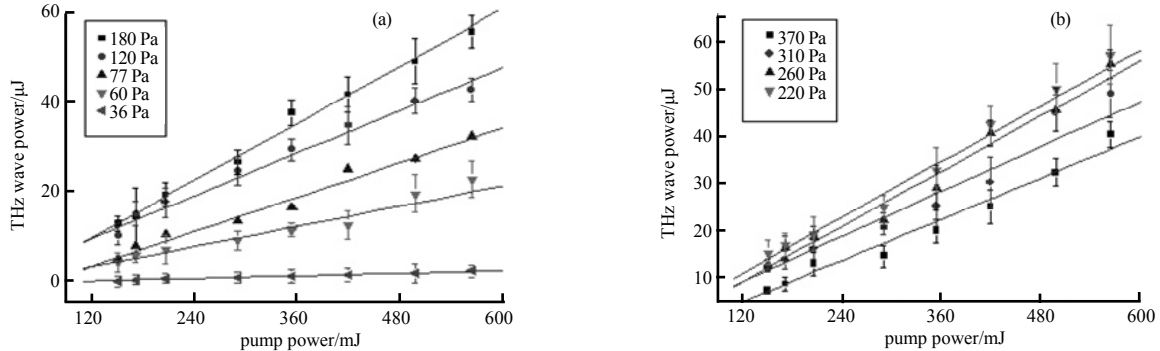
Fig.6 THz wave power versus the pump power with different CH₃F pressures

图6 不同气压下太赫兹波能量与泵浦能量的关系

3.2 CH₃F 充气气压对太赫兹波输出能量的影响

从图7中可以看出,在不同的泵浦能量下,THz波输出能量都随气压的增大呈现先增大再减小的变化,从而存在1个最佳的工作气压,并且最佳气压随CO₂泵浦激光能量的增加而略有增大,3个泵浦能量下的最佳气压值分别为203 Pa,220 Pa,239 Pa。

在CH₃F充气气压很低时,不同泵浦能量下输出的THz波能量都很小并且差距不大。原因是此时腔内的工作介质CH₃F分子数密度很小,即使泵浦能量增大,输出的THz波能量依然很低。随着CH₃F气体气压的增加,气体池内CH₃F气体的粒子数密度逐渐增大,此时碰撞速率 w_r 较小,激光上能级上的粒子数密度增大,相应输出的THz波能量也会逐渐增加。当CH₃F的充气气压上升到最佳气压时, w_p, w_r, w_v 这3个变量达到最佳组合。此时由于较大的 w_p 作用,保证了被泵浦到激光上能级的粒子数足够多;由于较小的 w_r 作用,确保了激光上能级上能够有大量的反转粒子;由于较大的 w_v 作用,粒子从激光下能级弛豫回基态振动能级上的时间很短,从而能够很快地排空下能级,同时保证在下一个泵浦脉冲到达时能够有足够多的粒子可以被直接泵浦到激光上能级。随着气压继续增大,碰撞弛豫速率快速上升,导致气压升到一定程度即最佳气压之后,激光上能级上的粒子有很大一部分通过碰撞转移到激发振动态的其他转动能级,不能向激光下能级跃迁辐射。另外随着气压的增大,CH₃F介质对THz的吸收也越来越大。上述原因共同作用,导致输出的THz辐射能量越来越小,直至THz波的输出消失。

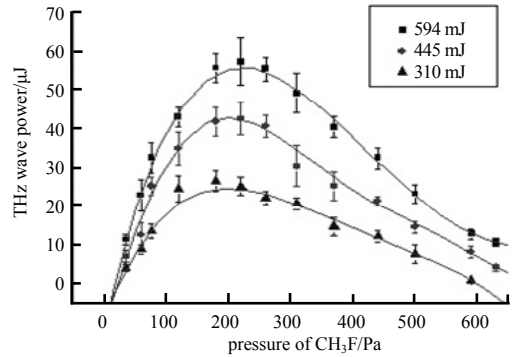
Fig.7 THz wave power versus the pressure of CH₃F with different pump powers

图7 不同泵浦能量下THz波输出能量与气压的关系

4 THz 光的波长测量

对THz波输出特性的研究中,输出波长是重要的参数之一。采用THz F-P干涉仪进行测量,该方法结构简单,调整方便,测量快捷和精确度较高。图8为波长测量系统的实物图。

实验时一片镜片固定不动,另一片镜片固定在步进电机上,保证2片镜片严格平行。2片镜片都对THz光有一定的透过率,透过率70%左右。当THz光垂直入射时,在2片镜片之间会形成多光束干涉,干涉光束经离轴抛物镜聚焦由探测器接收。

根据Airy公式^[16],F-P干涉仪出射光强如下:

$$I_t = I_0 \left(1 - \frac{A}{1-R} \right)^2 \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2} \right]^{-1} \quad (9)$$

式中: I_0 为入射光强; A 为镜片的吸收率; R 为镜片的反射率; δ 为THz光在F-P腔内往返一次的相位延迟,其数值为:

$$\delta = 4\pi nL/\lambda \quad (10)$$

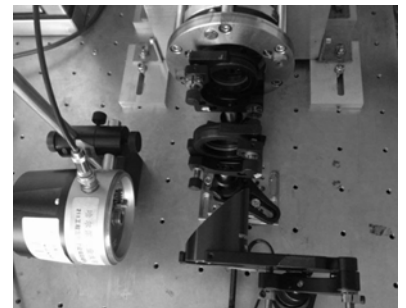


Fig.8 Experimental setup of the F-P interferometer

图8 F-P干涉仪波长测量系统

式中： n 为 F-P 腔两镜片间介质的折射率，本文采用空气隙 F-P 干涉仪， $n=1$ ； L 为 F-P 间距； λ 为待测的 THz 波长。

出射光强 I_t 随 δ 的变化而周期性变化，当 $\delta=2k\pi$ ， $k=1,2,3,\dots$ 时，出射光在会聚点有最大光强；当 $\delta=(2k+1)\pi$ ， $k=1,2,3,\dots$ 时，出射光在会聚点有最小光强。从上面的分析可知，每当 δ 增加 2π ，即 F-P 腔 2 镜片间距增加 $\lambda/2$ 时，出射光束会有 1 次干涉极大值和干涉极小值，故只要测量 2 个相邻的干涉极大值镜片间距的增加值就可以得到 THz 波的波长。实验测得相邻 2 个峰值间的距离为 $245\text{ }\mu\text{m}$ ，则输出的 THz 光波长为 $490\text{ }\mu\text{m}$ 。根据 CH_3F 的能级间距计算的输出波长为 $496\text{ }\mu\text{m}$ ，故此波长测量实验的误差为 1.21%。

5 结论

本文介绍了光泵 THz 波的原理，给出了基于四能级系统的速率方程。对 CH_3F 气体的吸收特性进行了实验研究，对影响 THz 输出能量的主要因素进行了研究和分析。结果表明 CH_3F 充气气压存在最佳值，且最佳气压随泵浦光能量的增加而增大。在不同的 CH_3F 气压下，THz 波能量随泵浦能量线性增加，斜率在最佳气压时最大，实验中获得的最大 THz 波脉冲输出能量为 $57.14\text{ }\mu\text{J}$ 。最后测量了 THz 波的波长，测量结果为 $490\text{ }\mu\text{m}$ 。

参考文献：

- [1] FERGUSON B,ZHANG X C. Materials for terahertz science and technology[J]. Nature Materials, 2002,1(1):26–33. DOI:10.1038/nmat708.
- [2] 付石友,田兆硕,衣福龙,等. 光泵 THz 激光器进展及其应用前景[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2008,40(3):435–439. (FU Shiyu,TIAN Zhaoshuo,YI Fulong,et al. Progress and application prospect of optical pumped THz laser[J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2008,40(3):435–439.) DOI:10.3321/j.issn:0367–6234.2008.03.023.
- [3] ANDREW L. Cosmic background and space science at THz frequencies[C]// 2008 IRMMW-THz Conference. Pasadena, California,USA:[s.n.], 2008:1. DOI:10.1109/ICIMW.2008.4665626.
- [4] PICKWELL E,WALLACE V P. Biomedical applications of terahertz technology[J]. Journal of Physics D–Applied Physics, 2006,39(17):301–310. DOI:10.1109/LEOS.2002.1134052.
- [5] 李志良,冯进军,刘本田,等. 140 GHz 共焦波导结构回旋行波管放大器[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2018,16(5):767–771. (LI Z L,FENG J J,LIU B T,et al. 140 GHz confocal waveguide Gyrotron-Travelling Wave Tube amplifier[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2018,16(5):767–771.) DOI:10.11805/TKYDA201805.0767.
- [6] KUMAR S. Recent progress in terahertz quantum cascade lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2011,17(1):38–47. DOI:10.1109/jstqe.2010.2049735.
- [7] EDWARDS T J,WALSH D,SPURR M B,et al. Compact source of continuously and widely-tunable terahertz radiation[J]. Optical Express, 2006,14(4):1582–1589. DOI:10.1364/OE.14.001582.
- [8] BEAULIEU A J. Transversely excited atmospheric pressure CO_2 laser[J]. Applied Physics Letters, 1970,16(2):504–505. DOI:10.1063/1.1653083.
- [9] CHANG T Y,BRIDGES T J. Laser action at 452,496, and 541 μm in optically pumped CH_3F [J]. Optics Communications, 1970,1(9):423–426. DOI:10.1016/0030–4018(70)90169–0.
- [10] CHANG T Y,BRIDGES T J. CW submillimeter laser action in optically pumped methyl fluoride, methyl alcohol, and vinyl chloride gases[J]. Applied Physics Letters, 1970,17(6):249–251. DOI:10.1063/1.1653386.
- [11] CHANG T Y,MCGEE J D. Millimeter and submillimeter wave laser action in asymmetric top molecules optically pumped via parallel absorption bands[J]. Applied Physics Letters, 1971,19(4):103–105. DOI:10.1063/1.1653830.
- [12] WEITZ W,FLYNN G W. Partial vibration energy transfer map for methyl fluoride: a laser study[J]. The Journal of Chemical Physics, 1973,58(7):2781–2793. DOI:10.1063/1.1679579.
- [13] HODGES D T,TUCKER J R,HARTWICK T S. Basic physical mechanisms determining performance of the CH_3F Laser[J]. Infrared Physics, 1975(16):175–182. DOI:10.1016/0020–0891(76)90030–0.
- [14] TEMKIN R J,COHN D R,DROZDOWIEZ Z. Pumping and emission characteristics of a 4 kW, submillimeter CH_3F laser[J]. Optics Communications, 1976,14(3):314–317. DOI:10.1016/0030–4018(76)90325–9.
- [15] DETEMPLE T A,PLANT T K,COLEMAN P D. Intense super radiant emission at 496 μm from optically pumped methylfluoride[J]. Applied Physics Letters, 1973,22(12):644–646. DOI:10.1063/1.1654539.
- [16] ULRICH R,RENK K F,GENZEL L,et al. Tunable submillimeter interferometers of the Fabry–Perot type[J]. Microwave Theory and Techniques, 1963,11(5):363–371. DOI:10.1109/TMTT.1963.1125676.

作者简介:



荣克鹏(1989-), 男, 河北省沧州市人, 硕士, 工程师, 主要研究方向为中红外激光器及窄脉冲激光器.email:kprong@sina.cn.

赵卫疆(1971-), 男, 哈尔滨市人, 博士, 副教授, 主要研究方向为 TEA CO_2 激光技术及 THz 激光技术.

安国斐(1984-), 男, 河北省邯郸市人, 博士, 高级工程师, 主要研究方向为新型激光器及应用.

蔡 和(1987-), 男, 四川省内江市人, 博士, 高级工程师, 主要研究方向为红外激光器设计.

刘晓旭(1982-), 男, 河南省漯河市人, 博士, 高级工程师, 主要研究方向为红外激光器设计.

韩聚洪(1988-), 男, 河北省邢台市人, 硕士, 工程师, 主要研究方向为红外激光器.

王 液(1966-), 男, 长春市人, 博士, 教授, 主要研究方向为激光技术及光学工程.

(上接 743 页)

- [13] ZHANG Xingqi,SARRIS Costas D. Error analysis and comparative study of numerical methods for the parabolic equation applied to tunnel propagation modeling[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2015,63(7):3025-3034. DOI:10.1109/TAP.2015.2421974.
- [14] MCCARGAR Reid,SIEGRIST Karen M,REUSTER James G,et al. A body of revolution implementation of the parabolic wave equation with application to rocket plume attenuation modeling[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2018,66(12):6531-6539. DOI:10.1109/TAP.2018.2845545.
- [15] ZHOU Hang,ALEXANDRE Chabory,REMI Douvenot. A 3-D split-step Fourier algorithm based on a discrete spectral representation of the propagation equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2017,65(4):1988-1995. DOI:10.1109/TAP.2017.2671018.

作者简介:



邓小川(1990-), 男, 四川省安岳县人, 在读博士研究生, 主要研究方向为雷电磁散射、计算电磁学与电波传播.

廖 成(1964-), 男, 重庆市人, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为计算电磁学、电磁散射与逆散射、天线理论及应用研究.

张东民(1990-), 男, 湖南省株洲市人, 在读博士研究生, 主要研究方向为计算电磁学与电波传播.

周 亮(1977-), 男, 湖北省孝感市人, 在读博士研究生, 主要研究方向为计算电磁学与电波传播.

冯 菊(1979-), 女, 四川省泸定县人, 讲师, 主要研究方向为计算电磁学、电磁兼容和天线理论与技术.