

高超声速目标相干双频激光雷达探测技术

刘潇明¹, 赵长明^{1,2}, 张子龙^{1,2}

(1. 北京理工大学 光电学院, 北京 100081;

2. 信息光子技术工业和信息化部重点实验室, 北京 100081)

摘要: 为研究双频激光雷达技术在高超声速目标探测方面的应用, 理论分析了激光在等离子体中的吸收衰减特性, 以 RAM-C 实验数据为参考, 通过仿真计算得到不同高超声速飞行场景下钝头体模型的等离子体电子密度, 验证了计算的准确性。计算得到钝头体驻点线上温度分布范围为 8 000~16 000 K, 并结合理论分析得到了激光在等离子体鞘套中的衰减与电子密度、温度和激光频率的关系, 表明等离子体鞘套对激光的吸收十分微小; 通过对双频激光和单频激光在湍流传输中回波信噪比的对比分析, 得到了双频激光的抗湍流干扰特性。由此表明双频激光雷达是探测高超声速目标的有效方式。

关键词: 双频激光雷达; 等离子体; 湍流; 高超声速目标

中图分类号: TN959.1 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.1105005

Research on coherent dual-frequency lidar detection technology for hypersonic target

Liu Xiaoming^{1,2}, Zhao Changming^{1,2}, Zhang Zilong^{1,2}

(1. School of Optics & Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

2. Key Laboratory of Photonic Information Technology, Ministry of Industry and Information Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: In order to study the application of dual-frequency lidar in the detection of hypersonic target, the absorption and attenuation characteristics of laser in plasma were analyzed theoretically. Based on the measured data of RAM-C experiment, the plasma electron density of blunt body model in different hypersonic flight scenarios was obtained by simulation calculation, which verified the accuracy of the calculation. The temperature distribution on the stationary line of blunt body was calculated from 8 000 K to 16 000 K, and combined with theoretical analysis we can obtain laser attenuation in plasma sheath on electron density, temperature and laser frequency, which showed that the absorption of laser by plasma sheath was very small. By comparing the echo signal to noise ratio of dual-frequency laser and single frequency laser in turbulent transmission, the anti-turbulence characteristics of dual frequency laser were obtained. Thus shows that the dual-frequency lidar is an effective way to detect the hypersonic target.

Key words: dual-frequency lidar; plasma; turbulence; hypersonic target

收稿日期: 2019-07-11; 修订日期: 2019-08-21

作者简介: 刘潇明(1994-), 男, 硕士生, 主要从事双频激光雷达探测方面的研究。Email: 2120160627@bit.edu.cn

导师简介: 赵长明(1960-), 男, 教授, 博士, 主要从事激光雷达探测方面的研究。Email: zhaochangming@bit.edu.cn

0 引言

高超声速飞行器一般是指能够以大于等于 5 Ma 的飞行速度在临近空间内巡航并且执行特定任务的飞行器。当高超声速飞行时,由于激波和粘性作用,在头部和尾翼周围形成脱体激波场,能量的转换使位于激波后方的气体温度快速升高,形成“高温效应”^[1],使大气离解,离解反应生成的粒子再次相互作用,在飞行器周围形成激波等离子体鞘套包裹流场。激波等离子体鞘套的存在,使入射电磁波产生反射、折射及散射,同时吸收电磁波能量,使得雷达系统无法精确地解算飞行器的距离和速度信息^[2];并且流场绝大部分流动都为湍流流动,还会降低雷达探测信噪比^[3],而且湍流越强,影响越大,严重影响雷达探测的可靠性和稳定性。

目前高超声速目标流场特性对探测影响的研究大多数集中在微波雷达领域^[4],相比于微波雷达,激光雷达载波的波长短、频率高,可以实现较高的空间分辨率和测速精度。相干双频激光雷达是以相干双频激光作为探测载波,不仅具有激光雷达的优点,同时利用相干双频形成的微波频率进行探测,又具有微波雷达较强的抗大气干扰的能力^[5]。高超声速飞行过程中产生的激波等离子体鞘套和飞行器表面湍流是影响雷达探测的主要因素。文中对激光在等离子体鞘套中的传输进行了理论建模,并仿真得到激光波段在激波等离子体鞘套中的衰减特性;通过对比分析双频激光和单频激光在湍流中传输的回波信噪比,表明相干双频激光具有较高抗湍流干扰特性。

1 激光在激波等离子体鞘套中的传输特性

目前有一些学者对电磁波在等离子体中的传输进行了研究^[6-7],可以知道等离子体对电磁波的反射率随着入射频率的增加而增大,由于激光是一种高频波,几乎可以全部透射进等离子体中,因此,等离子体对激光的吸收成为影响激光雷达探测高超声速目标的主要机制。

1.1 理论模型

在自由空间激光的色散关系为 $\omega^2 = c^2 k^2$,当激光

在等离子体中传播时,激光色散关系为:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (1)$$

式中: ω 和 k 分别为激光的频率和波矢; c 为光速。

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (2)$$

式中: ω_p 为等离子体频率; n_e 为等离子体密度; m_e 为电子质量。激光在等离子体中传播,越靠近飞行器的表面,等离子体密度越高。当等离子体密度 n_e 高到一定程度时, $\omega_p \geq \omega$,激光不能再进入这种密度的等离子体。

激光在均匀等离子体中的波动方程可写为:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(r) E_1 + \nabla^2 E_1 = \left(1 - \frac{\gamma V_T^2}{c^2} \right) \nabla(\nabla \cdot E_1) \quad (3)$$

式中: $V_T = (K_B T_e / m_e)^{1/2}$ 为电子热速度; γ 为常数; $\epsilon(r)$ 为等离子体的相对介电常数表示为:

$$\epsilon(r) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 (1 + i\nu_{ei} / \omega)} \quad (4)$$

式中: ν_{ei} 为等离子体中电子-离子的碰撞频率,参考文献[7]给出的等离子体电子-离子碰撞频率为:

$$\nu_{ei} = 2.9 \times 10^{-6} \frac{n_e Z}{T_e^{3/2}} \quad (5)$$

在激光场中高频振荡的电子在和离子碰撞时会将其相应的振动能转变成无规则运动能,结果激光能量变成等离子体热运动的能量,激光能量被等离子体吸收。激光电场 $E \propto \exp[ikx - i\omega t]$, k 如果有虚部 I_{mk} ,就会导致传播过程中电场强度的减小,由于 $I \propto EE^*$,

$$I \propto \exp[-2I_{mk}x] \quad (6)$$

单位距离上激光强度的变化为:

$$\frac{dI}{dx} = -2I_{mk} I \quad (7)$$

k 满足横波色散关系:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 (1 + i\nu_{ei} / \omega)} \quad (8)$$

式中:等式的右端是等离子体介电常数。令 $k = R_{ek} + iI_{mk}$,代入上式并忽略 $(I_{mk})^2 / (R_{ek})^2$ 和 $(\nu_{ei} / \omega)^2$,就得到:

$$2I_{mk} = \frac{v_{ei}}{c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}} \frac{\omega_p^2}{\omega} I \quad (9)$$

式中： $2I_{mk}$ 为光传播单位为长度的相对损失率，称为线性吸收系数。

$$2I_{mk} = 4.1 \times 10^{-23} \frac{k_B^3}{(h\nu)^2} \frac{z^2 n_e^2}{T_e^{1/2}} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) \right] \quad (10)$$

激光沿轴方向垂直入射到等离子体层后，在目标表面被反射回来，再次被等离子体吸收。当电磁波再次传播到入射处时，其光强为：

$$E \propto \exp[-4I_{mk}x] \quad (11)$$

通过等离子体后激光的双程衰减 Att 为：

$$Att = \left| 10 \log\left(\frac{I}{I_0}\right) \right| = 17.37 \alpha x \quad (12)$$

式中： I_0 为激光的初始强度； x 为等离子体厚度。

1.2 数值结果分析

对高超声速目标的数值计算采用 NASA 研究报告公开的部分 RAM-C 实验获取的理论及实测数据^[8]。RAM-C 为飞行速度 7.6 km/s 的钝头高超声速飞行器。

图 1 是 RAM-C 飞行器在不同高度沿飞行器表面法线方向的电子密度分布。可见在不同的飞行高度，电子密度分布曲线形状和电子密度峰值变化很大。图 2 是全球大气平均温度垂直廓线^[9]。

根据图 1 和图 2 给出的数据，提取在 76.1、61.6、47.5、30.6 km 高度下的等离子体峰值电子密度，并给出相应高度的空气状态，如表 1 所示。

由理论推导可知，激光在等离子体中的传输衰减主要与电子密度和温度有关。为得到飞行器在飞行过程中的温度参数，文中建立了与 RAM-C 实验

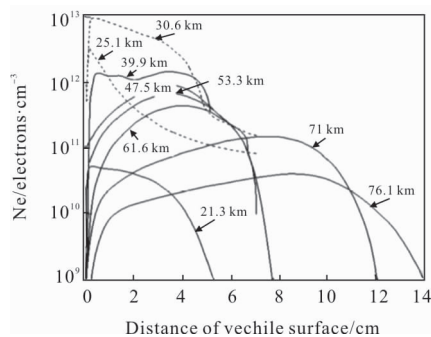


图 1 RAM-C 飞行器在不同高度电子密度分布理论计算图
Fig.1 Electron density distribution radially at different altitudes of the RAM-C vehicle

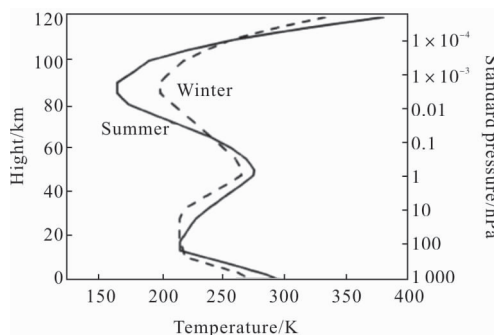


图 2 全球大气平均温度垂直廓线

Fig.2 Vertical profile of global average atmospheric temperature

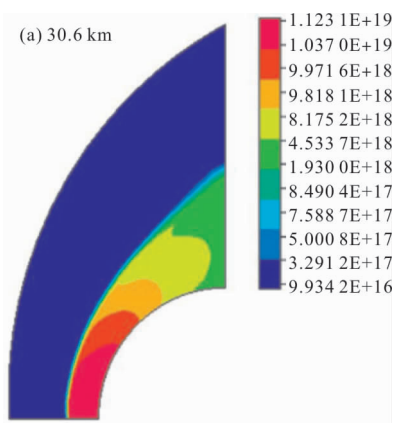
表 1 不同高度下等离子体及空气特性

Tab.1 Plasma and air characteristics at different heights

Altitude/km	Electron density/m ⁻³	Temperature/K	Pressure/Pa
71	1.2 × 10 ¹⁷	219	3
61.6	5.9 × 10 ¹⁷	248	10
47.5	1.1 × 10 ¹⁸	275	110
30.6	10 ¹⁹	237	1 000

模型相似的球头半径为 0.15 m 的钝头体模型。在表 1 所给出的参数下，采用 park 的双温度模型^[10]及 gupta 的七组元化学反应模型^[11]，对高超声速目标的热化学非平衡流场进行仿真计算。得到了如图 3 所示的四种不同场景下的等离子体鞘套的电子密度分布情况，通过与图 1 中给出的电子密度分布的比较，结果吻合较好，说明了仿真计算的准确性。

根据仿真程序可以得到模型驻点线上的温度分布如图 4 所示。图中所示温度突变处为激波层位置，激波层内存在等离子体，且等离子体温度在 8 000~16 000 K 范围内。



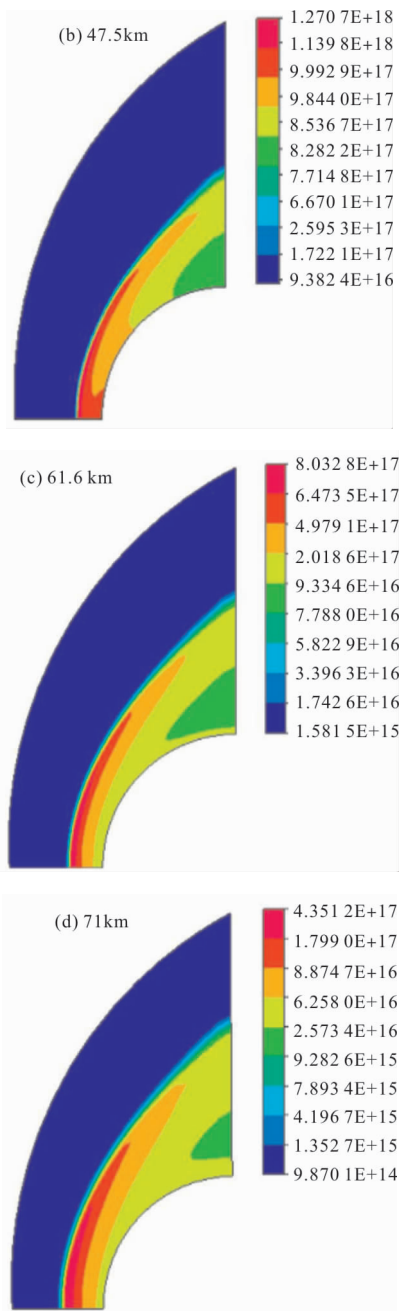


图 3 不同场景下的等离子体鞘套的电子密度分布
Fig.3 Electron density distribution of plasma sheath in different scenes

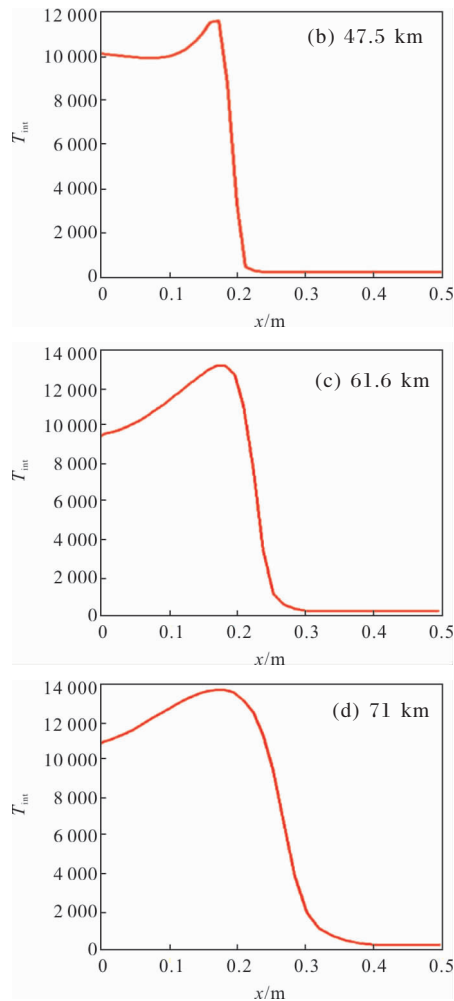
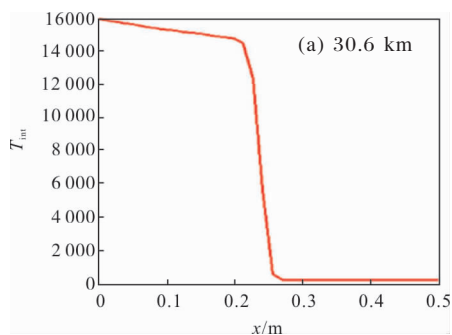


图 4 不同场景下驻点线上的温度分布

Fig.4 Temperature distribution on standing point line in different scenes

假设等离子体厚度为 20 cm，在温度为 8 000、11 000、14 000、16 000 K 时，

(1) 给定入射激光波长为 1 064 nm，得到激光回波的总衰减随等离子体电子密度的变化，如图 5 所示。

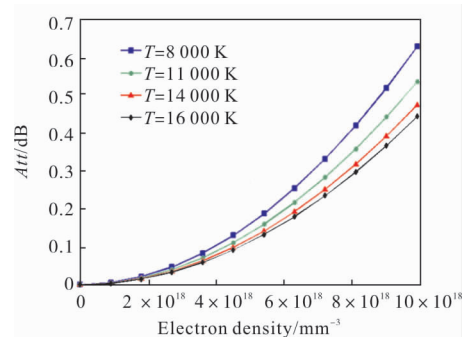


图 5 激光回波的总衰减随等离子体电子密度的变化
Fig.5 Variation of total attenuation with plasma electron density

(2) 给等离子体电子密度为 10^{19} m^{-3} , 得到激光回波的总衰减随入射激光频率的变化, 如图 6 所示。

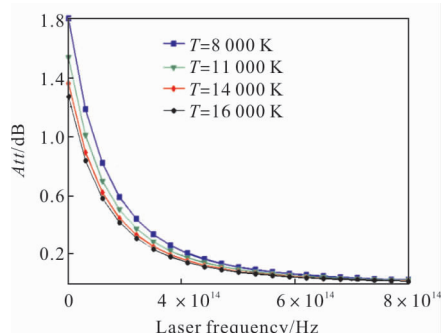


图 6 激光回波的总衰减随入射激光频率的变化
Fig.6 Variation of total attenuation with incident laser frequency

由图 5、6 可知, 在入射波长一定的条件下, 随着等离子体电子密度的增大, 激光回波的总衰减增加, 且温度越高衰减越小。在温度为 8 000 K, 电子密度最高达到 10^{19} m^{-3} 时, 衰减小于 0.65 dB; 在电子密度一定的条件下, 随着入射波频率的增大, 激光回波的总衰减减小, 在激光波段衰减小于 1.8 dB, 对激光的衰减几乎可以忽略不计。

通过以上仿真结果可知, 在实际的高超声速飞行过程中, 飞行器表面等离子体鞘套对激光的吸收十分微弱, 对激光的衰减几乎可以忽略不计。

2 双频激光在湍流中的传输特性

随着高超声速飞行器机动性能的提升, 以及空天飞机的出现, 高超声速再入飞行器的气动外形变得更复杂了。由此出现了多个激波的相互干扰, 激波与边界层的相互影响, 以及边界层的分离等气动问题, 而在高超声速飞行条件下, 除了驻点附近以外绝大部分流动是湍流流动。湍流流场是一个密度分布空间时间都不均匀的流场区域, 会产生各种叠加效应, 这些叠加效应会严重影响激光雷达的性能, 降低探测的信噪比和分辨率, 严重影响雷达探测的稳定性和可靠性^[12]。

传统激光雷达探测光束为单频激光, 受湍流干扰影响较大。相比于单频激光, 相干双频激光是利用在光学频率上相差很小的两个光波频率之间的差频来完成测量, 差频信号所对应的波长处于微波波段, 在激光从光源发射并照射到目标的过程中, 两个频

率的激光受湍流的干扰所产生的影响一般是同相的。因此, 与传统的单频激光雷达相比, 其抗湍流干扰的能力要强得多。

激光场 $E(\rho, k_{1,2})$, 经过大气湍流后, 通过扩展的惠更斯-菲涅尔原理, 可以得到接收面上的光场分布:

$$E(r, L, t) = E_1(r, L, t) \exp[i(k_1 L - \omega_1 t) + \theta_1(r, \rho, k_1)] + E_2(r, L, t) \exp[i(k_2 L - \omega_2 t) + \theta_2(r, \rho, k_2)] \quad (13)$$

式中: ρ 为发射面上的点坐标; $k_{1,2}$ 为两个不同频率的激光所对应的激光波数; r 为接收面上的点坐标; L 为传输距离; $\omega_{1,2}$ 为两束激光的角频率; $\theta_1(r, \rho, k_1)$ 和 $\theta_2(r, \rho, k_2)$ 是光波在大气湍流中传输时, 引入的附加复相位信息。

因此, 探测器的输出电流 $I(t)$ 可以表示为:

$$I(t) = GR \int |E(r, L, t)|^2 dr \quad (14)$$

式中: G 为探测器增益; R 为光电探测器的响应度。输出电流中差频信号的交流分量为:

$$i_{\text{beat}}(t) = 2GR \cdot \text{Re} \int E_1(r, L, t) + E_2(r, L, t) \cdot \exp[\theta_1(r, \rho, k_1) + \theta_2(r, \rho, k_2)] \cdot \exp(i\Delta\omega) dr \quad (15)$$

式中: $\Delta\omega = \omega_1 + \omega_2$ 是差频信号所对应的角频率。

由激光雷达探测信噪比的表达式得到:

$$SNR = \frac{\langle i_{\text{beat}}^2 \rangle}{\langle i_{\text{Bk}}^2 \rangle + \langle i_{\text{Th}}^2 \rangle + \langle i_{\text{Sh}}^2 \rangle + \langle i_{\text{Dk}}^2 \rangle} \quad (16)$$

此时, $\langle i_{\text{beat}}^2 \rangle$ 由公式(17)决定:

$$\langle i_{\text{beat}}^2 \rangle = 2G^2 R^2 \iint \langle E_1^2(r, L, t) \rangle \cdot \langle E_2^2(r, L, t) \rangle \cdot \langle \exp\{2[\theta_1(r, \rho, k_1) + \theta_2(r, \rho, k_2)]\} \rangle d^2 r \quad (17)$$

由于两束激光的波长非常接近, 在同样的大气传输中, 湍流对两束激光的影响几乎是相同的, 两束激光所受影响具有很强的相关性。假设大气湍流是统计稳定的, 并且其引入的附加复相位符合高斯随机分布^[13], 通过证明可以获得:

$$\langle \exp\{2[\theta_1(r, \rho, k_1) + \theta_2(r, \rho, k_2)]\} \rangle = \exp[-\Gamma(r)] \quad (18)$$

其中,

$$\Gamma(r) = \langle |\theta_1(r, \rho, k_1) + \theta_2(r, \rho, k_2)|^2 \rangle \quad (19)$$

假设符合高斯分布的复相位均值为 a_n , 标准差为 s_n ,

$$a_n = k_{a,n} C_N^2 \quad (20)$$

$$s_n = k_{s,n} C_N^2 \quad (21)$$

式中: C_N^2 为大气湍流强度; $k_{a,n}$ 一般情况下可以认为等于 0, $k_{s,n}$ 表示如公式(22)^[14]:

$$k_{s,n} = \begin{cases} 0.97 \cdot D^{-1/2} L^3 & \text{准直光束} \\ 1.10 \cdot D^{-1/2} L^3 & \text{聚焦光束} \end{cases} \quad (22)$$

式中: D 表示光学系统的接收口径; L 为激光的传输距离。探测激光为准直光, 取 $D=0.1 \text{ m}$ 。

$$k_{s,n} = 2.1 \cdot L^3 \quad (23)$$

$k_{s,n}$ 主要受激光传输距离的影响。

对于单频相干激光雷达, 激光本振信号并未在大气湍流中传输, 不会产生附加相位, 即 $\theta_2(r, \rho, k_2)$ 的均值为 0, 此时, 差频信号的复相位抖动完全由 $\theta_1(r, \rho, k_1)$ 决定, 由于 $\theta_1(r, \rho, k_1)$ 服从高斯分布, 根据统计关系:

$$D(X) = E(X^2) - E^2(X) \quad (24)$$

式中: $D(X)$ 为变量 X 的标准差; $E(X)$ 为变量的均值。对于单频激光, 可以得到:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{SFL}}(r) &= \langle \theta_1^2 \rangle = E_{\text{SFL}}(\theta_1^2) = D(\theta_1) + E^2(\theta_1) = \\ & a_1^2 + s_1^2 = k_{s,1}^2 \cdot (C_N^2)^2 \end{aligned} \quad (25)$$

对于相干双频激光雷达, 两束激光都经历了大气湍流的影响, 如前面所述, 两束激光的频率非常接近, 大气湍流的影响几乎是完全相同的, 所以引入的附加复相位也是相同的, 即存在 $a_1 \approx a_2, s_1 \approx s_2$ 。因此, 对于双频激光, 可以得到:

$$E(\theta_1 - \theta_2) = E(\theta_1) - E(\theta_2) \approx 0 \quad (26)$$

$$\begin{aligned} D(\theta_1 - \theta_2) &= D(\theta_1) - D(\theta_2) - 2r\sqrt{D(\theta_1)} \cdot \sqrt{D(\theta_2)} \approx \\ & 2(1-r)s_1^2 \end{aligned} \quad (27)$$

式中: r 为变量 θ_1 和变量 θ_2 的相关系数, 此时差频信号复相位的统计平均值为:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{DFL}}(r) &= \langle \theta_1 - \theta_2 \rangle^2 = E_{\text{DFL}}[(\theta_1 - \theta_2)^2] = \\ & D(\theta_1 - \theta_2) + E^2(\theta_1 - \theta_2) = 2(1-r)k_{s,1}^2 \cdot (C_N^2)^2 \end{aligned} \quad (28)$$

由于信噪比公式(16)中, 分母的各项噪声不受湍流的影响, 因此系统的信噪比 SNR 与大气湍流引入的 $\exp[-\Gamma(r)]$ 成正比, 即:

$$SNR \propto \exp[-\Gamma(r)] \quad (29)$$

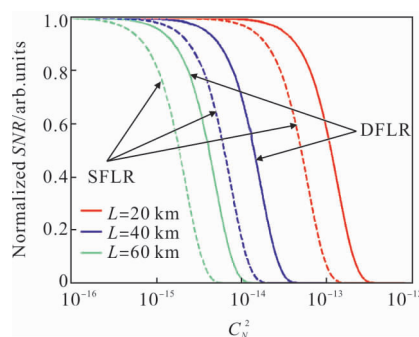
将公式(25)、(28)代入公式(29)后, 得到单频激光归一化信噪比与湍流强度的关系式为:

$$SNR_{\text{SFL}} \propto \exp[-4.4L^6 \cdot (C_N^2)^2] \quad (30)$$

双频激光归一化信噪比与湍流强度的关系式为:

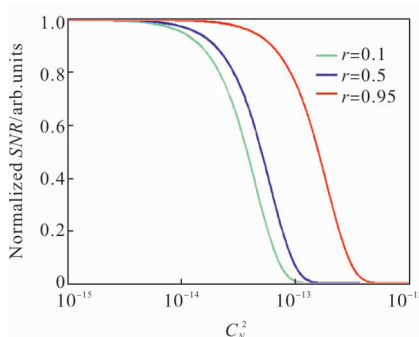
$$SNR_{\text{DFL}} \propto \exp[-8.8(1-r)L^6 \cdot (C_N^2)^2] \quad (31)$$

由此得到单频激光和双频激光归一化信噪比与大气湍流强度的关系曲线, 如图 7 所示。



(a) 不同 L 下单频和双频激光系统

(a) With different L in SFLR system and DFLR system



(b) 双频激光系统不同相关系数 r

(b) With different correlation coefficient r in DFLR system

图 7 差频信号归一化信噪比与湍流强度关系曲线

Fig.7 Simulating results of beat signal's normalized Signal-to-noise ratio and atmospheric turbulence intensity

由图 7(a)可以看出, 对于特定的激光探测距离 L , 随着湍流强度的提高, 差频信号的归一化信噪比都会降低, 但是双频激光的抗湍流干扰能力要优于单频激光。图 7(b)表示的是在不同相关系数 r 下, 双频激光差频信号的归一化信噪比和湍流强度的关系曲线, 二者的相关程度越高, 双频激光的抗湍流干扰

能力越强。从理论上可以证明相干双频激光的抗湍流干扰特性。

3 结 论

(1) 通过对高超声速模型在不同飞行场景下流场仿真计算,得到飞行器驻点线温度分布参数,范围为 8 000~16 000 K。结合理论模型仿真得到在温度为 8 000 K,电子密度最高达到 10^{19} m^{-3} 时,1 064 nm 的激光仅衰减小于 0.65 dB;在电子密度一定的条件下,随着入射波频率的增大,激光回波的总衰减减小,在激光波段衰减小于 1.8 dB,对激光的衰减几乎可以忽略不计。

(2) 通过对比分析双频激光和单频激光在湍流中传输的回波信噪比,表明湍流强度的变化不会影响相干双频激光差频信号的信噪比,而且中心频率稳定度比较高,而单频激光的差频信号信噪比和中心频率稳定度受影响较大,证明了相干双频激光的抗湍流干扰特性。

综上,将相干双频激光雷达应用于高超声速目标的探测将会是一种有效的手段。

参 考 文 献:

- [1] Yang Hong, Zhang Yasheng, Ding Wenzhe. Detectability of airship infrared detection system to hypersonic vehicle [J]. *Chinese Optics*, 2016, 9(5): 596-605. (in Chinese)
- [2] Zhou Heng, Zhang Hanxin. Two problems about boundary layer transition and turbulence of near-space hypersonic vehicle [J]. *Journal of Aerodynamics*, 2017, 35(2): 151-155.
- [3] Keidar M, Kim M, Boyd I. Electromagnetic reduction of plasma density during atmospheric reentry and hypersonic flights [J]. *Journal of Spacecraft & Rockets*, 2008, 45(3): 445-453.
- [4] Yang H, Zhao C M, Zhang H, et al. Phase noise influence in a dual-frequency laser phase-shift range finder [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 10(1): 1-1.
- [5] Ye W H, Li L L, Pan C P. Propagation attenuation analysis of high frequency electromagnetic wave in plasma sheath [J]. *Science and Technology Innovation Report*, 2017, 14(34): 57-59.
- [6] Chen F F, Chang J P. Principles of plasma processing [R]. New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers, 2003.
- [7] Tian Yuan, Han Yiping, Niu Huaheng, et al. Effects of weakly ionized hypersonic flow on propagation of terahertz wave [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(12): 3690-3695. (in Chinese)
- [8] Shi L, Zhao L, Yao F, et al. Telemetry channel capacity assessment for reentry vehicles in plasma sheath environment [J]. *Plasma Science and Technology*, 2015, 17(12): 1006-1012.
- [9] Lu D R, Chen Z Y, Guo X, et al. Recent progress in near space atmospheric environment study. [J]. *Advance in Mechanics*, 2009, 39(6): 674-682.
- [10] Park C. Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air [J]. *Journal of Thermo Physics and Heat Transfer*, 1989, 3: 233-244.
- [11] Gupta R N, Yos J M, Thompson R A, et al. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30 000 K [R]. NASA STI/Recon Technical Report N, 1990, 90: 27064.
- [12] Wang Yi, Wang Yunmin, Ma Jing. Influence of angle-of-arrival fluctuations on ground-to-satellite laser uplink communication system [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(1): 0122001.
- [13] Zheng Z, Zhao C M, Zhang H Y, et al. Phase noise reduction by using dual-frequency laser in coherent detection [J]. *Optics & Laser Technology*, 2016, 80: 169-175.
- [14] Churnside J H, Lataitis R J. Wander of an optical beam in the turbulent atmosphere [J]. *Applied Optics*, 1990, 29(7): 926-930.