

基于自发瑞利-布里渊散射的相关参数误差对气体温度准确测量的影响

吴涛*, 杨传音, 商景诚, 何兴道, 陈忠平

南昌航空大学无损检测技术教育部重点实验室, 江西省光电检测技术工程实验室, 江西 南昌 330063

摘要 仿真了氮气在温度为 298 K, 压强为 20265.0~810600.0 Pa 下的自发瑞利-布里渊散射光谱, 利用仿真光谱研究了法布里-珀罗干涉仪的仪器函数线宽、散射角、气体体黏滞系数、压强参数误差, 以及存在气溶胶时米散射干扰对气体温度反演结果的影响。仿真结果显示: 在仪器函数线宽偏差 ≤ 5 MHz, 散射角偏差 $\leq 0.2^\circ$, 体黏滞系数偏差 $\leq 0.2 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 以及压强相对误差 $\leq 3\%$ 的条件下, 单个参数偏差导致的温度反演的最大绝对误差为 1.7 K。米散射的相对强度为 0.3~2.5 时, 温度反演的误差通常低于 2 K。此外, 还开展了在温度为 298 K, 压强在 70927.5~709275.0 Pa 范围内的侧向 90° 的氮气自发瑞利-布里渊散射实验, 经参数优化后, 根据测量光谱对温度进行反演, 结果表明: 实验结果与仿真分析结论具有较好的一致性, 在与仿真相同的参数误差条件下, 实验获得的温度绝对误差小于 1.2 K。该研究对实现不同压强条件下温度的高精度绝对探测及气体状态的准确分析具有一定的参考意义。

关键词 测量; 温度反演; 瑞利-布里渊散射; 气溶胶; 仿真

中图分类号 P46

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0912006

Influences of Correlation Parameter Errors on Accurate Measurement of Gas Temperature Based on Spontaneous Rayleigh-Brillouin Scattering

Wu Tao*, Yang Chuanyin, Shang Jingcheng, He Xingdao, Chen Zhongping

Key Laboratory of Nondestructive Test (Ministry of Education), Jiangxi Engineering Laboratory for Optoelectronic Testing Technology, Nanchang Hangkong University, Nanchang, Jiangxi 330063, China

Abstract The Mie scattering interference induced by aerosol on gas temperature retrieval and the errors of line width of the Fabry-Perot interferometer (FPI) instrument function, scattering angle, gaseous bulk viscosity, and pressure are studied based on the spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering spectra of nitrogen simulated at the temperature of 298 K and pressure range of 20265.0-810600.0 Pa. The simulation results show that when the error of the instrument function line width is less than or equal to 5 MHz, the error of the scattering angle is less than or equal to 0.2° , bulk viscosity error is less than or equal to $0.2 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, and relative error in pressure is less than or equal to 3%, a maximum absolute temperature error of 1.7 K caused by the single parameter error may occur. When the relative intensity of the Mie scattering is 0.3-2.5, the temperature retrieval errors are usually lower than 2 K. In addition, the spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering experiment with a 90° scattering angle in nitrogen is performed at the temperature of 298 K and pressure range of 70927.5-709275.0 Pa. The temperature is retrieved according to the measured spectra after parameter optimization. The results show that the experimental results are in good agreement with those of the simulation. For simulation-based parameters with the same errors, the absolute temperature errors obtained by the experiment are lower than 1.2 K. This study is helpful in achieving the high-precision absolute measurements of gas temperature and accurate analysis of the gas state under different pressures.

Key words measurement; temperature retrieval; Rayleigh-Brillouin scattering; aerosol; simulation

OCIS codes 120.5820; 280.6780; 290.5870; 010.1110

收稿日期: 2019-01-17; 修回日期: 2019-03-14; 录用日期: 2019-05-31

基金项目: 国家自然科学基金(41665001, 611177096)、航空科学基金(2015ZC56006)

* E-mail: wutccnu@nchu.edu.cn

1 引 言

自 20 世纪 60 年代激光器问世以来,激光技术的进步促进了气体物理量的非侵入式测量的发展,并对大气遥感探测等产生了深远影响。气溶胶米散射或气体分子瑞利散射激光雷达技术作为一种先进的遥感技术,通常被用来测量气溶胶系数、大气风场和大气温度等大气参数^[1-3]。1972 年,Cooney^[4]提出了利用转动拉曼散射信号测量大气温度。尽管测温拉曼散射激光雷达可以高精度地探测出对流层大气的温度,但是拉曼散射信号的强度比米散射和瑞利散射的弱^[5-7],且受背景噪声影响大。因此,拉曼散射激光雷达需要在较强的激光能量下通过大口径的望远镜接收系统和高精度、高稳定性、高光谱分辨率的大气回波信号分光系统来实现温度的绝对测量^[8-9]。而自发瑞利-布里渊散射信号比拉曼散射信号要强 3~4 个数量级,因此,基于自发瑞利-布里渊散射的高光谱分辨率激光雷达可实现高精度的对流层大气温度探测^[10]。在气象探测领域,通常使用探空气球作为温度传感器的载体获取温度数据,测量精度为 0.1 K^[11-12],其缺点是数据不连续、定位性差。由文献^[13-16]可知,在大气遥感探测领域,理论上激光雷达温度测量精度可达 1 K,但由于实际大气环境复杂,以及所使用的探测仪器灵敏度和工作状态的限制,实际的温度探测精度要低于理论值。而激光雷达因具有高时空分辨率、可连续进行大气温度垂直廓线测量等优势,仍得到了广泛应用。现代航空发动机向着高马赫数和高可靠性方向发展,也给发动机在高温、高压、高转速等条件下的参数准确测量带来挑战。发动机燃烧室与尾焰的温度是确定热端部件性能的最关键参数,而自发瑞利-布里渊散射作为一种诊断技术,可实现常压和高压下的非接触式温度测量^[17-18]。尽管发动机燃烧室内或尾焰的温度可达上千 K,但基于自发瑞利-布里渊散射的温度测量技术仍可满足该领域温度测量精度的要求。

实现高精度的温度测量,需要建立能准确描述自发瑞利-布里渊散射线型的理论模型。1974 年,Tenti 等^[19]基于 WCU 方程建立了 Tenti S6 模型,该模型利用气体的特征参数^[20]代替碰撞积分算子,实现对自发瑞利-布里渊散射线型的描述。目前,Tenti S6 模型被公认为是描述自发瑞利-布里渊散射线型最合适的物理模型,其不仅适用于单原子气体,还适用于多原子气体和混合气体^[21-23]。根据已知的气体热力学参数,通过比较实验和理论的自发

瑞利-布里渊散射谱,就可以获得气体的温度、压强等物理参数^[8,24]。但玻尔兹曼方程没有解析解,只能获得数值解,使得从 Tenti S6 模型中获得有用的参数的过程不仅复杂,而且耗时。针对上述问题,众多学者建立了具有解析式的数学模型来描述自发瑞利-布里渊散射谱^[25-27]。尽管这些解析模型处理数据的速度快,但获得参数的准确性还有待进一步提高。除了要建立准确的模型之外,还须分析参数真实值获取的影响因素,为基于自发瑞利-布里渊散射的温度测量精度的提高提供重要的参考。

实验测量的自发瑞利-布里渊散射光谱线型不仅取决于气体的压强、温度、体黏滞系数等相关参数,还与实验中的鉴频仪器函数密切相关。同时,由于实际气体环境中不可避免地存在气溶胶,其产生的米散射也会对测量的自发瑞利-布里渊散射光谱线型产生明显影响。目前,已报道的文献多是在不含气溶胶或气溶胶含量相对少的情况下,利用相关的理论模型对测量的自发瑞利-布里渊散射光谱进行处理,来实现参数的测量^[8,22,28],存在一定的测量误差,但鲜有文献对引起参数测量误差的因素进行详尽分析和实验验证。因此,从理论及实验上量化气体特征参数测量偏差、鉴频仪器函数特征参数偏差和米散射的干扰,对于优化自发瑞利-布里渊散射实验和提高参数测量的准确性具有重要的意义。

本文利用 Tenti S6 模型仿真了温度为 298 K、压强在 20265.0~810600.0 Pa 范围内、无米散射的氮气自发瑞利-布里渊散射谱,在拟合仿真谱时,分别改变仪器函数线宽、散射角、体黏滞系数,以及压强等参数来反演温度,进而分析各参数偏差对温度反演误差的影响。同时,还仿真了含米散射的氮气自发瑞利-布里渊散射谱,研究了不同相对强度的米散射对温度反演结果的影响。为了验证仿真结论,开展了温度为 298 K,压强在 70927.5~709275.0 Pa 范围内,侧向 90°氮气的自发瑞利-布里渊散射实验,经参数优化后,将测量得到的散射谱与理论模型相比较,并与仿真结论进行对比分析。

2 理 论

实验测得的散射信号是理想自发瑞利-布里渊散射线型与系统的仪器函数卷积之后的结果,系统仪器的工作状态是影响测量光谱准确性的重要因素。因此,为了准确地反演温度,需要把系统的仪器函数纳入考量范围。在不考虑激光线宽(约 5 MHz)影响的情况下,系统的仪器函数主要由法布里-珀罗

干涉仪的强度传输函数决定。通常,理想法布里-珀罗干涉仪的强度传输函数可用艾里函数表示为^[22]

$$A(f) = I_0 \left[1 + \left(\frac{2F_{SR}}{\pi F_{WHM}} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi}{F_{SR}} f \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

式中: I_0 为强度传输最大值; F_{WHM} 为仪器函数传输曲线的半峰全宽; F_{SR} 为自由光谱范围; f 为光的传输频率。 $F_{WHM} = [F_{SR}(1-R)]/(\pi\sqrt{R})$,其中 R 为镜片的反射率;共聚焦法布里-珀罗干涉仪的 $F_{SR} = c/(4nd\cos\alpha)$, c 为光速, d 为两镜片间的距离,一般只有几到十几 mm, n 为两镜片间介质的折射率,通常取 $n=1$, α 为入射角,一般取 $\cos\alpha=1$ 。

法布里-珀罗干涉仪的镜面微观缺陷以及反射涂层的不均匀性也将会导致强度传输特性的改变。因此,为精准地描述法布里-珀罗干涉仪传输曲线,也必须考虑到上述缺陷的影响。所有提到的表面缺陷都会导致镜像分离的变化,通常认为这些分离变化仅由一个镜子引起,而另一个被认为是无影响的。基于该方法,实际的强度传输函数 $W(f)$ 可表示为艾里函数 $A(f)$ 与镜面缺陷函数 $D(f)$ 的卷积^[29]:

$$W(f) = A(f) * D(f), \quad (2)$$

式中: $*$ 为卷积符号。根据缺陷的类型,可采用不同的方法定义合适的缺陷函数^[29-31]。如在文献[29]中,用高斯函数 $D_g(f)$ 描述法布里-珀罗干涉仪的镜面缺陷。

在只考虑分子的自发瑞利-布里渊散射的情况下,谱线的形状可由 Tenti S6 模型描述。若待测气体中存在气溶胶,则会发生粒子散射,从而导致自发瑞利-布里渊散射谱中存在额外的米散射光谱,其分布类似于激光脉冲的频谱。当不考虑粒子散射的展宽时,米散射谱线可由狄拉克函数描述。此时,自发瑞利-布里渊散射谱为^[10]

$$S(T, p, f) = I_{Ray} \cdot S_{Ray}(T, p, f) + I_{Mie} \cdot S_{Mie}(f), \quad (3)$$

式中: $S_{Ray}(T, p, f)$ 为通过 Tenti S6 模型归一化的自发瑞利-布里渊散射线型; $S_{Mie}(f)$ 为描述粒子散射的狄拉克函数; I_{Ray} 和 I_{Mie} 分别为自发瑞利-布里渊散射信号的强度和米散射信号的强度; T 和 p 分别为气体的温度和压强。而实验中探测到的自发瑞利-布里渊散射谱 $M(f)$ 则是理想的自发瑞利-布里渊散射谱 $S(T, p, f)$ 和修正后的法布里-珀罗干涉仪的强度传输函数 $W(f)$ 卷积之后的结果,可表示为^[10]

$$M(f) = S(T, p, f) * W(f). \quad (4)$$

由共聚焦法布里-珀罗干涉仪传输曲线的线宽

F_{WHM} 与入射角的关系可知,散射信号和参考光不共轴会引起入射角 α 的变化,而且在实验中法布里-珀罗干涉仪接收到的并不是理想散射点的信号,而是一个来自散射区域的信号,因此会使得散射信号在法布里-珀罗干涉仪的传输中发生展宽,最终影响 F_{WHM} 的值,从而导致由参考光获得的仪器函数将不再适用于散射信号。仪器函数线宽主要影响自发瑞利-布里渊散射信号的分辨率。因此,要准确地反演温度,必须考虑法布里-珀罗干涉仪的仪器函数线宽 F_{WHM} 的影响。

散射角主要影响自发瑞利-布里渊散射线型总的宽度,且散射角的不确定度对温度反演的影响可由描述自发瑞利-布里渊散射线型的 x 参数(散射频移与分子有效碰撞频率之比)获得。由散射角 θ 误差导致的温度绝对误差可表示为^[8]

$$\Delta T = \frac{\theta'}{\tan(\theta/2)} T, \quad (5)$$

式中: $\theta' = \Delta\theta \cdot \pi/180^\circ$ 。因此,由(5)式可知,当温度为 298 K,散射角为 90° ,且散射角偏差 $\Delta\theta = 0.3^\circ$ 时,所导致的温度不确定度为 1.6 K。通常利用几何测量方法和散射角优化方法来确定散射角的不确定度^[8,32]。但在实际的遥感应用中,探测对象通常是远距离的大气后向 180° 散射角的散射信号,且接收视角只有几百 μrad ^[22],其对温度反演的结果影响很小。因此,在该应用中通常忽略散射角的不确定度。

黏滞系数主要包括剪切黏滞系数和体黏滞系数,是描述介质内摩擦力性质的一个重要参数。剪切黏滞系数可以直接由化学物理手册查到或通过理论计算得出,而体黏滞系数则需要通过实验测量。体黏滞系数 η_b 是决定布里渊双峰显著程度的因素之一,其涉及分子内部自由度的弛豫现象,而且其值与温度有关。虽然在 Tenti S6 模型中体黏滞系数 η_b 为一个已知的物理参数,但其取值多是根据光散射实验得到的经验值。根据国内外学者研究的氮气体黏滞系数的值^[22,28,33-34],其最大测量误差为 $\pm 0.7 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。综上所述,体黏滞系数目前没有一个确定的理论取值,因此研究体黏滞系数的不确定度对准确地反演温度是有必要的。

基于 Tenti S6 模型并利用自发瑞利-布里渊散射测量温度需要已知压强参数。在实际大气遥感探测中,大气压强是根据标准大气模型仿真获得的^[35],该模型得到的压强与实际大气压强的误差在 $\pm 10 \text{ hPa}$ 内。此外,航天发动机燃烧室内的高温、高压环境,使得温度和压强测量都十分困难。压强

是评价发动机燃烧性能的重要参数,通常采用高压测量装置进行测量,若测压装置的精度不高,则会影响到利用自发瑞利-布里渊散射测量燃烧室温度的准确性。故而,也需研究压强误差对温度反演的影响。

此外,大气中存在的气溶胶主要集中在边界层中(地面至1~2 km 高度),过多的气溶胶以及过大的粒子直径都会影响到自发瑞利-布里渊散射谱线,例如造成较强的米散射,进而可能会影响到温度反演的结果。

3 仿真与分析

结合第2节的理论分析,将研究仪器函数线宽

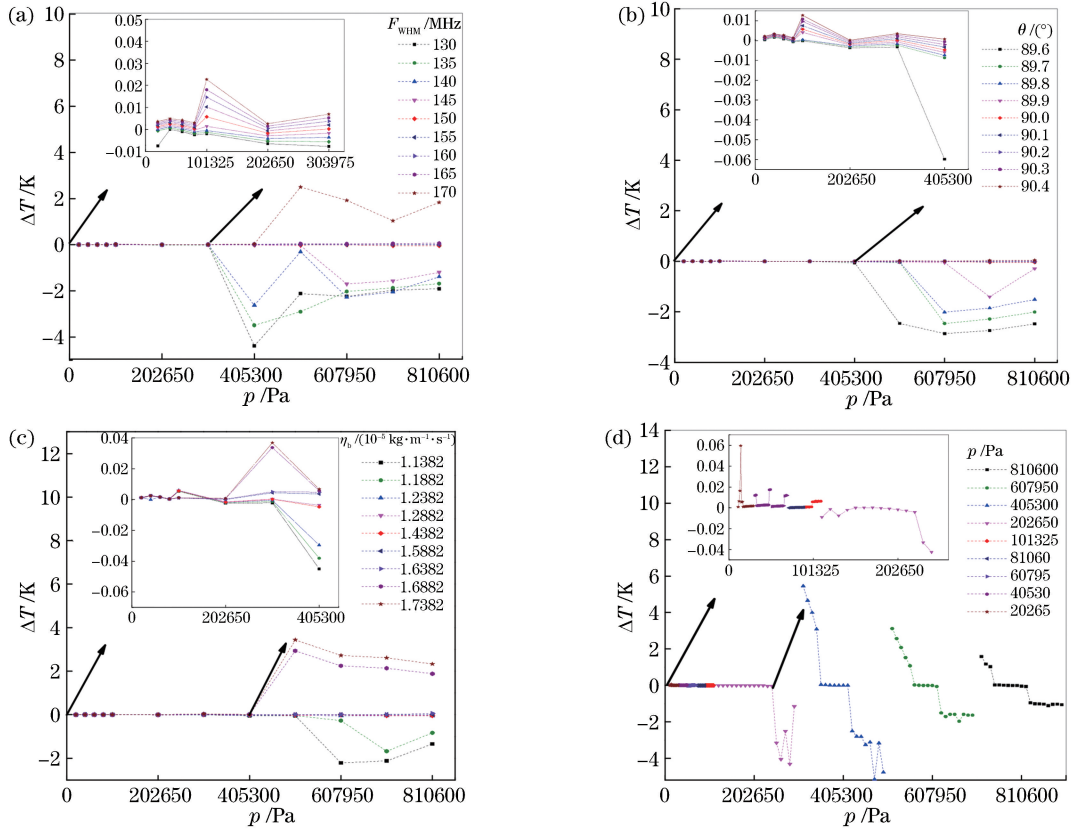


图1 温度为298 K,压强为20265.0~810600.0 Pa时,不同参数对温度反演的影响。(a) F_{WHM} ; (b) θ ; (c) η_b ; (d) p

Fig. 1 Influences of different parameters on temperature retrieval at temperature of 298 K and pressure range of 20265.0-810600.0 Pa. (a) F_{WHM} ; (b) θ ; (c) η_b ; (d) p

由第2节可知,散射信号的非点散射特征使得参考光束并不能真实地模拟散射信号的传输。而实验中法布里-珀罗扫描干涉仪的仪器函数是利用参考光束测得,其与探测散射信号时的状态存在一定的差异,这必然导致相应的 F_{WHM} 不同。因此,在Tenti S6模型中,将仪器函数线宽变化范围设置为130~170 MHz,变化间隔设置为5 MHz,分别利用Tenti S6模型对与150 MHz仪器线宽作卷积后的仿真自发瑞利-布里渊散射谱线进行拟合,研究其对

F_{WHM} 、散射角 θ 、气体体黏滞系数 η_b 、压强 p ,以及米散射的相对强度 I_{par} 5个主要因素对温度反演结果的影响。利用Tenti S6模型仿真获得了20265.0~810600.0 Pa条件下氮气的自发瑞利-布里渊散射频谱。在Tenti S6模型中,各相关参数的标准值如下: $F_{WHM}=150$ MHz, $F_{SR}=10$ GHz, $\lambda=532$ nm, $\theta=90^\circ$, $\eta_b=1.4382 \times 10^{-5}$ kg·m⁻¹·s⁻¹。

在Tenti S6模型中,分别改变参数 F_{WHM} 、 θ 、 η_b 和 p 的值(每个参数作为单一变量),并对无米散射时理论的仿真谱进行拟合,获得不同条件下反演的温度值 T ,然后计算温度误差,结果如图1所示,其中每个图中的插图均为低压条件下的结果放大图。

温度反演的影响,结果如图1(a)所示。由于仪器函数线宽与鉴频仪器本身的工作状态有关,其主要受到环境温度波动和扫描非线性的影响。为此,在实验环境温度波动小于0.5 K,散射池内温度为298 K的条件下,对法布里-珀罗扫描干涉仪的传输曲线进行80次测量,并利用考虑镜面缺陷的艾里函数对每次的测量仪器函数传输曲线进行拟合,得到的线宽误差值在±3 MHz范围内,该值表明实验中法布里-珀罗扫描干涉仪在相同条件下的工作状态较为

稳定,也就排除了法布里-珀罗扫描干涉仪本身工作状态不稳定对实验结果的影响。由图 1(a)可知,拟合时所设置的法布里-珀罗干涉仪的线宽与仿真时所使用的实际线宽偏差越大,所测得的温度绝对误差也就越大,5 MHz 的线宽误差将会导致 1.7 K 左右的温度绝对误差。此外,仿真所使用的散射角 θ 为 90° ,而在实际的实验操作中,接收自发瑞利-布里渊散射信号的角度会存在一定的偏差。由图 1(b)的仿真结果可知,角度偏差越大,温度绝对误差越大,散射角的误差小于 0.2° 时,温度测量误差在多数压力环境条件(20265.0~405300 Pa)下小于 1 K,该结果可为实验散射池的设计提供参考。而在实际的遥感应用中,测量对象是远距离的大气后向 180° 散射角的散射信号,且接收视角只有几百 μrad ,其对温度测量误差的影响可以忽略。文中所用的氮气的标准体黏滞系数 $\eta_b = 1.4382 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。如图 1(c)所示, η_b 的取值偏差越大,温度反演结果的准确性越差。文献[28]利用经过相关优化后的自发瑞利-布里渊散射,测得了较为准确的氮气体黏滞系数值,并将其不确定度缩小为 $\pm 0.14 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。本研究的体黏滞系数的偏差为 $0.2 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,仿真结果表明该偏差会导致低于 1 K 的温度测量误差。此外,压强也会影响布里渊峰的明显程度,进而对整个光谱线型产生影

响。然而,实验中使用的是高精度数字压力计(KY2010,北京凯航伟业,中国),其精度量级为 kPa,该量级的测量误差对谱线影响较小。仿真结果表明,在 3% 的压强相对误差范围内,温度的绝对误差低于 1.5 K,而通常压强的测量误差不会比仿真设置范围大。综上所述,在影响温度反演的主要参数中,当仪器函数线宽的偏差 $\leq 5 \text{ MHz}$,散射角的偏差 $\leq 0.2^\circ$,体黏滞系数的偏差 $\leq 0.2 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,压强的相对误差 $\leq 3\%$ 时,单一参数值的波动引起的温度最大反演误差为 1.7 K。

为研究米散射对温度反演的影响,利用 Tenti S6 模型仿真了温度为 298 K、压强为 20265.0~810600.0 Pa 下的不同相对强度的米散射[图 2(a)]的自发瑞利-布里渊散射谱,再用 Tenti S6 模型进行反演温度拟合。由于实际大气中气溶胶成分复杂,大陆地区对流层内气溶胶主要成分为沙尘性粒子(70%)、水溶性粒子(29%)和煤烟。由于粒子的折射率不同,并且气溶胶的粒子尺寸各异,实验中很难模拟实际大气中的气溶胶状态。因此,只研究米散射的相对强度对温度反演的影响。为定量表示米散射,引入 $I_{\text{Mie}}/I_{\text{Ray}}$ 比值。图 2(b)为图 2(a)中不同米散射的相对强度下的温度反演误差。由图 2(b)可知,在所研究米散射的相对强度范围内,温度反演误差通常低于 2 K。

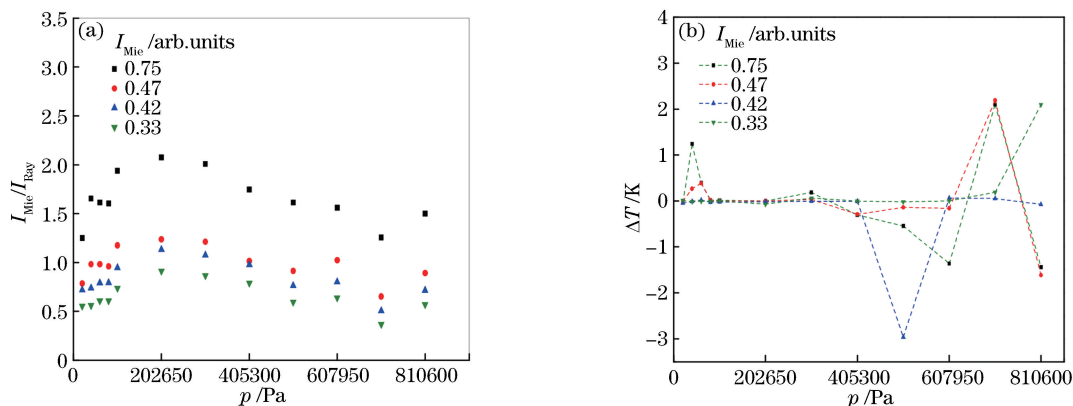


图 2 温度为 298 K 时,不同米散射相对强度条件下的温度反演结果。(a) 20265.0~810600.0 Pa 压强下的不同米散射的相对强度;(b)对应于图 2(a)中不同米散射的相对强度条件下的温度反演误差

Fig. 2 Results of temperature retrieval under different relative intensities of Mie scattering at temperature of 298 K.

(a) Different relative intensities of Mie scattering at pressure range of 20265.0-810600.0 Pa; (b) temperature retrieval errors corresponding to different relative intensities of Mie scattering in Fig. 2(a)

4 实验与分析

瑞利-布里渊散射信号测量装置见文献[24]和文献[28]中的报道。利用该套装置进行了

70927.5~709275.0 Pa 压强和 298 K 温度下的氮气自发瑞利-布里渊散射实验,实验所使用的激光波长为 532 nm,散射角约为 90° ,最终获得的氮气的散射谱如图 3 所示。

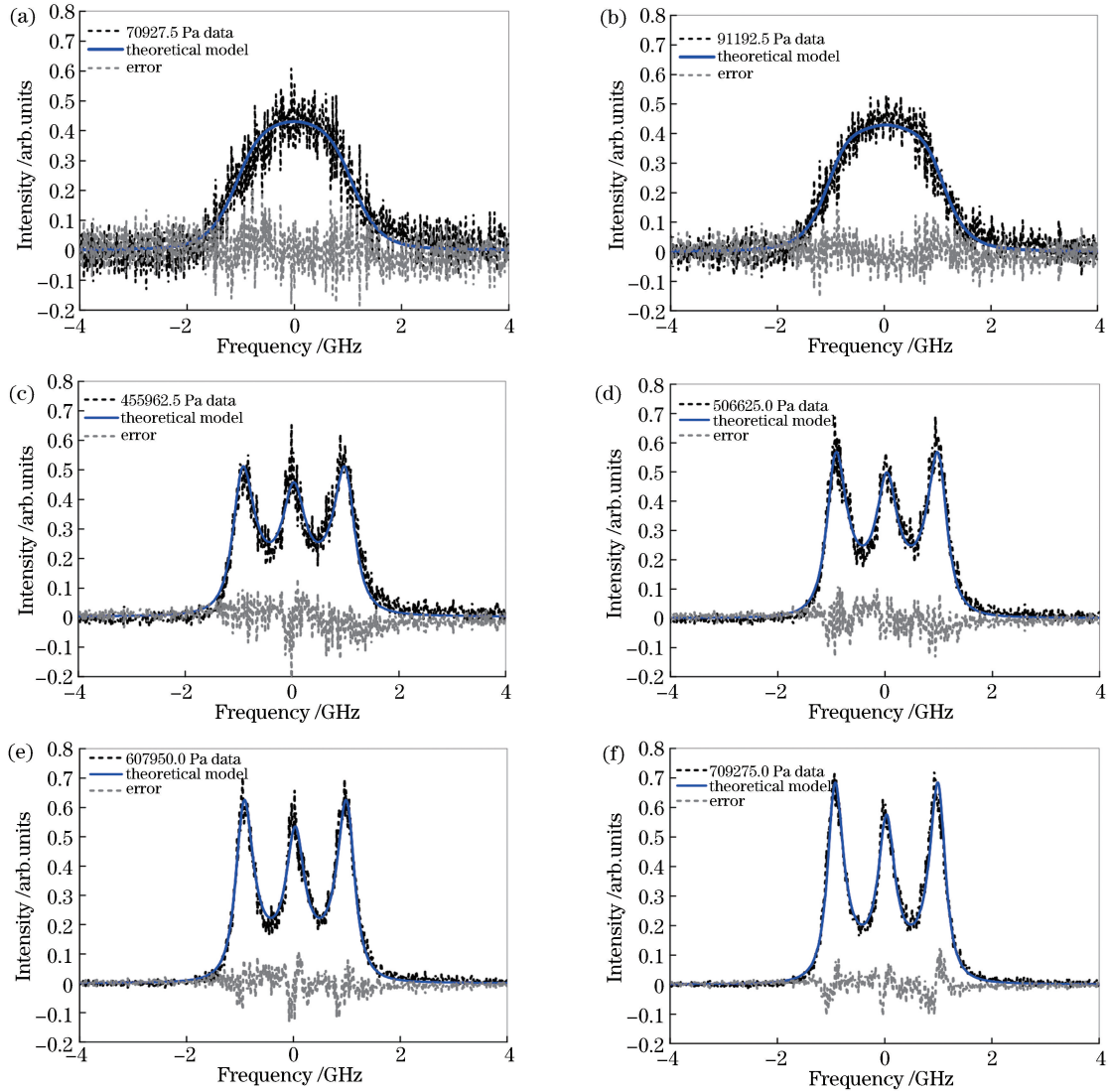


图 3 温度为 298 K 时,不同压强下氮气的自发瑞利-布里渊散射谱与利用 Tenti S6 模型得到的理论谱线的对比结果。

(a) 70927.5 Pa; (b) 91192.5 Pa; (c) 455962.5 Pa; (d) 506625.0 Pa; (e) 607950.0 Pa; (f) 709275.0 Pa

Fig. 3 Comparison of spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering spectra of nitrogen with theoretical spectra obtained by Tenti S6 model at temperature of 298 K and different pressures. (a) 70927.5 Pa; (b) 91192.5 Pa; (c) 455962.5 Pa; (d) 506625.0 Pa; (e) 607950.0 Pa; (f) 709275.0 Pa

为了验证第 3 节的仿真结果,对图 3 中实验测量的谱线进行拟合获得温度,根据反演的温度 T 得到误差 ΔT ,其中氮气的体黏滞系数 η_b 的参考值通过多次实验测量后取^[28] $1.4382 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。当 $p < 101325.0 \text{ Pa}$ 时,测得的仪器函数线宽 F_{WHM} 为 125 MHz,而当 $p > 405300.0 \text{ Pa}$ 时,测得的线宽 F_{WHM} 为 75 MHz,线宽的不同主要是由光路的重新调节所引起的。如第 2 节的理论所述,散射池内气体压强变化越大,引起的气体介质折射率变化量就越大,进而会改变接收的散射信号的方向,导致散射信号与参考光偏离,需重新调整光路。气体压强的变化也会导致实际的散射角发生改变,因此,为获得

准确的温度,采用文献[32]中的方法对不同压强下的散射角进行优化,优化值(加粗)如表 1 所示。分别改变 Tenti S6 模型中参与拟合时的仪器函数线宽 F_{WHM} 、散射角 θ 、体黏滞系数 η_b ,以及压强 p 的值,在每组压强下,围绕实际参数值设置了 9 个参与拟合的数据值,研究了在 6 组压强下的 4 种参数 (F_{WHM} 、 η_b 、 p 、 θ) 误差对温度反演的影响。在每种参数误差条件下,对实验测量光谱进行拟合,得到的温度反演误差如图 4 和表 1 所示。如图 4(a) 所示,高压 ($> 303975.0 \text{ Pa}$) 下的实际线宽为 75 MHz,拟合时所用的线宽与 75 MHz 偏差越大,温度反演误差也越大。而在低压下 ($\leq 303975.0 \text{ Pa}$) 实际线宽为

125 MHz,线宽的变化对温度反演误差的影响不显著,与仿真结果一致。同样,图 4(b)、(c)和表 1 的结果表明:体黏滞系数 η_b 、压强 p 和散射角 θ 对温度反演的影响与线宽 F_{WHM} 的结论相一致,即参与拟合时设置的参数值与实际参数值偏差越大,温度反演的绝对误差就越大,准确性也就越低。这是因为实际测得的自发瑞利-布里渊散射谱是由理想的散射谱与仪器函数卷积之后得到的,即仪器函数的线宽会影响整个自发瑞利-布里渊散射谱的线型。参考光束与信号光传输路径的差异也会使实验测量的仪器函数线宽与测量信号的真实值间存在一定偏差,而该偏差最终会影响温度的准确测量。理想的自发瑞利-布里渊散射光谱是由气体的多个物理参数决定,如信号散射角、温度、压强、体黏滞系数、热

导率,以及剪切黏滞系数等,其中热导率(与气体热流量和温度梯度有关)、剪切黏滞系数(与流体分子间的动量交换有关)可由 Sutherland 公式计算得到^[28]。压强和温度会影响气体分子内部运动的剧烈程度:压强越大,分子密度越大,内部运动越剧烈,在自发瑞利-布里渊散射线型上,其表现为布里渊峰越明显;温度越高,分子内部运动也越剧烈,在自发瑞利-布里渊散射线型上,其表现为布里渊频移越大。而布里渊频移与散射角密切相关,散射角的误差会影响整个谱宽,进而影响温度测量的准确性。体黏滞系数与气体分子的内部弛豫和分子自由度有关,该参数决定了在整个散射光谱中布里渊峰的明显程度,在瑞利-布里渊散射实验中,该参数需要通过实验测量,而已有研究通常采用文献报道

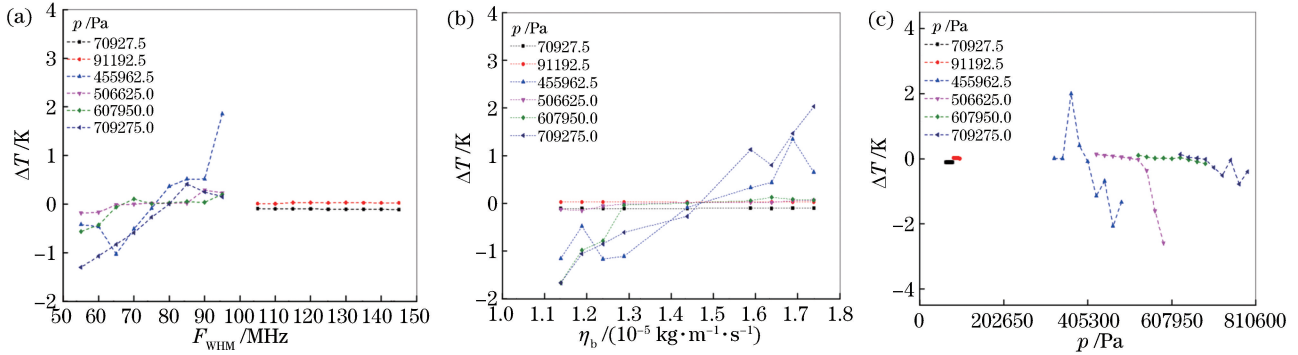


图 4 在温度为 298 K,不同压强条件下,基于测得的自发瑞利-布里渊散射谱研究得到的不同参数偏差导致的温度误差 ΔT 。(a)线宽 F_{WHM} 对温度反演的影响;(b)体黏滞系数 η_b 对温度反演的影响;(c)压强 p 对温度反演的影响

Fig. 4 Temperature errors ΔT caused by parameter errors at temperature of 298 K and different pressures based on measured spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering spectra. (a) Influence of F_{WHM} on temperature retrieval; (b) influence of η_b on temperature retrieval; (c) influence of p on temperature retrieval

表 1 温度为 298 K 时,压强为 70927.5~709275.0 Pa 的不同散射角 θ 下的温度反演误差 ΔT

Table 1 Temperature errors ΔT obtained by using different values of scattering angles at temperature of 298 K and pressure range of 70927.5-709275.0 Pa

70927.5 Pa		91192.5 Pa		455962.5 Pa		506625.0 Pa		607950.0 Pa		709275.0 Pa	
$\theta /(^{\circ})$	$\Delta T /K$	$\theta /(^{\circ})$	$\Delta T /K$	$\theta /(^{\circ})$	$\Delta T /K$	$\theta /(^{\circ})$	$\Delta T /K$	$\theta /(^{\circ})$	$\Delta T /K$	$\theta /(^{\circ})$	$\Delta T /K$
89.6	-0.11	89.6	0.02	93.1	-0.76	92.6	-0.01	92.7	-1.01	93.0	-1.8502
89.7	-0.10	89.7	0.02	93.2	-1.39	92.7	-0.01	92.8	-0.69	93.1	-1.4395
89.8	-0.11	89.8	0.02	93.3	-1.2	92.8	-0.01	92.9	-0.06	93.2	-1.0734
89.9	-0.10	89.9	0.02	93.4	-0.22	92.9	0.01	93.0	-0.03	93.3	-0.4735
90.0	-0.11	90.0	0.03	93.5	-0.08	93.0	0.02	93.1	0.01	93.4	-0.2713
90.1	-0.10	90.1	0.03	93.6	0.10	93.1	0.03	93.2	0.04	93.5	0.0701
90.2	-0.10	90.2	0.04	93.7	0.76	93.2	0.03	93.3	0.06	93.6	0.4716
90.3	-0.10	90.3	0.03	93.8	0.92	93.3	0.03	93.4	0.07	93.7	0.9751
90.4	-0.10	90.4	0.03	93.9	1.29	93.4	0.04	93.5	2.20	93.8	1.3947

值^[22, 28, 33-34],都存在较大的不确定度。因此,一个自发瑞利-布里渊散射谱线对应的各参数只有一个最准确的值,若设置的任一参数值与准确值间有偏差,都不能准确描述出该条件下的自发瑞利-布里渊散射谱线型,进而会导致温度反演不准确,且参数值偏差越大,温度误差也就越大。同时,低压(≤ 303975.0 Pa)时的温度绝对误差一般比高压(> 303975.0 Pa)时的小,该结论与仿真分析的结果基本吻合。此外,在 5 MHz 线宽误差、 0.2° 散射角误差、 $0.2 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 体黏滞系数误差,以及 3% 的压强相对误差条件下,从实验数据反演得到的各参数误差对应的最大绝对温度误差分别为 0.6, 1.2, 1.2, 1.0 K。

为显著提高气体温度测量结果的准确性,采用透镜将参考光会聚在散射池的中心,且与激发光交于一点,并利用针孔(直径为 $100 \mu\text{m}$)对散射信号进行滤波,以减小散射信号在法布里-珀罗干涉仪传输中发生的展宽,通过优化光路及鉴频器的工作状态(如温控)测量获得更加准确的仪器函数线宽。此外,实验还借助高精度的测压装置进行压力实时监

测,以减小压力不确定度对测量结果的影响。压强的改变会导致气体介质的折射率发生变化,进而改变探测信号的散射角,因此采用光路准直法和散射角优化法^[32]以得到更为准确的散射角。体黏滞系数 η_b 的值是通过在同一实验中多次重复测量取均值来获得。由图 3 可知,低压下测量的光谱信噪比较差,直接影响着温度测量结果的准确性,其可以通过相同状态下光谱的多次测量并进行叠加取均值来改善。

实际大气中存在的气溶胶会导致明显的米散射,因此在散射池中引入气溶胶,并在程序中加入了描述粒子散射的狄拉克函数,实验测得的谱线如图 5 所示。将实验测得的自发瑞利-布里渊散射谱与基于 Tenti S6 模型得到的理论谱进行对比,计算得到 70927.5, 91192.5, 303975.0, 547155.0 Pa 压强下,温度反演的绝对误差依次为 0.26, 0.41, 0.01, 0.55 K。该结果仅表明米散射对温度反演的结果存在影响,而温度反演的误差较小,则表明在 Tenti S6 模型中引入的狄拉克函数能较好地描述粒子散射线型。在处理数据时发现,激光器频率发生漂移,会导致米散射峰发生明显偏移,影响整个光谱的对称性,

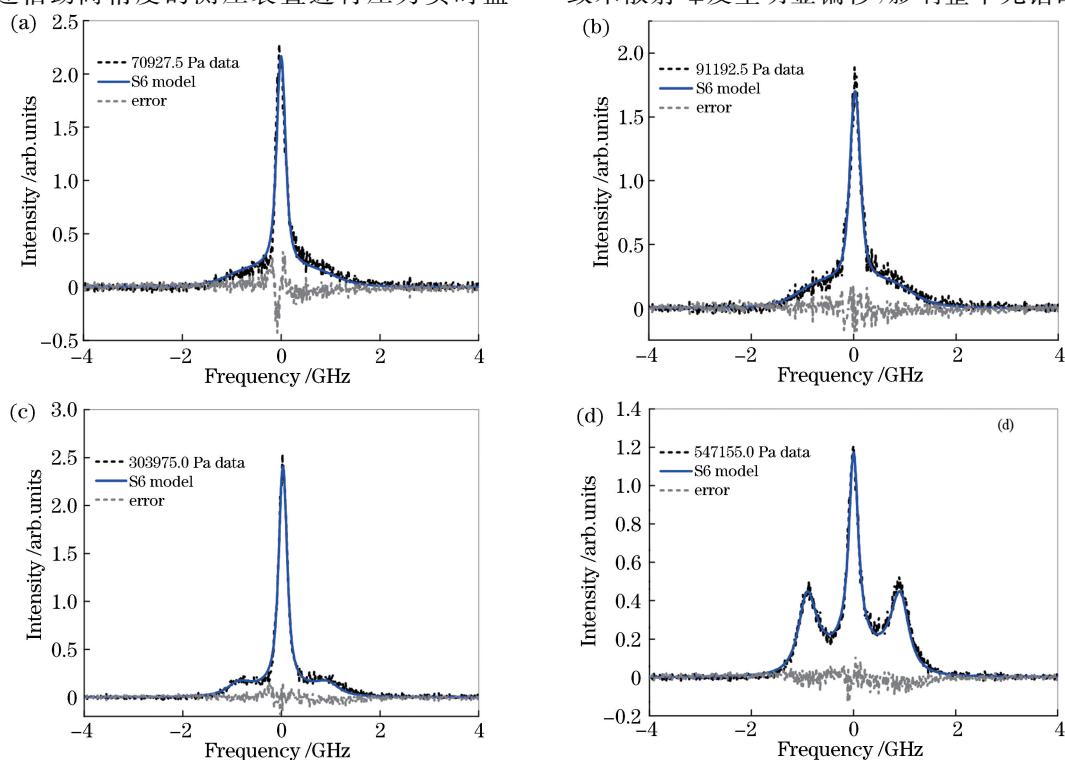


图 5 温度为 298 K,不同压强下含有米散射的氮气自发瑞利-布里渊散射频谱与使用 Tenti S6 模型得到的理论谱线对比。

(a)米散射相对强度为 10.95;(b)米散射相对强度为 6.58;(c)米散射相对强度为 14.83;(d)米散射相对强度为 2.00

Fig. 5 Comparison of spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering spectra including Mie scattering in nitrogen with theoretical spectra obtained by Tenti S6 model at temperature of 298 K and different pressures. (a) Relative intensity of Mie scattering is 10.95; (b) relative intensity of Mie scattering is 6.58; (c) relative intensity of Mie scattering is 14.83; (d) relative intensity of Mie scattering is 2.00

进而会导致较大的温度反演误差。

5 结 论

目前报道的基于自发瑞利-布里渊散射谱线的温度反演缺乏对引起测量误差的因素的系统和深入的研究。本研究利用 Tenti S6 模型,结合仿真和实验详细地分析了法布里-珀罗干涉仪的仪器函数线宽 F_{WHM} 、散射角 θ 、气体体黏滞系数 η_b 和压强 p 参数值的测量误差,以及米散射干扰对温度反演结果的影响。仿真结果表明:在无米散射的情况下,当 F_{WHM} 的误差 ≤ 5 MHz, θ 的误差 $\leq 0.2^\circ$, η_b 的误差 $\leq 0.2 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, p 的相对误差 $\leq 3\%$ 时,所测得的温度绝对误差低于 1.7 K,且设置的相关参数值与实际值间的偏差越小,温度反演的结果越准确。当存在米散射时,在所研究米散射的相对强度范围内,其导致的温度反演误差大多低于 2 K。为了验证仿真部分的结论,在温度为 298 K,不同压强条件下,实验测量侧向 90° 氮气含米散射和无米散射的自发瑞利-布里渊散射谱,通过与不同参数条件下的 Tenti S6 模型进行拟合反演温度,发现实验结果与仿真分析结果基本一致。

参 考 文 献

- [1] Shao J F, Hua D X, Wang L, *et al.* Full-time lidar system for ultraviolet high spectral Rayleigh temperature measurement [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(6): 0601003.
邵江锋, 华灯鑫, 汪丽, 等. 全天时紫外高光谱瑞利测温激光雷达系统 [J]. *光学学报*, 2017, 37(6): 0601003.
- [2] Xu J W, Liu D, Xie C B, *et al.* Multi-wavelength fitting simulation and inversion of atmospheric aerosol spectrum distribution [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(10): 1001006.
徐继伟, 刘东, 谢晨波, 等. 大气气溶胶谱分布的多波长拟合模拟反演 [J]. *光学学报*, 2017, 37(10): 1001006.
- [3] Minami Y, Yogi T, Sakai K. Optical beating Brillouin scattering spectroscopic measurements of high-temperature gas [J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 108(4): 043527.
- [4] Cooney J. Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter [J]. *Journal of Applied Meteorology*, 1972, 11(1): 108-112.
- [5] Li B, Hua D X, Zhou Y, *et al.* Synthetical multilevel quality analysis and control technique for Raman lidar temperature detection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(4): 0428003.
李博, 华灯鑫, 周艳, 等. 拉曼激光雷达测温的综合多级质量控制技术 [J]. *光学学报*, 2017, 37(4): 0428003.
- [6] Behrendt A, Nakamura T, Onishi M, *et al.* Combined Raman lidar for the measurement of atmospheric temperature, water vapor, particle extinction coefficient, and particle backscatter coefficient [J]. *Applied Optics*, 2002, 41(36): 7657-7666.
- [7] Liu F C, Yi F. Lidar-measured atmospheric N_2 vibrational-rotational Raman spectra and consequent temperature retrieval [J]. *Optics Express*, 2014, 22(23): 27833-27844.
- [8] Witschas B, Gu Z Y, Ubachs W. Temperature retrieval from Rayleigh-Brillouin scattering profiles measured in air [J]. *Optics Express*, 2014, 22(24): 29655-29667.
- [9] Kischkat J, Peters S, Semtsiv M P, *et al.* Ultra-narrow angle-tunable Fabry-Perot bandpass interference filter for use as tuning element in infrared lasers [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2014, 67: 432-435.
- [10] Witschas B, Lemmerz C, Reitebuch O. Daytime measurements of atmospheric temperature profiles (2-15 km) by lidar utilizing Rayleigh-Brillouin scattering [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(7): 1972-1975.
- [11] Han X D, Liu Q Q, Yang J. Design of a heated twin temperature sensor used in meteorology observation [J]. *Chinese Journal of Electron Devices*, 2015, 38(3): 621-625.
韩晓丹, 刘清倦, 杨杰. 应用于气象探测的双加热温度传感器设计 [J]. *电子器件*, 2015, 38(3): 621-625.
- [12] Deng J, Liu Q Q, Gong D Q, *et al.* Design of low radiation error temperature sensor for meteorological observation [J]. *Science Technology and Engineering*, 2015, 15(16): 72-76.
邓俊, 刘清倦, 龚定祺, 等. 用于气象探测的低辐射误差温度传感器设计 [J]. *科学技术与工程*, 2015, 15(16): 72-76.
- [13] Guo J J, Yan Z A, Wu S H, *et al.* Low level atmospheric temperature measurement with high spectral resolution lidar [J]. *Journal of Optoelectronics • Laser*, 2008, 19(1): 66-69.
郭金家, 闫召爱, 吴松华, 等. 高光谱分辨率激光雷达测量低层大气温度 [J]. *光电子 • 激光*, 2008, 19(1): 66-69.
- [14] Liu J. Study of the lidar techniques for remote sensing of the atmospheric temperature and aerosol

- profiles[D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2008: 18-96.
- 刘君. 大气温度及气溶胶激光雷达探测技术研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2008: 18-96.
- [15] Wu M. Key technique study on rotational Raman lidar for atmospheric temperature profiles[D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2008: 33-45.
- 吴敏. 大气温度探测拉曼散射激光雷达的关键技术研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2008: 33-45.
- [16] Zhu J S, Liu Z S, Guo J J. A simulation of a high spectral resolution lidar system for atmosphere temperature measurement [J]. Periodical of Ocean University of China, 2005, 35(5): 863-867.
- 朱金山, 刘智深, 郭金家. 高光谱分辨率激光雷达(HSRL)大气温度测量模拟[J]. 中国海洋大学学报(自然科学版), 2005, 35(5): 863-867.
- [17] Yao Y L, Dai J, Huang C F. Development for temperature measurement technology in modern aeroengine [J]. Aeronautical Manufacturing Technology, 2015(12): 103-107.
- 姚艳玲, 代军, 黄春峰. 现代航空发动机温度测试技术发展综述[J]. 航空制造技术, 2015(12): 103-107.
- [18] Xiong C, Yan C J, Wang Z W, *et al.* Experiments and simulation of pulsed detonation engine plume[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2008, 29(2): 335-338.
- 熊姣, 严传俊, 王治武, 等. 脉冲爆震发动机尾焰温度测量与数值模拟[J]. 工程热物理学报, 2008, 29(2): 335-338.
- [19] Tenti G, Boley C D, Desai R C. On the kinetic model description of Rayleigh-Brillouin scattering from molecular gases [J]. Canadian Journal of Physics, 1974, 52(4): 285-290.
- [20] Pan X G, Shneider M N, Miles R B. Power spectrum of coherent Rayleigh-Brillouin scattering in carbon dioxide [J]. Physical Review A, 2005, 71(4): 045801.
- [21] Vieitez M O, van Duijn E J, Ubachs W, *et al.* Coherent and spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering in atomic and molecular gases and gas mixtures [J]. Physical Review A, 2010, 82(4): 043836.
- [22] Gu Z Y, Ubachs W. A systematic study of Rayleigh-Brillouin scattering in air, N₂, and O₂ gases [J]. The Journal of Chemical Physics, 2014, 141(10): 104320.
- [23] Witschas B, Vieitez M O, van Duijn E J, *et al.* Spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering of ultraviolet light in nitrogen, dry air, and moist air [J]. Applied Optics, 2010, 49(22): 4217-4227.
- [24] Shang J C, Wu T, He X D, *et al.* Theoretical analyses of gaseous spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering and pressure retrieving [J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(3): 037801.
- 商景诚, 吴涛, 何兴道, 等. 气体自发瑞利-布里渊散射的理论分析及压强反演[J]. 物理学报, 2018, 67(3): 037801.
- [25] Witschas B. Analytical model for Rayleigh-Brillouin line shapes in air [J]. Applied Optics, 2011, 50(3): 267-270.
- [26] Ma Y, Fan F, Liang K, *et al.* An analytical model for Rayleigh-Brillouin scattering spectra in gases [J]. Journal of Optics, 2012, 14(9): 095703.
- [27] Binietoglou I, Giampouras P, Belegante L. Linear approximation of Rayleigh-Brillouin scattering spectra [J]. Applied Optics, 2016, 55(27): 7707-7711.
- [28] Wu T, Shang J C, He X D, *et al.* Measurement of bulk viscosity of nitrogen based on spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering [J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(7): 077801.
- 吴涛, 商景诚, 何兴道, 等. 基于自发瑞利-布里渊散射的氮气体黏滞系数的测量[J]. 物理学报, 2018, 67(7): 077801.
- [29] Hernandez G. Analytical description of a Fabry-Perot photoelectric spectrometer [J]. Applied Optics, 1966, 5(11): 1745-1748.
- [30] Bayer-Helms F. Analyse von linienprofilen. I. Grundlagen und messeinrichtungen [J]. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik, 1963, 15: 330-338.
- [31] Palik E D, Boukari H, Gammon R W. Experimental study of the effect of surface defects on the finesse and contrast of a Fabry-Perot interferometer [J]. Applied Optics, 1996, 35(1): 38-50.
- [32] Gu Z Y, Witschas B, van de Water W, *et al.* Rayleigh-Brillouin scattering profiles of air at different temperatures and pressures [J]. Applied Optics, 2013, 52(19): 4640-4651.
- [33] Cramer M S. Numerical estimates for the bulk viscosity of ideal gases [J]. Physics of Fluids, 2012, 24(6): 066102.
- [34] Gu Z Y, Ubachs W. Temperature-dependent bulk viscosity of nitrogen gas determined from spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering [J]. Optics Letters, 2013, 38(7): 1110-1112.
- [35] Center N G D. U. S. standard atmosphere (1976) [J]. Planetary & Space Science, 1992, 40(4): 553-554.