

第二届全国激光大气传播及工程应用 学术会议论文摘要汇编

第二届全国激光大气传播工程及应用学术会于1992年10月8日至12日在电子科技大学(成都)举行。会议征集了国内在激光大气传播及工程应用领域的理论和实验方面的研究论文,经大会节目委员会认真审定录用了59篇,再从其中选出53篇论文摘要编成汇编在此发表。

编者

101 含线性损耗和大信号情况下受激布里渊散射 的能量转换过程

丁宏玉 董凤忠 刘 军
(中国科学院安徽光机所)

对《Laser Handbook》中给出的关于含吸收和饱和情况下受激散射过程的精确解析解进行了仔细分析,发现它仅适用于前向散射,而不能用于后向散射。对受激布里渊后向散射的研究中,发现描述能量转换过程的非线性方程是没有解析解的。但利用微分方程理论中的伏尔台拉作图法,可以精确确定泵浦光和散射光强度之间的关系曲线。这种方法可简便地描述能量转换过程。通过对所得曲线的分析,可以明显看到小信号和大信号情况下的受激布里渊散射能量转换过程以及线性损耗的影响。

102 合肥地区近地面层、整层大气气溶胶光学特性测量

王志恩 周 军 胡欢陵
(中国科学院安徽光机所)

大气气溶胶是大气的一种重要组成成分。它不仅对大气辐射、大气污染、大气化学及气候变化的研究有着重要意义,其散射和吸收特性对激光大气传输也有重要的影响。我们使用自行研制的气溶胶粒谱仪和太阳辐射计在合肥地区对大气气溶胶的光学特性进行了较长时间的测量。气溶胶粒谱仪测量粒径 $0.3\sim 15\mu\text{m}$ 内的大气粒子,用以研究近地面层气溶胶的浓度及尺度分布。太阳辐射计有中心波长在400、440、520、610、670、780、870、1030 nm的八块干涉滤光片,可以对太阳直接辐射和天空角散射辐射进行测量。利用太阳辐射计的测量结果可以反演出整层大气气溶胶的谱分布。本文对92年春季和夏季的测量资料进行了分析处理,将近地面层气溶胶与整层大气气溶胶光学特性进行了比较。分析了近地面层气溶胶与大气气溶胶光学特性之间的关系及其日变化和季节特征。

103 用激光雷达和卫星联合遥感卷云

许丽生 向安平

(成都气象学院大气辐射与卫星遥感实验室)

云,不仅对天气和气候的监测、预报,而且对空间技术、卫星遥感和卫星通讯的发展,也是至关重要的。

卷云的辐射传输机制的模拟及其与大气辐射相互作用的模拟,依赖于卷云光学特性和微物理结构的知识。因而,在国际上卷云的光学特性和微物理结构是现在和将来非常活跃的研究领域。

一、卷云的几何厚度和光学厚度的反演

利用双光谱方法(Bispectral approach)和辐射传输理论模拟卷云的几何、光学厚度与红外发射率和可见光反射率之间的关系,并由此反演卷云的几何厚度和光学厚度。结果表明,地基激光雷达与卫星联合遥感卷云是一个有效的手段。

二、反演误差分析

主要误差来源是,观察误差和理论模式误差。

观察误差来源于遥感仪器的误差,温度和透过率廓线误差,云底或顶高误差等,减小误差有赖于遥感仪器的改善和遥感方式的发展。利用主动的地基激光雷达和星载(机载)激光雷达,被动的地基辐射计,无线电高空探测仪和卫星遥感仪器,联合遥感卷云是发展的方向。

理论模式的误差包括,卷云的微物理结构(特别是晶体特性)误差,非球形粒子的多重散射效应等。分析表明,尽管球形粒子的 Mie 散射理论可以近似使用,但是,非球形冰晶粒子的多重散射才是其本质的特性。这仍是有待作进一步研究的课题。

本课题由国家自然科学基金资助。

104 光谱线型与大气辐射透射模式

许丽生 向安平

(成都气象学院大气辐射与卫星遥感实验室)

业已证明,在主、被动遥感,特别是卫星遥感中,分子光谱参数的不确定性是导致遥感系统误差的主要因素。我们初步建立 Sub-Lorentz 线型和 Super-Lorentz 线型及其温度依赖关系;在此基础上发展现有的大气辐射透射模式。

一、分子光谱理论与线型

在大气条件下,CO₂、CO、N₂O 和 H₂O 等分子都可能产生 Sub-Lorentz 线型和 Super-Lorentz 线型。采用 Line-Coupling 理论,计算了 CO₂ 分子及其空气增宽分子体系从共振到运翼区的线型,得到了纯 CO₂ Sub-Lorentz 线型的一般形式。

在大气条件下,研究了 \mathcal{P} 因子的温度和波数关系,结果表明, \mathcal{P} 因子在谱线中心附近是对称的,而两翼是不对称的。理论分析与实验结果很一致。然而,目前的理论结果尚不能直接用于实际。

二、实验数据对线型的非线性拟合

为了得到实际上可用的线型,我们根据理论研究的结论,对实验数据进行拟合。结果表明,线型强烈依赖于波数,具有明显的不对称性,线型也与温度紧密相关。结果不同于已有的结论。

三、大气辐射透射模式的修正

用上面得到的结果修正了大气辐射透射模式。可望对美国 AFGL 的 FASCOD2 和英国 Oxford 的 GENLN2 进行修正,在此基础上建立我国的大气辐射透射模式(FALBLI)。

本课题由国家自然科学基金资助。

105 GSM 光束概态在激光传输中的应用和局限性

吕百达 张 彬 冯国英 蔡印维

杨 成 龙

(四川大学光电科学技术系)

(中国工程物理研究院流体物理研究所)

为描述部份相干光的特性,近年来对 GSM(Gaussian Schell-model) 光束概念进行了广泛的研究,建立了多模激光与 GSM 光束的等价性关系,并将 GSM 光束作为激光大气传输的一个理论模型。理论与实验取得不少成功,但亦有一些问题值得深入探讨。

本文的主要工作包括:(1) 在较为一般情况下,研究各向异性 GSM 光束通过线性非轴对称光学系统的传输变换规律,得到在某些特殊变换条件要求下三维 GSM 光束的参数应满足的普遍关系式;(2) 引入描述 GSM 光束质量的 M^2 因子,并由此推导出 GSM 光束模分解的重要公式;(3) 讨论 GSM 光束传输过程中的不变参量和不变性条件;(4) 从强激光传输变换的实验数据与理论的偏离出发(典型例为高功率固体激光),说明 GSM 光束概念用于强激光技术(例如强激光大气传输、强激光与物质相互作用等)中的局限性,并针对某些应用提出可能的修正方案。

106 Fourier 变换法用于远距离激光传输计算的局限性

孙原隆 严海星 李树山

(中国科学院力学研究所)

在激光大气传输的实验研究和理论模型计算中,常常采用远场(或焦平面)光强分布的环围能量确定的 Strehl 比作为光束品质的评价参数。这就要求对经过一定距离真空或湍流介质传输后的光束进行其远场分布的计算。在计算中发现激光传输中大量使用的 Fourier 变换法不能用于远距离(相当于 Fresnel 数约小于 0.1 的情况)的激光传输计算。分析表明,由于 Fourier 变换中出现的附加位相因子,会使对超过一定距离的传输计算结果重现原光束的场分布,这显然是不符合物理实际的。而积分法(Fresnel 积分和 Fraunhofer 积分是其一定条件下的近似)可以适用于任何距离的传输计算,可作为比较的标准。在真空中对 Gauss 光束和圆台平面波的积分法计算结果在任何距离下与解析解很好地相符。数值分析表明, Fresnel 积分可用于二段或多段任何距离传输的接续计算,并与解析解相符。将用于有限距离传输计算的 Fourier 变换法结果接着用积分法进行远场计算得到满意的结果。这种 Fourier 变换法用于远距离激光传输计算的局限性在进行湍流介质中的传输计算时同样存在。

107 大气 Rayleigh-Mie 散射光谱线型在大气参数测量中的应用研究

吴义芳 赵奕平 熊爱民 汤俊雄 郑乐民

(北京大学无线电电子学系)

1983 年 Shimizu 等人提出把原子共振滤光器(Atomic Resonance Filter,简称 ARF)用于高分辨激光雷达,利用 ARF 吸收特性抑制掉散射光中的 Mie 散射,测量出 Rayleigh 散射线宽,以实现大气温度、气压的瞬时直接测量,该方案已由 C. Y. She 等人在 1992 年首次实现了直到 5km 高度大气温度廓线测量,温度不确定性在 2K 以内^[1]。

C. Y. She 等人的方案中,因抑制掉 Mie 散射而未能给出大气散射光谱线型。我们希望找到一种能直接

测量大气散射光谱线型的方法,以便给出更多的大气信息。然而该工作困难颇大,其一是散射光很弱;其二是散射光谱线宽很窄(例如在可见光波段, Rayleigh 线宽为 0.001 nm, Mie 线宽仅为 0.0001 nm 量级)。这两个原因使得我们不能用常规的高分辨光谱技术。为解决这一难题我们提出下述方案:用一带宽和待分辨光谱相当的带通型或带阻型 ARF 替代传统的窄带滤波器,设它的透射特性为 $T(\gamma)$, 当把滤光器透射中心频率扫过待测线型 $S(\gamma)$, 检测到信号 $G(\gamma) = \int_0^\infty S(\nu)T(\nu-\gamma)d\nu$, 即 $G(\gamma)$ 为 $S(\gamma)$ 和 $T(\gamma)$ 之卷积, 测量出 $G(\gamma)$ 和 $T(\gamma)$, 运用反卷积算法可复原出 $S(\gamma)$, 继而可给出相应的大气温度、气压、气溶胶含量比等参数。

本文报道了对上述方案进行的两方面研究, 一是对反卷积算法进行了详细的计算机模拟研究, 找到用 FFT 和 IFFT 复原 $S(\gamma)$ 的有效方法, 二是在实验室条件下对 90 度散射记录下 $G(\gamma)$ 谱和 $T(\gamma)$ 谱, 实验时用 Ar⁺ 激光泵浦的 380D 连续染料激光为光源(激光线宽小于 30 MHz), 使其调谐在 Na 的 D₂ 线上, 用 NaARF 为光谱分辨元件。该课题的进一步研究目前正在继续进行中。

本课题由国家自然科学基金资助。

1 C. Y. She *et al.*, *Opt. Lett.*, April, 1, 541(1992)

108 波束入射时大气湍流对漫射目标散射的影响

吴振森 崔索民

(西安电子科技大学)

本文考虑大气湍流对激光波束从发射机到目标和从目标到接收机两条路径的影响, 研究大气湍流中波束入射时漫射目标的激光散射。当目标与源的尺寸远小于传输距离, 源和接收机间距离远大于源的尺寸且远小于传输距离时, 目标散射近似为小角散射。在高频情况下忽略去极化效应并利用推广的惠更斯-菲涅尔原理和互易性, 获得入射到目标上任意点波场复振幅与从目标散射通过大气湍流到达接收点处的散射场复振幅。其中球面波复相位的随机扰动表明大气湍流对入射波和回波的影响。对于漫射目标, 由于散射场受漫射目标各点随机相位的影响, 可用等效目标发射平面代替。目标的散射场与入射场的关系可用等效反射系数表示, 它近似为高斯随机过程, 使得通过大气湍流后空间部分相干入射波被漫射目标散射后变成空间非相干, 产生众所周知的斑纹效应。

在各向同性大气湍流和折射率起伏为 Kolmogorov 谱情况下, 我们讨论了散射场的互相关函数、平均强度、强度协方差和强度方差。在接收平面上任意一点的平均强度与大气湍流无关, 它仅与波束特征半径、波源输出峰值强度、传输距离以及目标材料、表面特征有关, 这是由于漫射目标散射场的 δ 相关引起的。但大气湍流对接收平面上任意两点的散射场的相关程度有明显影响。通过对准直高斯波束的散射场数值计算, 在弱湍流或强湍流区, 强度归一化方差趋于 1, 这与相位起主导作用假设获得的结果一致。这是因为传输波束被漫射目标散射后, 其散射波的相位是完全随机的, 大气湍流所导致的相位起伏不能再进一步增加强度方差。但对于中等湍流区, 大气湍流导致对数振幅起伏使强度方差大于 1, 同时也改变了在接收机处散射场的分布和强度分布。

109 强起伏区中自适应光学技术的适用性

宋 正 方

(中国科学院安徽光机所)

自适应光学技术在最近二十年来有了很大的发展, 已从实验室迈向实用化阶段, 但强起伏条件下该技术的适用性仍然是个值得考虑的问题, 本文从调制传递函数的观点出发, 考虑了振幅起伏相关性的影响, 导出了 Strehl 比的理论表达式:

$$SR = \frac{16}{\pi} \exp \left[-0.294N^{-0.866} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \right] \cdot \left[2 + 1.83 \left(\frac{kr_0^2}{L} \right)^{1/3} \right]^{-1/4} \int_0^1 dx \cdot x \left[\cos^{-1}x - x(1-x^2)^{1/2} \right] \times [1 + B_r(Dx)]^{1/4} \quad (1)$$

式中第一部分为相位起伏的贡献,第二部分为振幅起伏的贡献,第三部分为振幅起伏相关性的贡献。

计算表明,考虑振幅起伏相关性后,SR 将有较大的提高。其原因是振幅起伏存在众所周知的孔径平滑效应,使振幅起伏减弱,从而增大了 Strehl 比。式(1)的理论预计值与实验数据相当符合。

文中还考虑了补偿效率问题。实践中发现湍流较弱时补偿的视在效果不明显,而 SR 值却很大,随着湍流增强,视在效果变得相当明显,而 SR 值却很小,我们在理论上求得。

$$\eta = \frac{1}{4} \left(1 + 1.357 \frac{D^2}{r_0^2} \right) SR \quad (2)$$

表明补偿效果虽与 SR 成正比,但还与相对于大气相干长度 (r_0) 的接收孔径 (D) 的大小有关,湍流弱时 $D^2/r_0^2 < 1$, 因而 η 不大,而湍流强时, $D^2/r_0^2 > 1$, η 即增大,这就从理论上证明了上述的实验现象。实验所得的 η 值与理论公式(2)的预计值相当一致。

110 干涉法测量的信噪比

朱 正 方

(中国科学院安徽光机所)

本文根据现代随机介质中波的传播理论,从二阶相干函数出发,求得干涉测量中的信噪比表达式:

$$\frac{S}{N} = 2 \frac{\exp[-(B/\alpha_0^2)(2R^2 + \rho^2/2)]}{[\exp(-BR_1/\alpha_0^2) + \exp(-BR_2/\alpha_0^2)]^2} \times \left\{ 1 + \exp \left(-2B \left[3 \left(1 - \frac{L}{F} \right) + \left(\frac{L}{F} \right)^2 + \left(1 + \frac{3}{4} g^2 \right) f^{-2} + g^{-2} \right] \frac{\rho^2}{\rho_0^2} \right) \right\}$$

上式表明,大气湍流所影响的信噪比取决于干涉双臂的配置,发射场的菲涅尔参数(f),以及相对于球面波相干长度(ρ_0)的接收间距(g)等因素。

计算表明,对于准直光束,在相同的光束宽度下臂距越长信噪比越低;光束的相对宽度($2\alpha_0/\rho_0$)越大,信噪比也越低;但信噪比在相对宽度达到一定值后不论其他条件如何都将趋向一个常数。对于汇聚光束,在远场条件下信噪比与准直光束基本无差别,但在近场条件下两者的差异相当大,上述现象完全可归因于两个测点上的强度起伏的相关性如何,这自然也是干涉法测量的物理基础。为了取得较大的信噪比,光束的宽度应当小于球面波相干长度,测点的间距应当比光束宽度小得多。

111 光束在湍流大气中传播时的到达角起伏

朱 正 方

(中国科学院安徽光机所)

利用波方程近轴近似和平均强度平方近似,考虑了在整个起伏区域内起伏的相关性,对高斯光束求得了适用于整个起伏区的到达角起伏方差的普遍表达式:

$$\sigma_a^2 = (2R^2)^{-1} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-1} \int_0^\infty d\rho \cdot \rho \nabla_\rho^2 O_s(\xi, \rho) \left\{ \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\alpha_1^2}\right) + \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\alpha_2^2}\right) \right\} \quad (1)$$

式中 α_1 与 α_2 为光束等效半径,接收光学系统半径等参数的函数, $O_s(\xi, \rho)$ 为相位结构函数。

在平面波的情况下可得

$$\sigma_a^2 = 2.564C_n^2 L (2\alpha_1)^{-\frac{1}{8}} \frac{1+m^{\frac{5}{6}}}{1+m} \times \left\{ 1 + \frac{1.2}{1+m^{5/6}} \Omega^{\frac{1}{8}} I_m \left(i^{-\frac{5}{8}} \cdot \left[{}_2F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; 1; i\Omega \right) + m {}_2F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; 1; im\Omega \right) \right] \right) \right\} \quad (2)$$

$m = \alpha_2^2/\alpha_1^2$, $\Omega = k\alpha_1^2/(2L)$ 。对准直光束而言 $2\alpha_1 \approx 2\alpha_0 = \omega_0$ 。当湍流比较弱时,式(2)简化为

$$\sigma_a = 5.73C_n^2 L \omega_0^{-1/8} \quad (3)$$

这与 Chiba 的结果完全一致,也同我们以前用不同方法求得的结果相符。

对于球面波我们得到

$$\sigma_a^2 = 0.9615C_n^2 L (2\alpha_T)^{-\frac{1}{8}} f(\Omega_T) \quad (4)$$

$$f(\Omega_T) = \frac{1+m_T^{5/6}}{1+m_T} \left\{ 1 + \frac{8}{3} \frac{\Omega_T^{1/6} \cdot L^{-17/6}}{1+m_T^{5/6}} \operatorname{Re} \left(i^{-\frac{1}{8}} \int_0^L d\xi \cdot \xi^2 \cdot \left(\frac{L}{\xi(L-\xi)} \right)^{\frac{1}{8}} \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[{}_2F_1 \left(\frac{1}{6}, 1; 1; \frac{i\Omega_T \xi}{L-\xi} \right) + m_T {}_2F_1 \left(\frac{1}{6}, 1; 1; \frac{im_T \Omega_T \xi}{L-\xi} \right) \right] \right\}$$

$m_T = \alpha_2^2/\alpha_T^2$, $\Omega_T = k\alpha_T^2/(2L)$ 。当 $\Omega_T > 1$ (近场)或 $\Omega_T < 1$ (远场)时 $f(\Omega_T)$ 中的积分可以解出。与常用的球面波到达角起伏方差的公式相比,除了常数的数值稍有差别以外(后者为 1.09),还与接收场的菲涅耳参数有关。

文中列举了 $\Omega_T = 4$ 的一个实验,证明这里给出的结果更符合实验,而微扰理论在湍流较强时往往过高估计了实际现象。

112 大气湍流中激光传输的理论模拟计算

严海星 李树山 孙原隆

(中国科学院力学研究所)

大气湍流是限制激光大气传输的主要效应之一。我们将多段步进法(多相屏法)用于大气湍流中的弱光传输模拟计算。先用 Fourier 变换法进行一定距离的湍流介质中激光传输的计算,紧接着用积分-FFT 法计算远场分布,得到 Strehl 比。计算表明,经过湍流畸变的激光束进一步传到足够远距离后,达到其远场分布。这个分布在不同距离下是相似的,光瓣大小与距离成正比。考察对比基于远场最亮光强,最亮点环围能量和光心环围能量的三种 Strehl 比作为评价光束性质的参数。在较强的湍流中,不同次实现(即不同的随机数种子)所得的 Strehl 比对于其平均值的偏差加大。当湍流加强时必须加密 Fourier 变换计算的格点,方能保证得到合理的结果。对相屏数、相屏间隔、 C_n^2 的不均匀性等因素对湍流中激光传输规律的影响进行了研究。在此理论模拟计算的基础上,经过改进,可以与激光大气传输实验、实验室模拟传输实验以及带有补偿的传输实验进行对比、检验和发展理论模拟计算,为实验研究提供参考。

113 激光束空间参数快速诊断

张 力 杨小丽 吴盛亚

(电子科技大学应用物理所,成都)

随着激光在非线性光学特别是一些高科技领域中的广泛应用,迫切需要快速诊断激光束的空间分布特性参数。例如,强激光在气溶胶粒子或者大气中传播时,粒子吸收能量将导致光束热晕,而对光束热晕现象的研究就迫切需要即时了解激光束横切面的强度起伏和光场结构的变化。为此,我们设计制作了激光束参数诊断分析系统,该系统由光强衰减器、滤光片、聚焦透镜、CCD 摄像机(542*582)、电视图像采集卡、计算机、打印机、监视器等组成,并编制了相应的光束诊断分析数据处理软件。工作时被测激光束经光强衰减器、滤光片聚焦

在 CCD 摄像光敏面上, 转换成电子图像, 摄像机输出的图像信号幅度与激光束照在光敏面上的能量成正比, 由电视图像采集卡获取激光束的能量信息, 经过计算机处理, 可在计算机屏幕上用伪彩色显示激光束横切面强度的二维分布和几何形状, 还同时分别画出了光强沿 X 轴和 Y 轴的一维光强分布曲线以及光场分布的各种空间特性参数, 包括: 光斑直径、光斑圆度、光强峰值点坐标、光斑中心点坐标等。还可根据需要分别从正视、侧视、或背视选择打印激光束强度分布的三维立体图。利用该系统, 我们对 He-He 激光束 ($0.6328 \mu\text{m}$) 和半导体激光束 ($0.84 \mu\text{m}$) 进行了实验测量。影响测试精度的主要因素是 CCD 的线性动态范围、光谱响应和光敏元的非均匀性, 为此我们在软件上作了一定的修正, 通过实验证明, 只要在 CCD 线性范围内使用, 均能保证一定的测试精度。

114 关于 Durnin-Bessel 光束的一些新见解

张向阳 吴 健 乐时晓

(电子科技大学应用物理所, 成都)

为了增加激光光束束径不变的传输距离。近年来国外提出了不用透镜准直, 而用改变光束横截面光场分布成 Bessel 分布的方法来改造光束, 这种方法具有长距离保持小直径光束的特点, 这对精密准直、激光打孔以及远距离输送光能具有诱人的应用前景。由于无法得到理论意义上的 Bessel 光束, 只能得到沿横截面光场为多种形式的 Bessel 光束, 我们对 Durnin-Bessel 光束实验进行了理论上的探索, 得到了如下的结果: (1) 光束在中心轴线上解析解, 这时寻找较大功率的 Bessel 光束方法具有实际和理论上的意义; (2) 当透镜口径远大于 Bessel 光束束径时, 进一步得到了 Bessel 光束光场分布的解析解。由于实验条件很容易满足此条件, 因此所得结果具有重要的理论意义; 只要满足圆缝宽与圆环直径 d 之比, 在一定范围内, 光束仍可看作 Bessel 光束; 可按比例获得尽可能大的光强。(3) 透镜口径对光强起伏影响很大; 当口径越小起伏越大, 口径越大起伏越小。

115 湍流大气中相干照明系统的像质统计评价

张 逸 新

(无锡轻工业学院机械系)

本文综合考虑大气湍流对传像系统所传输的信息自由度和信噪比的影响, 用像的量子信息量 $N = N_{\text{eff}} \log_2(1 + SNR)$ 全面分析大气湍流对像质的影响, 这里 N_{eff} 是成像系统的信息自由度, SNR 是系统的信噪比。

在分析中用 G. T. di Drancia 所发展的用回转椭圆函数展开物场和像场的正交展开方法求出了大气成像系统的信息自由度 $N_{\text{eff}} = (2R_1R_2/(\lambda L))^2$, 若接收孔径 R_2 小于光束等效半径 $D/2$, 这里 R_1 是物场半径, λ 是光束波长, L 是图像传输距离; $N_{\text{eff}} = \left(\frac{2R_1D}{2\lambda L}\right)^2$, 若接收孔径 R_2 大于光束接收半径, 而系统的量子信息量为: $N = N_{\text{eff}} \log_2\left(1 + \frac{1}{4\sigma_x^2}\right)$, 其中 $\sigma_x^2 = 0.31C_n^2 k^7/6 L^{11/6}$ 是对数振幅方差。

上面结果表明当 $R_2 < D/2$ 时, 系统信息自由度与图像在无湍流大气中传输相同, 而 $R_2 > D/2$ 时, 则系统的信息自由度与湍流强弱程度相关。系统信息量 N 随着 σ_x^2 增大而下降。

116 可见区水气分子吸收谱线碰撞加宽的理论计算

张寅超 龚知本

(中国科学院安徽光机所)

本文根据能级的实验数据, 采用最小二乘法方法拟合得到水气分子 (202)、(122) 和 (004) 振动态的

Watson Hamiltonian 常数值。利用这些常数值和修正的 QFT (即 QFT* 方法), 分别计算了水气分子 (202) 带中已有实验数据的一些谱线的氮分子碰撞加宽线宽, 以及 (202)(122) 和 (004) 带 ${}^1R(1,1)$ 支谱线的氮分子碰撞加宽线宽及线宽的温度依赖关系。与实验结果比较表明利用拟合方法求得的 Hamiltonian 常数值是合理的, 而且 QFT* 方法也可应用于计算水气分子可见光谱区的碰撞加宽线宽。计算结果还表明, 在水气分子可见光谱区, 不仅碰撞加宽线宽, 而且线宽的温度依赖指数随振动量子数和转动量子数的变化而变化, 其最大变化范围均可高达一倍以上。

117 氧气 A 带高分辨率吸收光谱研究

高军毅 张寅超 丁 强 成国胜 马志军 龚知本

(中国科学院安徽光机所)

利用窄线宽 (500 kHz) 的稳频环形腔钛宝石激光器和公里级长光程吸收池测量了氧气 A 带 30 条吸收线的线参数。其中 11 条弱吸收线的参数是首次用高分辨方法获得的。利用测量结果拟合的新的带强度值为 $2.01 \times 10^{-22} \text{cm}^{-1}/(\text{molecule}/\text{cm}^2)$ 。

与现有的高分辨测量结果比较, Riltter 等给出的线强和线宽度测量值系统偏大, 而 Grossmann 等人的测量结果值系统偏小。

118 利用地面太阳红外光谱遥测大气中甲烷的总量

魏合理 饶瑞中 刘庆红 宋正方

(中国科学院安徽光机所)

我们研制的太阳红外光谱仪 (ISS) 可用于遥测大气中吸收气体的总含量。它主要由定天镜系统、光栅分光系统和数据的计算机采集处理系统三个部分组成。该光谱仪可在地面直接采集 $2 \sim 5 \mu\text{m}$ 波段范围内的太阳光谱, 在选择的波段范围内, 经计算机处理, 可以给出整层大气中吸收气体的总含量。

我们用该仪器在地面记录了 $2915 \sim 2920 \text{cm}^{-1}$ 波段内的太阳光谱, 它位于 CH_4 $3.31 \mu\text{m}$ 强吸收带附近。计算结果表明该波段内基本上只有 CH_4 的吸收, 从 AFGL 高分辨率吸收参数数据库中读取谱线参数, 用逐线计算法计算了 CH_4 在该波段内的吸收截面, 采用比值光谱法消除大气外界的太阳光谱、气溶胶、以及仪器常数的影响, 用牛顿插值法反演出 CH_4 的总含量。

1991 年 11 月至 12 月, 我们在合肥西郊董铺观测了 CH_4 总含量。观测期间晴朗无云。测量表明该地区上空冬季 CH_4 总含量约为 1.6PPM, 平均测量误差约为 10%。

119 处理散射光对激光大气传输系统影响的方法

李晓敏 吴 健

(电子科技大学应用物理所, 成都)

在大气传输中, 散射介质使一部分相干光变成非相干光 (即散射光)。在散射很强的条件下, 散射光强度可超过相干光, 但它的发射角远大于相干光的发射角。可以证明: 散射介质的存在, 可使脉冲光宽度变宽。

在战场条件下, 由于战场尘埃及大气气溶胶的散射作用, 使得利用目标反射的激光雷达、激光测距等激光大气传输系统除了接收目标反射光 (准相干光) 外, 还接收到散射介质返回的散射光, 有可能使目标反射光淹没在散射光中。消除散射光的影响可利用双视场角接收器, 即: 一个接收器视场角大于相干光发射角, 另一

个接收器视角远大于相干光发射角,如二个接收器的接收强度大致相等,可认为是目标反射光,否则接收的是散射光。也可用高速波形记录仪对接收波形进行采样后与发射波形进行相关处理,区分开散射光与目标反射光。还可用成像器件对接收光进行傅里叶变换,区分开目标反射光与散射光。

201 受激热瑞利散射的研究

王月珠 崔 瑛 谭铭文 鞠有伦 王 骥 马祖光

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所)

受激热散射是影响热晕不稳定性的的重要因素,因此对受激热散射的研究是极为重要的。本文对液体中受激热瑞利散射(STRS)的基本理论作了一些初步探讨,并进行了实验研究。

STRS 发生在一些对入射激光具有轻微吸收作用的液体或气体介质中,被吸收的一部分光能转变为介质热能并引起分子密度分布的感应动态变化,从而导致对单色入射光的频移散射。

在无吸收物质的液体中 $T(\partial s/\partial T)_p \ll \rho(\partial s/\partial \rho)_T$, 即由于强光束中的电场产生的热起伏比电致伸缩效应产生的密度起伏要小得多,所以在无吸收物质的液体中 STRS 很难观测到。

存在一阈值吸收系数 α_{cr} , 当液体吸收系数 $\alpha < \alpha_{cr}$ 时,则受激布里渊散射(SBS)增益大于 STRS 增益,而当 $\alpha > \alpha_{cr}$ 时则 STRS 占主导地位,当 α 大到一定程度时则只产生 STRS 散射光,说明液体对入射光吸收而产生的热对 STRS 的产生有很重要的影响。

本实验用染料调 Q 红宝石激光器为泵浦光源, CCl_4 为散射液体, I_2 为吸收物质。后向散射光经 F-P 标准具后聚焦到胶片上产生的圆环可以观测散射光产生的情况,发现当 CCl_4 含有少量吸收物质 I_2 时,可在胶片上看到双环,而当 I_2 浓度增加到一定程度时,只有单环产生,说明这时只有 STRS 散射光产生,与前面分析相符。

202 短距离变形镜光场振幅校正算法

王开云 孙景文

(西南计算中心)

目前,自适应光学中的主要技术是用变形镜进行光场相位校正,其目的在于改善激光和成像系统的性能。从理论上讲,自适应光学还可用于光场振幅校正。其原理是:在发射场处构造一定形状的光场波前,通过距离足够远的真空衍射后,就可在接收场处获得特定分布的光场振幅。如仅使用一个变形镜的系统,需要长达 1 km 左右的真空衍射,使其难以在实际中得到应用。

在非涅耳衍射区内,光场相位扰动引起的振幅变化,是随传播距离和扰动频率的增加而增加的(扰动频率相当高时,有所不同)。根据这种关系,在上述振幅校正系统中加入四个透镜(可用反射镜实现),让光束在变形镜之后进行准直压缩,以提高扰动的空间频率,经过真空传输,在接收场之前再准直放大,就可以在不提高对变形镜要求的前提下,可将真空衍射距离缩短一到两个量级,从而使该系统向实际应用迈进了重要一步。

203 高能激光大气传输湍流与热晕效应相互作用 不稳定性数值模拟分析

王英俭 吴 毅

(中国科学院安徽光机所大气光学室)

高能激光在大气中传输,大气湍流效应与非线性热晕效应的相互作用将导致小尺度热晕的不稳定性,即

受激热瑞利散射(STRS)或受激热布理渊散射(STBS)导致的高空间频率扰动光随时间和传输距离的增加而迅速增长,从而导致高能激光束质量的严重下降。由于实际大气的各种影响因素的复杂性,要深入研究这种不稳定性对高能激光大气传输的影响,必须借助于数值模拟手段。

本文介绍了利用相屏法对湍流与热晕相互作用下的高能激光大气传输的数值模拟算法,建立了一套4-D模拟程序。纯热晕效应和纯大气湍流效应的数值模拟结果与解析理论结果和实验结果一致。发射光束的大小尺度扰动(无湍流)产生的小尺度热晕不稳定性数值模拟结果与线性理论及(林肯)实验室的模拟实验结果也很好地相符。在大气湍流与热晕效应相互作用的数值模拟中考虑了大气随机风场及梯度风(包括光束旋转)的影响,初步模拟结果表明:1. 存在临界热晕弧度数 $N_{\lambda c}$ 。当 $N_{\lambda} < N_{\lambda c}$ 时,高能激光束的 Strehl 比决定于发射孔径及湍流强度,随 N_{λ} 的变化不大,甚至随 N_{λ} 的增加而略有增大;一旦 $N_{\lambda} > N_{\lambda c}$, Strehl 比随 N_{λ} 的增加而迅速下降,即湍流热晕相互作用不稳定性起主要作用。2. 在无位相补偿时,大气随机风场及梯度风对不稳定性的抑制作用较小,且两者差别不明显,位相补偿情况下的数值模拟还在进行中。

204 激光作用下气溶胶粒子的加热

王 俊 波

(电子科技大学应用物理所,成都)

在不同强度的激光作用下,气溶胶粒子将因其吸收光束能量而导致诸多复杂效应。如气溶胶粒子的加热、气化、破碎以及非线性光学激发等。在上述效应中,气溶胶粒子的加热是气化、破碎效应的前期过程,仔细分析粒子在不同条件下的加热情况,有助于了解粒子与光波,特别是脉冲光之间的相互作用特性,对进一步研究粒子气化和破碎的机理有重要的作用。

本文从激光束-气溶胶粒子-环境气体构成的系统的能量守恒、质量守恒、动量守恒方程出发,结合气溶胶粒子的光学和热力学特性,在准静态、准平衡近似条件下,分析了单个气溶胶粒子在无限大环境中不同强度、不同时间特性光脉冲作用下,粒子及环境气体升温过程。建立了可供数值计算的数学模型。适当修改近似的条件,还可建立气溶胶粒子在强光作用下的气化、破碎的数学模型。

该模型对进一步研究吸收型气溶胶在强激光束大气传播中对热晕、湍流效应的影响有重要意义。

205 大气中脉冲序列激光 SRRS 的理论研究

刘炎焱 乐时晓 王俊波 林为干

(电子科技大学应用物理研究所,成都)

在高能激光的大气非线性传播中,氮分子的受激转动 Raman 散射(SRRS)现象得到了详细的研究,本文对大气脉冲序列激光的 SRRS 现象进行了理论研究。

假设脉冲序列是等幅等间距方波窄脉冲,利用一阶小信号 SRS 方程的 Riemann 积分解,推出了脉冲序列激光 SRS 产生的瞬态 Stokes 光序列的增益公式。从这个公式出发,采用分层均匀的大气模型计算了大气中氮分子转动能级 $S(8)$ 支产生 SRS 的阈值光强,受分子记忆效应的影响,这个阈值光强远大于其稳态阈值光强。小于单脉冲的瞬态阈值光强,对脉冲结构影响十分明显。一定脉宽的阈值光强随着脉冲序列的重复频率和分子弛豫时间之积呈指数下降关系,当重复频率为零时即为单脉冲的瞬态阈值光强,一定重复频率的脉冲序列的阈值光强-时间之积近似为常数,这表明在窄脉冲条件下不同脉宽的序列所能传输的最高激光能量是相同的。

根据以上结果可以得出,采用适当脉冲结构的窄脉冲序列激光能以较高功率通过大气而不产生 SRRS,有利于高能激光的大气传输。

206 群体气溶胶粒子热晕引起大气折射率起伏的理论研究

刘炎焱 乐时晓 王俊波 林为干
(电子科技大学应用物理所, 成都)

在强激光大气热晕的研究工作中, 如果忽略气溶胶粒子的影响, 理想平面波是不存在热晕效应的。如果考虑气溶胶粒子的热晕, 则理想平面波也会引起大气折射率的起伏。

本立在已有单粒子连续波热晕理论的基础上假设: 1. 气溶胶粒子为单分散谱, 均匀分布在载气中; 2. 气溶胶粒子为点源函数, 得出了平面波在空间各点不同时间引起的温度起伏; 利用等压近似求出了各点的折射率起伏表达式, 通过计算可以看出: 这种起伏沿波传播方向逐渐减弱。在某一点, 起伏随时间的变化是先增加到一个极大值后逐渐减弱, 当时间趋于无穷时这个起伏消失。当光强足够强时, 气溶胶粒子热晕引起的大气折射率起伏十分明显, 严重影响强激光的传输。

207 光束质量 β 因子对热晕的影响

江少思 孙景文
(中国工程物理研究院计算机应用研究所)

随着激光能量(或功率)的提高, 在辐射与介质的相互作用过程中, 不仅是介质单方面改变辐射的性质, 而且介质本身的性质也将改变, 由于介质吸收辐射, 使自身加热而改变了折射率, 折射率的改变反过来又影响激光的性质, 如此往复循环的结果产生热散焦、自聚焦、束扩展以及弯曲等效应, 这些效应都称为热晕。热晕与介质的性质和激光的特性密切相关, 光束质量、光束抖动、大气湍流、吸收等对热晕有影响, 本文主要考虑光束质量 β 因子对热晕的影响, 同时也考虑其它因素对热晕的影响。

在实际情况做实验时, 光束质量不可能十分完美, 即 $\beta > 1$, 在 β 大于 1 不多时, 还可以不考虑 β 对热晕的影响, 而在不少情况下 $\beta \gg 1$ 。因此, 这时必须考虑 β 对热晕的影响。所得到的 f_{c1} 、 f_{a1} 、 f_{v01} 、 f_{l01} 这四个公式对做实验是有指导意义的, 在选取实验参数时, 对实验的结果进行预估时, 考虑 β 参数的影响是必要的, f 的几个表达式可以提供参考。

208 振幅扰动下相位共轭补偿的不完备性

吴 毅
(中国科学院安徽光机所)

本文以相屏法数值计算为基础, 讨论了激光束在湍流大气中传输时, 采用基场的相位共轭补偿光束的畸变, 由于振幅起伏的影响所造成的共轭波场的补偿不完备性, 所假定的条件是完全的软柔性变形镜, 不考虑自适应光学系统带宽响应, 即无波前复原剩余相位差的理想情况。比较了场共轭补偿与基场相位共轭补偿对 Strehl 比的影响, 给出了数值计算结果。由数值计算结果可以看出, 对于一定标高的均匀湍流大气, 湍流强度的不同使得基场相位共轭补偿的 Strehl 比存在一些不同的补偿极限值。而场共轭补偿则与湍流强度无关地补偿了发射激光束。从而说明了湍流所引起的振幅扰动限制了相位共轭补偿的最大有效值。

209 地基强激光武器试验功率的近场核查方法

李 彬 杜祥琬

(北京应用物理与计算数学研究所)

研究地基激光武器需要有一定的方法核查激光在大气中的试验功率。激光束在大气中传播时受到各种微粒的散射,散射光的强度也决定于激光束的功率。因此,在一定条件下可以通过测量散射光功率估算激光的功率。在距离光源几千米的范围内部署探测器测量激光的散射光,这时对激光功率估算的误差主要来自激光束方向的不确定。我们提出了多探测器探测的方案,若干个探测器等间隔地部署在试验激光光源的周围。探测器的仰角和视场角以及探测器的个数可以调整,使功率估算的误差最小。我们尝试了三种功率估算方法,对三种不同的立体角散射曲线,分别求出了最佳的探测方向和视场角,以及适宜的探测器个数。

210 焦区附近气溶胶粒子对高斯光束的散射

杨小丽 王俊波 冯志超

(电子科技大学应用物理所,成都)

目前聚焦激光束被广泛地应用于光散射,光辐射压力、激光化学、生物医学及光通信等领域。而聚束型的高斯波束在与传播方向垂直的平面上,光场的振幅按高斯函数急剧衰减,与平面波有本质的区别,尤其是在焦点附近,这种区别更大。当散射粒子大于或与光腰半径可以比拟时,应该考虑高斯光束振幅分布的不均匀性。为此,我们对焦区附近气溶胶粒子对高斯光束的散射特性进行了研究。我们采用复源球面波束描述入射高斯光束,并利用矢量球谐函数展开方法,结合边界条件,求得了散射系数,从而找到了一种分析单个均匀球形粒子对高斯光散射的分析方法。经过理论分析与数值计算,得到了如下结果:焦区附近气溶胶粒子对高斯光束的散射光强与入射高斯光束的光腰半径 w_0 、波长、粒子在光束中的位置、以及粒子半径 a 有关。粒子离光腰越远,其散射能量幅下降越大;归一化束宽 (w_0/a) 越大,粒子对高斯光束与平面波的散射场角分布结果之间的差异就越小,一般情况,当 $w_0/a > 20$ 时,两者相差不大,而当 $w_0/a \leq 1$ 时,两者差异较大,这时再用平面波散射理论来描述粒子对高斯光束的散射关系,将会产生较大误差。

211 $1.315 \mu\text{m}$ 光解碘激光的大气透过率测量研究

杨高潮 韩守春 邵石生 胡 明 王世鹏 宋正方

(中国科学院安徽光机所)

崔铁基 孙以珠 闵祥德 金玉奇

(中国科学院大连化物所)

$1.315 \mu\text{m}$ 波长的碘激光由于其作为高能激光所具有的巨大潜力引起了人们的极大重视。了解碘激光的大气传输特性是研究其应用潜力的必要步骤,为此我们开展了光解碘激光($\lambda=1.315 \mu\text{m}$)在水平大气传输中的大气透过率测量实验研究工作,在透过率测量工作中,我们利用全接收方法在 460 m 长的大气介质光程上进行了 $1.315 \mu\text{m}$ 光解碘激光实际透过率的测量,为了便于分析对比还测量了波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ 的 He-Ne 激光大气透过率,以便估算大气气溶胶粒子对 $1.315 \mu\text{m}$ 碘激光的消光系数,进而求得实际大气中水气分子对该波长的吸收系数;实验中同时对气象条件(温度、湿度、气压和能见度)作了监测,本又对实验结果作了初步分析讨论,结论是: $1.315 \mu\text{m}$ 光解碘激光的大气透过率(km^{-1})约在 70~85% 之间;在温度为 22°C , 相对

湿度为 70% 的条件下,水气分子对 $1.315\mu\text{m}$ 波长的碘激光的吸收系数约为 0.11 km^{-1} 。文中还对这一结果同室内模拟实验结果作了比较,并对两者不一致的原因作了讨论。

212 强功率激光在蒸发气溶胶中多次散射的二维辐射传输

金亚秋

(复旦大学电子工程系)

热发光和气溶胶蒸发是大气从高能激光束中吸收能量的物理过程。所产生的大气密度梯度,对强功率激光束的传播有着显著的影响。描述辐射强度散射、吸收和传输的辐射传输方程应该包括由于气溶胶蒸发和热发光对强功率激光束的辐射场传输的相位信息。本文利用射线光学近似,以及与时间有关的有效吸收系数,得到与大气气溶胶和热发光非线性耦合的多次散射的二维辐射传输方程。利用离散坐标和网格点数值方法,以及相函数小角度近似的解析解方法求解辐射传输方程。得到强功率激光束在通过蒸发气溶胶时辐射强度的空间-时间分布,以及与各有关参数之间定量的函数关系。

213 大气中氮气受激喇曼散射的实验分析

胡志平 刘炎炎 乐时晓 宋如华

(电子科技大学应用物理所,成都)

在中国工程物理研究院二所大气中氮气受激转动喇曼散射(SRRS)的实验中,发现 $S(6)$ 转动跃迁产生喇曼散射的泵浦光阈值最低,这与已有稳态理论和 Nova 实验有较大区别。

本文针对二所实验所用激光参数,提出了修正模型:1. 入射泵浦光的空间分布为存在一定调制的线性形式;2. 转动能级布居数分布中的平衡态温度 T 用非平衡态 T' 代替;3. 对于超短脉冲的瞬态效应,引起非平衡统计理论对转动态集居数差的 Boltzmann 分布修正。根据以上模型对大气中从 N_2 的 SRRS 阈值重新计算发现:光束质量较差的窄脉冲激光束,在一定条件下 $S(6)$ 的阈值最低,这与二所的实验观察相符合。

214 起伏光场的数值模拟

曾宗泳 龚知本 翁宁泉 张 骏 王英俊

(中国科学院安徽光机所)

本文提出一种简单的经湍流介质传播后在光瞳面上光强和相位的数值模拟方法、光学设计、解析解的检验等。还可用于分析湍流的特征。数值模拟的结果还与实验室湍流的测量结果以及相屏法的计算结果作了比较。

作为例子,我们计算波前探测器光瞳面上平均光强的概率分布。设光场的对数强度起伏满足正态分布。我们用调制伪随机数的方法产生一个 256×256 的正态分布的随机场 $M(R)$, 然后用相关函数 $B_{\ln I}(R)$ 进行调制得到对数光强起伏场 $I(R)$ 。光场 $I(R)$ 可以划分成很多直径为 d 的区域并求出相应的平均光强,从而得到概率分布。计算结果和实测结果较一致,而相屏法计算的平均光强的概率分布和实测值有较大的偏离。

用这个模拟方法还可以检验一些公式的正确性,例如到达角起伏方差和接收孔径的关系。

这种模拟方法的基础是均匀各向同性,得到的光斑中,亮点和暗区都是不规则分布。但实际大气中,光斑则带有某种结构,例如网状或条状,它可能和湍流的“拟序”结构有关。

215 连续波强激光传输研究

辜建辉 郭振华 许德胜

(华中理工大学激光技术国家重点实验室)

我们利用现有的有利条件,进行了连续波强激光大气传输的实验研究,得到了一些有实际意义的结果。

通常高功率激光器使用非稳腔输出,截面为环状的光束,以期得到接近衍射极限的输出。根据衍射理论可以从近场激光参数得到其远场强度分布,但实际的非稳腔输出的并不是理想的均匀平面波或球面波。因此我们作了若干假设后,用计算机模拟得到了激光束传输 10 m、50 m、80 m、100 m 后极轴上的相对光强分布曲线,以及在 0° 、 90° 、 180° 、 270° 几个方向上光强随半径变化的曲线。

我们利用万瓦级连续 CO_2 激光器,在气象条件为气温 5°C 、阵风 5~6 级、中~大雨的情况下,将非稳腔输出的 1.5 kW 激光束传输 50 m、80 m、100 m 后,截取其截面,得到了光强分布的衍射花样。

我们的研究结果为强激光大气传输的更深入研究提供了第一手资料,对强激光的光学传输系统和导光系统的设计制造亦有很重要意义。

216 强激光大气传输中 STRS 诱导的小尺度不稳定性

林德文 谢树茂 郑绍唐

(北京应用物理与计算数学研究所)

强激光大气传输是一个非线性过程:激光加热空气,导致光束本身自散焦,即热晕效应,这种非线性能引起各种不稳定性,从而限制了激光穿过大气的最大功率。

强激光大气传输中主要存在的两种不稳定性:未补偿的开环不稳定性和补偿的闭环不稳定性,开环不稳定性也即小尺度不稳定性。所谓小尺度不稳定性就是光束中小扰动的时空增长,其物理实质是受激热散射(STS)包括受激热布里渊散射(STBS)和受激热瑞利散射(STRS)。大气湍流和激光噪声是小尺度不稳定性的激发源。本文主要讨论了 STRS 诱导的小尺度不稳定性(即等压过程小尺度热晕)。

本文从光受激散射思想出发,导出了等压近似下,忽略散射光频移后的光散射方程组:

$$\begin{aligned}\nabla_{\perp}^2 \psi_L + 2ik_L \frac{\partial \psi_L}{\partial z} &= 0 \\ \nabla_{\perp}^2 \psi_s + 2ik_s \frac{\partial \psi_s}{\partial z} &= -0.222538 \frac{w_s^2}{c^2} \rho_L \psi_L \\ \frac{d\rho_L}{dt} &= -\frac{\gamma-1}{c_s^2} \alpha (\psi_L \psi_s^* + \psi_L^* \psi_s)\end{aligned}$$

其中 ψ_L 是泵浦场, ψ_s 是散射场。

对上述方程,以下述模型进行了数值计算,初始泵浦场为准直平台分布 $I_L = 400 \text{ W/cm}^2$, 初始扰动光强为 4 W/cm^2 , 小扰动周期为 6 cm, 总功率 $P = 800 \text{ kW}$, 光束直径 $D = 50 \text{ cm}$, 激光波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 吸收系数 $\alpha = 0.2 \times 10^{-5} / \text{cm}$, 横向风速 $V = 10 \text{ m/s}$ 。得到了强激光大气传输中 STRS 诱导的小尺度不稳定性的基本物理图像,得到有关小尺度的不稳定性研究的数值模型结果。

217 强激光大气传输非线性问题的数值计算方法研究

雷广玉

(北京应用物理与计算数学研究所)

强激光大气传输过程中存在各种物理过程的不稳定性,例如未补偿的开环不稳定性;补偿的闭环不稳定性;整束不稳定性等。要研究物理过程的不稳定性,必须排除计算方法带来的不稳定性。同时所用的数值计算方法,在达到一定精度并且保证计算稳定的条件下,还要能节省计算机的计算时间。

本文就这两个问题运用几种计算方法进行了相互比较。要研究强激光大气传输中风对热晕的影响,以及热晕湍流相互作用,首先要解场方程:

$$iik \frac{\partial E}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 E + k^2 \delta_e E = 0$$

此方程的第三项为非线性项,是与流体力学有关的项,用解析方法解此方程非常困难,目前只有用各种数值算法求解,例如积分变换法、差分方法、快速傅里叶变换法、分离变量法等等。本文用后两种方法作了计算比较。分别编制了瞬态4D热晕程序、有风的4D热晕湍流程序。用两种方法计算了真空圆孔衍射解析结果,两种方法结果完全相同,与国外文献结果完全一致。本文将分离变量法运用于强激光大气传输研究中,用此法编制了计算强激光大气传输几种问题的功能软件,并配有绘制三维立体图、等值线图和其它曲线图形的软件程序。计算热晕瞬态效应、有风的热晕效应以及和湍流相互作用、相位补偿等,都得到了比较满意的结果。

218 大气分子 SRS 记忆效应的研究

濮宏图

(电子科技大学应用物理所,成都)

强激光在大气传输过程中,气体分子引起的受激喇曼散射(SRS)对光束质量的影响是不容忽视的。本文从耦合波方程出发,推导出小信号弱增益下的 Stokes 场与泵浦场之间的关系。首先讨论了单脉冲情况下,气体分子 Raman 下能级弛豫对 Stokes 光的影响,即大气分子受激喇曼散射的记忆效应。其中讨论了泵浦激光脉冲宽度变化时 Stokes 光脉冲的脉宽、延时和不对称性随之变化的情况。分析了双脉冲泵浦条件下,能量一定时,脉冲宽度及脉冲间隔对 Stokes 光脉冲宽尤其是两个 Stokes 脉冲功率的影响。从而得出强激光脉冲序列选择适当脉冲占空比可以有最小 SRS 的能量转换的推论。

301 CO₂ 激光编码合成孔径雷达的光调制及编码

王永凤 陶纯堪

(华东工学院军用光学教研室)

为了提高 CO₂ 激光合成孔径雷达的分辨率,采用独立的雷达发射和接收光学系统,在低激光功率情况下,发出一组一组的编码光脉冲探测被测物体,光脉冲宽度为 $\tau = 1.367 \times 10^{-7} \text{s}$, 占空比为 50%。由于光脉冲编码应满足条件: $P_{i,j+1} = P_{i+1,j_0}$ 符合这一关系的矩阵有许多,其中 Hadamard 矩阵在把接收的数据转变成像时存在有效的算法,但是 Hadamard 矩阵元素为 +1 或 -1, 不适合实际应用,我们采用元素为 +1 和 0 (表示开和关两种状态)的循环 S 矩阵,其阶为 $N = 2^{11} - 1 = 2047$ 。由计算机产生一个 N 阶循环 S 矩阵,编码器按照循环 S 矩阵的数据序列控制调制器的驱动源,采用锗作为声光调制器材料,从而得到编码的光脉冲,这时光调制器的调制频率为 $f = 7.31 \times 10^8 \text{Hz}$, 光脉冲经发射光学系统发射,照射地面长度 D_1 , SAR 系统载于运载工

具上以速度 V 沿航线前进,每前进一个 D_1 便发射一组(N^2 个)编码的光脉冲,光脉冲经地物散射,经接收光学系统接收,由计算机解出地物散射分布,也就是所需的地形图像。

302 用近红外半导体激光器检测气体分子

王庆吉 陈 荣 么佳斌

(北京大学无线电电子学系)

用半导体激光器(LD)可以检测大气中多种分子。近红外波段($0.7\sim 2\mu\text{m}$)的LD体积小、重量轻、能耗低,在室温下工作,最便于在气球或飞机上使用。但它所测多为分子的高次泛频谱,一般说来灵敏度不高。我们作了两项工作,(1)用 $0.85\mu\text{m}$ LD 测量室温下样品管(1atm 大气)中水的饱和蒸气,在 $822.6\text{nm}\sim 823.2\text{nm}$ 波段测出吸收线多条,相应于(0, 0, 0)~(2, 1, 1)跃迁,最强线吸收系数 $2\sim 2\times 10^{-4}\text{cm}^{-1}$ 。用波长计及扫描干涉仪校正了谱线波长,并订正了前人所给分子常数。测量了吸收线的线宽,并得到碰撞增宽系数。(2)用 $1.5\mu\text{m}$ 的LD测 C_2H_2 (真空泡中含气)吸收线,在 $1.514\sim 1.536\mu\text{m}$ 波段内测出谱线多条,在泡长 10cm , 气压 1330Pa 时,强线的吸收达 60%。

对两类LD的特性,它们所需的恒温、恒流、频率调谐电路以及光路作了叙述,讨论了进一步提高谱仪灵敏度的问题。

303 哈特曼传感器探测大气参数方法研究

刘赤宇 王春红

(中国科学院成都光电研究所)

相干长度 r_0 是描述大气湍流强度强弱的主要参数,准确地测出 r_0 的值,是“强激光传输大气湍流自适应校正”这一大型系统实验要取得定量数据所必须首先解决的问题。

本文分析了在“强激光传输大气湍流自适应校正”这一系统实验中,测定大气湍流模拟池中 r_0 参数的几种手段,提出了用系统中的哈特曼波前传感器中获得的信息提取 r_0 的方法,并用所得到的数据对湍流池的特性进行了分析,给出了处理结果。

最后,文中就哈特曼传感器用于大气 r_0 的测试问题,作了进一步的探讨。

304 用于 CO_2 激光外差雷达的线性调频的研究

孙东松 乔立杰 张 伟

(哈尔滨工业大学应用物理系)

在现代雷达体制中,线性调频信号以其多种优势已经成为普遍采用的形式,这一点也适合于激光雷达。为了能够得到目标的距离和速度,需要对发射激光频率进行调制,经常采用的方式是线性频率调制。对发射激光频率的调制通常可以采用外腔式或内腔式两种。本文采用直接调制激光器腔长的方法,尽管激光频率与腔长成反比关系,但是对于确定的激光器的输出频率随时间的变化与激光器腔长随时间的变化成正比关系,即输出频率与腔长成线性关系,于是腔长的线性变化将导致频率的线性变化。如果激光器的一端安装在压电陶瓷(PZT)上,则当改变PZT上电压使其长度线性地变化时,激光输出频率也将线性地改变。本实验对长 30mm ,内径 $\phi 27\text{mm}$,外径 $\phi 30\text{mm}$ 的PZT进行了长度变化测量,结果表明:当电压在 $300\sim 800\text{V}$ 之间变化时,电压与伸长量的线性误差为 3.2%,而在高端和底端的非线性达到了 5.3%;当采用二次曲线拟合时,得到

的误差只有 0.4%，所以在实际使用时可以利用一个函数发生器作用于 PZT 上，便能得到较好的长度线性变化结果。这种调制方式可以用于连续波线性调频外差式红外激光雷达。

305 椭圆偏振高斯光束粗糙表面散射特性的研究

何毅 吴健 冯志超 乐时晓

(电子科技大学应用物理所, 成都)

本文用基模高斯光束粗糙表面散射的矢量微扰理论, 讨论椭圆偏振激光束在弱粗糙介质表面上的散射特性, 为激光雷达中布儒斯特窗加 $\lambda/4$ 波片式收发共用天线的设计提供依据。分析表明, 椭圆偏振光束的散射兼有 s 偏振 (电矢量振动方向垂直于入射面) 和 p 偏振 (电矢量振动方向平行于入射面) 散射空间分布的特点, 且在一阶近似范围内, 偏离入射面的空间中出现退偏振散射分量的干涉现象。特别地, 若入射光的 s 分量和 p 分量满足: $ST_s = \frac{A_s^{(i)}}{A_p^{(i)}} A_0 e^{i\psi_0}$, 则后向的归一化散射截面为:

$$I_{\text{obs}} = q(\theta_0) \cdot 16 \pi^2 K_0^4 \langle |F(\mathbf{K} - \mathbf{K}_0^{(0)})|^2 \rangle \cos^3 \theta_0 \\ \times \left\{ \left| \frac{\varepsilon - 1}{(\cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0})^2} \right|^2 \frac{A_0^2}{1 + A_0^2} + \left| \frac{(\varepsilon - 1)[\varepsilon(1 + \sin^2 \theta_0) - \sin^2 \theta_0]}{(\varepsilon \cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0})^2} \right|^2 \frac{1}{1 + A_0^2} \right\}$$

式中 $q(\theta_0) \approx 1$, $K_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \langle \dots \rangle$ 为粗糙表面起伏谱; ε 为材料的相对介电系数, θ_0 为入射角。

回波 (即后向散射波) 的偏振状态可由下式描述:

$$ST_{\text{bac}} = \frac{A_s^{(R)}}{A_p^{(R)}} = \frac{[\varepsilon \cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0}]^2 A_0 e^{i(\psi_0 + \pi)}}{[\cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0}]^2 [\varepsilon(1 + \sin^2 \theta_0) - \sin^2 \theta_0]}$$

回波 s 偏振正方向与入射波的相反, p 偏振正方向则与入射光的相同。注意到 ε 为复数, 因此回波通常是椭圆偏振的, 其旋转方式及相互垂直方向上分量的振幅比与表面材料和入射角有关, 只有在正入射 ($\theta_0 = 0^\circ$) 时, 回波才保持入射光的振幅比, 且旋转方向反向, 与材料无关, 从而激光雷达天线能最有效地完成收发隔离。随着入射角增大, 后向散射截面减小, 回波的偏振状态也发生显著的变化, 并直接导致天线分离效率降低, 雷达的信噪比随之减小。

306 粗糙圆柱表面的激光散射

吴健 罗志全 乐时晓

(电子科技大学应用物理所, 成都)

近年来, 粗糙表面的激光散射引起了学术界的极大兴趣。散射的特征对于激光雷达目标特性的研究有着十分重要的意义, 对于表面粗糙度的无损测量也有着应用的前景。圆柱外形粗糙表面散射是在平面粗糙表面散射研究的基础上的进一步外延。本文在推导高斯光束在圆柱粗糙表面散射的远场积分公式方面作了部分工作。在推导过程中, 假设了圆柱体的尺度远小于光束尺度。由此, 球面波前简化为平面波前, 且在所考虑的尺度内, 光束半径不变。表面粗糙度则以柱体半径起伏均方值 σ_0^2 及起伏相关函数 $C(L)$ 表示。对于光束垂直于柱体轴线 (正入射) 或取一定的角度入射 (斜入射) 的情况, 都做了典型参数的数值计算。

实验验证计算结果目前还是困难的, 这是因为缺乏制作参数可控的粗糙圆柱表面的有效手段。在实验方面, 我们仅对一些不同材料 (塑料、橡胶及金属等) 和不同直径的圆柱体作了散射图像的实验测量, 得到了一批实验数据。但要从这些数据分析出有意义的结果, 数据量尚嫌不足。

进一步的工作包括制备参数可控粗糙圆柱表面, 积累实验数据, 并进一步研究散射图像的偏振特性。

307 对星体实时大气湍流校正实验

李明全

(中国科学院成都光电所)

我们用光子计数式剪切干涉仪进行波前探测,数字波前处理机作波前处理和控制,21单元变形反射镜作波前校正器,并由此组成弱光自适应光学系统。1990年至1992年间,我们利用该系统在云南天文台1.2m望远镜上,对星体目标进行实时大气湍流校正试验。对多颗星的观测结果表明:利用自适应光学方法能提高地基望远镜对目标的分辨能力和弱光目标的发现能力。

308 弱光动态交变剪切干涉仪的波前探测能力分析

汤国茂

(中国科学院光电技术研究所)

实时动态波前探测器是自适应光学系统中最重要的器件之一。利用从观测目标或其附近的参考星入射的光,波前探测器能够实时探测望远镜入瞳共轭面上的动态波前扰动信息,给波前校正提供控制信号。

由于大气湍流引起的波前扰动的空间和时间特性,需根据有限的子孔径(尺寸与大气相干长度 r_0 相当)在很短的时间(与大气特征时间参量 τ 相当)内接收到的光能量来完成波前探测。对于天空中星体这样的弱目标,所能利用的光能量十分有限,必须实现用光子计数方式进行波前探测。

我们研制的弱光动态交变剪切干涉仪能够实现光子计数水平的动态波前扰动测量,并已用在“21单元自适应光学星体目标成像补偿”系统中,1990年8月至1992年6月,在云南天文台,系统成功地对天文恒星目标实现了全程大气湍流自适应补偿校正。

本文介绍了弱光动态交变剪切干涉仪的原理,并分析了其波前探测能力。信号光子噪声及探测器暗噪声是引起波前探测误差的主要误差源。光效率是影响波前探测极限量等的重要因素。

309 Mt. Pinatubo 火山云激光雷达探测

周 军 胡欢陵 龚知本

(中国科学院安徽光机所)

菲律宾 Mt. Pinatubo 火山(15.14°N, 120.35°E)于1991年6月15日爆发后,我们在安徽省合肥市(31.81°N, 117.16°E)使用自行研制的二倍频 Nd:YAG 激光雷达(波长532nm)对该火山云进行了系统的测量,从1991年6月28日首次探测到合肥上空的火山云到1992年8月20日总共获得128个夜晚的火山云散射比垂直廓线。Mt. Pinatubo 火山云在这一期间时空演变的主要特征是:

1. 火山爆发约两周后,火山云从平流层底部约17公里处侵入合肥上空。1991年7月中旬,位于21公里的火山云主体又输送至合肥上空。从7月至9月,下层火山云逐渐抬升,最后与上层汇合融为一层。

2. 火山云峰值散射比在1991年7、8月份变化幅度大,9月以后趋于平缓,一般为10~20。1992年1至4月份减小为10左右,5月份以后进一步下降至5左右。整个期间线性递减率为0.031/天。

3. 15至30公里区域内气溶胶光学厚度起初急速增大,线性递增率为0.0008/天。1991年冬季达到极大,一般比平流层背景气溶胶大一个量级。1992年以后逐渐减少,其递减率为0.0003/天。

4. 合肥地区火山云的高度在21公里左右。火山云峰值散射比与云层高度呈正相关。随着时间的推移云层逐渐增厚。到1992年8月,火山云上下边界一般为26公里和17公里。

310 21 单元自适应光学星体成像补偿系统的像质评价

郑登峰

(中国科学院光电技术研究所)

1990~1992年,光电技术研究所八室在云南天文台的1.2m望远镜上进行了对星体的自适应光学成像补偿,本文介绍了其中的像质评价系统。本系统由一个像增强的CCD(ICCD)像机、电视图像采集卡、微机及处理软件组成。为了得到长曝光效果,系统采用了取窗口和实时多帧采集的方法,采用硬件中断定时和跟踪电视信号的场同步方法。

对采集后的数据,先消除天空背景及ICCD的暗背景,然后进行相加,得到长曝光像。由于星光较弱,需采用高增益的ICCD,但随机噪声很大,需对星象进行平均滤波及低通滤波处理,以改善数据质量。为了正确评价像质,我们还编程序计算多种参数,这些参数包括:半高全宽、环围能量、调制传递函数、到达角起伏、扩散半径等。本文还讨论了对采集卡定标的方法及参数测量的误差。另外还编制了各种显示程序,包括光斑的三维分布图、伪彩色抖动图及光斑的截面图等,很生动地显示了像点的光斑分布。

实验中,对自适应光学校正前后像质进行了评价,表明自适应光学对星体成像有较大的校正效果。

本文还介绍了用ICCD及计算机对弱光成像的像质进行评价的方法,通过多帧累加实现长曝光,并通过软件的处理来减小探测器的随机噪声。

311 10.6 μm 激光碲化镉电光调制器的研究

胡渝叶青曾昭信

(电子科技大学,成都)

李兆瑞

(华北光电技术研究所)

光信号调制是激光信号处理的重要部分,是光雷达、光通信、光制导及研究大气光学工程中信号处理的关键技术之一。10.6 μm 波段光调制方法主要有声光及电光调制。在要求高速、宽带的调制系统中声光调制将受到一定的限制。我们自制了10.6 μm 碲化镉电光调制器,并进行了该调制器的主要参数的理论计算和实验测量,给出了电光张量系数 $\gamma_{41} = 6.8 \times 10^{-12} \text{mV}^{-1}$,与已有的经典理论计算符合较好。对调制器组件的半波电压进行了理论计算和实验测量,测试结果为 $15 \text{kV} \pm 1 \text{kV}$ 。此外,还给出了组件的频率特性测量的初步结果。组件的研制对进一步研究和提高10.6 μm 碲化镉调制晶体和组件性能具有重要意义。

312 激光雷达遥测有机蒸气沙林的研究

郭增欣

(华东师范大学物理系)

傅家卿

(中国人民解放军57609部队)

本文利用光栅调谐CO₂激光器和一只2300 mm长的样品吸收池,对有机蒸气沙林的红外吸收特性进行了研究,实验研究是在大气压室温条件下进行的。测定了沙林1019 cm⁻¹下对CO₂00⁰1-02⁰0谱带21条谱线的吸收系数。并对激光雷达遥测沙林的可行性进行了探讨。根据差分吸收监测的原理,选择出适于遥测沙林的激光光谱“线对”—9P(46)作为监测线和9P(18)作为参考线。最后利用该线对的吸收系数和给定的激光雷达系统参数并考虑背景噪声及功率起伏的影响,对不同作用距离上的等效路程积分浓度(NECL)进行了计算。在5 km距离上等效路程积分浓度为150 mg/m²。

313 激光编码合成孔径对地成像研究

赵 琦 陶纯堪 王家旺

(华东工学院光电技术系)

合成孔径成像技术在微波波段已得到深入的研究并被广泛应用。由于微波波长比光学波长高 3~5 个数量级,因而近红外波段的激光合成孔径成像雷达具有潜在的高分辨率。研究激光合成孔径成像的技术对航空遥感具有重要的意义。合成孔径的原理是以运动的小天线合成一个有效的大天线,从而提高雷达的空间分辨率。合成孔径成像时,方位向上的空间分辨率依赖于雷达与目标间的相对运动,而在距离向上的空间分辨率取决于发射脉冲的时间测不准。使用高功率脉冲激光器可以实现合成孔径成像,但不同的脉冲形式构成了不同的合成孔径成像方法。本文主要探讨了使用连续波 CO_2 激光产生编码脉冲的合成孔径成像方法。编码脉冲串是用从哈达玛矩阵转换过来的仅有 0 和 1 的元素构成的循环 S 矩阵来描述的,并用声光调制器调制连续波 CO_2 激光输出实现。若发射脉冲矩阵元为 P_{ij} , 探测矩阵为 S_k , 地面待探测的信息为 R_j (反射率), Q_{kj} 为 P_{ij} 的逆矩阵,则可以得到激光编码合成孔径成像的成像方程:

$$R_j = Q_{kj} S_k$$

文中也讨论了系统参数与信噪比的关系,并给出了理论设计公式。模拟计算表明,若使用波长为 $10.6\mu\text{m}$,功率为 10 W 的连续波 CO_2 激光器,接收孔径为 20 cm,则星载时可实现方位向分辨率为 10 cm 的高分辨成像。

314 自适应光学变形反射镜

凌 宁 官春林

(中国科学院成都光电所)

自适应光学是七十年代发展起来的 optics 新分支,它的主要贡献是实时补偿波前误差,例如望远镜在探测空间目标时校正大气干扰影响。自适应光学的三大部分之一波前校正器——变形反射镜,是其中的关键器件。到目前为止真正能够实用的主要是压电变形反射镜。我们从七十年代后期至今一直从事这方面的研究工作,先后研制成功多种具有几百纳米分辨率和 ms 量级响应时间的变形镜,已成功地应用于几个自适应光学系统中。本文详细介绍这些器件的特性、技术难点及性能的测试等。

315 对遭受湍流动态畸变极微弱光信号的像增强

董凤忠 丁宏玉 崔益本

(中国科学院安徽光机所一室)

无论是在大气光学传输还是在自适应光学的研究中,都会经常遇到对遭受湍流动态畸变的极弱光信号的位相和振幅信息的实施探测问题。目前实际中经常用到的光信息直接探测系统,如照相胶片、光电二(三)极管、光电池、光电耦合(CCD)阵列探测器及其他光电、光敏、光热元件,对于一般的弱光信息探测,其灵敏度响应已足够,但对于信号跟背景及本征噪声可以比拟(还不包括测量引起的技术噪声)甚至更弱的极限情况,这些直接探测系统则无能为力,必须采用前置像增强处理。

我们知道,任何噪声都是量子统计不相关的,我们采用非线性光学和量子光学原理,根据非线性布里渊放大和布里渊增强四波混频技术中对量子统计相关和不相关信号具有不同的增益即模选择放大和噪声压缩的

特性,从理论和实验两方面对遭受湍流动态畸变的极弱信号的像增强进行了详细的讨论,对放大率和灵敏度给予了细致的理论研究,首次在实验中对高增益下极弱信号放大的保真度进行了定量化的描述。

316 大气光学环境监测仪的研制

谭 锬 朱晓苏 屠瑞芳 汪 超 肖黎明

(中国科学院安徽光机所)

SMM-1 型大气光学环境监测仪,也称特殊气象参数综合观测仪,其测量对象是非常规气象仪器不能测量的而对大气光学或大气环境有重要意义的一些参数,例如激光或红外工程及各种光学制导武器研制中需要知道的大气透射率,气象和环境保护部门所关心的大气透明度和气溶胶浓度等参数。它能集成测量 8 种波长的大气消光系数和日晕辐射强度,空气中的气溶胶粒子谱和浓度、温度、湍流结构常数等四种大气光学环境参数。仪器采用微机控制可自动完成所需数据的采集、处理、存储。仪器主要包括三个部分,即多功能太阳辐射计、多道光学粒子计数器和高灵敏度湍流探测器。微机将三种测量恰当地集成在一起,数据分别存在各自的文件中;如果需要各单元也可灵活地独立工作。本文介绍了仪器总体设计思想,各单元的特点及可能的应用前景。

第五届全国基本常数、激光参数、激光器件 学术会议在黄山市召开

第五届全国基本常数、激光参数、激光器件学术会议于 1992 年 8 月 20 日至 8 月 26 日在安徽省黄山市河海大学培训中心召开。会议由中国计量测试学会基本常数与激光参数专业委员会主办,江苏省激光与光学工程学会等单位承办了这次会议。

来自全国十三个省市 106 名代表参加了会议。会议共收到学术论文 118 篇,其中 11 篇论文为大会报告,其它论文分三个会场进行报告,论文的内容可分为四类:1. 基本常数和基本单位基准的研究;2. 激光医学医疗仪器及其激光参数的研究;3. 激光参数测量;4. 激光器件的研究。

本届会议是历届会议到会代表及论文最多的一次,而且论文的水平、特别是大会报告论文的水平较高。其中有我国在激光领域、基本常数测量和激光频率测量方面最新的成果报告,也有阶段成果报告。

(辛 月)

第六届全国激光无损检测技术交流会在昆明召开

中国光学学会第六届全国激光无损检测技术交流会于 1992 年 8 月 18 日至 8 月 22 日在昆明召开。

会议由航空航天工业部 703 所、621 所、江西省激光学会和北京工业大学等单位联合筹办,并由 703 所、621 所和北京工业大学经办。共有 20 个单位,25 名代表出席了会议。会议共收到 36 篇论文,具体内容是全息计量的常规和新检测方法;激光全息无损检验航空工业标准;在线实时检测、检验系统;全息显示;全息记录介质的特性与应用;激光器件失效机理分析与验证;声光器件及光学双稳态等。会议讨论充分,气氛活跃。沟通了信息,联络了感情,提出了合作的愿望。

会议讨论确定第七届全国激光无损检测技术交流会于 1994 年下半年召开。建议由北京光电技术研究所、航空航天工业部 703 所、304 所和 702 所等单位负责筹办。

(赵梅村)