飞秒脉冲激光穿越大气层的特性

张天鹏^{①②}, 朱晓农^{①*}, 包文霞^①^① 南开大学现代光学研究所, 光学信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071;^② 中国人民解放军 66379 部队, 海拉尔 021000

* 联系人, E-mail: xnzhu1@nankai.edu.cn

2014-05-05 收稿, 2014-06-05 接受, 2014-09-01 网络版发表

国家自然科学基金(11004111, 11274185, 61137001)资助

摘要 对不同脉宽、不同中心波长、不同入射天顶角情况下飞秒激光脉冲在大气层中的传输特性进行了数值模拟. 理论计算结果表明, 在 50 km 高空大气的二阶色散值为 $3.44 \times 10^{-6} \text{ ps}^2/\text{km}$, 与大气在海平面的二阶色散值($2.09 \times 10^{-2} \text{ ps}^2/\text{km}$)相比, 约小 4 个数量级; 在激光脉冲非垂直发射情况下, 当入射天顶角小于 60° 时, 谱宽为 40 nm 的飞秒激光脉冲的蒙气差值、大气角色散值以及时域色散导致的脉冲展宽量均会随入射天顶角缓慢增加, 当入射天顶角大于 60° 时, 这种增长会急剧变大. 大气的角色散作用还会使传输光束的横向尺寸和光谱空间分布发生改变, 但其改变量要远小于直径为 200 mm 的光束的衍射效应产生的相应变化. 在垂直发射条件下, 对于厚度为 50 km 的大气层而言, 800, 1064, 1550 nm 三个不同中心波长的瑞利脉冲宽度分别为 700, 605, 495 fs. 由于入射天顶角的增加直接导致有效传输光程增加, 随着入射天顶角由 0° 增至 90° , 瑞利脉宽单调增加, 最大可增至垂直发射时的 3 倍左右.

关键词

飞秒激光脉冲
大气折射
大气脉冲展宽
瑞利脉宽

众所周知, 飞秒激光($1 \text{ fs}=10^{-15} \text{ s}$)具有脉宽窄、光谱宽、只需很少的脉冲能量便能够达到很高的峰值功率、聚焦时可以实现非常高的三维光子密度等重要特点. 在精密测距^[1,2]、卫星定位^[3]、超精细微纳尺度加工^[4]、生物医学诊断^[5]和眼科手术治疗^[6]等方面有着广泛的应用. 随着航空航天和国防尖端高科技领域的快速发展, 理论测距精度可达亚微米量级的飞秒激光在卫星测距、光速打击、空中目标精确追踪和拦截等方面将可能有重要的应用. 而这些应用都将毫无例外地涉及飞秒激光在大气中传输乃至穿越整个大气层的复杂传播过程.

与连续激光一样, 飞秒脉冲激光穿越大气层的过程中, 也会受到大气梯度折射率对入射激光光线的偏折作用. 然而, 不同的是飞秒激光具有相对较宽的光谱带宽. 飞秒脉冲激光在穿越大气层的过程中, 一方面会由于大气的色散作用而引发频率啁啾和脉冲

展宽; 另一方面, 飞秒激光不同谱成分之间受到的大气梯度折射率的偏折作用不同, 会导致脉冲光束的空间色散. 欲对飞秒激光穿越大气层这一过程进行研究, 首先需要认清大气折射率随海拔高度变化的规律, 然后要分析影响大气色散作用的因素, 以及如何尽量减小大气对激光功率的衰减. 对于前者, 已有多种大气折射率模型存在, 如新旧 Edlen 模型^[7,8]和 Owens 模型^[9]等. 对于后者, 到目前为止人们仅对某一海拔平面内色散对飞秒激光脉冲的影响开展了分析研究^[10].

借助 Owens 大气折射率模型, 针对大气折射率沿高度方向的梯度变化特性, 将大气层看作为一系列具有不同特征参数的同心壳层结构, 绘制出 0~50 km 大气折射率的海拔高度分布曲线, 同时给出相应的指数型拟合公式; 文中给出了不同入射天顶角情况下, 谱宽为 40 nm, 中心波长分别为 800, 1064,

引用格式: 张天鹏, 朱晓农, 包文霞. 飞秒脉冲激光穿越大气层的特性. 科学通报, 2014, 59: 3453–3461

Zhang T P, Zhu X N, Bao W X. Propagation characteristics of femtosecond laser pulses through atmosphere (in Chinese). Chin Sci Bull (Chin Ver), 2014, 59: 3453–3461, doi:10.1360/N972014-00392

1550 nm 的飞秒激光脉冲穿越 50 km 大气层后的蒙气差和对应的大气角色散的理论计算值. 研究表明, 当入射天顶角大于 60° 时, 蒙气差和大气角色散值都将急剧增加, 但 40 nm 谱宽条件下的大气角色散值比起相应中心波长的蒙气差要小近 4 个数量级. 与直径为 200 mm 的光束自身的衍射效应相比, 由 40 nm 谱宽所对应的大气角色散对光束横向尺寸产生的影响也同样可以忽略. 在对飞秒脉冲穿越整个 (50 km) 大气层时空气色散导致的脉冲展宽量进行分析中, 得到了垂直入射 (即入射天顶角为 0°) 条件下, 800, 1064, 1550 nm 三个不同中心波长的瑞利脉宽值分别为 700, 605, 495 fs. 因此, 从单纯考虑色散的影响出发, 大气对长波长的飞秒激光有更宽松的容限. 关于瑞利脉宽 (即出射脉冲宽度为入射脉冲宽度的 $\sqrt{2}$ 倍时的入射脉冲宽度) 的分析计算表明, 瑞利脉宽在垂直发射时有最小值; 随入射天顶角的增加, 瑞利脉宽将逐步增大; 当入射天顶角大于 60° , 瑞利脉宽的增加变得更加显著. 研究还发现, 大气的二阶色散值随海拔高度的增加按近似指数形式衰减.

1 大气色散的理论模型

1.1 大气折射率模型和折射率随高度的分布

大气的折射率 n 与大气的压强、温度、湿度以及波长有关. 根据 Owens 模型, 干燥空气的大气折射率可由下式来确定^[9]:

$$n = 1 + 0.01 \times \frac{p}{T + 273.15} \times \left\{ 1 + 0.01 \times p \times \left[\frac{57.90 \times 10^{-8} - \frac{9.3250 \times 10^{-4}}{T + 273.15}}{+ \frac{0.25844}{(T + 273.15)^2}} \right] \right\} \times \left(2371.34 + \frac{683939.7}{130 - \lambda^{-2}} + \frac{4547.3}{38.9 - \lambda^{-2}} \right) \times 10^{-8}, \quad (1)$$

其中, 大气压强 p 的单位为 Pa, 温度 T 的单位为 $^\circ\text{C}$, 光波波长 λ 的单位为 μm . 该式的适用波长范围大致为 0.20~2.06 μm .

1.2 大气折射模型

由于大气折射率沿高度方向的梯度变化特性, 除非垂直发射或仅在某一海拔高度的平面内传输, 一般情况下, 激光在大气中的传播轨迹将不会是一

条直线, 而是弯曲的. 这不仅会导致直接瞄准目标发射的激光束与实际目标位置之间出现偏差, 而且由于大气对不同波长偏折程度不同, 飞秒脉冲所包含的不同波长成分光的偏折程度将会有差异, 即出现空间色散. 在我们的模拟分析中, 将大气层看作为一系列具有不同特征参数的同心壳层, 并且假设每一层具有均匀的特性, 而后用几何光学的方法推导了蒙气差和大气色散的计算公式.

如图 1 所示, 假设地球半径为常量 R , 距离地表为相同海拔高度 h_i , 厚度为 dh 的球型大气壳层具有相同的折射率 n_i . 入射到该层光线的入射角和折射角分别为 θ_i 和 θ'_i , 与该层相邻一层的球壳层海拔高度为 $h_i + dh$, 其折射率为 n_{i+1} , 该层的入射角和折射角分别为 θ_{i+1} 和 θ'_{i+1} . 当观测的目标偏离天顶位置时, 由于大气的折射作用, 目标光线斜入射穿越大气层的过程中光线将会发生偏折. 大气折射引起的角度偏差又称之为蒙气差. 蒙气差的大小随观测天顶角的变化而发生变化. 而且, 由于大气折射率与光波长有关, 因而来自同一目标不同波长的光线穿过大气层时, 其偏折程度也会有所不同, 即蒙气差与波长相关. 这种现象亦可以看作为大气蒙气差的空间色散. 在图 1 中, 假设入射光线非垂直入射, 当光线由 n_i 层入射到 n_{i+1} 层时, 由于折射的原因光线会发生偏折, 偏折角:

$$d\theta_i = \theta_{i+1} - \theta'_i. \quad (2)$$

由折射定律:

$$n_i \sin \theta'_i = n_{i+1} \sin \theta_{i+1}, \quad (3)$$

再利用正弦定理 (以三角形 OAB 为例):

$$\frac{\sin \theta_i}{(R + h_i + dh)} = \frac{\sin \theta'_i}{(R + h_i)}, \quad (4)$$

由此, 得到

$$d\theta_i = \arcsin \left(\frac{n_i}{n_{i+1}} \frac{R + h_i}{R + h_i + dh} \sin \theta_i \right) - \arcsin \left(\frac{R + h_i}{R + h_i + dh} \sin \theta_i \right). \quad (5)$$

对 (5) 式从发射点到目标点的所有壳层进行积分, 便可以计算出光线经过这段传播路径后总的偏角, 即蒙气差:

$$\Delta\theta = \int_{h_i}^{h_o} d\theta_i. \quad (6)$$

因为大气折射率与波长有关, 所以对宽光谱的飞秒激光而言, 不同波长成分经过大气层后将有不

图1 (网络版彩色)大气折射示意图

同的 $\Delta\theta$. 对两不同波长成分 λ_i 和 λ_{i+1} 的蒙气差求差, 便可得到其在大气中的空间色散即角色散值:

$$\Delta\theta_{\lambda_i\lambda_{i+1}} = \Delta\theta_{\lambda_{i+1}} - \Delta\theta_{\lambda_i}. \quad (7)$$

1.3 脉冲展宽模型

当飞秒激光在大气中传输时, 由于飞秒激光具有较宽的光谱, 所以群速度色散以及更高阶色散的影响会导致脉冲的时域展宽, 形成频率啁啾. 对于不同的初始脉宽、不同的激光中心波长、不同的入射天顶角、以及发射点与接收点不同的高度差, 飞秒脉冲的展宽程度也不同(此处假定脉冲峰值功率较低, 不足以产生各种非线性效应). 用归一化的标量复平面波来描述中心频率为 ω_0 的无啁啾飞秒高斯入射脉冲, 其电场表达形式是

$$E(t) = e^{-at^2} \times e^{-i\omega_0 t}, \quad (8)$$

其中, a 为描述脉冲宽度的参数, $a = 2\ln 2 / \Delta t_i^2$, Δt_i 为入射脉冲宽度. 对(8)式进行傅里叶变换并乘以忽略损耗情况下大气的传递函数 $\exp[-ik(\omega)z]$, 便可得到脉冲在大气中传输距离 z 后的频域电场分布:

$$E(\omega, z) = \frac{1}{\sqrt{2a}} \times e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}} \times e^{-ik(\omega)z}, \quad (9)$$

其中, $k(\omega)$ 为传播常数, 定义为 $k(\omega) = n(\omega) \times k_0 = n(\omega) \times \frac{2\pi}{\lambda_0} = n(\omega) \times \frac{\omega_0}{c}$, 即在介质中的折射率与光在真空中的波矢 k_0 的乘积. 将 $k(\omega)$ 展开至如下的四阶泰勒级数并用于模拟计算中:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} k''(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} k'''(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{4!} k^{(4)}(\omega - \omega_0)^4. \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式再做傅立叶逆变换便可得到飞秒激光穿越大气层后的时域电场分布.

2 计算结果与分析

2.1 大气折射率参数随高度变化的渐变特性

由 Owens 模型给出的(1)式可知, 大气折射率与温度和压强有关, 而温度、压强随海拔高度而变化, 因此, 大气折射率自然是海拔高度的函数. 依据国内出版的《光学手册》^[11]中提供的大气温度和压强随海拔高度变化的数据, 各取了 33 对数据点(其中地表的温度为 20.85℃、压强为 1.013×10^5 Pa), 绘制出压强和温度的高度分布曲线, 并以三参数指数函数和多项式函数分别对其进行拟合. 拟合结果如图 2 所示. 大气压强 p 随海拔高度的拟合公式为

$$p(h) = a_1 \times e^{-\left(\frac{h-h_1}{c_1}\right)^2}, \quad (11)$$

其中, $a_1 = 2.217 \times 10^4$, $b_1 = -51.94$, $c_1 = 29.59$. 大气温度 T 随海拔高度的拟合公式为

$$T(h) \approx m_1 \times h^9 + m_2 \times h^8 + m_3 \times h^7 + m_4 \times h^6 + m_5 \times h^5 + m_6 \times h^4 + m_7 \times h^3 + m_8 \times h^2 + m_9 \times h + m_{10}, \quad (0 \leq h < 50 \text{ km}), \quad (12)$$

其中, $m_1 = -6.392 \times 10^{-12}$, $m_2 = 2.023 \times 10^{-9}$, $m_3 = -2.530 \times$

图 2 大气压强(a)和大气温度(b)随海拔高度的拟合曲线

10^{-7} , $m_4=1.617 \times 10^{-5}$, $m_5=-0.548 \times 10^{-3}$, $m_6=8.974 \times 10^{-3}$, $m_7=-0.03697$, $m_8=-0.3977$, $m_9=-3.135$, $m_{10}=20.45$.

图 2(a)说明, 随着海拔高度的增加, 大气压强迅速单调下降, 在高于 50 km 的高空, 大气压强已小于 1 hPa, 即 0.1 kPa. 图 2(b)说明, 大气温度随着海拔高度的增加先减小, 直到 13 km 左右的位置气温降至 -57°C , 13~18 km 气温基本不变, 18 km 以上气温开始回升, 在海拔 46 km 左右气温回升至 -3°C . 将大气温度和大气压强的拟合公式, 即式(11)和(12)带入 Owens 模型的公式中, 便可获得大气折射率随波长和海拔高度的变化关系. 其结果绘制在图 3 的实线中. 从图 3 实线给出的计算曲线可知, 随着海拔高度的上升, 大气折射率下降较快, 在海平面位置, 大气折射率的计算值为 1.0002711, 该值与常用的空气折射率 1.00027 很接近^[12]; 在高于 50 km 的高空, 由于大气压已经降至 0.1 kPa 以下, 近似为真空状态, 相应的大气折射率的计算值为 1.0000000445, 十分接近于 1, 故此在这一高度上可以近似忽略大气折射的影响. 显然, 一般来说, 为了减小大气折射效应, 应该尽可能选取高海拔位置作为发射点.

由于由公式(1), (11), (12)计算获得的折射率随高度变化的曲线与指数函数很相似, 用双指数函数对其进行拟合, 拟合公式如下:

$$n(h) = a_2 \times e^{b_2 h} + c_2 \times e^{d_2 h} - f, \quad (13)$$

其中 5 个拟合系数分别为: $a_2=0.0003106$, $b_2=-0.09184$, $c_2=1$, $d_2=7.876 \times 10^{-7}$, $f=3.94784 \times 10^{-5}$. 由拟合公式(13)计算的折射率曲线也在图 3 中的虚线给出. 可以看出该拟合曲线的总体拟合效果较好, 其相对误差在 10^{-6} 量级, 但在大于 30 km 左右的海拔高度, 由于大气折射率已经非常接近于 1, 即使是 4.109×10^{-6} 的误差也

图 3 大气折射率随海拔高度的变化曲线

使得由拟合公式给出的折射率值小于 1. 因此, 拟合公式(13)只能适用于海拔高度 30 km 以下大气折射率的估算.

2.2 蒙气差和空间色散的影响因素

众所周知, 当对高空或大气层中非垂直方向上的目标进行跟踪时, 大气的折射效应会对传输光束产生偏折作用, 从而使目标的实际坐标与观测坐标(即发射激光时瞄准的坐标)之间有一定的角度偏差(这一角度偏差即是所谓的蒙气差). 实际应用中, 必须对这一偏差进行修正. 从(5)和(6)式不难发现, 蒙气差的大小与发射点的位置以及入射天顶角有关. 假设从海平面(即海拔高度为 0 处)发射中心波长为 800 nm 的激光, 入射天顶角为 60° , 激光脉冲出射角度随海拔高度变化的计算结果如图 4 所示. 从图 4 可以看出, 随着海拔高度的增加, 在 0~20 km 的高度内, 出射光线与入射天顶线的夹角(即大气折射效应引起的偏折)逐渐增加, 在海拔 20 km 以上时, 这种增加开始明显变缓, 当海拔高度达到大于 50 km 时, 偏折

曲线已几乎平坦,即出射光线的角度不再变化,说明在 50 km 的高度上大气的偏折作用已可以忽略不计。

图 5 计算了入射天顶角为 60°时不同中心波长飞秒脉冲穿越 50 km 大气层后的蒙气差值。从图 5 不难发现,蒙气差随脉冲中心波长的增加而减小,尤其在紫外和可见光波段减小的程度最为显著。图 6(a)给出中心波长为 800 nm 的飞秒激光脉冲在不同入射天顶角情况下的蒙气差。由图 6(a)可知,蒙气差随入射天顶角的增加而增加,并且在入射天顶角大于 60°的情况下蒙气差的增加变得非常迅速。在图 6(b)中,根据公式(7)绘制了中心波长分别为 800, 1064, 1550 nm, 谱宽均为 40 nm 的飞秒脉冲在不同入射天顶角情况下的大气角色散值(对 800 nm 中心波长而言,即是 820 与 780 nm 蒙气差的差值)。从图 6(b)可以看出,随入射天顶角的增加大气角色散值增加,在入射天顶角大于 60°时大气角色散增加更加迅速;而在相同入射角情况下,随中心波长的增加大气角色散值减小。

图 4 出射角度随海拔高度的变化曲线

图 5 入射天顶角 60°蒙气差随中心波长的变化

将图 6(b)与(a)进行比较,可以得到,对应于 780 和 820 nm 的大气角色散量比相应中心波长 800 nm 的蒙气差小 4 个数量级。这种情况下,假设入射天顶角为 45°,不难估算出,由角色散引起的入射激光脉冲的横向光斑尺寸,在穿越 50 km 大气层后的增加量仅有 6 mm 左右。而根据高斯光束的衍射规律,对于初始光斑直径为 200 mm 的光束,传输 70 km (45°入射天顶角对应的有效光程约为 70 km)后的光斑尺寸的增加量约为 210 mm。因此,这种情况下,导致光束横向尺寸增加的主要因素依然是光束的衍射效应。

2.3 大气时域色散的影响因素

根据(9)式,从理论上来说,大气的二阶及其更高阶的色散均会影响传输脉冲的包络和相位。本文中只计算到了四阶色散。这是因为,通过计算垂直入射条件下 35 fs 入射飞秒激光脉冲穿越 50 km 大气层的脉冲展宽量,发现仅计算二阶色散时出射脉宽为 14077 fs,而把三阶色散也计算在内时出射脉宽为 14069 fs,即三阶色散的影响仅有 8 fs。因此在计算大气的色散时三阶及其更高阶色散对脉冲的影响可以忽略。图 7(a)给出了入射天顶角为 0°穿越 50 km 大气层时 3 种不同中心波长下出射脉宽与入射脉宽的关系曲线。图 7(a)中的结果表明,入射脉宽越窄脉冲展宽量越大,小于 200 fs 的入射脉宽经过大气层后会展宽到 1 ps 以上。随着入射脉宽的增加出射脉宽的展宽量迅速减小,经历一个不太明显的最小值后又缓慢增加,并且在拐点后的曲线是准线性的,反映出相应的展宽系数变化已经变得很小,那么这个出射脉宽最小时对应的入射脉宽被称之为最佳入射脉宽。

在只考虑二阶色散时,出射脉宽 t_o 和入射脉宽 t_i 的关系可以由下式给出^[13]:

$$\Delta t_o = \Delta t_i \sqrt{1 + (2ak''z)^2}, \quad (14)$$

其中 $\Delta t_i = \sqrt{2 \ln 2} a$ 。根据(14)式可知,最佳入射脉宽正好也就是瑞利脉宽。通过计算,中心波长在 800 nm 的入射脉冲的瑞利脉宽为 700 fs, 1064 nm 的为 605 fs, 1550 nm 的为 495 fs。从图 7(a)中还可以看出,在相同的入射脉宽条件下,中心波长越长脉冲展宽量越小。

图 7(b)绘制了垂直穿越大气层时不同中心波长的超短脉冲的脉宽展宽系数(出射脉宽与入射脉宽的

图 6 中心波长 800 nm 蒙气差值(a)和不同波长下大气色散值(b)随入射天顶角的变化

图 7 出射脉宽(a)和脉冲展宽系数(b)随入射脉宽的变化曲线

比值)与入射脉宽的关系图. 该图清楚地表明了随着入射脉宽的增加, 大气色散引起的脉冲展宽量逐渐减小. 由图 7(b)还可以得到不同中心波长下的瑞利脉宽值. 显然, 随着中心波长的增加瑞利脉宽逐渐减小. 当入射脉宽大于瑞利脉宽时, 展宽系数几乎接近一条水平直线, 即不再发生明显变化, 这时大气色散的影响可以近似忽略.

图 8(a)绘制了 800, 1064 和 1550 nm 波长下瑞利脉宽随入射天顶角的变化曲线. 从图中可以看出, 对一给定的波长, 瑞利脉宽会随入射天顶角的增加而增加, 这是因为入射天顶角的增加导致了有效传输长度的增加. 可以注意到, 在入射天顶角大于 60° 时, 瑞利脉宽的增加变得非常迅速, 例如, 对 800 nm 中心波长而言, 入射天顶角接近 90° 时(这里取 82.5° 时的值)瑞利脉宽值为 1995 fs, 约为垂直入射时瑞利脉宽(700 fs)的 3 倍. 而对同一入射天顶角, 瑞利脉宽则随中心波长的增加而减小.

图 8(b)绘制了脉宽为 35 fs 的入射飞秒脉冲, 穿

越 50 km 大气层后的出射脉宽与入射天顶角的关系图. 可以看出对于 35 fs 的入射脉冲, 出射脉宽随入射天顶角的增加而增加, 在入射天顶角大于 60° 时出射脉宽明显增加. 例如, 对 800 nm 波长而言, 入射天顶角为 0° 时, 出射脉宽为 14.07 ps; 当入射天顶角为 75° 时, 出射脉宽则为 54.45 ps.

图 9(a)绘制了二阶色散值(中心波长为 800 nm)随海拔高度的变化关系图, 在海平面位置二阶色散值为 $2.09 \times 10^{-2} \text{ ps}^2/\text{km}$, 随海拔高度的增加二阶色散值按近似指数形式衰减, 在 50 km 高空二阶色散值降为 $3.44 \times 10^{-6} \text{ ps}^2/\text{km}$, 减小了约 4 个数量级. 图 9(b)是海平面处大气的二阶色散值随波长的变化关系图, 该图说明在海平面随着光波中心波长的增加大气的二阶色散迅速减小. 值得一提的是, 纯净水在中心波长为 800 nm 处的二阶色散值约为 $24.4 \text{ ps}^2/\text{km}$, 比海平面处空气的相应色散值高 3 个数量级.

图 10 绘制了 50 fs 的入射脉宽垂直入射时出射脉宽随海拔高度的变化关系. 图中曲线是模拟计算的

图 8 瑞利脉宽(a)和入射脉宽为 35 fs 时的出射脉宽(b)随入射天顶角的变化

图 9 二阶色散值的变化曲线

(a) 波长 800 nm 二阶色散值随海拔高度的变化; (b) 海平面二阶色散值随中心波长的变化

图 10 出射脉宽随海拔高度的变化曲线

结果,可以看出,海拔高度达到 20 km 时脉冲宽度已经从 50 fs 展宽为 9 ps 以上;如果将大气层看作均匀介质,利用(14)式,可以计算出传输 50 km 大气层的等效二阶色散值为 $3.55 \times 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{km}$,将其带入 (14) 式并根据(14)式画出出射脉宽与海拔高度的关系如图 10 中的直线所示。

2.4 大气的衰减作用

大气中存在各种气体分子(如 N_2 , O_2 , H_2O 等)和

尺寸在 1 nm 到 10 m 悬浮在空气中缓慢下落的气溶胶粒子。由于大气分子和气溶胶粒子对光的吸收和散射作用,激光在大气中传输时不可避免地会发生能量的损耗。大气吸收主要包括两部分:一是大气内各种分子的吸收;另一部分是气溶胶粒子的吸收。对大气分子的吸收而言,取决于特定分子能级之间的量子跃迁^[14];而气溶胶粒子的吸收系数由不同微粒的吸收特性来决定^[15]。由 Mie 理论可以证明,在红外线和可见光波段,气溶胶粒子的吸收可以忽略不计^[16]。所以这里忽略气溶胶粒子的吸收,只考虑大气分子的吸收对激光的衰减。大气散射是电磁波同大气分子或气溶胶粒子发生相互作用,使入射光能量以一定规律在空间各方向重新分布的现象。入射电磁波使大气分子或气溶胶粒子产生电偶极子,电偶极子向四周辐射出与入射波频率相同的子波,即散射波。散射波能量的分布同入射波的波长、强度以及粒子的大小、形状和折射率有关^[13]。光的散射按粒子同入射波波长的相对大小不同,可以分成 3 种,用参数 kr 表征($kr=2\pi r/\lambda$): (1) 当粒子尺度比波长小得多时 $kr < 0.3$,可采用比较简单的瑞利散射公式; (2) 当粒子尺度与

波长可相比拟时 $0.3 < kr < 30$, 要采用较复杂的米散射公式; (3) 当粒子尺度比波长大得多时 $kr > 30$, 则用几何光学处理.

下面给出有关大气吸收和散射的简要计算结果. 假定在飞秒激光脉冲的光谱带宽内吸收系数和散射系数均可近似为常量. 根据参考文献[17]中给出的大气透过率曲线, 选取了 800, 1064 和 1550 nm 这 3 个波长和 1380 nm 这个低透过率波长, 分别计算了总透过率值, 公式(15)为计算总透过率值的计算公式:

$$\Gamma_{\text{total}}(\lambda, L) = P(\lambda, L) / P(\lambda, 0) = e^{-\gamma(\lambda)L} \\ = e^{-\alpha(\lambda)L} \times e^{-\beta(\lambda)L} = \Gamma_{\alpha}(\lambda, L) \times \Gamma_{\beta}(\lambda, L), \quad (15)$$

其中 $\gamma(\lambda)$ 为消光系数, $\alpha(\lambda)$ 为吸收系数, $\beta(\lambda)$ 为散射系数.

由于不同的海拔高度大气密度不同, 所以散射系数也不同. 公式(16)给出了散射系数随高度变化的计算公式:

$$\beta(\lambda, h) = \beta_R(\lambda, h) + \beta_M(h), \quad (16)$$

其中 $\beta_R(\lambda, h)$ 为瑞利散射系数, $\beta_M(h)$ 为米散射系数. 根据 ITU-R(国际电信联盟无线电通信组)提供的数据, 当波长大于 0.8 μm , 大气分子的瑞利散射对信号的损耗可以忽略不计^[18]. 所以, 这里只计算米散射系数 $\beta_M(h)$. 其计算公式为

$$\beta_M(h) = \beta_M(0) \times e^{-b_3 h} = a_3 \times e^{-b_3 h}, \quad (17)$$

其中 $a_3 = 0.199 \text{ km}^{-1}$ 为海拔高度 $h=0$ 处的 Mie 散射系数, $b_3 = 0.83 \text{ km}^{-1}$ 为 Mie 散射标高的倒数^[19]. 此时散

射透过率可以写成 $\Gamma_{\beta}(h) = e^{-\int_0^h \beta_M(h) dh}$, 由此计算出激光垂直入射 50 km 后的散射透过率为 $\Gamma_{\beta}(50) = 0.787$.

从文献[17]中, 得到 $\Gamma_{\alpha}(1064) = 0.581$, $\Gamma_{\alpha}(1550) = 0.676$, $\Gamma_{\alpha}(1380) = 0.092$. 再由公式(17)便可计算出总的透过率为 $\Gamma_{\text{total}}(1064) = 0.457$, $\Gamma_{\text{total}}(1550) = 0.532$, $\Gamma_{\text{total}}(1380) = 0.072$. 从这些结果可以看出: 飞秒激光穿越大气层时, 由于大气吸收和散射的消光作用会显著损耗入射光功率. 因此, 在实际应用中, 要选择处在大气窗口的波段, 较高的海拔高度, 晴朗的天气, 较小的入射天顶角, 以减小大气对激光功率的损耗.

3 结论

本文采用数值模拟方法, 对可见与近红外飞秒激光脉冲在不同入射天顶角情况下穿越大气层时的主要特性进行了分析研究, 可以得出如下几点结论:

(1) 对谱宽为 40 nm 的飞秒脉冲激光而言, 大气角色散值远小于蒙气差值. 蒙气差和大气角色散均会随着入射天顶角的增加而增加, 尤其是入射天顶角大于 60° 时, 这种增加变得非常迅速; 而随着激光中心波长的增加, 蒙气差值和大气角色散值减小. 在非垂直发射条件下, 由角色散引起的 40 nm 谱宽入射飞秒激光脉冲的横向光斑尺寸在穿越 50 km 大气层后的增加量仅有几毫米. 因此, 导致光束横向尺寸增加的主要原因依然是光束的衍射效应.

(2) 由于大气的色散作用, 以及斜入射时有效传输光程的增加, 在大气中传输的飞秒激光脉冲的展宽量随入射天顶角的增加而增加. 对于 35 fs, 800 nm 的入射脉冲, 垂直入射时的出射脉宽为 14.07 ps, 当入射天顶角为 75° 时, 出射脉宽为 54.45 ps, 脉冲展宽量大约增加了 4 倍.

(3) 同一入射天顶角下, 无啁啾的初始脉冲在大气层中传输时, 初始脉冲越窄, 脉冲展宽量则越大; 随着入射脉宽的增加, 出射脉宽先减小后增加, 经历一个不太明显的拐点, 而该拐点处所对应的脉宽即为最佳脉宽. 最佳脉宽等于瑞利脉宽.

(4) 对于中心波长为 800, 1064 和 1550 nm 的飞秒激光脉冲, 垂直入射条件下 50 km 大气层的瑞利脉宽分别为 700, 605 和 495 fs. 随着入射天顶角的增加, 瑞利脉宽也会相应增加. 例如, 对中心波长为 800 nm 的入射脉冲, 入射天顶角为 82.5° 时, 其瑞利脉宽约为垂直入射时的 3 倍左右. 瑞利脉宽值随中心波长的增加而减小.

(5) 大气的二阶色散值(中心波长为 800 nm)随海拔高度的增加接近似指数形式衰减. 在海平面位置二阶色散值为 $2.09 \times 10^{-2} \text{ ps}^2/\text{km}$, 而在 50 km 高空二阶色散值降为 $3.44 \times 10^{-6} \text{ ps}^2/\text{km}$, 减小了约 4 个数量级.

参考文献

- 1 Coddington I, Swann W C, Nenadovic L, et al. Rapid and precise absolute distance measurements at long range. *Nat Photonics*, 2009, 3: 351–356

- 2 Joo K N, Kim Y, Kim S W. Distance measurements by combined method based on a femtosecond pulse laser. *Opt Express*, 2008, 16: 19799–19806
- 3 Lee S H, Lee J, Kim Y J, et al. Active compensation of large dispersion of femtosecond pulses for precision laser ranging. *Opt Express*, 2011, 19: 4002–4008
- 4 Malinauskas M, Žukauskas A, Pūlys V, et al. Femtosecond laser polymerization of hybrid/integrated micro-optical elements and their characterization. *J Opt*, 2010, 12: 124010
- 5 Parigger C G, Johnson J A, Splinter R. Optical diagnostic and therapy applications of femtosecond laser radiation using lens-axicon focusing. 2013 35th Annual International Conference of the IEEE. New York: IEEE, 2013. 374–377
- 6 Raoof-Daneshvar D, Shtein R M. Femtosecond lasers in ophthalmology. *US Ophthalmic Rev*, 2013, 6: 38–41
- 7 Edlén B. The dispersion of standard air. *Josa*, 1953, 43: 339–344
- 8 Edlén B. The refractive index of air. *Metrologia*, 1966, 2: 71
- 9 Owens J C. Optical refractive index of air: Dependence on pressure, temperature and composition. *Appl Opt*, 1967, 6: 51–59
- 10 武腾飞, 梁志国, 严家骅. 飞秒激光测距中空气色散补偿理论研究. *中国激光*, 2012, 39: 162–167
- 11 龚祖同, 李景镇. 光学手册. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986
- 12 金群锋. 大气折射率影响因素的研究. 硕士学位论文. 杭州: 浙江大学, 2006
- 13 Siegman A E. *Lasers*. California: University Science Books, 1986
- 14 Bass M, Stryland E W V, Williams D R, et al. *Handbook of Optics*, vol. 1. Terrestrial Optics, Atmospheric Optics. Florida: University of Central Florida, 1995
- 15 International Telecommunication Union. Development of a weather-model for free space optical propagation. ITU Document 3J/78-E. December 2004
- 16 Strickland B R, Lavan M J, Woodbridge E, et al. Effects of fog on the bit-error rate of a free space laser communication system. *Appl Opt*, 1999, 38: 424–431
- 17 Hudson Jr R D. *Infrared System Engineering*. New Jersey: John Wiley & Sons Inc, 1969
- 18 Radiocommunication Sector of International Telecommunication Union. Document 3/74-E. 2002, 29: 1–20
- 19 许春玉, 谢德林, 杨虎. 激光大气传输透过率的分析. *光电工程*, 1999, 26: 7–11

Propagation characteristics of femtosecond laser pulses through atmosphere

ZHANG TianPeng^{1,2}, ZHU XiaoNong¹ & BAO WenXia¹

¹ Key Laboratory of Optical Information Science and Technology, Ministry of Education, Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China;

² 66379 Unit, People's Liberation Army, Hailaer 021000, China

The propagation characteristics of femtosecond laser pulses of various temporal durations and central wavelengths are numerically investigated. These characteristics are required when transmitting pulses through the atmosphere at different incident zenith angles. The second-order calculations show that at altitudes of 50 km the dispersion is about 3.44×10^{-6} ps²/km, significantly less than the corresponding value of 2.09×10^{-2} ps²/km at sea level. For incident zenith angles below 60°, the difference in the refraction of the various spectral components of femtosecond laser pulses, as well as the pulse duration expansion caused by dispersion, rises gradually with increasing incident zenith angle; for zenith angles above 60°, the rise is much higher. Whereas atmospheric angular dispersion can lead to changes in the spatial distribution of the spectrum and also the transverse dimension of the transmitted beam, such changes in angular dispersion for a 200-mm diameter beam are negligible when compared with the change in diameter from diffraction. Numerical calculations predict that the Rayleigh pulse width for 50 km thick atmosphere at the 0° incident zenith angle are 700, 605, and 495 fs respectively for wavelengths centered at 800, 1064, and 1550 nm, respectively. Because an increasing incident zenith angle will inevitably cause an increase in the effective optical path length, the Rayleigh pulse width at different wavelengths will rise monotonically for angles from 0° to 90°. Near the zenith angle of 90°, this width can be more than three times larger than that at the zenith angle of 0°.

femtosecond laser pulse, astronomical refraction, atmospheric pulse broadening, Rayleigh pulse width

doi: 10.1360/N972014-00392