

强激光非线性传播

乐时晓 胡志平 方云才

(电子科技大学)

摘要: 本文论述了强激光大气传播中的非线性效应和线性/非线性综合效应, 并提出了若干看法。在受激喇曼散射、波长与透射率关系方面反映了我们的初步计算结果。

High-power laser beam nonlinear propagation in the atmosphere

Le Shixiao, Hu Zhiping, Fang Yuncai

(University of Electronics Science and Technology of China)

Abstract: This paper discusses the nonlinear effect and synthetic effect. In the SRS and the transmissivity for various wavelenghtes, some computational results are given.

一、引言

70年代, 人们谈论强激光时, 曾对当时技术上比较成熟的CO₂激光器, Nd:YAG激光器和钕玻璃激光器寄予希望。也因为人们曾用这些高能激光器进行过光致热核聚变的模拟靶实验, 努力提高了这些光源的脉冲能量。但作为定向能武器来说, 除了考虑光源的功率、能量和转换效率等因素外, 还要考虑辐射波长与目标的相互作用等问题。

高能激光源的发展趋势是向短波长方向发展。高能激光源为什么要向短波长发展呢? 有三个原因: 一是波长愈长, 愈需要有更大的光学系统才能将光束发散角压缩至衍射极限; 二是可以选择在较高的海拔高度(例如3000m)发射激光束, 有效地减少稠密大气对短波长激光的能量吸收; 三是考虑到目标破坏机理。激光束辐射到物体上, 当光与物质的相互作用呈非线性效应时, 将使目标表面形成等离子体层。等离子体层象是一个黑体, 各种波长的辐射都吸收了, 但它又不同于黑体, 几乎有一半的能量作为紫外线辐射和X光辐射, 有力地穿透目标壳层, 破坏目标内部的电子部件。激光辐照波长愈短, 穿透壳层的紫外线辐射和X光辐射愈丰富。要在3mm厚的铝板上烧穿一个小孔, 需要能量5000J/cm², 而破坏光学传感器或太阳能电池只需10J/cm²。这就是说, 从目标破坏机理来说, 亦以短波长为宜^[1]。

高能激光源不仅要向短波长发展,而且还要波长可调谐。波长可调谐首先是由于反隐身的需要。我们知道,目标破坏机理同辐射波长密切相关,目标特征中的反射特性也同目标靶的材料和辐射波长有关系。因此,在不改变或者不增添地基础设施的条件下,即使是有限范围的波长调谐,也会对目标靶的隐身技术带来一定的困难。

二、高能激光束穿越大气时的有意义的非线性效应

1. 热晕问题^[2]

强激光传播中的非线性效应反映在光束质量上是热晕现象。热晕的物理过程是:激光束通过某种在此激光波长上有一定吸收的理想气体介质,气体原来处于热平衡,吸收光能后,局部加热,形成气体压强的增量。气体为了重新达到热平衡而以声速膨胀,气体密度的微弱改变,导致局部折射率的微小变化。当折射率变化积累到使焦区光束轮廓发生畸变时,即出现热晕现象。典型的热晕光束轮廓是“腰子”(Kidney)形的。热晕也是一种湍流现象,但不是大气本身的温度梯度形成的湍流,而是光束的能量被传播路径上介质吸收而形成的剧烈的瞬间折射率分布,导致特殊的湍流-热晕现象。

我们从流体力学出发,研究光波在理想气体中的传播。经过繁杂的推导,得出一个简单的表达式,即热晕的阈值光功率同垂直光束方向的流体速度 v 成正比,同光束横向特征长度 a 和流体对光波的吸收系数 α 的乘积成反比(即是 $P=0.1v/a\alpha$,对于波长 $\lambda=10\mu\text{m}$)。用适当的数值代入,得到热晕阈值是 10^8W 量级。这是指传播光束的总功率。请比较 $10\mu\text{m}$ 激光对气溶胶击穿的阈值量级为 $10^6\text{W}/\text{cm}^2$ 。可见,热晕现象是不难遇到的。

用流体力学处理热晕问题,不仅需要很多的简化假设,而且当光束不是连续波而是脉宽很窄的脉冲波时,上一个脉冲能量建立的热晕瞬态还没有恢复到热平衡,下一个脉冲能量已经来到,大大地增加了流体力学处理的难度。因此,人们考虑用其它的处理方法。我们可以把流体视作电介质,传播光束是对于Mie场的微扰。从电极化和电致压缩效应去处理,就能在更短的特征时间内(例如短脉冲情况)研究瞬态热晕问题。

热晕的求解是很复杂的,涉及到的光束参数、传播参数、介质参数和风场参数都是非稳态的。因此,通常是数值解而难以有解析解。最近,用非稳态四维自治的方法,高速分离变量求解解析解,得到了成功^[1]。

热晕的物理模型和数学模型仍在发展中。

2. 受激喇曼散射(SRS)

SRS是辐射和物质相互作用的非弹性散射过程。一束给定频率的强光在喇曼介质中传播时,在散射光束中会产生有频移的光^[3]。随着泵浦激光脉宽的不同,会出现稳态和瞬态两种不同的SRS过程^[4]。当脉宽较长,使得 $\tau t_p \gg 10$ 时,SRS是一稳态过程。其中 t_p 是脉宽, τ 是和喇曼介质驰豫时间 τ_R 有关的参量, $\tau = 1/\tau_R$ 。稳态条件 $\tau t_p \gg 10$ 表示喇曼介质能完全响应激光脉冲的变化。当脉宽较短,使得 $\tau t_p < 10$ 时,SRS就表现出瞬态效应,此时喇曼介质不能完全响应激光脉冲的变化,有一延迟时间,然后逐渐趋于稳态。瞬态效应使得增益系数比稳态SRS增益系数小。

和激光束相互作用的大气可视为空气柱,受激斯托克斯散射光是由泵浦激光在空气柱入射处激励放大自发喇曼散射(或者说是量子噪声)而产生的。阈值定义为斯托克斯光转换效率为1%时的泵浦激光强度^[5]。

在稳态情况下,我们对不同波长时的增益系数 γ_0 和阈值光强度 I_L 的计算结果列于表1〔6〕。有关参数是, N_2 , $T=295\text{K}$, 转动量子数 $J=8$, 集居数差百分比 $\Delta N_j/N=3.37\%$, 喇曼线宽 $\Delta\nu_R=0.10057\text{cm}^{-1}/\text{atm}$, 喇曼频移 $\nu_R=76\text{cm}^{-1}$, 转换效率 $e=0.01$ 。

表1 不同波长时的增益系数和阈值光强

λ_s (μm)	γ_0 (cm/MW)	I_L (MW/cm^2)
0.2	18.641×10^{-6}	0.39907
0.4	6.7756×10^{-6}	1.16866
0.568	4.5420×10^{-6}	1.79174
0.633	4.0377×10^{-6}	2.03204
1.053	2.3687×10^{-6}	3.59428
3.8	0.6481×10^{-6}	14.32082
10.6	0.2321×10^{-6}	42.61441

未考虑瞬态效应时,从 $0 \rightarrow 60\text{km}$ 的增益-距离积 $G_{s,} = G_{s,}(0 \rightarrow 27\text{km}) + G_{s,}(27 \rightarrow 60\text{km}) = 18.29 + 15.06 = 33.35$ 。计及瞬态效应之后,总的增益-距离积 $G_T = G_{s,}(0 \rightarrow 27\text{km}) + G_T(27 \rightarrow 60\text{km}) = 18.29 + 11.39 = 29.68$,较 $G_{s,}$ 值要小一些。如果假设对于增益-距离积 $G = 33.35$ 时达到产生SRS的阈值限。则由于在瞬态效应的影响下,此时在 $Z = 60\text{km}$ 处 $G = 29.68 < 33.35$,即还未达到产生SRS的阈值限。因此,可以推知此时仍不会产生SRS。泵浦激光的脉宽愈短,瞬态效应的影响也就愈显著。

3. 大气击穿和等离子体效应〔2,7〕

一般能量的激光束同液态气溶胶的作用是线性的,即水滴对光的吸收和散射过程没有改变水滴自身的状态。但在高能激光的辐照下,水滴先是被加热,吸收的热能使液体压力膨胀、扩散,同时伴以冲击波和爆鸣波。这时,水的蒸汽同周围空气混合,继续吸收能量,形成光致等离子体。对于大气中的固体粒子,如尘埃、孢粉等,在分子吸收和压力扩展的过程中,即开始形成等离子体。

纯净大气的击穿模型是公认的,阈值光强同微波击穿理论的计算值一致。纯净大气的击穿阈值是 $10^9\text{W}/\text{cm}^2$ 量级。短脉冲(10ns)的击穿阈值与 λ^2 成反比;长脉冲(ms)的击穿阈值与 λ 成反比。水滴的击穿阈值要比洁净大气的低2~3个数量级,主要取决于水滴的尺度和激光的脉宽,不随光斑增大而降低。100 μm 到1mm的大水滴,在 $10^9\text{W}/\text{cm}^2$ 时即出现击穿

当 $\tau t_s \gg 10$ 时,可忽略瞬态效应的影响,稳态SRS理论是正确的。但当 $\tau t_s < 10$ 时,就必须考虑瞬态效应的影响〔4〕。由于参量 τ 是随海拔高度变化的,对于 $t_p = 50\text{ns}$,当海拔高度 $Z > 27\text{km}$ 之后, $\tau t_s < 10$,因此必须计及瞬态效应的影响。下面在表2中,我们给出了瞬态SRS的增益-距离积的比较〔6〕。有关参数如下: $\lambda_s = 0.4\mu\text{m}$, $t_p = 50\text{ns}$, $I_L = 1\text{MW}/\text{cm}^2$, $\gamma_0(0.4\mu\text{m}) = 6.7756 \times 10^{-6}\text{cm}/\text{MW}$ 。

表2 在 $Z > 27\text{km}$ 之后,根据瞬态SRS理论估算的增益-距离积和对应稳态情况下的增益-距离积的比较

$Z(\text{km})$	稳态($G_{s,}$)	瞬态(G_T)
27→30	2.03	1.95
30→32.5	1.69	1.62
32.5→35	1.69	1.62
35→40	3.39	3.25
40→45	3.39	1.85
45→50	1.66	0.78
50→55	0.81	0.28
55→60	0.40	0.036
27→60	15.06	11.39

现象。水滴愈小，愈需要有更大的光通量才能被击穿。当通量大于 10^8W/cm^2 后，击穿就同滴谱无关了。 $10 \mu\text{m}$ 激光的击穿阈值是 10J/cm^2 ，对于 10^{-6}s 的脉宽，即为 MW/cm^2 量级。

前面所述，在极高的光通量辐照下，不仅击穿了光束范围的气溶胶粒子，也击穿了粒子周围的空气。高电场传播导致电子温度上升，使局部电离的速率大大高于电离体内所有的复合速率(复合损耗、扩散损耗、附着损耗)。 10^8W/cm^2 的局部光通量，大约相当于 10^4V/cm 的有效场强。此时的等离子体径向扩展速度为 10^5cm/s ，轴向扩展速度略快些，为 $3 \times 10^5 \text{cm/s}$ 。若光通量为 10^9W/cm^2 (即洁净大气的击穿阈值光强)，则等离子体扩展速度可达 10^6cm/s 。强激光大气传播中，要击穿大气并进而形成等离子体通道，吸收大量的光能量，严重时甚至出现通道阻塞。

三、高能激光束穿越大气时的综合效应

高能激光束穿越大气时，不仅有激光束在大气中传播的非线性效应，也有吸收、散射、湍流等的线性效应和这些线性因素对非线性现象的影响——综合效应。综合效应的研究工作是很重要的，在当前人们予以高度重视。目前综合效应的研究工作尚处于起步阶段，有许多问题有待于进一步研究。本文仅就有关气溶胶的若干问题，作一简述。

近期的理论分析和实验研究表明，由于透明气溶胶粒子对光的汇聚作用，气溶胶粒子的近表面场分布对大气击穿起主导作用。同时，有吸收的气溶胶粒子被激光束加热产生汽化，因而极易引起热晕产生。

从理论上分析，研究大气气溶胶的汽化和它所导致的大气击穿、热晕等问题是十分复杂的。它涉及物质的非线性效应和流体动力学特性。气溶胶不仅对于击穿、热晕和受激喇曼散射的阈值有影响，且气溶胶本身就对强激光的能量吸收有着严重的影响。这种影响强烈地依

表3 波长与透射率关系的部分计算结果

波数 (cm^{-1})	波长 (μm)	吸收和散射引起的大气透射率 (%)	波数 (cm^{-1})	波长 (μm)	吸收和散射引起的大气透射率 (%)
8750	1.143	33.42	10245	0.976	63.24
8850	1.130	16.92	11100	0.901	65.95
8900	1.124	5.56	12245	0.817	60.79
9000	1.111	49.27	13000	0.769	81.27
9100	1.099	89.61	14750	0.678	80.79
9200	1.087	90.32	15695	0.637	77.65
9300	1.075	90.36	17380	0.575	73.43
9750	1.026	89.67	20500	0.488	67.43
9940	1.002	89.01	25500	0.392	51.94
1000	1.000	89.02	29000	0.345	39.00

赖于波长。由于大气在时间和空间上的复杂变化,很难用实验来测量大气对光束的影响,特别是激光束要穿越整个大气层。我们利用计算机对激光上行传播进行模拟计算^[8]。我们仅限于考虑线性范围的影响(分子吸收和散射,包括云、雨和雾的气溶胶的散射和吸收;湍流的影响)和热晕的影响。

我们选择中纬度夏季的大气模型,假设在边界层为乡村型气溶胶(水平能见度23km),计算了激光束穿越1~100km的大气层,在 8750cm^{-1} ($1.143\mu\text{m}$)到 29000cm^{-1} ($0.345\mu\text{m}$)的透射率^[8]。

通过计算,我们发现对11.0 km处1.0 km厚的卷云(出现几率为80%)引起的衰减为96.53%。如果有10mm/h的降雨,穿过500m这样的雨帘后将引起38.02%的衰减。

通过对湍流和热晕的计算,我们发现湍流将对传播产生最大的衰减,而热晕只是在吸收区有很小的衰减。从 $8750\sim 29000\text{cm}^{-1}$,即使存在85%的湍流补偿,湍流引起的衰减也将使透射率有近两个数量级的减小。

四、结 束 语

强激光非线性传播是一个非常复杂的问题,涉及到许多艰深的物理和数学理论。自1983年美国提出SDI(战略防御倡议)计划以来,人们对强激光的大气传播予以高度重视,并在以前工作基础上开展了许多理论和实验研究。当前,人们对于非线性效应,特别是综合效应研究仍是初步的,有许多问题还有待于进一步的研究。例如,湍流和热晕的相互影响,湍流、热晕对SRS的影响,大气中SRS和受激布里渊散射(SBS)的相互竞争及相互影响等等。

参 考 文 献

- [1] 乐时晓,《高能激光非线性传播》,成都电讯工程学院出版社,1988年。
- [2] D.E.Lencioni et al., Optical propagation in the atmosphere, Conference No. 183, AGARD, NATO., 1975.
- [3] A.Yariv, Quantum Electronics, Wiley, 1968.
- [4] R.L.Carman et al., Phys.Rev.A, 1970, Vol.2, No.1, P. 60.
- [5] M.Rokni et al., IEEE J.Q.E., 1986, Vol.22, No.7, P.1102.
- [6] 胡志平,大气中 N_2 的受激喇曼散射,成都电讯工程学院硕士论文,1988年。
- [7] R.L.Armstrong, J.A.P.,1964, Vol.56, P.2142.
- [8] 方云才,用计算物理方法模拟激光束的上行传播,成都电讯工程学院硕士论文,1988年。

*

*

*

作者简介:乐时晓,参阅本刊1988, Vol.12, No.2, P.46.

胡志平,男,1964年4月出生,硕士。现从事大气非线性光学效应研究。

方云才,男,1965年11月出生,硕士。现从事大气光学研究。

收稿日期:1988年8月19日。