

摘 要

针对激光空气电离实验的要求, 本论文研制了一台主振荡器的工作物质为大长径比 ($\phi 4.2\text{mm} \times 130\text{mm}$)、电光调 Q Nd:YAG 一级激光放大系统, 该系统输出的激光脉冲脉宽为 15ns 、能量为 805.9mJ , 发散角为 2mrad , 峰值功率为 $68.4\text{MW}/\text{cm}^2$, 放大倍数为 2.5 倍。理论与实验研究表明, 在泵浦能量和工作物质体积一定的情况下, 选择大长径比的工作物质有利于输出能量的增加和激光功率密度的提高。

本文对激光空气电离的物理模型、通道形成机制、电离特性和检测方法以及在光束上施加电场的技术进行了研究, 利用研制的纳秒脉冲激光进行了激光空气击穿实验。通过在纳秒脉冲激光束上施加电场、改变电极间距, 实现了激光空气击穿。测得了各种条件下的实验数据, 并绘制了激光功率密度、电场强度、电离线长度之间的关系曲线, 结果表明在激光功率密度增加, 施加电压逐渐降低的条件下仍能获得相同的电离线长度。当激光功率密度为 $508.6\text{MW}/\text{cm}^2$, 电压为 53KV 时, 获得了 8cm 长的电离线。

关键词: 激光空气电离 激光电离线 击穿阈值 激光放大器 大长径比

ABSTRACT

Against the requirements of laser ionization experiment in air, in this paper, developed a Q-switched $Nd:YAG$ laser amplifier system, whose master oscillator's operation material was large slenderness ratio ($\phi 4.2mm \times 130mm$). The output pulse of the system was $15ns$, the output energy was $805.9mJ$, the angle of divergence was $2mrad$, the peak power was $68.4MW/cm^2$, and the system magnification was 2.5. When pump energy and operation material volume were constant, theoretical and experimental results showed selecting large slenderness ratio operation material can help the output energy increase.

In this paper, physical model of laser ionization in air, plasma channel formation mechanism, ionization characteristics, detection method of plasma, as well as the technology of electrical field imposed on the beam were studied. Making use of developed nanosecond pulse laser proceeded laser air breakdown experiment. Through imposing electrical field on nanosecond pulse laser beam, changing electric pole range interval, implemented the laser air breakdown. Tested and measured the data in different conditions, and drew the curve of power density of laser, electrical-field intensity, the length of ionization. Theoretical and experimental results showed that when increasing the power density of laser and gradually decreasing electrical field imposed on beam, was still able to obtain identical ionization length. When the power density of laser was $508.6MW/cm^2$ and electric voltage was 53KV, could obtain 8cm length ionization.

**Key words: laser air ionization laser ionization length breakdown threshold
laser amplifier large slenderness ratio**

长春理工大学硕士学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的硕士学位论文，《细棒激光器设计与电离实验研究》是本人在指导教师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名： 郑文杰 2008年3月27日

长春理工大学学位论文授权使用授权书

本学位论文作者及指导教师完全了解“长春理工大学硕士、博士学位论文授权使用规定”，同意长春理工大学保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权长春理工大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，也可采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编学位论文。

作者签名： 郑文杰 2008年3月27日

指导教师签名： 宁国斌 2008年3月27日

第一章 绪 论

用高功率、大能量激光进行大气电离击穿是当今激光技术发展的一个重要方向。本章首先介绍了课题的研究背景；然后综述了激光空气电离的国内外研究现状，讨论了实现激光空气电离的主要技术；最后简要地阐述了论文的主要内容。

§ 1.1 课题研究背景

激光在大气中电离击穿效应是当今激光技术应用领域的前沿课题。激光束穿过大气，当激光功率密度达到一定的阈值后，大气分子将会被迅速击穿，通常称为电离效应。激光电离气体是一个较复杂的过程，电离的发生还存在一定程度上的随机性，它是一个包括多光子电离和串级电离两个过程在内的多元过程^[1]。其中预电离也发挥极为重要的作用。除此之外，激光穿过空气时还会引起热电离和热激发，激励原子回到基态，电离原子与负离子结合成分子时会发射光子，这个光子可以被另外一个原子吸收而成为新的激励态，这些都有可能不同程度地影响着空气电离。大功率激光器的不断发展，使空气电离的几率极大地增加，空气电离也变得可以被人所控制。这种技术将对现代科学技术产生深远的影响。

高强度激光在空气中传输的时候，会发生很多的现象，诸如锥角辐射^[2]和激光三次谐波的产生^[3]等等，其中丰富的物理过程及潜在的应用吸引了很多科学家和工程人员。另外，等离子体通道也会辐射出很强的白光，光谱范围覆盖了从紫外到远红外的宽广区域。我们可以利用长通道产生的超连续白光对大气污染和大气层气溶胶成分进行分析^[4]；对等离子通道中高次谐波的产生进行研究，有助于发展波长为紫外和X射线波段的相干光源；等离子体通道也可以被应用于作为通讯天线等方面^[5]。

由于大气的非线性克尔效应使高强度激光束产生自聚焦，造成空气电离而形成等离子体，这些等离子体又反过来对激光束产生散焦作用，这两种作用的平衡会使激光在大气中产生很长的等离子体通道，这种等离子体通道就像金属导线一样，具有导电性。

§ 1.2 激光空气电离研究现状

20世纪40年代末, Fletcher首先介绍了常压下纳秒脉冲气体击穿的试验结果, 上世纪50年代中期, 美国麻省理工学院的Brown教授在研究微波气体放电现象时也发现了气体击穿, 此后关于纳秒脉冲下气体放电试验研究成果不断被报道。许多科学家对此作了较为详细的实验和理论研究, 这些研究成果为以后的激光气体击穿研究奠定了良好的基础。

激光的大气击穿首先是由Maker等人1964年发现^[7], 他发现用数十兆瓦的调Q红宝石激光器聚焦后在空气中产生的电离火花与两电极间发生电子击穿时产生的火花相同。此后科学家们分别在气体、液体、固体等各种物质上做了激光击穿产生等离子体的开创性研究工作。目前已在理论上和实验上对其机制作了较多的研究。

1974年美国Ball^[8]利用高强度的激光诱导形成先导, 再利用激光在空气中产生等离子体通道将激光沿等离子体通道向上发展直至云层而形成放电通道。但由于受到当时的激光功率的限制, 无法形成有效的激光等离子体通道, 因而未能在实验上取得成功。随着上世纪90年代超强超短脉冲激光器的迅猛发展, TW 级飞秒激光器的输出强度已很容易达到大气等离子体通道所需的激光强度阈值, 这为激光等离子体通道的实验研究提供了必要的条件。美国Naval实验室以360KV的交流电源产生强电场进行了激光诱发放电实验。

俄罗斯科学院西伯利亚分院通过长期的理论研究仿真和野外实验, 验证了激光大气击穿产生等离子体的可行性, 并且于1992年前后完成了150m的等离子体通道的实验工作, 证明激光空间等离子体的产生和控制是可行的^[9]。

1993年, 日本电力研究所利用1000KV的脉冲电源和10m焦距会聚透镜实施了强激光诱导放电的实用性研究。

1995年, Braun等人^[10]首次观察到了强度为 $7.0 \times 10^{13} W/cm^2$ 的超短脉冲激光在大气中传播所形成的自聚焦成丝, 成丝的持续距离长达20m, 这为激光传输开辟了一个新的领域。随后, 美国、日本等国的一些研究单位相继进行了相关的试验, 并取得了一定进展。现在世界各地的实验室里已经用飞秒激光产生了长度从1m至数km不等的电离通道^[11]。实验结果表明超强超短脉冲激光可以在大气中形成良好的等离子体通道。

另据德国的一个科研小组在1997年的报道, 他们在实验上首次观察到了短红外的激光脉冲在大气中的传输距离。

激光等离子体的时空演化过程和能量耦合过程非常复杂。入射激光的非均匀性、靶面不平整等因素均会造成等离子体的局域密度涨落。局域密度涨落与激光等离子体

相互作用中的许多复杂现象相联系。比如密度涨落会影响激光脉冲在等离子体中的传播,甚至使光束破裂、成丝。激光成丝现象已被实验证实。Willi等人用干涉法和阴影照相法直接观察到了激光成丝造成的局域密度扰动。j. Young等人使用光学诊断法,对线聚焦和点聚焦产生的等离子体中的成丝不稳定性进行了比较。J. Baldis等人使用Thomson散射技术研究了CO₂激光脉冲产生的大尺度等离子体中的成丝现象。使用x射线针孔像和二次谐波发射也可间接研究激光成丝不稳定性。

国内方面:现在主要是对激光空气电离机理进行研究。

湖州师范学院理学院的唐荣荣^[12]用摄动理论对超短超强脉冲激光产生的电离通道进行了研究。得出了在复合、吸附、退吸附作用影响下,电离通道在不同演化时期,各种带电粒子密度的渐近表达式。揭示了各种作用对通道存活性态的影响。

中国科学院物理研究所光物理实验室张杰^[13-15]等对超短超强激光脉冲在大气中传播时形成的电离通道的寿命进行了理论研究。综合考虑了通道中自由电子,正离子,负离子的复合,自由电子和中性分子的吸附以及在后续激光作用下的退吸附过程。推导出了退吸附激光强度恒定时通道中带电离子密度的速率方程的解析解。计算结果表明,通过引入退吸附激光抑制电子和中性分子的吸附作用能够在微秒的时间尺度上将电子密度维持在 $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 的水平,在相同的波长和平均功率下,短脉冲序列的退吸附效果要略好于连续激光。并研究了空气中激光等离子体通道导电性能和三次谐波辐射效应,得出了提高等离子体通道的稳定性和适当增加激光能量有效减小等离子体通道的电阻率,实验结果表明,在等离子体通道范围内,三次谐波的强度具有和基频光相似的变化趋势,并且其转换效率基本保持不变,维持在0.2%左右,最大可达0.3%。此外,他们还对通道的锥角辐射中的三次谐波成分进行了研究,发现三次谐波的发散角大约为 6 mrad ,这和用切伦科夫辐射理论计算得到的结果符合得很好。他们还通过在形成的等离子体通道上放置不同直径的小孔来对细丝进行优化控制,可以有效降低细丝调制不稳定性,优化细丝环境,有利于稳定传输。并研究了通过引入后续激光可以有效延长通道的寿命,后续激光的脉冲和能量对寿命的影响非常显著,后续激光的脉宽越长越好。利用双脉冲激光结构,可以将等离子体寿命延长近5倍。研究了脉冲初始啁啾对通道自由传输的影响,得出了在激光脉冲进入大气前预加一个负啁啾来补偿大气引入的正啁啾量,激光脉冲就可以在更远的距离上形成等离子体通道。对不同啁啾状态下的飞秒激光在大气中的成丝状况进行了系统的研究,改变脉冲的啁啾状况来观察细丝的变化。在零啁啾状态时,随着传输距离的增加,飞秒激光在大气中逐渐形成细丝并传输到很远的距离;改变脉冲的啁啾状态,激光在大气中的成丝状况就发生了改变,带有啁啾的激光脉冲在大气中成丝时,激光的成丝位置比零啁啾状态时明显靠后,并且激光脉冲携带的啁啾量越大,成丝位置越靠后,进一步的分析发现,带有负啁啾状态的激光脉冲比带有正啁啾状态的激光脉冲更有利于在远距离上成丝;此外,还采用透镜辅助聚焦

的方法来观察不同啁啾状态下细丝长度的变化，传统的声学测量方法显示：激光脉冲啁啾的变化只是改变了细丝的起点位置，并没有使细丝本身传输的更长。

中国科学技术大学的杜太焦等^[16]通过对电子能量分布函数所满足的Boltzmann方程的求解，得到了高温氧原子气体中激光产生电离击穿效应时的束流强度阈值。这一阈值远小于在低温氧分子气体中产生电离击穿的阈值，最多可相差两个数量级。导致这一现象出现的主要原因在于自由电子与原子发生相互作用的过程和自由电子与分子发生相互作用的过程是不同的。除了相互作用的截面的差异之外，最重要的差异在于原子不存在转动和振动自由度，因而和分子气体比较，原子气体少了一个使自由电子能量损失的机制，而自由电子能量的损失是会抑制击穿过程发生的。所以在高温原子气体中，激光击穿效应的产生要容易一些，而击穿阈值也就低于低温分子气体中的击穿阈值。

中国科学院上海光机所强光光学开放研究实验室徐至展等^[17]发展了产生各阶离化态离子的阈值光强和饱和光强的计算方法；考虑激光脉冲包络，给出了超短强激光脉冲光场电离多电子气体原子体系的阈上电离能量的定量表达式，消除了以往研究中的唯象假设，指出了平均剩余电子能量随激光能量升高所呈现的类似阶梯型平台的饱和行为。

中国科学院武汉物理与数学研究所林兆祥等^{[18][19]}利用 $Nd:YAG$ 激光器产生的 $1.06\mu m$ 激光束（脉冲能量为 $500 mJ$ ，脉冲宽度为 $10 ns$ ，重复频率 $30 Hz$ ）聚焦击穿大气形成长约为 $8 cm$ 、最大直径为 $5 cm$ 的激光大气等离子体柱，用光谱测量的方法，分别沿平行于激光束方向和垂直于激光束方向探测该等离子体柱的空间分辨光谱，并由此反演得出电子密度空间分布特性。实验结果表明，激光大气等离子体中各种离子和电子呈橄榄形分布，沿激光束方向不对称，而垂直激光束方向对称分布，最大电子密度为 $10^{18} cm^{-3}$ 。水平方向不对称的形成可能是激光束中的能量耗散和等离子体中的激波动力相互作用的结果。并对一个大气压的 N_2 ， O_2 和纯净空气，用 YAG 脉冲激光的 $1.06\mu m$ 光束产生激光等离子体，对该等离子体在大约 $400—800 nm$ 谱段的发射光谱进行了实验研究。实验表明，空气及其主要组分的激光等离子体光谱均由较强的连续光谱背景和迭加在其上的若干线状光谱组成。随着光谱采样的延时，激光等离子体中各光谱组分的强度有很不相同的相对变化。而且，处于等离子体不同空间部位发出的光谱，也有很大的不同。并在实验过程中发现来自激光产生的大气等离子体不同位置的光谱有比较大的变化，表明激光等离子体的结构在空间上是不均匀的。为了仔细研究这种现象我们采用在激光等离子体和单色仪之间加小孔光阑或刀片狭缝的方法，收集来自等离子体不同空间位置的光谱，获得了一些有趣的结果。随着采谱垂直位置的变化，等离子体

光谱的明显本底和线状光谱均有连续的变化。更为有趣的是，在垂直方向上向等离子体的上下偏离时，其光谱的改变是非对称的，随着高度的上移，紫端连续谱和部分线状谱逐渐消失。

电子科技大学应用物理研究所杨小丽等^{[9][20]}通过数值计算了 ns 量级强激光击穿大气的阈值，讨论了一些相关条件对阈值的影响。结果表明：对于 ns 量级的入射激光，波长越长，大气的击穿阈值越小；气压越大，击穿阈值也越小；气体中存在的初始电子对不易产生光电离的长波长入射激光的击穿阈值，有明显的减少作用，但对短波长入射激光的击穿阈值几乎没有影响；脉宽越宽，激光辐照的时间越长，大气击穿的阈值越小。并利用锁模 $Nd:YAG$ 激光及其倍频激光照射漂浮在大气中的 Al_2O_3 、 ZnO 、 ZrO_2 、18号玻璃粉等气溶胶粒子，在不同光学参数下对光致大气击穿阈值进行了测量。测量结果表明：空气中含较大粒子($d > 30\mu m$)的光致击穿阈值比含较小粒子($d < 1\mu m$)的空气击穿阈值低2~3个数量级；含杂质的空气的击穿阈值随入射激光束直径的增大而下降，随气溶胶粒子直径的增大而减小，且随气溶胶的成份的不同而不同；光致击穿阈值随波长的减小而增大。

自从激光在气体中的击穿效应被首次发现以来，在这方面开展了大量的理论和实验研究。这些研究主要集中在两个方面：一是对单原子分子气体在强激光作用下击穿效应的研究，这大多集中在对于氩等惰性气体方面；二是对双原子分子气体中激光击穿效应的研究，这主要是针对氧分子和氮分子。现在国内外的研究主要集中在可见光和紫外波段($0.248\mu m$)脉冲激光引起的击穿，使用的主要是大能量、高功率、超短脉冲激光器，主要集中在单一气体的击穿阈值或激光波长对大气击穿阈值的影响方面。目前本实验室已开展了纳秒脉冲固体激光器(放大级输出单脉冲能量为0.5J，脉宽为10ns的激光)的电离实验研究，在施加电场的条件下已经获得了2cm长的电离线。

§ 1.3 论文研究内容及组织结构

现在国内外的研究主要集中在可见光和紫外波段($0.248\mu m$)脉冲激光引起的击穿，使用的主要是大能量、高功率、超短脉冲激光器，而纳秒脉冲激光引起的击穿则鲜有见到。论文主要针对激光空气电离实验方案，设计了氙灯泵浦的本振级是长细棒的一级放大的钕YAG激光器，对其输出特性进行了理论和实验研究，并利用输出的纳秒脉冲激光对空气电离进行理论和实验研究。本文的工作是为以后进一步获得更长的电离线打下基础。

论文共分为五章，各章的具体内容如下：

第一章课题研究背景、激光空气电离国内外的研究现状及其发展状况。

第二章通过对本振激光器进行热效应分析、最佳透过率选择、腔型优化并对放大器储能、增益和效率进行了研究，完成了激光空气电离所需的一级放大的钕YAG激光器设计，并对其输出特性进行分析。

第三章主要简要介绍了激光空气电离的物理模型、实现电离的条件和技术、激光空气电离的诊断方法，并对激光空气电离特性进行分析

第四章设计具体的实验方案，进行激光空气电离实验研究，并对实验结果进行讨论。

第五章对论文的主要研究结果进行总结，并展望了进一步的研究方向。

第二章 细棒 Nd:YAG 纳秒脉冲激光放大器研制

研制高功率、大能量的激光器进行空气电离的研究是当今激光电离发展的一个重要方向，因此我们需要研制一级放大的激光器，以满足实验研究要求。本章首先简要介绍了主振荡器和一级放大器的基本原理；然后讨论了对主振荡器谐振腔影响最大的热效应和最佳透过率，得出适合的参数，并进行了电光调 Q 效率分析，对细棒 Nd:YAG 激光器输出特性进行了研究；最后研究了放大器的储能和增益以及提取效率。

§ 2.1 基本原理

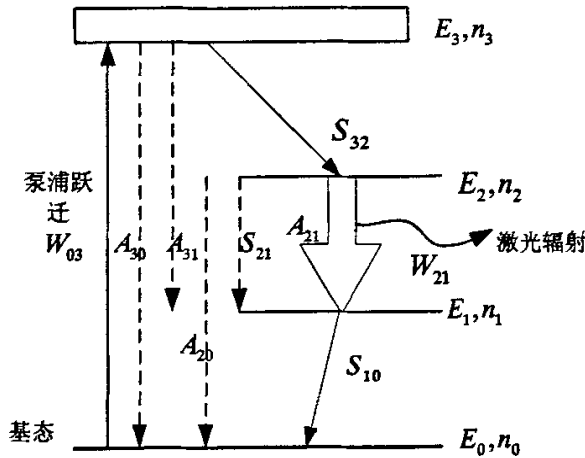


图 2.1 四能级系统能级简图

W—受激跃迁（吸收或发射）；A—自发跃迁概率；S—非辐射跃迁概率

Nd:YAG 激光器^[21]为四能级系统，其能级简图如图 2.1 所示，设工作物质吸收的泵浦能量为 E_p ，泵浦光频率为 ν_p ， $\eta_1 = S_{32} / (S_{32} + A_{30} + A_{31})$ 为泵浦能级 (E_3) 向激光上能级 (E_2) 非辐射损耗跃迁的概率， n_{2th} 为 E_2 能级集居数密度阈值， $n_{2th} \sim \Delta n_{th} = \frac{\delta}{\sigma_{21} l}$ ，则有 $E_p \eta_1 / h\nu_p$ 个粒子从基态经 E_3 能级跃迁到 E_2 能级上去。如果 $E_p \eta_1 / h\nu_p > n_{2th} V$ ，则增益大于损耗，腔内受激辐射光强不断增加，于此同时 E_2 能级粒子数 n_2 将因受激辐射

而不断减少, 当 n_2 减少到 n_{2th} 时, 受激辐射光强便开始迅速衰减直至熄灭, 这时 E_2 能级剩余的 n_{2th} 个粒子通过自发辐射而返回基态, 他们对腔内激光能量没有贡献, 因此对腔内激光能量有贡献的高能级粒子数为 $\frac{A}{S}(E_p \eta_1 / h\nu_p - n_{2th} V)$ 。这部分粒子向 E_1 能级跃迁时将产生 $(E_p \eta_1 / h\nu_p - n_{2th} V)$ 个受激发射光子, 所以在腔内产生的激光能量为

$$E_{内} = \frac{A}{S} h\nu_0 \left(\frac{E_p \eta_1}{h\nu_p} - n_{2th} V \right) = \frac{A \nu_0}{S \nu_p} \eta_1 (E_p - E_{pth}) \quad (2.1)$$

腔内光能部分变为无用损耗, 部分经输出反射镜输出到腔外。设谐振腔由一面全反射镜和一面透射率为 T 的输出反射镜组成, 则输出能量为

$$E = \frac{A \nu_0}{S \nu_p} \eta_0 \eta_1 (E_p - E_{pth}) \quad (2.2)$$

式中 $\eta_0 = T / (T + \alpha)$ 为荧光量子效率, A 为激光束的有效截面面积, S 工作物质横截面, V 工作物质体积, 泵浦光阈值 $E_{pth} = \frac{h\nu_p \Delta n_{th} V}{\eta_1} = \frac{h\nu_p \delta V}{\eta_1 \sigma_{21}(\nu, \nu_0) l}$, δ 光腔损耗, σ_{21} 发射截面, E_2 上粒子通过自发辐射跃迁到激光下能级 (E_1) 的概率 $\eta_2 = A_{21} / (A_{21} + S_{21})$, $\eta_0 = \eta_1 \eta_2$ 则

$$\begin{aligned} E &= \frac{A \nu_0}{S \nu_p} \eta_0 \eta_1 (E_p - E_{pth}) \\ &= \frac{A \nu_0}{S \nu_p} \eta_1^2 \eta_2 (E_p - E_{pth}) \\ &= \frac{A \nu_0}{S \nu_p} \frac{T}{T + \alpha} \frac{S_{32}}{S_{32} + A_{30} + A_{31}} \left(E_p - \frac{h\nu_p \delta V}{\eta_1 \sigma_{21}(\nu, \nu_0) l} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

从上式可以看出: 在工作物质体积和泵浦能量一定的情况下, 减小激光棒的半径 r , 则 S 变小, 输出 E 变大, l 越长, 输出能量 E 也变大; 由于输出能量的增加, 输出光斑的减小, 单位面积的功率密度增大, 这将对激光空气电离实验研究及其有利; 且由于泵浦光直接照射部分及经聚光腔反射表面一次反射照在工作物质上的部分对泵浦效率贡献最大, 在大长径比工作物质中这部分所占比例较大, 腔的聚光效率也较高; 最后介质棒半径越小, 泵浦均匀性越好。

固体激光放大器有单程行波放大和多程再生放大等结构形式^[22], 单程行波放大对

激光工作物质的尺寸要求不苛刻，结构简单、紧凑，故一般将 $Nd:YAG$ 激光放大器设计为单程行波放大结构形式。单程行波激光放大是一种非反馈激光放大，入射信号光在处于粒子数反转的激光放大介质中随作用距离的增大而不断地被放大。

当一束频率为 ν ，光强为 $I(\nu)$ 的光，在与其相匹配的能级间实现粒子数反转分布的介质中传播距离 l 后，其光强的变化可用下式表示

$$I(\nu) = I_0(\nu)e^{G(\nu)} \quad (2.4)$$

其中 $G(\nu)$ 称为该介质的增益系数，通常把 $I(\nu)$ 与 $I_0(\nu)$ 的比值 β

$$\beta = I(\nu)/I_0(\nu) = e^{G(\nu)} \quad (2.5)$$

称为光通过该介质的放大率。上式可以改写为

$$G(\nu) = \ln [I(\nu)/I_0(\nu)]/l \quad (2.6)$$

显然， $G(\nu)$ 的物理意义是：光在激活介质中传播单位长度的距离后光强增加的百分数。

然而，在实际问题中还必须考虑放大介质的吸收、散射等因素所造成的损耗，所以还必须加上损耗因子 α ，则 (2.4) 式可以写为

$$I(\nu) = I_0(\nu)e^{[G(\nu)-\alpha]l} \quad (2.7)$$

式中 α 称为损耗系数。于是可以得到

$$G(\nu) = \ln [I(\nu)/I_0(\nu)]/l + \alpha \quad (2.8)$$

当入射光的频率与放大介质谱线中心频率重合，且入射光强很弱时，增益系数还可以表示为

$$G(\nu) = G^0 / [1 + I(\nu)/I_s] \quad (2.9)$$

其中 G^0 为入射光强 $I(\nu) \ll I_s$ 时的增益系数，称为小信号增益系数。可见增益系数 $G(\nu)$ 与入射光强 $I(\nu)$ 和 I_s 有关。当入射光强增大到 $I(\nu) = I_s$ 时，增益系数降至为小信号增益系数的一半，定义 I_s 为增益饱和参量。不难看出，当入射光强增大到与 I_s 可以相比较时，增益系数将随着信号光强的增大而减小，放大器出现饱和。但是，这并不意味着放大器的输出减少。

虽然 $Nd:YAG$ 晶体是一个四能级系统，由于信号光为调 Q 激光脉冲，故可略去下能级向基态的跃迁，将问题简化为二能级模型，则行波放大得到的激光脉冲能量 $E(x)$ 建立的微分方程为可表示为^[23]

$$dE(x)/dx = E_s g_0 \{1 - \exp[-E(x)/E_s]\} - \alpha E(x) \quad (2.10)$$

式中, E_s 为饱和能量密度 (J/cm^2), g_0 是小信号增益系数。采用集中损耗的近似方法求解微分方程 (2.10), 最后可得出行波激光放大器输出能量密度 $E_{out} (J/cm^2)$ 的表达式:

$$E_{out} = E_s \exp(-\alpha l) \ln \{1 + [\exp(E_{in}/E_s) - 1] \exp(g_0 l)\} \quad (2.11)$$

式中, E_{in} 是注入放大器的信号激光能量密度 (J/cm^2)。由 (2.11) 式可知, 激光放大器的输出能量与放大器中激光工作物质的性能参数 (E_s, α, l) 和运转条件 (g_0, E_{in}) 有关, 这就是说, 当固体放大激光工作物质确定以后, 应该优化器件的运转工作条件, 通过有效的光泵浦获得尽可能高的小信号增益系数, 并通过适当的注入激光信号能量将激光放大器中的贮能提取出来, 变为有效的输出能量。

§ 2.2 电光调 Q 主振荡器研制

§ 2.2.1 阈值及增益

阈值

激光振荡条件为^[24]:

$$R_1 R_2 \exp(g - \alpha) 2l = 1 \quad (2.12)$$

对于四能级系统^[25], 粒子在 E_2 上寿命很短, E_2 跃迁到 E_1 的粒子很快就通过无辐射跃迁回到基态, 即 S_{10} 很大, $n_1 \approx 1$, 所以:

$$\Delta n = n_2 - (g_2 - g_1) n_1 \approx n_2 \quad (2.13)$$

$$n_{2th} = \Delta n_{th} = [\alpha + 1 / (2l) \ln(1/R)] / \sigma_{21} \quad (2.14)$$

对于自然加宽的洛仑兹线型, 其受激辐射截面为:

$$\sigma_{21} = \lambda_0^2 A_{21} / (4\pi^2 n^2 \Delta\nu) \quad (2.15)$$

式中 λ_0 为激光中心波长, n 为工作物质折射率, $\Delta\nu$ 为荧光 linewidth, R 是输出镜的反射率。

对于所用的细棒 Nd:YAG 激光器, 泵浦时间通常小于荧光寿命, 在泵浦期间可忽略自发辐射。当输入电能为 E_p 时, 根据上述的能量转换过程, 得 E_2 上粒子数密度为

$$n_2 = (E_p/V_R)\eta_L\eta_c\eta_{ab}\eta_0/(h\nu_{13}) \quad (2.16)$$

在阈值时需输入的能量为:

$$E_{th} = n_{2th}V_R h\nu_{13}/(\eta_L\eta_c\eta_{ab}\eta_0) \quad (2.17)$$

而 $E_p = h\nu_{03}\Delta n_{th}V_R/\eta_F = h\nu_{03}V_R\delta/(\eta_F\sigma_{21}l)$, $\delta = [\alpha l + \ln(1/R)/2]$, $\eta_F = \eta_L\eta_c\eta_{ab}\eta_0$, η_L 为泵浦光的电光转换效率, η_c 聚光腔的聚光效率, η_{ab} 激活离子的吸收效率, 把上式代入得:

$$\begin{aligned} E_{th} &= \frac{[\alpha + 1/(2l)\ln(1/R)]V_R h\nu_{13}}{\sigma_{21}\eta_L\eta_c\eta_{ab}\eta_0} \\ &= \frac{[\alpha + 1/(2l)\ln(1/R)]V_R h\nu_{13}}{\sigma_{21}\eta_F} \end{aligned} \quad (2.18)$$

由上式可以看出, 增大工作物质的长度 l , 有利于降低激光的工作阈值。增益

$$\text{腔内往返增益为 } G = R_1R_2 \exp(2gl) \quad (2.19)$$

由式 $\delta = [\alpha l + \ln(1/R)/2]$ 和 (2.14) 可得激光器自激振荡的阈值条件为:

$$\Delta n^0 \geq \Delta n_{th} = \frac{\delta}{\sigma_{21}l} \quad (2.20)$$

由激光原理 $g = \Delta n \cdot \sigma_{21}$ 得:

$$\Delta n_{th} = \frac{g_{th}}{\sigma_{21}} \quad (2.21)$$

所以激光自激振荡时, 小信号增益系数满足:

$$g^0(v) \geq g_{th} = \frac{\delta}{l} \quad (2.22)$$

§ 2.2.2 谐振腔设计

最佳透过率的估算

四能级系统在短脉冲激励时, 输出能量为^[25]:

$$E = (E_p - E_{th})\eta_F\nu_{21}/\nu_p T / (T + \beta) \quad (2.23)$$

式中 $E_{th} = h\nu_p\Delta n_{th}V_R$, $\Delta n_{th} = \delta/(\sigma_{21}l)$ 。

当 $T \ll 1, 2\alpha l \ll 1$ 时,

$$\ln(1/R) = 1 - R = T \quad (2.24)$$

$$\beta = 1 - e^{-2\alpha l} = 2\alpha l \quad (2.25)$$

则:

$$\Delta n_{th} = (\alpha + T) / (2\sigma_{21} l) \quad (2.26)$$

令 $S = T / \beta$, 则:

$$E = [E_p - E_{th}^0(1+S)] \eta_F \cdot \nu_{21} / \nu_p \cdot S / (S+1) \quad (2.27)$$

式中, E_{th}^0 为 $T = 0$ 时工作物质吸收的泵浦能量。即:

$$E_{th}^0 = h\nu_p (\Delta n_{th})_{T=0} V_R / \eta_F \quad (2.28)$$

令 $dE/dS = 0$, 可以求得输出能量最大时的 S 值为:

$$S_m = (E_p / E_{th}^0)^{1/2} - 1 \quad (2.29)$$

所以:

$$T_m = \beta \left[\left((E_p / E_{th}^0)^{1/2} - 1 \right) \right] \quad (2.30)$$

热效应及腔型分析

激光增益介质的热透镜效应

激光棒内的温度分布为^[26]:

$$T(r) = T_0 + \frac{B}{4\kappa} (r_0^2 - r^2) \quad (2.31)$$

T_0 为激光棒的表面温度, κ 为热导率, B 为单位体积均匀发热的速率。

激光棒内折射率的分布可以表示为:

$$n(r) = n_0 + \Delta n(r)_T + \Delta n(r)_E \quad (2.32)$$

n_0 为激光棒中心的折射率, $\Delta n(r)_T$ 和 $\Delta n(r)_E$ 分别为同温度和应力有关的折射率变化。

$$\Delta n(r)_T = -\frac{B}{4\kappa} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \cdot r^2 \quad (2.33)$$

对于轴向为【111】方向的 $Nd:YAG$ 棒, 径向和切向折射率光弹性变化为:

$$\Delta n_r = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha B}{\kappa} C_r r^2 \quad (2.34)$$

$$\Delta n_\varphi = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha B}{\kappa} C_\varphi r^2 \quad (2.35)$$

式中, C_r 、 C_φ 为 Nd:YAG 光弹系数的函数。

由 (2.32)、(2.33)、(2.34)、(2.35) 式可得出激光棒内折射率的分布为:

$$n(r) = n_0 - \frac{B}{4\kappa} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \cdot r^2 - \frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha B}{\kappa} C_{r,\varphi} r^2 \quad (2.36)$$

一般地, 上式右边第二项要比第三项大得多, 可以忽略第三项, 于是上式变为:

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{2}{C^2} r^2\right) \quad (2.37)$$

式中 $C^2 = \frac{8n_0\kappa}{B} \cdot \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)^{-1}$ 。

折射率满足 (2.37) 的长度为 l 的激光棒, 其等效透镜的焦距 f 和主平面的位置 h 为:

$$f = \frac{C}{2n_0 \sin \frac{2l}{C}} \quad (2.38)$$

$$h = \frac{C}{2n_0} \tan \frac{l}{C} \quad (2.39)$$

一般情况下 $C \gg l$, 则上两式可近似表示为:

$$f = \frac{C^2}{4n_0 l} = \frac{2\pi\kappa r_0^2}{\eta P_{in}} \cdot \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)^{-1} \quad (2.40)$$

$$h = \frac{l}{2n_0} \quad (2.41)$$

式中 η 为耗散在棒上的热功率占泵浦光功率的百分比。

由 (2.40) 式可以看出, 热透镜的焦距与泵浦功率成反比, 而与棒的半径的平方成正比, 与棒的长度没有关系, 所以选择大长径比工作物质有利于减小热透镜效应。当泵浦功率引起热焦距改变时, 由 (2.41) 可以看出, 热透镜的主平面位置基本保持不变。图 2.2 为激光谐振腔的等效三镜腔图。

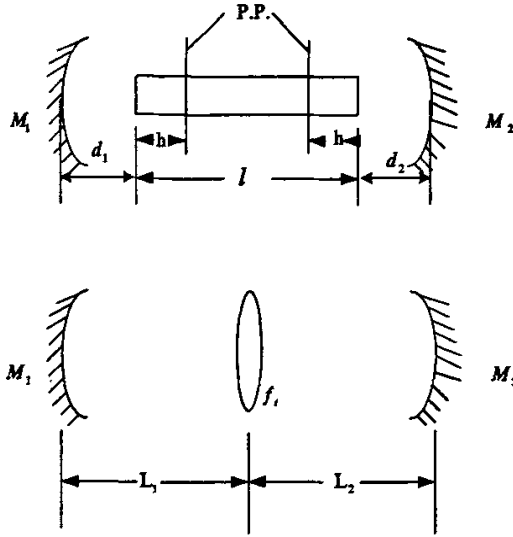


图 2.2 类透镜介质棒及等效三镜腔
P.P.—主平面

谐振腔灵敏度

如果一个谐振腔的光束发散角和模体积对于热焦距 f_T 的变化 Δf_T 不灵敏时，可称为不敏感腔。对于稳定谐振腔，不敏感条件为：

$$\frac{d\omega_1}{df_T} = 0 \quad (2.42)$$

ω_1 为反射镜 M_1 上的光斑尺寸，它可以表示为谐振腔参量的函数：

$$\omega_1^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \left[\frac{g_2}{g_1(1-g_1g_2)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.43)$$

腔内含透镜 f 时，式中：

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L_0}{R_1}, g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L_0}{R_2} \quad (2.44)$$

其中， $L_0 = L_1 + L_2 - (L_1L_2/f)$ ， L_1, L_2 分别为镜 M_1, M_2 与内透镜之间的距离， L 为腔长， R_1, R_2 为镜 M_1, M_2 的曲率半径，把 (2.43)、(2.44) 带入 (2.42) 可知对于满足方程

$$2g_1g_2 - 1 + \frac{g_1}{g_2} \left(\frac{L_1}{L_2} \right)^2 + \frac{2g_1L_1}{L_2} = 0 \quad (2.45)$$

的谐振腔结构，不敏感条件 (2.42) 式是成立的。

腔型选择

固体激光器谐振腔的系统设计

光学谐振腔构成固体激光器的核心部分，不同类型的腔型结构，对激光输出的特性，诸如功率、模式、光束质量等都有直接的影响。因此，在设计固体激光器时，必须根据光学谐振腔的理论进行分析和计算，才能使设计的固体激光器的输出特征满足稳定的技术指标^[28]。通过前面的分析可以看出，固体激光器谐振腔的系统设计中要遵循的主要原则有：

- (1) 在满足功率要求的情况下，尽可能地改善光束质量；
- (2) 在热焦距变化的过程中，激光器要维持动态运行的稳定性；
- (3) 谐振腔的设计要具有宽的稳定范围；
- (4) 在稳定范围内，模体积尽可能的大，而且热焦距的波动影响尽可能的小；
- (5) 对热透镜效应进行有效的补偿；
- (6) 器件工作稳定性要好，而且调整方便，实现简单，有利于产品化。

采用平—凹腔结构形式，谐振腔灵敏度小。在采用该结构后，尽量地缩短腔长和减小镜面到棒主平面的距离，可以有效地增加激光的输出能量；但是减小镜面到棒主平面的距离时，光束的发散角增大，光束质量变差。可以看出，在谐振腔的设计中存在两个相互矛盾的因素，所以设计时要综合考虑、相互协调使谐振腔的性能达到最佳。

谐振腔结构参数设计

实验中，我们采用的是平凹谐振腔结构，腔长为50cm，全反镜采用的是 $\phi 20$ 、2m平凹镜，凹面镀1064nm全反膜，输出镜采用的是对1064nm波长光的透过率为 $T = 80\%$ 的平镜，工作物质用的是 $\phi 4.2 \times 130\text{mm}$ Nd:YAG激光晶体，端面镀有1064nm增透膜，端面反射率小于0.2%。

腔型对输出激光的影响

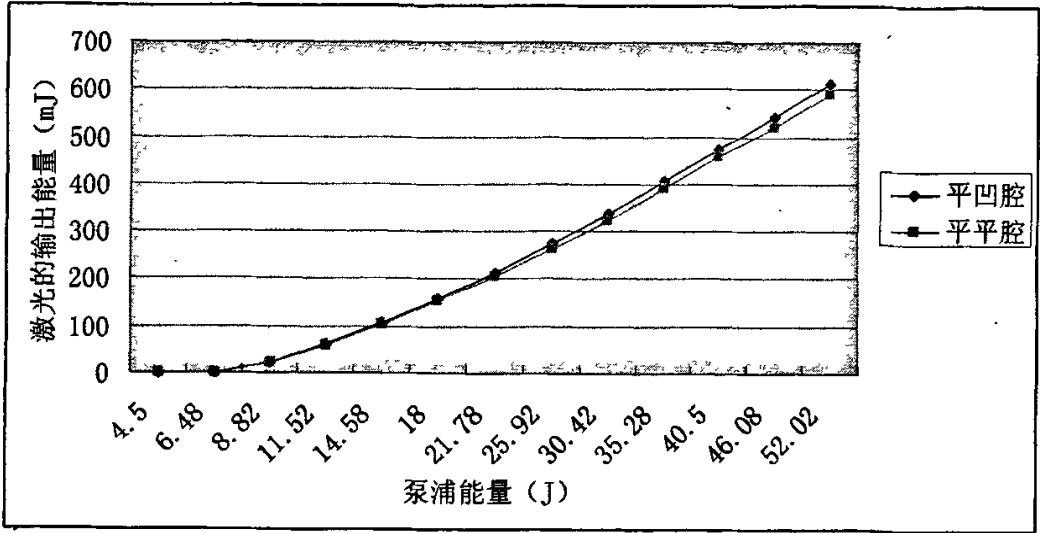


图 2.3 腔长为 50cm 时平凹腔和平平腔的泵浦能量与激光输出能量的关系

我们分别实验了平凹腔和平平腔对激光输出能量的影响，结果如图 2.3 所示，从图中可以看出，在腔长为 50cm 时，平凹腔的输出能量略高于平平腔。

§ 2.2.3 电光调 Q 效率研究

Dengan 曾推导出一个无量纲参数 $z = 2g_0J/L$ 对调 Q 激光器的运转参数进行优化。他推导的结果表明输出镜的最佳反射率、激光输出能量、抽取效率、脉冲宽度、峰值功率等激光参数都可以表示成为一个无量纲变量 $z = 2g_0J/L$ 的函数，其中 $2g_0J$ 是小信号增益系数， L 为腔内往返的光腔损耗。根据分析，最佳反射率可表示为：

$$R_{opt} = \exp \left[-L \left(\frac{z-1-\ln z}{\ln z} \right) \right] \quad (2.46)$$

要得到最大的脉冲能量，输出镜的最佳透过率随着增益的增加而增大。

当采用以上得出的最佳输出耦合镜透过率后，激光器输出脉冲能量为：

$$E_{out} = E_{sc} (z-1-\ln z) \quad (2.47)$$

其中 E_{sc} 是一个具有能量单位的比例因子，它由下列一些常数决定：

$$E_{sc} = Ah\nu L / 2\sigma\gamma \quad (2.48)$$

δ 为谐振腔的损耗因子， γ 为能级系统的衰减系数，当 z 值较大时，输出的脉冲能量接近于存储在增益介质内的总有效能量，即：

$$E_u = \frac{Ah\nu\Delta n_i}{\gamma} \quad (2.49)$$

Δn_i 为初始反转粒子数密度,

因此, 能量抽取效率可以表示为:

$$\eta_{eq} = 1 - \left(\frac{1 + \ln z}{z} \right) \quad (2.50)$$

脉冲宽度与 z 的函数关系可表示如下:

$$t_p = \frac{t_r}{L} \left(\frac{\ln z}{z[1 - a(1 - \ln a)]} \right) \quad (2.51)$$

其中 $a = (z-1)/(z \ln z)$, 利用这些参数的解析表达式并借助于一些图形和简单的计算, 可以对激光的设计进行优化。

根据调Q激光器基本理论可知, 调Q激光器的峰值功率可表示为^[30]:

$$P_m = \frac{1}{2} h\nu N_m S T \nu \quad (2.52)$$

$$N_m = \frac{1}{2} \Delta n_{th} \left(\frac{\Delta n_i}{\Delta n_{th}} - \ln \frac{\Delta n_i}{\Delta n_{th}} - 1 \right) \quad (2.53)$$

式中, N_m 为腔内光子数最大值, ν 为光在工作物质中传播的速度, S 为工作物质横截面积, Δn_{th} 阈值反转粒子数密度, T 为输出镜透过率。

由式(2.52)、式(2.53)可以看出, $\Delta n_i/\Delta n_{th}$ 越大, 则 N_m 越大, 因而峰值功率 P_m 越大。 $\Delta n_i/\Delta n_{th}$ 值的大小关键在于: Q开关关闭时腔的损耗 δ_H 值越大, 则允许达到的初始反转粒子数密度 Δn_i 值越大; Q开关打开后腔的损耗 δ 越小, 则阈值 Δn_{th} 越小。因此为了提高 $\Delta n_i/\Delta n_{th}$, 希望 δ_H/δ 值越大越好。

起偏器损耗

实验中我们用格兰棱镜作为起偏器件, 我们实验了在插入格兰棱镜前后, 能量的变化和腔的损耗。

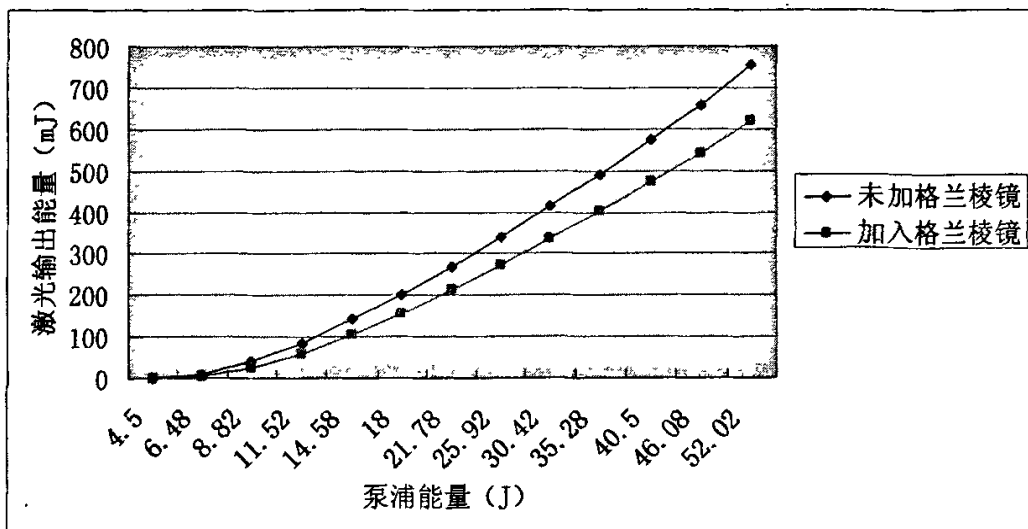


图2.4 未插入格兰棱镜和插入格兰棱镜时，泵浦能量与激光输出能量的变化关系
从图中我们可以得出格兰棱镜的插入损耗约为17.5%。

起偏器和调Q晶体 (KD^*P) 损耗

我们实验了在插入格兰棱镜和调Q晶体，未加晶压，能量的变化和腔的损耗关系图。

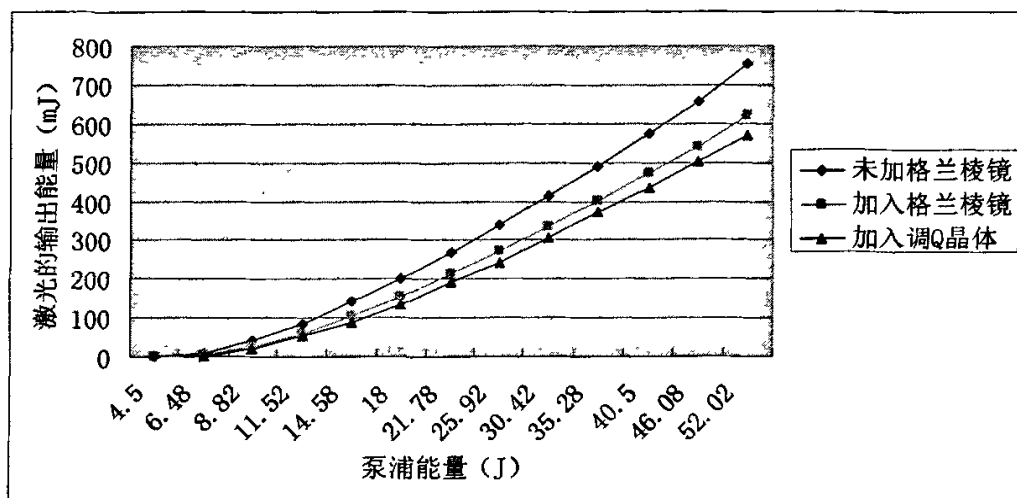


图2.5 各种条件下（调Q晶体未加晶压），泵浦能量和激光输出能量的变化关系

图中我们可以看出加入起偏器和调Q晶体，未加晶压时，腔的损耗为23%。由上我们可以知道，调Q晶体的损耗为5.5%。

当对 KD^*P 调Q晶体加晶压4200V，我们测试了静态输出和调Q动态输出与泵浦能量的关系。

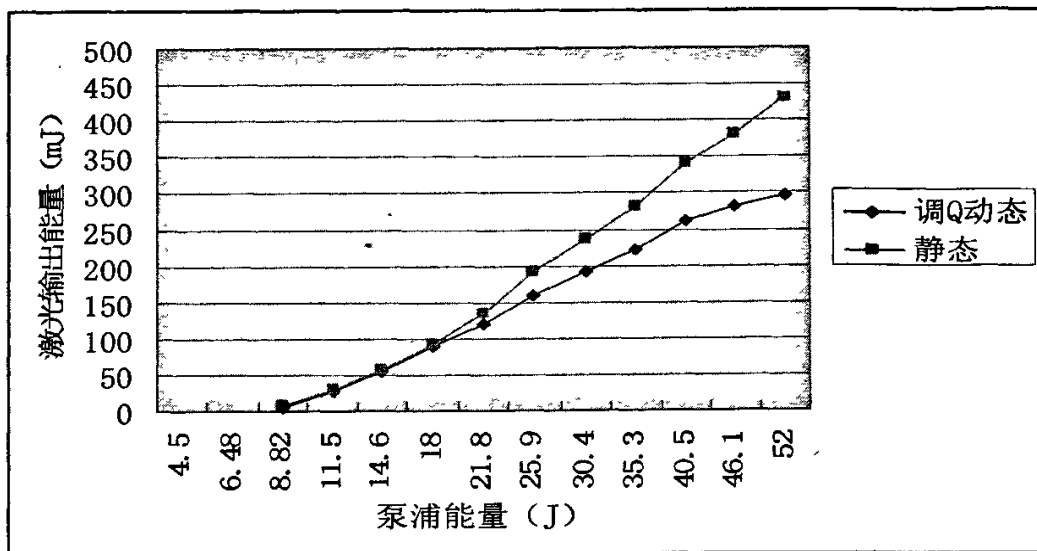


图2.6 静态输出和调Q动态输出与泵浦能量的关系图

从图 2.6 我们可以得出电光调 Q 动静比为 68.6%。

§ 2.3 细棒 Nd:YAG 纳秒脉冲激光放大器输出特性研究

§ 2.3.1 增益极限和放大器的稳定性

贮能和增益

激光放大器的设计关键是使激光介质中贮存较高的反转数子能量，从而具有较大的激光小信号增益系数。固体激光放大器是通过光泵浦获得反转贮能，因此，激光放大器的贮能效率 η_s ，定义为放大介质中的贮能与泵浦能量之比^[27]，即：

$$\eta_s = E_{st}V / E_p' \quad (2.54)$$

式中， E_{st} 为激光放大器的贮能密度(J/cm^3)， E_p' 为激光放大器的泵浦能量。激光放大器的贮能密度 E_{st} 与放大器的小信号增益系数 g_0 有关，Nd:YAG 晶体属四能级系统，贮能密度 E_{st} 为：

$$E_{st} = g_0 E_s \quad (2.55)$$

由 (2.54) 式和 (2.55) 式，我们可以将小信号增益系数 g_0 解析表达为：

$$g_0 = KE_p' / l \quad (2.56)$$

式中, K 可称为泵浦系数。 $Nd:YAG$ 激光放大器的泵浦系数 K 与 $Nd:YAG$ 晶体性能、泵浦光脉宽和聚光腔的光耦合效率有关, 泵浦系数 K 参数可以通过阈值法由以下公式求出:

$$K = (2\alpha l - \ln R) / 2E'_h \quad (2.57)$$

式中, E'_h 为对应的激光阈值泵浦能量。将 (2.56) 式代入 (2.11) 式, 我们就得出 $Nd:YAG$ 激光放大器的输出能量密度与放大级泵浦能量 E'_p 关系。因此, 设计加工完成激光放大器后, 测量得出它的泵浦 K 参数, 我们就可以从理论上预测在一定的信号注入能量下, 该激光放大器在某一个泵浦能量下的输出能量。即根据实际要求激光系统的总输出能量, 确定 $Nd:YAG$ 激光放大器的配置(级数), 合理分配各级电源的泵浦能量, 求得最佳的组合, 提取最大的能量, 实现高平均功率输出。

设光信号脉冲沿着晶体光轴方向 (x 方向) 入射激光工作物质, 由于光信号在行进过程中不断被放大, 而反转粒子数不断被消耗, 所以单位体积中的粒子数和反转粒子数都是时间 t 和空间 x 的函数, 分别以 $\phi(x,t)$ 和 $n(x,t)$ 表示。为了使问题简化, 假设放大器工作物质的横截面中反转粒子数是均匀分布的, 且忽略谱线宽度和线型的影响, 以及光泵和自发辐射对反转粒子数的影响, 则反转粒子数密度速率方程为:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n c \phi \quad (2.58)$$

这里 n 指的是反转粒子数密度, ϕ 指的是腔内的光子数密度。在激光工作物质中, 光子数密度随时间的变化率可以用一个偏微分方程表示为:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = c \sigma n \phi - c \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2.59)$$

设欲放大的输入信号初始光子数密度为 ϕ_0 , 在 $x=0$ 处进入工作物质; 又设信号进入放大器之前, 工作物质中的初始反转粒子数为 $n_0(x)$, 可以从上面两个微分方程解出反转粒子数密度 n 和光子数密度 ϕ 。对于任意形状的入射脉冲信号和任意初始反转粒子数密度的行波放大问题, 不但要考虑放大器的增益随入射信号强度的变化关系, 而且还要考虑入射信号的光强和波形在放大过程中所经历的变化, 所以比较复杂。为了讨论简便, 首先假设输入放大器的是一种理想的矩形脉冲, 脉冲持续时间为 t_p , 初始光子数密度 ϕ_0 , 则求得的光子数密度解为:

$$\frac{\phi(x,t)}{\phi_0} = \{1 - [1 - \exp(-\sigma n x)] \exp \left[-\gamma \sigma \phi_0 \left(c \left(t - \frac{x}{c} \right) \right) \right] \}^{-1} \quad (2.60)$$

注意这里假定在 $t=0$ 时, n 在整个增益介质中是均匀分布的。光束通过整个激光工作物质后能量增益为:

$$G = \frac{1}{\phi_0 t_p} \int \phi(l, t) dt \quad (2.61)$$

通过积分以上公式, 得到:

$$G = \frac{1}{c\gamma\phi_0 t_p} \ln \left\{ 1 + [\exp(c\gamma\phi_0\tau_0\sigma) - 1] e^{n_0 l} \right\} \quad (2.62)$$

单位面积内输入的激光能量可以表示为:

$$E_{in} = c\phi_0 t_p h\nu \quad (2.63)$$

饱和能量密度 E_s 可以表示为:

$$E_s = \frac{h\nu}{\gamma\sigma} = \frac{E_n}{\gamma g_0} \quad (2.64)$$

这里 $E_n = h\nu n$ 指的是单位体积内储存的能量, $g_0 = n\sigma$ 指的是小信号增益系数。

在四能级系统中 $\gamma = 1$, 由 (2.55) 式可知放大器中单位体积内储存的总能量为:

$$E_n = g_0 E_s \quad (2.65)$$

这时 $E_s = h\nu / \sigma$, 当激光工作物质为 $Nd:YAG$ 晶体时, $\sigma = 8.8 \times 10^{-19} / \text{cm}^2$, 则饱和能量密度 $E_s = 0.2257 \text{ J} / \text{cm}^2$ 。

结合公式 (2.62) — (2.65), 可以得到:

$$G = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{in}}{E_s} \right) - 1 \right] G_0 \right\} \quad (2.66)$$

上式给出了增益 G 、输入脉冲能量密度和饱和能量密度之间的关系。

提取效率

将 (2.55) 式代入 (2.11) 式中, 则得出在一定的储能密度 E_n 下, 激光放大器的输出能量密度 E_{out} 与注入信号能量密度 E_{in} 的关系^[22]:

$$E_{out} = E_s \exp(-al) \ln \left\{ 1 + \left[\exp(E_n / E_s) - 1 \right] \exp(E_{in} / E_s) \right\} \quad (2.67)$$

激光放大由两个过程构成: 将泵浦能量 E_p 变为放大工作物质的储能 E_n 和将该储能转化为激光放大器的输出能量。因此, 设计激光放大器除了使放大激光介质有较高的

反转贮能外，还应当考虑如何最有效地使用放大器中的贮能，其目的是将激光工作物质中通过光泵浦得到的贮能有效地提出，变为激光放大器的输出能量。为此，我们将从激光放大器中提取的能量与通过泵浦而贮存在放大激光介质中的能量之比定义为激光放大器的提取效率 η_E ，表示为：

$$\eta_E = (E_{out} - E_{in}) / E_{in} \quad (2.68)$$

在这个表达式中 E_{out} ， E_{in} 分别指的是放大器输出和输入信号能量。理论上，四能级系统中所有储存的能量均可以被信号抽取。将(2.67)式代入(2.68)式，就得出在一定的贮能条件下激光放大器的提取效率 η_E 与注入信号能量密度 E_{in} 的关系。

由计算结果可知：(1) 注入信号能量越大，提取效率越高，但当信号能量大到一定程度后，即 $E_{in} > E_s$ ，提取效率趋于饱和；(2) 激光工作物质的贮能密度越大，提取效率越高。

§ 2.3.2 输出特性

激光放大器结构如图 2.7 所示

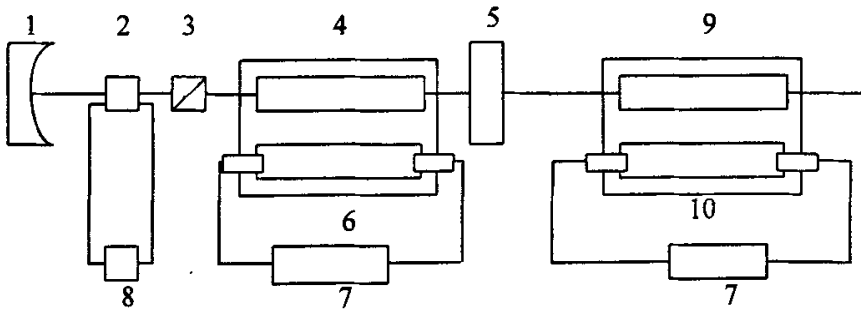


图 2.7 氙灯泵浦的本振级是长细棒的一级放大的钕 YAG 激光器结构图

图中 1、 $\phi 20, 2m$ 平凹全反镜 2、 KT^*P 电光调 Q 晶体 3、格兰棱镜 (起偏器)

4、 $\phi 4.2mm \times 130mm, Nd : YAG$

5、 $T = 80\%$ 输出镜

6、脉冲氙灯 $\phi 6mm \times 120mm$

7、脉冲激光电源

8、调 Q 电源

9、 $\phi 6mm \times 100mm, Nd : YAG$

10、脉冲氙灯 $\phi 8mm \times 90mm$

聚光腔采用椭圆设计的镀金腔，本振聚光腔上的氙灯串接在一个 0~1020V 连续可调的电源上，放大聚光腔串接在一个 0~1000V 连续可调的电源上，调 Q 电源的调节范

围为0~5000V。

主振荡器输出特性

腔长对激光输出能量的影响

我们实验了在平平腔的情况下，输出镜为白片时，未加起偏器和调Q晶体，腔长变化时，激光的输出能量随泵浦能量的变化关系。

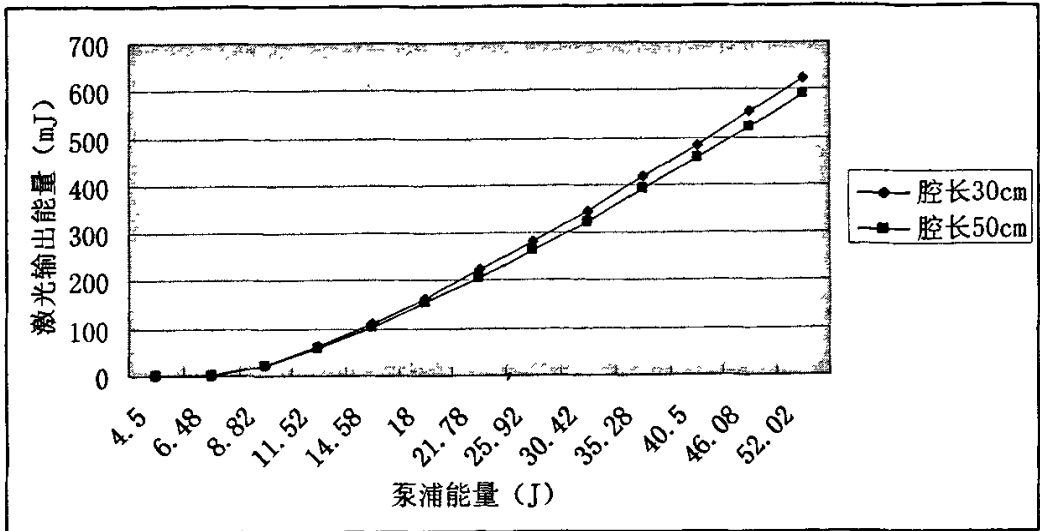


图 2.8 腔长变化时，泵浦能量和激光输出能量的变化关系

从图中可以看出，泵浦能量越高，腔长越短，激光的输出能量越大。

我们还实验了在平凹腔的情况下，输出镜为白片时，未加起偏器和调Q晶体，腔长变化时，激光的输出能量随泵浦能量的变化关系。

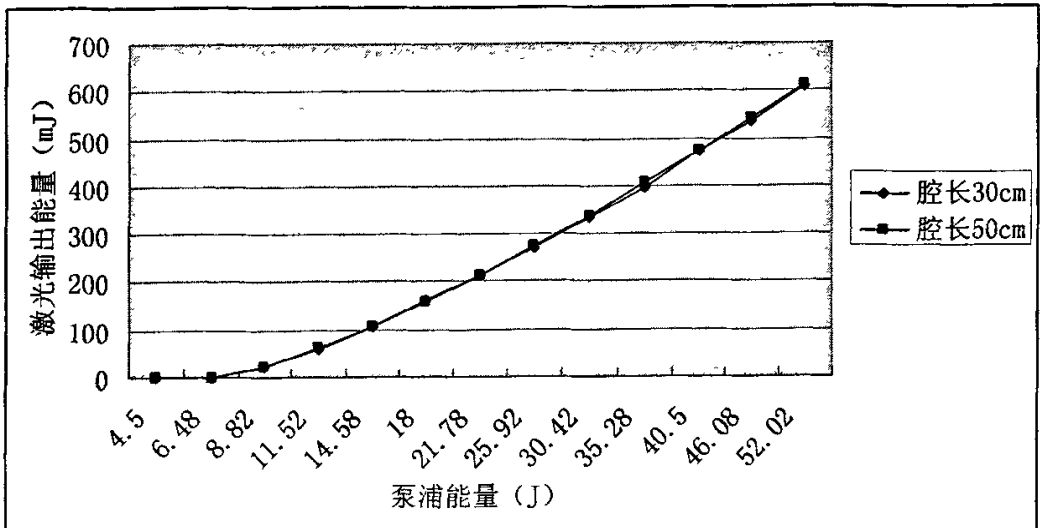


图 2.9 腔长变化时，泵浦能量和激光输出能量的变化关系

从图中可以看出，腔长变化时，改变泵浦能量，平凹腔随着腔长的变化，激光输出能量的变化不大，由图可以看出平凹腔的稳定性好于平平腔；此外我们还可以从图

中可以得出主振荡器的电-光转化效率为 1.18%。实验中我们选择的是平凹腔，根据实验实际需要，我们选择的腔长为 50cm。

泵浦能量对激光输出能量和脉冲宽度的影响

我们实验了平凹腔谐振腔，腔长 50cm，起偏器为格兰棱镜，调 Q 晶压为 4200V 时，泵浦能量和调 Q 激光的输出能量的变化关系，结果如图 2.10 所示：

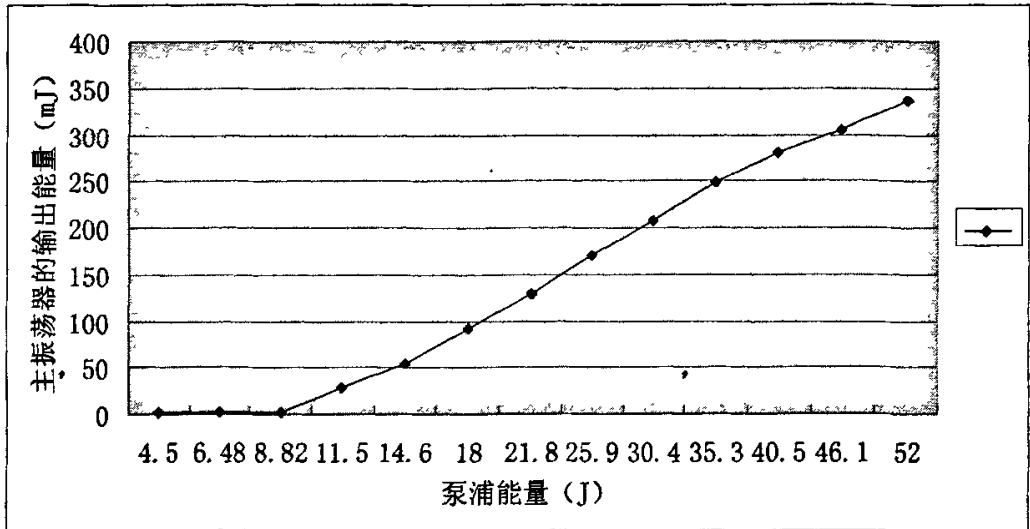


图 2.10 主振荡器泵浦能量和输出能量的关系

从图中我们可以得出在泵浦能量的调节范围内，主振荡器的最大输出能量为 335.8mJ。

下图是泵浦能量为 40.5J 时，激光的输出脉冲宽度。

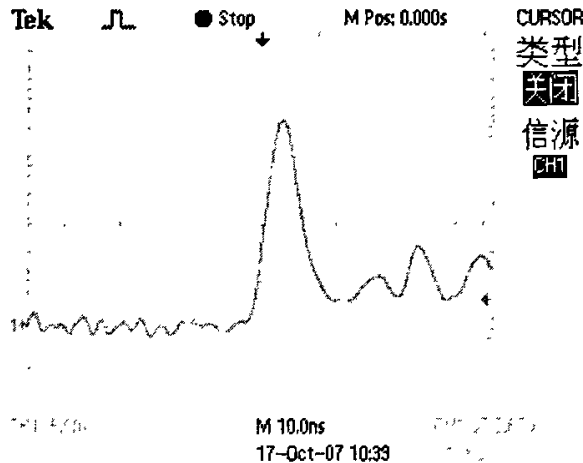


图 2.11 泵浦能量为 40.5J 时，调 Q 脉冲激光波形图

从图 2.11 可以看出，调 Q 脉冲激光脉宽约为 10ns。

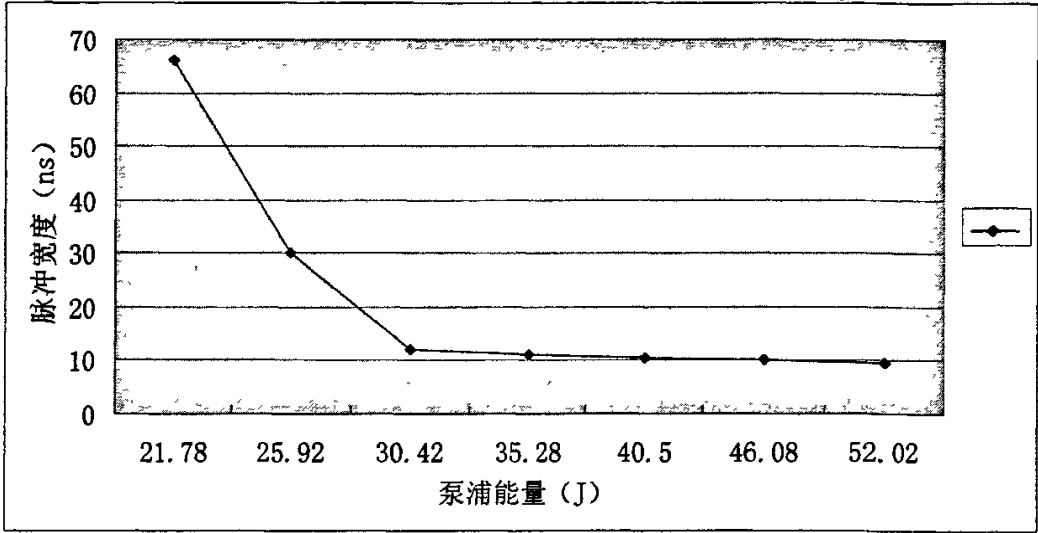


图 2.12 主振荡器泵浦能量和输出激光脉宽的关系

从图 2.12 可以看出，在低泵浦能量下输出激光脉宽变化很大，而在高泵浦能量下激光脉宽变化逐渐趋缓。从图中可以看出泵浦能量对输出激光脉宽影响很大。

输出镜透过率对输出脉冲能量的影响

我们实验了在平平腔的情况下，输出镜分别为白片， $T=80\%$ ， $T=65\%$ 时，未加起偏器和调 Q 晶体时激光的输出能量的变化关系图如图 2.13 所示：

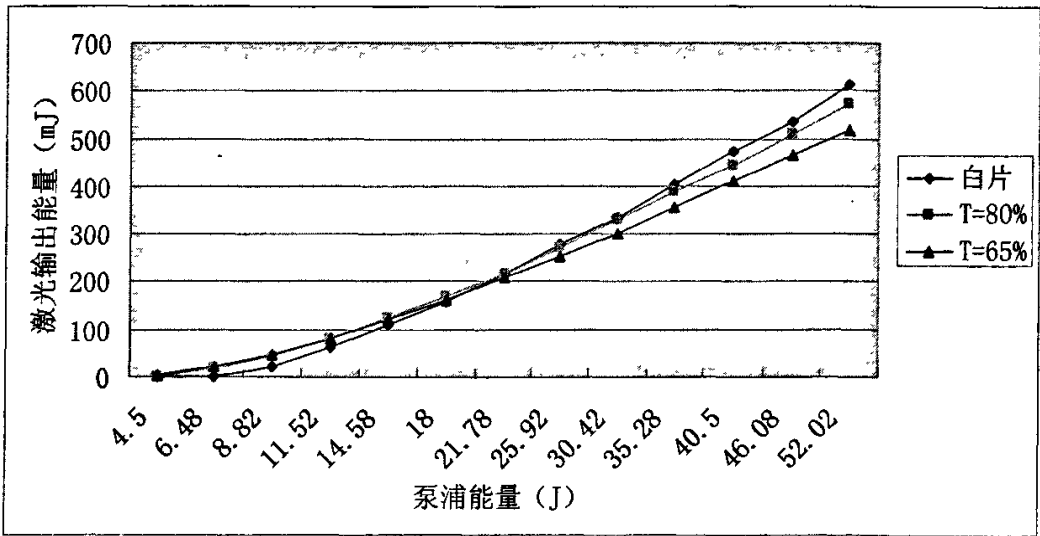


图 2.13 在不同输出镜透过率下，泵浦能量和激光的输出能量的关系

对于固体激光器而言，总的泵浦能量越大，则输出镜的透过率就应越大。当用白片和透过率在 80% 的输出镜时在高泵浦能量时能得到较大的输出能量；在输出镜透过率为 60% 时，低泵浦能量时，输出能量的情况较为理想，但在高泵浦能量时，输出能量增长较为缓慢，这和式 (2.30) 所计算的结果相符合。实验中我们选择输出镜的透过率为 $T=80\%$ 。

主振荡器输出激光光束质量

由上面几个图,我们可以得出主振荡器的最大输出能量为 343.6mJ,脉宽约为 10ns,

发散角为 1.5mrad, M^2 因子约为 2.45。

放大器的输出特性

在泵浦能量为 60J, 主振荡输入能量为 316.3mJ 时输出激光脉宽如下图所示

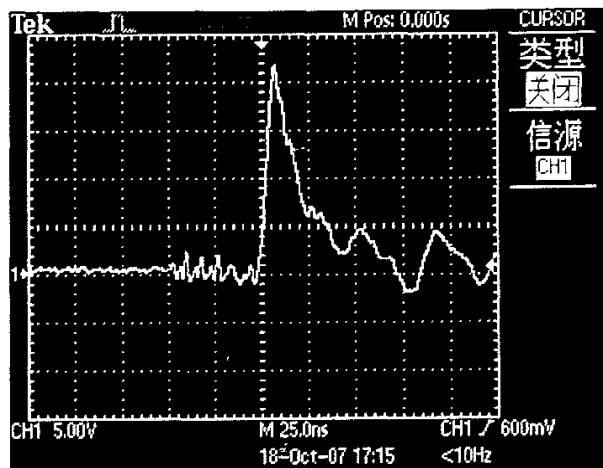


图 2.14 泵浦能量为 60J, 主振荡输入为 316.3mJ 时输出激光脉宽

从图 2.14 可以看出, 放大级输出激光脉宽约为 15ns 左右。

在主振荡器动态输入能量为 316.3mJ 时, 我们实验了在不同泵浦能量下, 放大级输出能量的变化。

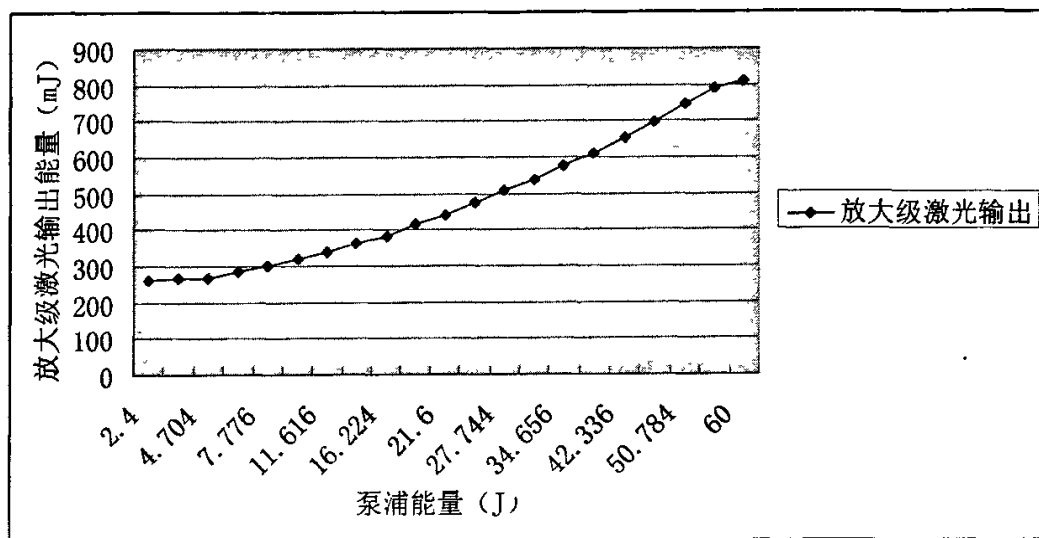


图 2.15 放大级泵浦能量和激光输出能量的变化关系

由图 2.15 可以看出, 在泵浦能量变化范围内, 激光的最大放大倍数为 2.5 倍, 最大输出能量为 805.9mJ。

放大激光的光束质量

放大激光的最大输出能量为 805.9mJ ，脉宽约为 15ns ，发散角约为 2mrad ，最大放大倍数为 2.5 倍。

§ 2.4 本章小结

本章研制了一个氙灯泵浦的一级放大钕 YAG 激光器，主振荡器采用的是细棒 Nd:YAG 激光晶体，尺寸为 $\phi 4.2\text{mm} \times 130\text{mm}$ ，理论研究表明在泵浦能量和工作物质体积一定的情况下，选择大长径比工作物质有利于增加激光输出能量、提高激光功率密度和聚光腔的聚光效率、改善泵浦均匀性和减小热透镜效应，谐振腔采用的是平凹腔，腔长 50cm ，起偏器为格兰棱镜，调 Q 晶体晶压为 4200V ，输出镜的透过率为 $T=80\%$ ，研制出的主振荡器的最大输出能量为 343.6mJ ，脉宽约为 10ns ，发散角为 1.5mrad ， M^2 因子约为 2.45。放大器采用的 Nd:YAG 激光晶体尺寸为 $\phi 6\text{mm} \times 100\text{mm}$ ，在主振荡器输入能量为 316.3mJ 时，输出一个脉宽为 15ns 、最大能量为 805.9mJ ，发散角约为 2mrad ，最大放大倍数为 2.5 倍的脉冲激光，此激光各项指标基本达到设计要求。

第三章 激光空气电离

本章首先简要介绍了激光空气电离物理模型，然后介绍了激光等离子体通道形成的机理和自由传输控制，并对空气电离的寿命、电阻、三次谐波辐射、锥角辐射和超连续白光等特性进行分析，最后介绍了激光空气电离的检测技术。

§ 3.1 激光空气电离物理模型

当原子（或分子）吸收的能量大到可以使它的一个电子能够完全摆脱粒子中其他电荷的作用时，该电子将会电离出来成为自由电子，电离过程可以由粒子之间的碰撞而发生，即碰撞电离^[31-35]，也可以在光场作用下吸收光子而直接电离，即光致电离。在稠密或中等密度的部分电离等离子体中，碰撞电离是主要的电离过程；在稀薄的部分电离等离子体中，如电离气体，或激光脉冲长度比电子碰撞特征时间短时，光致电离是主要的电离机制。

光致电离可以分为多光子电离和串级电离两类，其区域由 Keldysh 参数 r_k 决定，

$$r_k = (U_I / \epsilon_\infty)^{1/2} \quad (3.1)$$

式中 U_I 是电离能， $\epsilon_\infty = (1/2)m_e(q|E|m_e\omega)^2$ 是电子在激光场中的振荡能量， m_e 是电子的质量。当激光光强较低时，电子的振荡能量小于电离能，即 $r_k > 1$ ，此时多光子电离是主要光电离机制，对应多光子电离区域；而当激光强度较大时，电子的振荡能量大于电离能，即 $r_k < 1$ ，串级电离将是主要光电离机制，对应串级电离区域。可见，强激光场作用下气体的电离方式由光强的大小决定。

多光子电离

多光子电离过程是指一个气体原子同时吸收若干个光子，而被吸收的光子能量之和应等于原子的电离能。一般说来，大气分子和原子的电离能都比可见光光子能量高。因此，在普通光线作用下，光致击穿实际上是很难发生的。其原因是此时光致电离和光致激发是单光子与气体原子或分子之间的相互作用过程。产生这些过程的阈值条件是光子能量约等于原子的电离能或激发能。气体原子和分子的电离电位 u 通常在几伏到几十伏之间。其电离能表示为：

$$E = eu \quad (3.2)$$

而单光子能量为 hc/λ 。由此推算出，能使气体依靠单光子电离的光波长应在 $50nm$ 到 $3nm$ 的真空紫外到 X 射线范围内。显然，通常的近红外到近紫外光不可能使空气电离。但实验发现，在足够强的此波段范围内的高功率激光辐照下，光致激发和光致电离都不再是个别现象。其猛烈程度常使气体以极快的速度被击穿且电离。此时，原子的电离能正好与 k 个光子能量相当 ($khc/\lambda \geq eV$)，造成多光子吸收，产生多光子电离。产生多光子电离通常要同时满足两个条件：首先，这种气体原子要有 k 个虚能级，能级之间的能量差正好与作用的光子能量相等；其次，辐照的光中含有大量的光子数目。这实际上是对光强提出要求。只有光子数目足够大，才能增加单个原子吸收多个光子的几率。用 I 表示光强，则吸收单个光子几率为 $P_1 \propto I$ ，吸收 k 个光子几率为：

$$P \propto (P_1)^k \propto I^k。$$

当气体处于多光子电离区域时表征电子随时间变化的电离率 χ 为：

$$\chi = AI^n \tag{3.3}$$

式中： A 为多光子吸收系数； n 为光电离所需要吸收的光子数。则气体中电子随时间变化的规律为：

$$\hbar\omega \left(\frac{dn_e}{dt} \right)_m = \chi(N - n_e) \tag{3.4}$$

式中：下标 m 表示多光子电离； n_e 表示电子的密度； N 表示气体中性分子的密度。在我们的实验中一般都采用高斯光束，考虑到激光空间强度分布的不同，对 (3.4) 式有：

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_m = \frac{\chi(N - n_e)}{n^{3/2}} = \frac{(N - n_e)A}{n^{3/2}} I^n(t) \tag{3.5}$$

当某区域的电子数目达到该区域原子数的 0.1% 时，在物理模型上就认为该区域的气体发生了击穿。即在求解气体的击穿阈值的过程中有 $N \gg n_e$ ，所以 (3.5) 式可以改写成：

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_m = \frac{\chi N}{n^{3/2}} = \frac{NA}{n^{3/2}} I^n(t) \tag{3.6}$$

然而，由于空气是由多种成分组成的，但基本成分是氧气和氮气，则按照它们的组成比例有：

$$\chi_{air} = 0.8\chi_N + 0.2\chi_O \tag{3.7}$$

关于多光子吸收系数 A 的确定：Grey Morgan 认为，对于在单位体积中有 N 个原子的气体，在被 F 个能量为 $h\omega$ 的光子辐照时，如果用 $r = 0, 1, 2, 3, \dots, k$ 来表示原子的

能量状态(其中 $r=0$ 表示基态, $r=k$ 表示电离态, 其他的表示激发态), f_r 表示原子处于 r 态的比例, λ_r 是原子从 r 态回到基态之前在 r 态的寿命的倒数, B_r 是单位时间从 r 态到 $r+1$ 态的原子数。那么有:

$$\frac{d(Nf_1)}{dt} = NB_0 - Nf_1\lambda_1 - NB_1f_1 - NB_0 - Nf_1\lambda_1 \quad (3.8)$$

$$\frac{df_r}{dt} = B_{r-1}f_{r-1} - f_r\lambda_r - B_r f_r \approx B_{r-1}f_{r-1} - f_r\lambda_r \quad (3.9)$$

$$\frac{df_k}{dt} = B_{k-1}f_{k-1} \quad (3.10)$$

式中: f_r 在光照之前为0, 在光照之后有 $f_i > f_{i+1}$ 。所以气体的电离率为:

$$\chi = \frac{df_k}{dt} \quad (3.11)$$

对 (3.4) ~ (3.7) 式进行拉普拉斯变换及其逆变换, 可以得到

$$\chi = \frac{\sigma^n F^n}{[\omega^{n-1}(n-1)!]} \quad (3.12)$$

$$A = \frac{\sigma^n}{[\omega^{n-1}(n-1)!(\hbar\omega)^n]} \quad (3.13)$$

Amit Sircar 等人采用上述关系做了有关氧气、氮气在波长为 $1.064 \mu\text{m}$, $0.532 \mu\text{m}$, $0.355 \mu\text{m}$, $0.266 \mu\text{m}$ 的激光实验, 结果表明, 在波长较长时 ($1.064 \mu\text{m}$, $0.532 \mu\text{m}$), 理论和实验符合得比较好, 而对于短波长 ($0.355 \mu\text{m}$, $0.266 \mu\text{m}$) 理论和实验有偏差。

而Keldysh 理论认为, 激光的多光子吸收系数为:

$$A = \omega \left(\frac{W_{ion}}{\hbar\omega} \right)^{3/2} \left(\frac{1 \times 10^4 e^2}{4\pi\epsilon_0 c \omega^2 W_{ion}} \right)^n \quad (3.14)$$

式中: e 为电子电量; c 为光速, $\hbar\omega$ 分别表示普朗克常数和激光的频率。Schwarz 等人用超短紫外波段的脉冲激光做了有关氧气和氮气等的研究, 并将所得到的结果与从 Keldysh 理论出发得到的 (3.14) 式相比较, 发现二者符合得比较好。

对上述两种理论所提出的多光子吸收系数在几种波长进行了计算和对比。在波长 $0.532 \mu\text{m}$ 两者比较一致; 在 $1.315 \mu\text{m}$ 和 $1.064 \mu\text{m}$, 由 (3.13) 式所得的多光子吸收系数较 (3.14) 式所得的小; 而与此相反, 在短波长 ($0.355 \mu\text{m}$ 和 $0.266 \mu\text{m}$), 由 (3.13) 式所得的多光子吸收系数较 (3.14) 式所得的大。在我们的数值计算中, 在长波长

(1.315 μm , 1.064 μm , 0.532 μm)将采用 (3.13) 式所得多光子吸收系数, 而在波长较短的0.355 μm 时将采用由 (3.14) 式所得的多光子吸收系数。

多光子电离的电离率^[36]:

当激光强度较小($r_k > 1$), 原子中的束缚电子吸收 k 个光子以后成为自由电子— k 光子电离。 k 光子电离率为:

$$R = \alpha_k I^k = \frac{k^{3/2} 4^k}{\omega^{2k-1}} \left(\frac{U_I}{\epsilon_{0S}} \right)^{-k} \quad (3.15)$$

其中

$$\alpha_k = \omega k^{3/2} \left(\frac{\pi e^2}{m_e c \omega^2 U_I} \right)^k \quad (3.16)$$

则多光子电离产生的等离子体电子密度随时间演化关系是:

$$n_e(t) = N \int_{-\infty}^t R dt' \quad (3.17)$$

其中 N 是中性原子 (或分子) 数密度。

串级电离

串级电离属于另外一种重要的大气电离物理机制。它是电中性大气分子的逆韧致吸收造成的雪崩式电离。在被激光辐照的区域, 一般存在自然产生的电子和由多光子电离产生的早期电子, 他们被统称为初始电子。初始电子从激光的电场获得能量, 当此能量足够大时, 如果和原子碰撞, 就能使原子激励被电离。因此高激发态原子的光电离以及电子与原子的直接碰撞, 都能进一步放出电子。在场强高的局部区域内, 电子雪崩式增长或串级电离从而发生击穿。从这个过程可以看出, 串级电离过程取决于电子和电子能量的增加与损失之间的竞争。电子从激光场中获得的能量为:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{e^2 \epsilon^2}{2m_e(\omega^2 + \gamma_c^2)} \quad (3.18)$$

其中, γ_c 表示碰撞频率, 大小与气压有关; ϵ 是随激光角频率 ω 振荡变化的激光场强。

上式对时间求导, 得电子从振荡场中获得能量的速率为:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{e^2 \epsilon^2 \gamma_c}{2m_e(\omega^2 + \gamma_c^2)} \quad (3.19)$$

从上式也可以看出, 电子从振荡场中获得能量的速率与激光角频率和气压有关。随着时间的推移, 电子能量不断积累, 大到足以引起原子的激励和电离, 从而释放出新的电子。在产生新电子的同时, 还存在相反的过程—电子的损失。一般认为, 电子

的损失过程主要是由大气中氧分子吸附，电子与离子复合，电子扩散出激光辐照区域和相互作用区等复杂因素引起的。如果只考虑由多光子电离产生的初始电子，其密度近似应为：

$$n_e = a \cdot P^n \quad (3.20)$$

其中， P 为激光强度； a 是常数，正比于激光脉冲的持续时间。设电离速度为 R_i ，电子二体吸附速率为 R_a ，则电子净增加速率：

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (R_i - R_a)N \cdot n_e \quad (3.21)$$

其中， N 为与气压有关的大气原子密度。上式的物理意义是明显的，即单位体积内的电子数在单位时间的增加等于电离引起的电子数的增加减去二体吸附引起的电子数的减少。将该式求解有：

$$n_e(t) = n_e(0) \cdot e^{(R_i - R_a)Nt} \quad (3.22)$$

由上式可以看出，电子密度 n_e 随着电子净增加速率 $s = (R_i - R_a)N$ 呈指数增加，其中 s 随激光功率密度迅速增加。这表明，在激光辐照时间内，当电子的净增加速率超过在激光辐照时间内形成等离子体所必须的阈值后，电子数目以指数增长(雪崩式)，随后就会导致因雪崩电离而产生的等离子通道，可以在几十个 ns 内导致空气电离。

若要使大气发生光学击穿， n_e 必须达到临界值 n_e^c ($\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$)，即存在一个自由电子由较少的数目达到 n_e^c 的时间，此即等离子体形成的初始阶段。然后，大气分子吸收激光的能量并迅速将它转化成热能，由加热产生的温升在气体中引起碰撞电离，最终导致高温等离子体的形成并产生一个膨胀的冲击波，同时出现火花现象。

由于串级电离是自由电子通过逆韧致辐射加热与中性分子碰撞产生的，很自然就把它和分子与电子的碰撞频率联系起来。F. Morgan等人假设电子在光场中很快获得与光场相同的有效静电场中的能量分布，则利用气体放电定律有：

$$\frac{\nu}{N} = \frac{q}{N^2} \frac{E_L^2 \nu_m^2}{(\nu_m^2 + \omega^2)} \quad (3.23)$$

式中： ν 为总的碰撞频率； ν_m 是电子原子动量转移碰撞频率，与压强有关； E_L 是激光电场； q 为一个与气体有关的参数。通过对一些气体使用坡印廷定理可以得到：

$$\frac{\nu}{N} = \left[\frac{377q}{\omega^2} \left(\frac{\nu_m}{N} \right)^2 \right] I(t) \quad (3.24)$$

由此得到串级电离中电子随时间的变化关系为：

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_c = \nu n_e = n_e N \left[\frac{377q}{\omega^2} \left(\frac{\nu_m}{N} \right)^2 \right] I(t) \quad (3.25)$$

式中:下标 c 表示串级电离。

综上所述,对某一气体在考虑多光子电离和串级电离的基础上,其击穿过程中的电子密度的变化率为:

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right) = n_e N \left[\frac{377q}{\omega^2} \left(\frac{\nu_m}{N} \right)^2 \right] I(t) + \frac{AN}{n^{3/2}} I^n \quad (3.26)$$

为了将我们的计算结果与其它的研究者的实验相比较,在我们的计算过程中,假定使用的是高斯脉冲激光,而且其激光脉冲随时间的变化为:

$$I(t) = I_0 \exp \left\{ -4 \ln 2 \left[(t - \tau_p)^2 / \tau_p^2 \right] \right\} \quad (3.27)$$

式中: τ_p 为激光脉宽。

串级电离的电离率:串级电离率由下式给出^[36],

$$W = 4\Omega_0 \left(\tilde{U}_I \right)^{5/2} \frac{E_H}{E} \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\tilde{U}_I \right)^{3/2} \frac{E_H}{E} \right] \quad (3.28)$$

式中 $\Omega_0 = \alpha_f c / a_0 = 4.1 \times 10^{16} \text{ sec}^{-1}$ 是原子特征频率, $\alpha_f = 2\pi q^2 / hc = 1/137$ 是精细结构常数,

$a_0 = h^2 / (4\pi^2 q^2 m)$ 是 Bohr 半径, $\tilde{U}_I = U_I / U_H$, $U_H = 13.6 \text{ eV}$ 是氢原子电离能,

$E_H = |q| a_0^2 = 5.2$ 是氢原子 Bohr 半径处场强,显然,当激光电场 $E = 2.3 \left(\tilde{U}_I \right)^{5/2} E_H$ 时,

串级电离率最大,当激光场中电子的振荡能量远大于电离能时 ($\gamma_k \ll 1$),串级电离时

间远小于激光周期, $\tau_i \omega \ll 1$, 则上式描述了原子(分子)在光场中的瞬时电离率。

由串级电离产生的等离子体电子密度变化方程为:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (N - n_e) W \quad (3.29)$$

即有等离子体电子密度演化过程方程:

$$n_e(t) = N [1 - \exp(-Wt)] \quad (3.30)$$

§ 3.2 激光等离子通道形成的机理和自由传输控制

等离子体通道形成的机理:

当超短脉冲强激光束在空气中传输时，基于三阶非线性电极化效应，引起了与入射光强成正比的介质折射率的感应变化，表示为：

$$n \approx n_0 + \frac{3 \operatorname{Re}(\chi^{(3)})}{2n_0} |E(\omega)|^2 \quad (3.31)$$

上式中 $3 \operatorname{Re}(\chi^{(3)})/2n_0$ 记为 n_2 ，则上式可以写为 $n = n_0 + n_2 |E|^2 = n_0 + n_2 I$ 。当横向分布为高斯函数的激光光束在空气中传输时，数轴与边缘处的强场不同，因而在光束的传输过程中就造成了介质折射率的非均匀分布，这样就在空气中形成了中心折射率高，边缘折射率低的传输通道，也就是说通道中的空气成为一种类似正透镜的介质，具有使光线会聚的作用，产生自聚焦现象。激光的自聚焦过程会使激光的强度不断增加，当其强度达到空气电离阈值时，空气被电离，产生了低密度的等离子体，而等离子体对折射率的影响是通过下式起作用的^[37]： $\Delta n = -\omega_p^2/2\omega^2$ ，其中 $\omega_p = [4\pi e^2 n_e(I)/m]^{1/2}$ 为等离子体频率。可见，产生的等离子体对折射率的贡献相对于克尔非线性自聚焦效应来说是负的，类似一个负透镜，使激光光束散焦。激光束的自聚焦和等离子体的散焦作用同时存在，当这两种效应达到一个动态的平衡时，激光束可以在空气中形成很长的等离子体通道。其物理过程如下图所示：

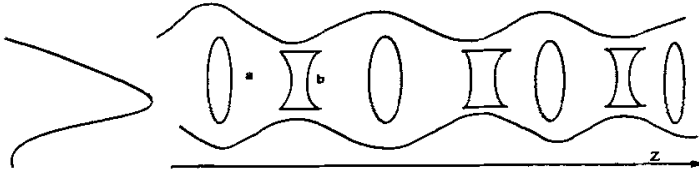


图3.1 激光空气电离的运动焦点模型

运动焦点模型是由长脉冲在介质中的传输发展而来的，可以用来解释飞秒等离子体通道的一些物理现象，但是这种模型不能很好地说明并发的等离子体产生和自波导以及等离子体通道长度远远超过激光脉冲的瑞利距离这些现象，1999年，Mlejnek等提出了空间动态补偿模型^[38]，该模型认为，由于非线性自聚焦，脉冲的前沿超过电离阈值时，会造成小范围的电离，这种电离将对脉冲后沿具有散焦作用。脉冲前沿的强度会由于产生等离子体而不断降低，产生的等离子体也不断减弱，脉冲后沿的自聚焦作用就逐渐占据上风，从而形成周期性的聚焦和散焦。这样，强激光就可以不断地衰减，被补偿，从而传输很长的距离，而不受瑞利距离的限制。其演化情况可以通过下面的方程组描述：

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) E - \frac{ik^2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + ik_0 n_2 |E|^2 E - \frac{ik_0 \rho}{2\rho_c} E - \frac{\beta^{(k)}}{2} |E|^{2k-2} E \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\beta^{(k)}}{k\hbar\omega_0} |E|^{2k} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{at}}\right) \quad (3.33)$$

等离子通道的自由传输控制

通道内细丝的优化：在等离子体通道内，细丝演化十分复杂，尤其是当激光的功率高出自聚焦成丝阈值很多时，细丝分布较为杂乱，细丝长度也是不稳定的，这十分不利于等离子体的自由传输，我们可以通过在形成的等离子体通道上放置不同直径的小孔，对细丝进行优化控制，实现多丝的稳定分布和细丝长度的延长。小孔可以对细丝进行优化控制的主要原因为：1，小孔可以挡住通道周围那些容易造成细丝不稳定的细丝和背景，在一定程度上降低了细丝调制不稳定性，优化了细丝演化的环境，有利于细丝的稳定传输；2，细丝的传输需要足够的激光能量，选择大小合适的小孔，使透过小孔的能量可以维持细丝的长距离传输。

通道寿命的延长：通过主路上的激光在空气中传输形成等离子体通道，后续激光经过延迟系统，精确调节，使其沿主路激光形成的等离子体通道传输，由于后续激光脉冲的脉宽很宽，通道内的电子有足够的时间吸收后续激光的能量，加速空气电离，且通道内的电子离子复合、正负离子复合的速率也在很大程度上降低了，结果使得通道的寿命在很大程度上得到延长，有研究表明后续激光的脉宽越长越好，但并不是连续激光就最好，因为还存在着激光功率的影响，如果脉冲间隔小于吸附作用的驰豫时间，那么在相同的波长和平均功率下，短脉冲序列的退吸效果要略好于连续激光。

脉冲初始啁啾对通道自由传输的影响^[39]：和一般的色散介质一样，大气本身也具有材料色散，当光谱范围很宽的强激光脉冲在大气中传输时，其中不同成分的光谱会在时间上产生前后移动，出现啁啾现象，从而降低激光的强度。传输距离越远，空气引入的啁啾越严重，激光的强度降低的也越多，当激光强度降低到大气电离的阈值以下时，就不能产生等离子体通道，解决办法是在激光脉冲进入大气之前预先加入一个负啁啾，来弥补大气引入的正啁啾量，实现远距离成丝，实现细丝的远距离传输和细丝分布的优化控制，可以得到优化的超连续光谱辐射。

空气的预电离^[40]：空气未被击穿前，由于外界电离源的作用，使气体空间形成初始带电粒子的状态称为预电离。空气击穿和预电离有密切的关系。空气预电离程度的不同直接影响了形成空气电离通道的难易程度和最终能否导致空气被击穿。

强电场使空气预电离，用激光引发空气击穿。已有许多报道对强电场下空气预电离进行了实验，其原理如图3.2所示。电极A、B相距一定距离并紧靠于激光束通道两侧，两电极之间加高压(2~3 kV)形成非均匀强电场，空气中个别气体原子在此电场作用下形成自由电子和离子，但二者浓度都比较小，不能在A、B之间产生导电通道。

时让激光穿过，则两电极就会放电，且放电通道沿光路方向。这说明激光对空气最终被击穿不仅起一种“触发”的作用，而且对击穿的通道有导向作用。

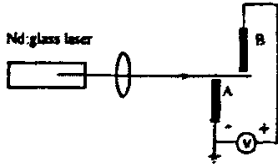


图3.2 预电离下的激光触发空气放电实验

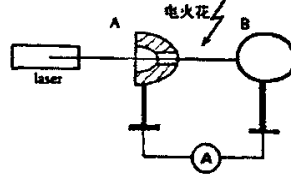


图3.3 电火花诱导空气放电实验

激光使空气预电离，用电火花引发空气击穿。我们设计的实验装置如图3.3所示。用高能激光穿过金属电极A、B之间，在激光光场作用下使A、B之间处于一种即将放电的临界状态。A和B之间加100~200V 低压并接一电流指示仪。激光照射AB通道后，在A、B间引入一个通过高压瞬间放电装置产生的电火花，此时会观察到电流指示仪的摆动。这表明A、B之间的空气被击穿，A、B间已经在瞬间形成了导电通道。引入电火花相当于注入了大量的初始电子，这些初始电子在激光照射区域形成的强光场作用下将会进一步引发串级电离，最终导致空气被击穿。

空气中存在大量的灰尘和小水珠，当激光照射其表面时可以发射出电子(光电子发射)，这不仅为串级电离提供了初始电子，而且本身就是一种重要的大气电离机制。此外通过增加辅助电极，且用强紫外光照射阴极产生电子发射，或预先向空气中注入放射性气体甚至直接注入Hg 蒸气等方法，都可以有效地使空气预电离。

§ 3.3 空气电离特性分析

等离子体有两个基本特征。其一是准电中性，在等离子体中许多分子电离成离子和电子，其中离子带正电荷，电子带负电荷，并且正负电荷的密度足够高。其二是在等离子体中起支配作用的不是少数粒子之间的个体相互作用，而是所谓的集体相互作用。或者说等离子体的主要运动形态是波动。

大气等离子体通道的电阻率估算

这里对超短激光脉冲产生的等离子体通道电阻分两种情况进行简单的估算。

完全离化通道

如果空气通道是完全离化的，粒子之间的碰撞主要为电子和离子之间的碰撞，并考虑无磁场、稳态的情况下，根据流体运动方程可得电流密度：

$$J = (n_e e^2 / m_e \nu_{ei}) E \tag{3.34}$$

其中 ν_{ei} 是电子和离子的碰撞频率； E 为电场强度。由(3.34)式得电阻率：

$$\eta = m_e \nu_{ei} / n_e e^2 \tag{3.35}$$

如考虑电子—电子的碰撞以及离子在碰撞时的反冲，并且要计及电子成分偏离麦克斯韦速度分布的影响，则可得到：

$$\eta[\Omega \cdot m] = 5.2 \times 10^{-5} Z \ln \Lambda / (T_e^{3/2} [eV]) \quad (3.36)$$

其中 $\ln \Lambda$ 是库仑对数，一般取为10； Z 为离子的电荷数。

根据公式(3.36)我们可以对空气的电阻率进行估算，以空气中氮为例，完全离化可取 $Z = 5$ ，取 $T_e = 50eV$ ，则有 $\eta = 6.9 \times 10^{-6} \Omega \cdot m$ 。可以看出在完全离化条件下，空气中等离子体通道具有很好的电导率。

弱离化通道

在大气弱电离的情况下，电子与中性原子之间的碰撞成为主要的粒子碰撞形式^[42]，此时的碰撞频率为：

$$\nu_0 = n_0 u_e \sigma_0 \quad (3.37)$$

其中 ν_0 是电子与中性原子之间的碰撞频率； u_e 为电子的热速度； n_0 是中性原子的密度； σ_0 是电子与中性原子的碰撞截面， $\sigma_0 = \pi a_0^2, a_0 = \epsilon_0 \hbar^2 / \pi m_e e^2$ 。把(3.37)式代入(3.35)式，并考虑电子的平均热运动速度为 $u_e = \sqrt{8T_e} / \sqrt{\pi m_e}$ 。则有：

$$\eta = 2.38 \times 10^{13} (n_0 / n_e) T_e^{1/2} \sigma_0 [\Omega \cdot m] \quad (3.38)$$

对于弱离化可以取 $n_0 / n_e = 5 \times 10^3, T_e = 5eV, \sigma_0 = 10^{-20} m^2$ ，则 $\eta = 2.3 \times 10^{-3} [\Omega \cdot m]$ 。

从上面分析可以得到即使是弱离化，等离子体通道也有较好的电导率，远远高于水和空气的电阻率 ($\eta_{H_2O} = 10^3 \Omega \cdot m$)。由于通道有良好的导电性，如果通道持续放电，通道温度急剧升高，通道的离化度将大大增加，可达到完全离化状态，通道电流将急剧增大。

超短超强脉冲激光在空气中产生的电离通道的寿命

飞秒激光在空气中产生的电离通道中的自由电子最初主要是由空气分子的多光子电离产生的，这个过程的持续时间非常短，相当于飞秒激光的脉冲宽度。在飞秒激光通过之后，电离通道是一个由自由电子，正离子，负离子和中性分子组成的系统，其中主要的物理过程包括自由电子和正离子的复合，正负离子的复合，自由电子吸附在中性分子上形成负离子。如果通道内有外加的静电场，那么自由电子被静电场加速而获得足够的动能时，会引起空气分子的碰撞电离。吸附了自由电子的空气分子在外加激光场的作用下或者在与其他粒子发生碰撞时会发生退吸附作用，释放出自由电子，碰撞引起退吸附的速率非常小，基本可以不考虑。基于以上原理，忽略流体力学过程，

电离通道中的各种带电粒子的密度随时间的演化可用下列速率方程组描述^[43]：

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha n_e - \eta n_e - \beta_{ep} n_e n_p + \gamma_1 n_n, \quad (3.39a)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = \alpha n_e - \beta_{ep} n_e n_p - \beta_{np} n_n n_p, \quad (3.39b)$$

$$\frac{dn_n}{dt} = \eta n_e - \beta_{np} n_n n_p - \gamma_1 n_n, \quad (3.39c)$$

其中 n_p 是正离子密度， n_n 是负离子密度。 α 是和外加静电场有关的碰撞电离速率系数。 η 是电子和氧分子的吸附速率系数， β_{ep} ， β_{np} 分别是电子与正离子、正离子与负离子的复合系数， β_{ep} ， β_{np} 的值近似相等， γ_1 是负离子在外加激光场作用下释放出电子的退吸附速率系数。 α ， η ， β 和 γ_1 这些参数与外加静电场强度、空气密度、温度和退吸附激光强度有关，具体表达式可参考文献。在没有外加静电场，空气压强为 $10^5 P_e$ ，在室温的条件下， $\alpha = 0$ ， $\eta = 6.2 \times 10^7 s^{-1}$ ， $\beta_{ep} = \beta_{np} = \beta = 2.2 \times 10^{-13} m^3/s$ 。在退吸附激光波长一定的条件下，退吸附速率系数 γ_1 与激光光强成正比，假设退吸附激光波长 $532nm$ ，要使得 $\gamma_1 = \eta = 6.2 \times 10^7 s^{-1}$ ，所需激光强度为 $1.8 \times 10^7 W/cm^2$ 。

在通道形成初期，方程 (3.39) 的初始条件为： $n_e(0) = n_p(0) = n_{e0}$ ， $n_n(0) = 0$ ，其中 n_{e0} 是通道的初始电子密度。不同参数的激光脉冲在大气中产生的电离通道的初始电子密度一般在 $10^{14} - 10^{18} cm^{-3}$ 的范围内。在没有外加静电场时， $\alpha = 0$ ，根据电荷守恒原理 $n_e + n_n = n_p$ ，方程 (3.39b) 可简化为：

$$\frac{dn_p}{dt} = -\beta n_p^2 \quad (3.40)$$

由此可求得正离子的密度随时间变化的表达式：

$$n_p(t) = \frac{n_{e0}}{1 + \beta n_{e0} t} \quad (3.41)$$

将 (3.41) 式代入方程 (3.39a)，并且将 n_n 替换为 $n_p - n_e$ ，则可以得到描述电子密度随时间的变化过程的常微分方程：

$$\frac{dn_e}{dt} = -\left[\eta + \gamma_1 + \frac{n_{e0}}{1 + \beta n_{e0} t}\right] n_e + \frac{\gamma_1 n_{e0}}{1 + \beta n_{e0} t} \quad (3.42)$$

假设退吸附激光的强度为常量，则 γ_1 为常数，方程 (3.42) 具有如下简单形式的解析解：

$$n_e(t) = \frac{n_{e0}(\gamma_1 + \eta e^{-(\eta + \gamma_1)t})}{(\eta + \gamma_1)(1 + \beta n_{e0} t)} \quad (3.43)$$

$$n_n(t) = n_p(t) - n_e(t) = \frac{n_{e0}\eta(1 - e^{-(\eta + \gamma_1)t})}{(\eta + \gamma_1)(1 + \beta n_{e0} t)} \quad (3.44)$$

从 (3.41) 式可以看出，通道中正离子的密度与电子的吸附和退吸附作用无关。

当不存在退吸附激光，即 $\gamma_1 = 0$ 时，电子密度随时间变化的表达式为：

$$n_e(t) = \frac{n_{e0} e^{-\eta t}}{1 + \beta n_{e0} t} \quad (3.45)$$

三次谐波辐射

由非线性光学理论可知^[4]，三次谐波的转换效率可表示为：

$$\eta \propto \left| \chi^{(3)} \right|^2 I^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta k l}{2} \right) \quad (3.46)$$

其中 $\chi^{(3)}$ 为介质的三阶非线性极化率， I 为激光强度， l 为介质长度，

$\Delta k = \frac{3\omega}{c} [n(3\omega) - n(\omega)]$ 为三次谐波的相位失配量， ω 为基频激光频率。可见，三次谐波的转换效率和相位失配及激光强度密切相关。在等离子体通道内，主要存在非线性光学克尔自聚焦效应和等离子体的散焦作用，空气折射率 n 可以近似写为：

$$n = n_0 + n_2 I - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \quad (3.47)$$

其中 n_0 是线性折射率， n_2 为非线性折射率系数， $\omega_p = [4\pi e^2 n_e / m_e]^{1/2}$ 为等离子体频率，那么，三次谐波的相位失配量可以写为：

$$\begin{aligned} \Delta k &= \frac{3\omega}{c} [n(3\omega) - n(\omega)] \\ &= \frac{3\omega}{c} \left[n_0(3\omega) - n_0(\omega) + n_2 I(\omega) + \frac{16\pi e^2 n_e}{9m_e \omega^2} \right] \end{aligned} \quad (3.48)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = k \frac{\beta^{(k)} |E|^{2k}}{kh\omega} \quad (3.49)$$

因为产生的三次谐波强度很弱, (3.48) 式中忽略了与其强度有关的克尔自聚焦项。主要考虑多光子电离时, 电子密度可表示为 (3.49) 式, 其中 $\beta^{(k)}$ 为 k 个光子的吸收系数。从 (3.48), (3.49) 两式可以看出, 相位失配量与激光强度和电子密度有关, 激光强度越大, 电子密度也会越大, 其相位失配量也会变大, 那么, 三次谐波的转换效率就会减小, 此外, 实验还验证三次谐波转换效率存在饱和效应, 转换效率并不会像 (3.49) 式中那样, 随着激光强度的增加而无限增加, 所以靠单纯提高激光光强度并非获得高转换效率三次谐波的有效手段, 这已经得到了很多实验证实。但是, 我们可以在不影响 $\chi^{(3)}$ 的前提下, 采用电离率较小的气体介质或者 $n_0(3\omega)$ 与 $n_0(\omega)$ 相接近甚至 $n_0(3\omega)$ 比 $n_0(\omega)$ 小的介质来优化相位失配量, 从而提高谐波的转换效率。

锥角辐射

当超短强激光脉冲在大气中传输时, 形成了等离子体通道, 但是大约只有激光总能量的8%集中到了光丝中, 另外有一部分能量从通道中以一定的角度辐射出来, 形成类似于切伦科夫辐射的彩色光环, 光环的排列是长波在内, 短波在外, 与正常衍射的排列顺序刚好相反。Golub的研究发现, 锥角辐射产生于等离子体通道的表面, 产生的锥角辐射可以用切伦科夫辐射理论很好地解释: 激光会引起介质的非线性极化, 这个极化以激光的群速度 v_{gr} 传播, 产生锥角辐射, 产生的辐射服从切伦科夫辐射理论

$\cos \theta = v_{ph} / v_{gr}$, 其中 v_{ph} 是辐射出来的光在介质中的相速度。锥角辐射的角度还可以写成:

$$\cos \theta = n(\omega_0) / n(\omega') \quad (3.50)$$

其中, $n(\omega_0)$ 和 $n(\omega')$ 分别表示基频激光和辐射光在介质中的折射率。

通道产生的三次谐波也会有一部分以一定角度辐射出来, 依据切伦科夫理论, 计算得到在标准大气条件下的三次谐波的辐射角:

$$\begin{aligned} \cos \theta &= n(\omega) / n(3\omega) \\ &= 1.000275 / 1.000295 \\ &= 0.99998 \end{aligned}$$

所以, 三次谐波的辐射角 $\theta \approx 6.3\text{mrad}$, 这和实验测量结果符合得很好, 进一步证实了通道的锥角辐射可以看作是切伦科夫辐射。

超连续白光

超连续白光的产生是一个非常复杂的非线性光学过程^[44]，它是自聚焦、自相位调制、多光子吸收、等离子体产生、四波混频、交叉相位调制等众多非线性效应的共同结果。将峰值功率足够强的飞秒激光脉冲作为泵浦光入射到透明介质中，由于介质的非线性效应，即可产生白光脉冲。其频谱覆盖整个白光范围，可以从紫外波段一直连续扩展到近红外波段。超连续白光具有很大的啁啾，即使介质的色散效应较弱，也会引起白光不同频谱成分在时间上具有很大的延迟。

§ 3.4 激光空气电离的检测技术

在等离子体通道内，激光强度可达 $5 \times 10^{13} \sim 1 \times 10^{14} W/cm^2$ ，电子密度可达 $10^{16} \sim 10^{18} cm^{-3}$ ，在这样的条件下，对通道内的物理状态直接测量是很困难的，我们必须依据通道所表现的各种现象间接进行测量。近年来，人们发展了很多方法对等离子体通道进行探测，主要有成像法、光学干涉法、荧光法、THz探测法、电磁脉冲探测法、声学测量方法、横截面成像法、荧光探测、三次谐波测量和电阻率测量法等等。下面简要介绍一下这几种测量方法的原理^[45,46]。

声学诊断：等离子体通道的声学诊断方法的基本原理是超强飞秒激光脉冲在空气中传输时，空气在很短的时间内被电离，激发起等离子体冲击波，并很快衰变成等离子体声波，也就是我们实验中观测的声音信号。等离子体声波是和通道内的自由电子密度密切联系着的。研究证明，通过测量通道不同位置的声音信号，最终可以得到通道的长度、直径和通道内的电子密度及其随激光传输距离的演化等信息。所以，声学诊断方法是基于等离子体通道内部的激光强度和电子密度分布信息的一种诊断方法。

荧光探测：等离子体通道的荧光探测方法的基本原理是超强飞秒激光脉冲在空气中传输时，由于空气分子的多光子电离过程，产生自由电子，同时，空气中也产生了大量的高激发态正粒子和高激发态中性分子，例如 $N_2^+(B^2 \Sigma_u^+ \text{态})$ 和 $N_2(C^3 \Pi_u \text{态})$ ，这些高能态粒子会向低能态跃迁，产生辐射光。研究表明，通道发出的荧光为线谱，主要集中在 $300 - 460nm$ 范围内，也就是我们实验观测到的通道荧光信号，测量结果见图 3.8。这些谱线主要是由 $N_2^+(B^2 \Sigma_u^+ - X^2 \Sigma_g^+ \text{跃迁})$ 和 $N_2(C^3 \Pi_u - B^3 \Pi_g \text{跃迁})$ 的能级跃迁所产生的。由于通道的这种光辐射是和通道内的高能态粒子数相联系的，所以光辐射的强弱也就反映了通道内的电离程度，也就和通道内的激光强度密切相关，所以我们可以通过测量这些荧光谱线的总强度，来反映通道的演化过程。

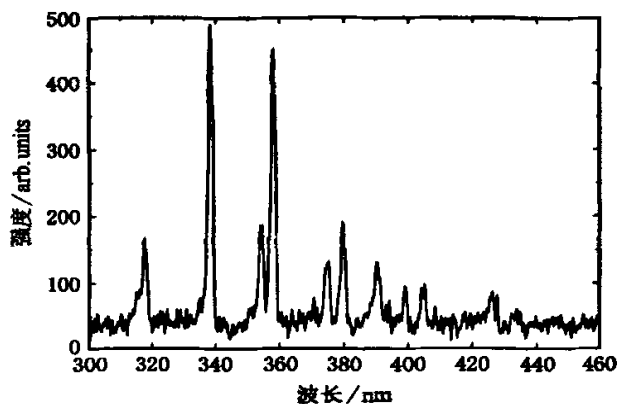


图3.4 等离子体通道的荧光光谱

电阻率测量：强激光在空气中形成的等离子体通道属于弱离化的通道，具有导电性，通过这种方法我们可以调整各种通道成丝条件，优化通道电阻率，以便于研究，也可以进行通道长度的判断以及电子密度及寿命的测量等。

横截面成像：在等离子体通道的不同位置处放玻璃片，与通道成一小角度，通道打在玻璃上，玻璃上的图像就直接反映了通道内细丝的横向分布情况，这样就可以用CCD检测玻璃片上的通道横截面的情况。这种实验方法可以直接得到通道的长度，通道的直径和通道内的成丝演化等信息，适用于对通道的演化进行较为细致的研究。

以上介绍的几种方法中，声学测量和荧光探测的实验装置简单，易于快速测量，但荧光探测的灵敏度和空间分辨能力更大程度依赖于试验装置的各种参数；电阻率测量也很简单，但由于极板间有一定间距还有通道和极板小孔间的接触电阻等，会造成很大的误差；而横截面法的实验装置在调节和移动位置的时候相对复杂。

§ 3.5 本章小结

本章主要对激光空气电离进行了理论分析。理论研究了激光空气电离的多光子电离和串级电离等物理模型，并研究了激光等离子通道形成的机理和自由传输控制，然后分析了激光空气电离的寿命、电阻、三次谐波辐射、锥角辐射和超连续白光等特性，最后介绍了激光空气电离的检测技术。通过理论分析我们了解了激光空气电离的机理和特性。这有利于下一章我们用纳秒脉冲激光进行空气电离实验研究。

第四章 纳秒脉冲激光电离实验研究

激光空气电离机理在上一章我们已经做了简要介绍，本章首先推导了激光大气击穿阈值的表达式；然后应用第二章设计出的窄脉冲激光进行空气电离实验研究，设计了电离实验方案，并介绍了实验装置和实验内容；最后对所得的结果进行讨论，得出结论。

§ 4.1 激光大气击穿阈值

单位体积电子数的时间变化率由式 (3.21)。另外根据能量守恒关系可得：

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} kT_e \right) = \frac{\alpha P}{n_e} - R_i N \left(I + \frac{3}{2} kT_e \right) - x R_x N \quad (4.1)$$

上式左边表示自由电子动能的时间变化率，右边第一项为自由电子吸收激光能量引起的自由电子动能的增加，第二项为束缚电子电离且动能达 $(3/2)kT_e$ 引起的电子动能的减少，第三项为束缚电子激发到高激发态引起的电子动能的减少。其中 T_e 为电子温度； P 为激光强度； α 为自由电子的激光吸收系数； k 为玻尔兹曼常数； I 是原子产生一个电子的电离能； x 是原子将电子激发到高能态的激发能； R_x 是原子的激发速率。设 R_i 、 R_a 和 R_x 具有以下形式：

$$R_i = b_1 e^{-I/kT_e} \quad (4.2)$$

$$R_a = b_2 e^{-A/kT_e} \quad (4.3)$$

$$R_x = b_3 e^{-x/kT_e} \quad (4.4)$$

其中 b_1 、 b_2 、 b_3 为常数。其中二体吸附速率 R_a 适用于压强小于2个标准大气压时的情况。

在激光辐照持续时间较长 ($\tau > 0.1\mu s$) 的情况下，击穿阈值定义为如下条件满足的情况：

$$R_i = R_a \quad (4.5)$$

由 (4.2) 式、(4.3) 式可得：

$$kT_e = \frac{I - A}{\ln(b_1/b_2)} \quad (4.6)$$

由于电子温度可认为是瞬时到达的，在激光辐照持续时间较长的情况下，自由电子温度达平衡，即 $dT_e/dt = 0$ ，此时电离达平衡状态，方程 (4.1) 右边的第二项可取为 0，从而 (4.1) 式中激光吸收项成为起决定性作用的项，因此有：

$$\alpha P/n_e = xR_x N \quad (4.7)$$

吸收系数为：

$$\alpha = \frac{4e^2}{m_e c} \cdot \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2} n_e \quad (4.8)$$

在光频范围内， $\nu \ll \omega$ ，此时：

$$\alpha = \frac{4e^2 \nu n_e}{m_e c_1 \omega^2} = \alpha' \frac{\nu'}{\omega^2} n_e, \quad (4.9)$$

其中 $\alpha' = 4e^2/m_e c_1$ ； $\nu' = \nu/N$ 。联立求解方程 (4.4) 式、(4.7) 式和 (4.9) 式可得：

$$kT_e = \frac{x}{\ln\left(\frac{b_3 x \omega^2}{\alpha' \nu' P}\right)} \quad (4.10)$$

从 (4.6) 式、(4.10) 式可得激光的大气击穿阈值功率为：

$$P_{th} = \frac{b\omega^2}{\alpha' \nu'} \left(\frac{b_1}{b_2}\right)^{x/(1-A)} \quad (4.11)$$

上式中 $b = b_3 x$ 。根据上式即可以对大气击穿的功率阈值进行估值。对于干洁空气，其各参数取值如下：

$$b = 6.4 \times 10^{-28} W \cdot cm^3$$

$$b_1 = 2.0 \times 10^{-7} cm^3 / s$$

$$b_2 = 2.0 \times 10^{-9} cm^3 / s$$

$$\alpha' = 0.106 cm^2 / s$$

$$I - A = 12.5 eV$$

$$x = 3 eV$$

将以上各值代入 (4.11) 式并将激光频率用波长表示得：

$$P_{th} = \frac{3.55 \times 10^{11}}{\lambda_{\mu m}^2} \quad [W/cm^2] \quad (4.12)$$

这表明，大气光学击穿阈值与波长的平方成反比，这与以前的结论是一致的，而且在近红外以远的波长范围，击穿阈值与波长的关系是与微波击穿理论一致的。文献给出 CO_2 激光、 $Nd:YAG$ 激光和红宝石激光在1个标准大气压时的击穿阈值分别为 $7.316 \times 10^8 \sim 1.293 \times 10^9 (W/cm^2)$ 、 $6.011 \times 10^{10} \sim 1.193 \times 10^{11} (W/cm^2)$ 和 $1.703 \times 10^{11} \sim 3.010 \times 10^{11} (W/cm^2)$ ，这和本文的结果较为一致。

当激光脉宽大于1.0ns时，N Kroll等人给出的大气击穿阈值功率为：

$$P_{th} = \frac{3.2 \times 10^{11}}{\lambda_{\mu m}^2} \quad [W/cm^2] \quad (4.13)$$

这里波长 $\lambda \geq 0.7 \mu m$ 。

D B Henderson给出的大气击穿阈值功率为：

$$P_{th} = \frac{2.8 \times 10^{11}}{\lambda_{\mu m}^2} \quad [W/cm^2] \quad (4.14)$$

一般地，在干洁大气中^[48]， CO_2 激光、 $Nd:YAG$ 激光和红宝石激光的击穿阈值分别在 $10^8 \sim 10^{10} (W/cm^2)$ 、 $10^{10} \sim 10^{12} (W/cm^2)$ 和 $10^{11} \sim 10^{14} (W/cm^2)$ 之间，具体数值随脉宽、焦斑直径等因素而异。当空气中含有气溶胶等杂质粒子时，击穿阈值大约要降低2~3个数量级。因为实际大气中或多或少地存在气溶胶等杂质粒子，所以在实际大气中的击穿阈值一般要低于前面给出的数值。且杂质粒子的存在导致的空气击穿是与其气体动力学膨胀时间相关的，所以，电离气体的气体动力学膨胀时间应大于激光脉冲持续时间。设光束直径为 $D = 1.0cm$ ， $c_s = 3.3 \times 10^4 cm/s$ 为空气中的声速，则气体动力学膨胀时间为 $t_H = D/c_s = 3.0 \times 10^{-5} s$ ，激光脉冲持续时间应大于此值。

§ 4.2 细棒激光器电离实验

普通激光束经过透镜聚焦可使空气电离，这已被实验所证明。若想使空气电离，且要形成很长的电离线，这就需要激光束自身具有高功率密度，因此首先要建立一套高功率激光系统，通过一级放大和高斯光束压缩技术，形成衍射极限的高功率密度激光束。由于我们用的是纳秒脉冲激光器，要达到激光空气电离阈值还差几个数量级，我们可以通过在激光束上施加电场，且由于需要施加高压，有必要研究激光束上高压

施加技术、高压发生器和高压防护技术等，最后用此强激光研究空气电离效应，得出激光空气电离规律。激光电离实验基本方案设计成：

- 1、根据计算的激光大气击穿阈值，结合现有的实验条件，我们研制出一台氙灯泵浦的本振级是长细棒的一级放大的钕 YAG 激光器，通过研究表明选择大长径比工作物质有利于增加激光输出能量、提高聚光腔的聚光效率、改善泵浦均匀性和减小热透镜效应，输出光束尺寸较大，功率密度远低于空气击穿阈值，为了进一步提高激光束的功率密度，研究光束压缩技术，通过扩束望远镜和会聚透镜进一步压缩光束大小，使光束接近衍射极限，光束的最大功率密度为 $508.6 MW/cm^2$ 。
- 2、通过光束压缩后，激光的峰值功率比击穿阈值还低一个数量级，为了实现击穿，我们用的是电场的预电离，然后在电场中加入激光来实现。但现有实验室供电电压不够，我们设计一个8万伏的供电电源，并设计了一个在光束施加电场的装置，进行了必要的安全措施研究。
- 3、用此实验装置进行激光电离实验研究，通过逐步改变电极间距，测试了在不同激光功率和不同电压的情况下空气击穿的现象，研究空气击穿与激光束功率密度的关系。从而确定激光电离所需要的激光器的最佳参数与条件。

§ 4.3 细棒激光器电离实验装置与测试

实验装置

根据以上考虑，我们设计了以下实验装置。如下图

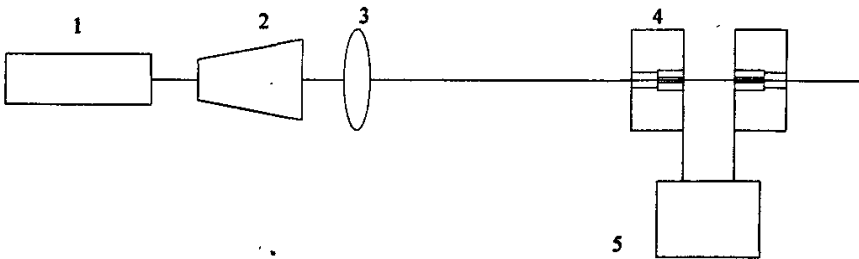


图 4.1 实验总体装置图

- 1、一级放大 $Nd:YAG$ 激光器 2、扩束望远系统 3、长焦透镜
4、加压铜电极（外面用绝缘电极套封装，以免过多接触空气） 5、直流高压发生器

采用一级放大 $Nd:YAG$ 固体激光器作为光源，其最大输出能量为 $805.9mJ$ ，脉宽约为 $15ns$ 的脉冲激光，波长为 $1.06\mu m$ ，光束直径 $\Phi 5mm$ ，最高峰值功率密度约为 $68.4 MW/cm^2$ ；采用扩束望远镜对激光进行扩束，其最大放大倍数为 3 倍；并通过焦距为 $1000mm$ ， $\Phi 20mm$ 的会聚透镜进行会聚，得到的光束直径 $\Phi 1.5mm$ ，最大峰值功

率为 508.6 MW/cm^2 ，焦深约为 8 cm 。由于考虑激光的高功率密度，透镜采取石英材料以抗损伤，扩束镜和会聚透镜尽量靠近放大级输出端；激光电极采用黄铜制作；由于电极具有较高电压，所以我们设计了能够耐高压的电极外套和绝缘杆，其材料为聚四氟乙烯，这种材料能够耐高温，高压。具体尺寸直径 $\Phi 10 \text{ mm}$ ，长度为 50 mm 。为使高压部分彻底绝缘，我们另外用一个绝缘平台把高压电极与激光器隔离开来，并在高压电源外面加了层隔离板；电极加压装置采用直流发射器，电压 $0 \sim 80 \text{ KV}$ 可调；放电时为了防止瞬间电流过大，我们在正极端加了 $500 \text{ M}\Omega$ 分流电阻。

实验测量仪器

- 1、激光能量计：NIM—E1000 型，中国计量科学研究院研制；
- 2、激光功率计：ALM—95 型，中国计量科学研究院研制；
- 3、示波器：OSCILLOSCCPE V—1050 型， 100 MHz ，日本进口；
- 4、接收探头自行研制；
- 5、万用表：YDM301 数字型。

测试方法

- 1、用激光能量计测量激光单脉冲能量；
- 2、用激光功率计测量激光功率；
- 3、用示波器和接收探头测量激光单脉冲宽度；
- 4、用万用表和 $500 \text{ M}\Omega$ 分流电阻测量高压值；
- 5、通过目测和高压表指针变化观测电离现象。

实验测试

根据以上实验装置我们进行多种条件下的实验，首先在不加直流高压的情况下，用激光进行空气击穿实验，然后在不启动激光的情况下，对电极进行施加高压实验，观察其电场的击穿阈值和现象，然后在电场击穿阈值以下加入激光，观察激光对电场内气体击穿的情况，并记录激光同电场击穿和电场单独击穿的电场强度及击穿距离的关系；实验中改变激光能量和电场的条件下观测击穿现象。

1、电极间距一定，只加激光

我们首先实验了在电极间距一定下，只加纳秒脉冲激光，观测激光的空气击穿的现象。

2、直流高压空气击穿阈值

采用直流高压放电系统，电源的放电范围是 $0 \sim 80 \text{ KV}$ ，电压输出由两根耐高压线引出，并与两电极分别相连，在正极端加了 $500 \text{ M}\Omega$ 分流电阻。

我们实验了在高压电极间距一定，只加直流高压的情况下，观测空气击穿，得出了空气高压电击穿阈值。然后在不同电极间距下，得到击穿所需的直流高压的变化关系。

3、电极间距一定，固定激光能量，逐渐降低直流高压电压值

我们实验了在高压电极间距一定的情况下，加一定功率密度的纳秒脉冲激光，然后在空气高压击穿阈值以下，逐步降低直流高压值，直至发生击穿现象。此击穿主要是由激光引起的。然后再次改变激光功率密度，重复做以上实验，得出一系列数据。

- 4、逐渐改变电极间距，重复做实验 3。
- 5、得出实验数据，分析结果。

§ 4.4 结果和分析

实验结果

1、电极间距一定，只加激光时

我们实验了电极间距一定，但未加高压时，在纳秒脉冲激光下，未发现有激光击穿现象的发生。

2、只加直流高压，改变电极间距

表 4-1 电极间距变化时，击穿所需的直流高压

电极间距	3cm	4cm	5cm	6cm	7cm	8cm
所需直流高压	38000V	41000V	45000V	51000V	57000V	64000V

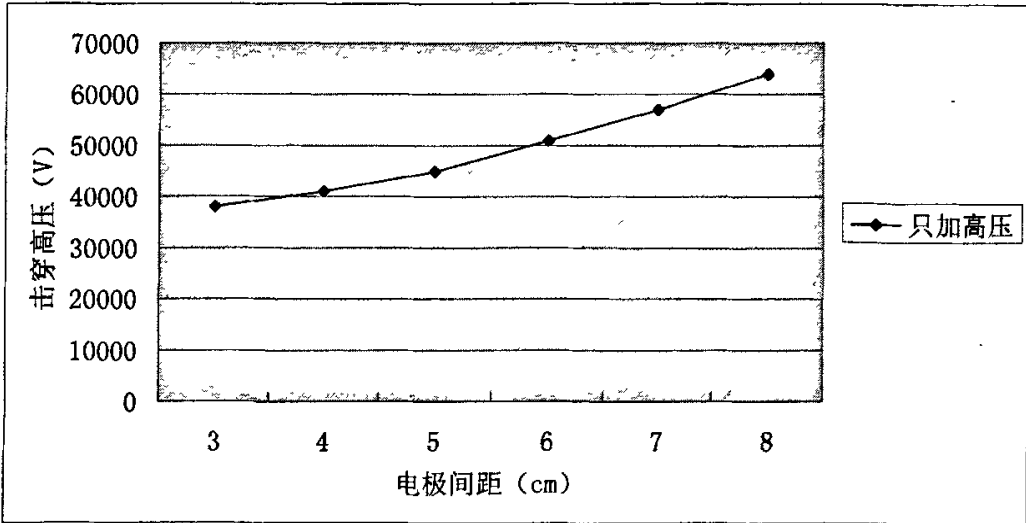


图 4.2 电极间距和电击穿所需直流高压的关系

我们实验了击穿时所加直流高压随电极距离的变化关系，从中我们可以得出不同电极距离，所需要的击穿电压阈值也有所不同，距离越大，所需要的击穿电压越高。

3、在不同电极间距条件下，空气击穿时，施加的激光功率和直流高压间的变化关系

测试了在激光功率密度分别为 $359.5 MW/cm^2$ ， $407 MW/cm^2$ ， $473.6 MW/cm^2$ ，

$508.6 MW/cm^2$ 时，空气击穿所需要的直流高压。实验结果如下表所示：

表 4-2 不同条件下，激光击穿时所需的电压

电极间距	3cm	4cm	5cm	6cm	7cm	8cm
只加高压	38000V	41000V	45000V	51000V	57000V	64000V
激光功率密度 $359.5 MW/cm^2$	30000V	35000V	39000V	44000V	49000V	56000V
激光功率密度 $407 MW/cm^2$	29000V	33000V	38000V	43000V	47000V	55000V
激光功率密度 $473.6 MW/cm^2$	28000V	32000V	36000V	42000V	46000V	55000V
激光功率密度 $508.6 MW/cm^2$	28000V	32000V	36000V	42000V	45000V	53000V

对表 4-2 作图得：

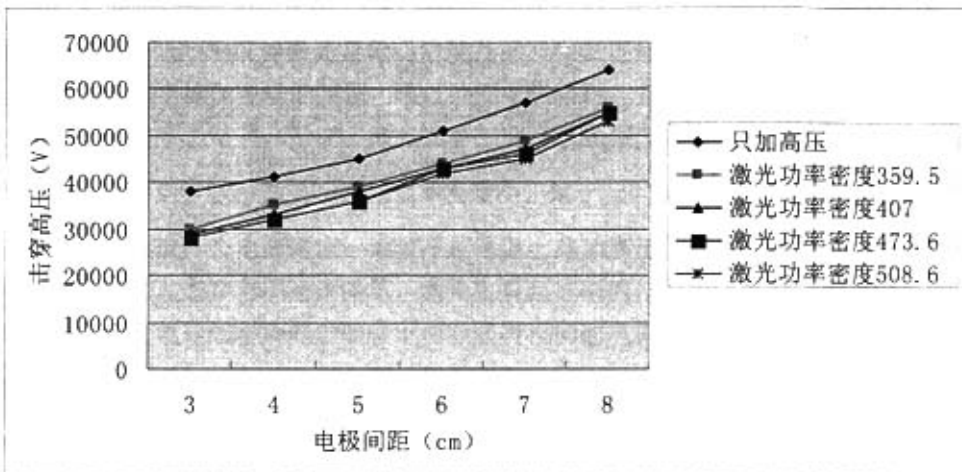


图 4.3 不同条件下，电极间距与激光击穿所需高压的关系

从图中可以看出，只加直流高压时，所需电压较高，而加入激光后，击穿电压逐渐降低，且随着激光功率密度增加，击穿电压逐渐降低，这部分主要是由于激光电离空气引起的，激光起了导引作用。

实验结果分析

- 1、从实验结果可以得出只用纳秒脉冲激光，激光功率密度小于等于 $500 MW/cm^2$ 时不能击穿成电离线。主要是因为我们所用的纳秒脉冲激光阈值没有达到空气击穿的阈值，大约低两到三个数量级。
- 2、从实验结果可以得出在未加入激光时空气击穿的电阈值是比较高的，但加入激光后，

阈值降低，这主要是因为空气首先被激光电离，在电极间形成了许多正负离子，形成电离通道，再加入电压后，电流会沿着通道内传输，从而形成击穿。激光对间隙小于自然放电电压时有触发放电作用。

3、从实验结果看，气体湿度的改变对激光诱导下击穿电压没有太大影响。从雪天到晴天，激光触发电压几乎不变，其原因是：水分的增加固然会使自由电子的消失概率增加，但激光使水分汽化后产生大量的自由电子能补偿自由电子的消失，其次，激光在湿度高的气体中传输通过蒸发能形成干燥通道从而有利于电子的发展，在间隙电场作用下流过的电流使这一通道得以维持并使电离度不断提高。由于湿度的影响被激光所消除，放电电压值不受湿度变化的影响。最后，激光通道的体积很小而且水分很小，蒸发它们所消耗的能量很小。

4、从图 4.3 可以看出，随着激光功率密度增加，击穿电压逐渐降低，在激光功率密度增加，施加电压逐渐降低的条件下仍能获得相同的电离线长度。

§ 4.5 本章小结

本章利用研制的细棒激光器输出的纳秒脉冲激光进行了激光空气击穿实验研究，研究了在光束上施加电场的装置，通过改变电极间距，并观察激光空气击穿现象，得出了一系列的实验结果，绘制了激光功率密度、电场强度、电离线长度之间的关系曲线，研究表明纳秒脉冲激光（激光功率密度小于等于 $500 MW/cm^2$ ）不能单独使空气击穿，但能形成一个电离通道，通过在此通道上施加高压，能使空气击穿，随着激光功率密度增加，击穿电压逐渐降低，激光主要起导引的作用，结果表明在激光功率密度增加，施加电压逐渐降低的条件下仍能获得相同的电离线长度。通过理论分析和实验研究，得出在激光功率密度为 $508.6 MW/cm^2$ ，电压为 53KV 时，获得了 8cm 长的击穿孔。

第五章 总结与展望

激光空气电离的研究将对现代科学技术产生深远的影响。本文主要是通过研制一个一级放大的窄脉冲激光器，进行激光空气电离研究。本章主要是对本文完成的工作总结，指出了工作中的不足，并对以后的工作进行了展望。

§ 5.1 完成的工作

1、介绍了激光空气电离实验课题研究的背景及用途，简述了激光空气电离的国内外研究现状，确定了论文研究内容。

2、研制了一个氙灯泵浦的一级放大钕 YAG 激光器，主振荡器采用的是大长径比 $Nd:YAG$ 激光晶体，尺寸为 $\phi 4.2mm \times 130mm$ ，理论和实验研究表明在泵浦能量和工作物质体积一定的情况下，选择大长径比工作物质有利于增加激光输出能量、提高激光功率密度和聚光腔的聚光效率、改善泵浦均匀性和减小热透镜效应，谐振腔采用的是平凹腔，腔长 50cm，起偏器为格兰棱镜，调 Q 晶体晶压为 4200V，输出镜的透过率为 $T=80\%$ ，研制出的主振荡器的最大输出能量为 343.6mJ，脉宽约为 10ns，发散角为 1.5mrad， M^2 因子约为 2.45。放大器采用的 $Nd:YAG$ 激光晶体尺寸为 $\phi 6mm \times 100mm$ ，在主振荡器输入能量为 316.3mJ 时，输出一个脉宽为 15ns、最大能量为 805.9mJ，发散角约为 2mrad，最大放大倍数为 2.5 倍的脉冲激光，此激光各项指标基本达到设计要求。

3、对激光空气电离进行了理论分析。理论研究了激光空气电离的多光子电离和串级电离等物理模型，并研究了激光等离子通道形成的机理和自由传输控制，然后分析了激光空气电离的寿命、电阻、三次谐波辐射、锥角辐射和超连续白光等特性，最后介绍了激光空气电离的检测技术。通过理论分析我们了解了激光空气电离的机理和特性。

4、用研制的激光器进行了空气电离实验研究。推导了激光大气击穿阈值的表达式，并用研制的纳秒脉冲激光进行了激光空气击穿实验研究，研究了在光束上施加电场的装置，通过改变电极间距，并观察激光空气击穿现象，得出了一系列的实验结果，绘制了激光功率密度、电场强度、电离线长度之间的关系曲线，研究表明只用纳秒脉冲激光，激光功率密度小于等于 $500 MW/cm^2$ 时不能击穿成电离线，但能形成一个电离

通道，通过在此通道上施加高压，能使空气击穿，且随着激光功率密度增加，击穿电压逐渐降低，激光主要起导引的作用，结果表明在激光功率密度增加，施加电压逐渐降低的条件下仍能获得相同的电离线长度。通过理论分析和实验研究，得出在激光功率密度为 $508.6 MW/cm^2$ ，电压为 53KV 时，获得了 8cm 长的电离线。

§ 5.2 以后工作展望

针对以上实验中的不足，我们提出了几点设想，如果条件成熟后我们可以进一步考虑下面几个问题：

1. 通过进一步优化设计，提高激光功率密度，并充分研究影响激光功率密度提高的各种因素。
2. 当激光通过电场时，测量激光的一些具体参数的变化，如光束质量、发散角、能量损耗等。
3. 激光电离线长度的检测。

致 谢

首先，感谢我的导师宁国斌教授，在他无微不至的关怀和指导下，我才能顺利地
完成硕士的学习，并且他那严谨的学风和渊博的知识，让我学到了很多。其次，感谢
实验室的梁柱教授、金光勇老师，在实验和论文中，他们给予我很大的帮助。再次，
感谢激光技术研究所的所有老师还有师哥师姐师弟师妹们，他们的帮助对我的影响很
大。在此，衷心的感谢他们！

参考文献

- 1 强希文.高功率激光表面大气击穿阈值的波长关系.光学技术.1999, 9 (2): 37-38
- 2 Luther GG, Newell AC, Moloney JV, et al. Opt Lett . 1994 ,19 :789
- 3 Akozbek N, Iwasaki A, Becker A , et al. Phys Rev Lett . 2003 , 89 :143901
- 4 Kasparian J, Rodriguez M, MUjean G, et al . Science . 2003,301 :61
- 5 Chang Z H , Rundquist A, Wang HW, et al . Phys Rev Lett . 1997,79 :2967
- 6 胡强林.对强激光等离子体相互作用过程中若干基本问题的理论研究: [硕士学位论文].江西: 江西师范大学物理与通信电子学院, 2004
- 7 Demichelis. IEEE[J]. Quantum Electronics.1969,J—QE(5):188
- 8 李椿, 章立源, 钱善武.热学[M].北京: 人民教育出版社, 1978
- 9 韩晓玉, 杨小丽.激光大气击穿阈值的数值分析.强激光与粒子束.2005, 17 (11): 1655
- 10 Braun A, Korn G, Liu X, Du D , et al .Opt Lett . 1995, 20: 73
- 11 Zhao XM, Diels J C , Wang C Y D , et al . IEEE J .Quantum Electron 1995 ,31 :599
- 12 唐荣荣.超短超强脉冲激光产生的电离通道的存活性态分析.物理学报.2006, 55 (2) : 494-496
- 13 鲁欣, 奚婷婷, 张杰等.超短超强脉冲激光在空气中产生的电离通道的寿命研究.物理学报.2004.53 (10) : 3404-3407
- 14 郝作强, 张杰, 张喆等.空气中激光等离子体通道的三次谐波辐射研究.物理学报.2005, 54 (7) : 3173-3176
- 15 张杰, 郝作强, 运晓辉等.超强飞秒激光脉冲在空气中的传输研究.量子电子学报.2006, 23 (3) : 282-293
- 16 杜太焦, 王筠华.高温气体中的激光击穿效应.强激光与粒子束.2001, 13 (4) 426-430
- 17 邓键, 钟方川, 徐至展等.光场电离气体原子体系的剩余电子能量.2000, 20 (9) 1175-1186
- 18 林兆祥, 常启海, 程学武等.激光击穿大气等离子体的光谱实验研究.2002, 19: 88-90
- 19 林兆祥, 陈波, 吴金泉等.激光大气等离子体的电子密度空间分布特性研究.光谱学与光谱分析特性研究.2007, 27 (1) : 18-22
- 20 杨小丽, 王俊波, 刘炎焱等.脉冲激光作用下气溶胶导致大气击穿研究.强激光与粒子束.1997, 9 (1) : 158-160
- 21 周炳琨, 高以智, 陈家骅等.激光原理.第五版.北京: 国防工业出版社, 2004: 165-176
- 22 曹三松, 张向阳, 黄燕琳等.Nd:YAG单程激光放大器的设计方法.激光技术.2001, 25 (6) : 417-420
- 23 Avizonis P V, Grotbeck R L J A P,1966, 37:687
- 24 [美]W.克希耐尔.固体激光工程.第五版.北京: 科学出版社, 2002: 78-82
- 25 李适民, 黄维玲.激光器件原理与设计.第二版.北京: 国防工业出版社, 2005: 151-161
- 26 张光寅, 郭曙光.光学谐振腔的图解分析与设计方法.北京: 国防工业出版社, 2003: 24-27
- 27 杨轶.棒状固体热容激光器谐振腔及其热稳设计: [工学硕士学位论文].国防科学技术大学研究生院, 2005

- 28 余本海.两级串接连续 Nd:YAG 固体激光器的研究: [硕士学位论文].华中科技大学, 2004
- 29 李志刚.二极管泵浦固体激光器及放大器的研究: [博士学位论文].华中科技大学, 2004
- 30 练文, 叶艾.高效率电光调 Q 固体激光器的实验研究.光学与光电技术.2005, 3 (6) : 26-28
- 31 Y.P.Raizer, Gas Discharge Physics. Springer-Verlag, Berlin, 1991
- 32 M.A.Lieberman and A.J. Lichtenberg. Principles of Plasma Discharge and Material Processing .Wiley, New York, 1994
- 33 P.Sprangle, E.Esaray, and J.Krall. Self-guiding and stability of intense optical beams in gases undergoing ionization. Phys.Rev. 1996, E54:4211
- 34 S.Augest, D.D.Mewesbofer,D.Strickland, et al.Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression. J.Opt.Sci.Am. 1991, B8:858
- 35 R.W.Boyd. Nonlinear Optics. Academic, San Diego, 1993
- 36 刘明伟.强激光在电离气体及等离子体介质中的传输研究: [硕士学位论文].华南师范大学, 2004
- 37 Braun A, Korn G, Liu X. et al. Self-channeling of high-power femtosecond laser pulses in air[J]. Opt.Lett. 1995, 20(1):73-75
- 38 Mlejnek M, Kolesik M, Moloney J V, et al. Optically turbulent femtosecond light guide in air[J]. Phys. Rev. Lett. 1999, 83(15): 2938-2941
- 39 王兆华, 郝作强, 张喆等.激光啁啾对激光等离子体细丝传输的影响.物理学报.2007, 56 (3) : 1434-1438
- 40 张显斌, 李恩玲, 施卫等.激光电离空气的多元过程及其应用.西安理工大学学报.2001, 17 (3) : 314-318
- 41 Leonhardt U, Piwnicki P. Phys Rev. 1999, A60: 4301
- 42 马腾才, 胡希伟, 陈银华等.等离子体物理[M].合肥: 中国科技大学出版社, 1988
- 43 Zhao XM, Diels J C, Wang C, et al. IEEE J. Quantum Electron. 1995,31: 599
- 44 马晶.高重复率啁啾脉冲放大系统及飞秒光参量放大系统的研究:[博士学位论文].天津大学, 2005
- 45 郝作强, 张杰, 俞进等.空气中激光等离子体通道的荧光探测和声学诊断两种方法的比较实验研究.物理学报. 2006, 55 (1) : 299-303
- 46 郝作强, 张杰, 俞进等.空气中激光等离子体通道诊断方法比较研究.中国科学[G]. 2006, 36 (1) : 38-45
- 47 Penetrante BM, Bardsley J.N. Residual energy in plasmas produced by intense subpicosecond lasers [J]. Phys Rev A. 1991, 43: 3100
- 48 苏毅, 万敏.高能激光系统.北京: 国防工业出版社, 2004: 152-153