

万兆瓦级钕玻璃激光器

徐至展 李安民 陈时胜 林礼煌
欧阳斌 梁向春 毕无忌 何兴法
张振民

(中国科学院上海光机所)

提 要

本文介绍了提供等离子体加热研究用的万兆瓦级钕玻璃激光行波放大器。在全宽为8毫微秒脉宽时,器件的单脉冲输出能量约为80焦耳,脉冲前沿不大于1毫微秒,光束的发散角为0.5~1毫弧度(全角),峰功率大于 1.5×10^{10} 瓦。已成功地应用于激光加热等离子体研究中。

一、引 言

近年来,随着高功率激光器的迅速发展,人们对于用激光加热含氘材料而引发热核聚变的研究予以极大的注意。后来提出采用特殊的辐照形式,有可能将热核燃料压缩至约为万倍液体氢的密度,获得超高密度的热核等离子体^[1,2]。这种激光向心聚爆的概念,使得激光核聚变成为受控热核聚变研究中的一条新的探索途径。

在高功率激光器的发展中,是以提高器件的亮度为目标的。在我们的激光器件中,为了获得高亮度,采用了电光开关调Q的非稳定腔振荡器,从而实现了大模体积、小发散角的输出;为了得到快上升时间的窄脉冲,采用了激光触发的火花隙控制双普克耳盒电光开关,它能对振荡器输出脉冲作时间上的调整;并采用逐级扩大口径的多级行波放大来获得一定的输出能量。本文对万兆瓦级钕玻璃激光行波放大器作详细描述。

二、万兆瓦级钕玻璃激光器

图1中给出了七级行波激光器的光路图。它由振荡器、双电光开关削波器、磁光隔离器、激光行波放大器(共六级)等部分组成。振荡器输出全宽为40毫微秒的激光脉冲,由双电光开关削波器按实验的要求削取一个上升时间小于1毫微秒、有一定宽度的激光窄脉冲。脉冲宽度可以通过两个电光开关之间

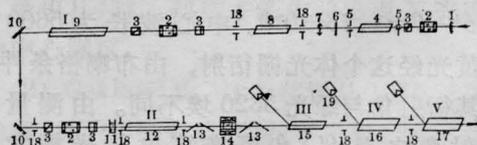


图1 万兆瓦级钕玻璃激光器光路布置简图

1— $r=7$ 米凸面全反射镜; 2—普克耳盒; 3—偏振棱镜; 4—振荡器玻璃棒; 5—限孔光阑; 6—部分反射镜; 7—波面校正透镜; 8—前置放大器; 9—放大器 I; 10—全反射镜; 11—染料池; 12—放大器 II; 13—玻璃偏振堆; 14—法拉第磁旋光器; 15—放大器 III; 16—放大器 IV; 17—放大器 V; 18—限孔光阑; 19—能量监测卡计

收稿日期: 1979年1月4日。

的同步加以调节,因而脉宽通常可以在2毫微秒至8毫微秒(全宽)之间变化。实验中选用8毫微秒的脉冲。

在激光放大过程中,为了减少光泵引起的光束发散角的增大,以及减少由于光泵能量过高引起的强“超辐射”(这是一种自发发射荧光的放大形成的“噪声”),激光放大器是在较低的光泵能量下工作的。在氙灯的总输入电能为18万焦耳时,可以获得约80焦耳的激光能量,峰值功率接近 2×10^{10} 瓦。器件常规输出保持在大约65焦耳,相应的峰值功率则为 1.5×10^{10} 瓦。光束发散角约为 $0.5 \sim 1$ 毫弧度(全角),在0.5毫弧度内的能量占输出总能量的65%以上;输出脉冲能量信噪比大于 10^4 。

为了防止放大器组的自激励,以及在激光打靶实验中从靶区反馈到放大器系列的“反向激光”对激光器的光学部件的破坏,在激光放大器间使用了一个磁光隔离器。此外,还将放大器间距离拉开到适当远处,以减少放大器间的光学耦合。

本激光器所用的脉冲氙灯均为铜帽钨钼电极直管氙灯,氙灯的充气气压约120~140托。全部的反射镜都是高强度电子枪蒸镀的多层介质膜。

下面对上述几个组成部分分别加以介绍。

1. 电光开关调Q非稳定腔振荡器

振荡器结构如图2所示。

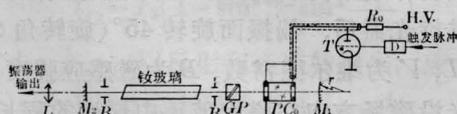


图2 振荡器结构示意图

B—限孔光阑; D—延迟器; GP—格兰偏振棱镜; H. V.—高压直流电源; M_1 — $r=7$ 米凸面全反射镜; M_2 —部分反射镜(反射率20~25%); PC_0 —普克耳盒; R_0 —限流电阻; T—闸流管

(1) 共振腔采用平凸式非稳定型的结构^[4]。这种腔具有较高的衍射损耗,因而有强的横模选择性能,从而能够提供大模体

的单一横模甚至是最低次的单一横模输出。与普通的法布里—珀罗型平面腔相比,在相同的光泵条件下,平凸式非稳定腔的输出亮度提高近10倍。

实验中采用的平凸式非稳定腔,两个反射镜间距为1.35米,全反射凸面镜 M_1 的曲率半径 $r=7$ 米,放大倍数 $M \approx 2.5$ 。在激光器腔内放置了一个限孔光阑,进一步加强选模效果,并抑制寄生振荡以避免输出光束的方向性变坏。钽玻璃棒直径20毫米,长520毫米,含 Nd_2O_3 的重量百分比浓度为3%,它对1.06微米波长的吸收系数小于0.2%/厘米。钽玻璃棒用单根氙灯激励,氙灯由1500微法的电容器组供电,输入能量约为11千焦耳。

腔内的普克耳盒 PC_0 。与格兰偏振棱镜 GP 构成一个光电开关,其作用是控制振荡器的Q值,使振荡器获得巨脉冲输出。普克耳盒采用退电压脉冲工作方式,预先给普克耳盒施加 $V\lambda/4$ 电压(对KDP晶体,四分之一波电压 $V\lambda/4$ 约为8千伏)。经由格兰偏振棱镜起偏振的线偏振光向右通过普克耳盒,由全反射镜 M_1 反射向左再通过普克耳盒。两次通过普克耳盒的结果,使线偏振光的偏振面转动了 90° ,与格兰偏振棱镜的透射轴正交,而被格兰棱镜偏离出腔外,腔内因而不形成通道。当光泵开始时,由于腔处于低Q值状态,从而抑制了振荡。当钽玻璃棒内反转粒子数累积到足够高时,突然将普克耳盒上的电压退除,腔便处于高Q值状态,因而能发生振荡而输出巨脉冲。

由于平凸式非稳定腔的输出光束是发散的球面波,为此在腔外利用一个焦距 $f=3.33$ 米的会聚透镜将其校正成平行光束。振荡器输出全宽为40毫微秒的激光脉冲,能量可达2焦耳。实验表明,电光调Q振荡器的单脉冲输出性能对光泵能量的变化具有较大的宽容度,当输入到氙灯的能量从11千焦耳变到15千焦耳时,均获得单脉冲输出。

(2) 双普克耳盒电光开关脉冲宽度调节系统。

双普克耳盒电光开关是由两个特性相同的普克耳盒电光开关沿光传播方向串接而成, 双开关的工作形式采用 [3] 中的终端阻抗匹配方式 (其结构图如 [3] 中的图 2 所示)。

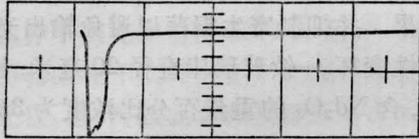


图 3 经第二个开关削出的激光脉冲波形示波图(20 毫微秒/格)

普克耳盒用的是 40 毫米长的 Z 切 KDP 晶体, 内径为 20 毫米、外径为 26 毫米的两个黄铜环状电极板, 贴合在 KDP 的两个通光面上达到良好的电学接触而不产生附加应力。用方解石洛匈棱镜作起、检偏振镜后, 一个电光开关对线偏振光最大透过率约为 65%。

激光触发火花隙 LITSG 的两个电极间距约为 1.5 毫米, 隙内充以 15 个大气压的氮气。

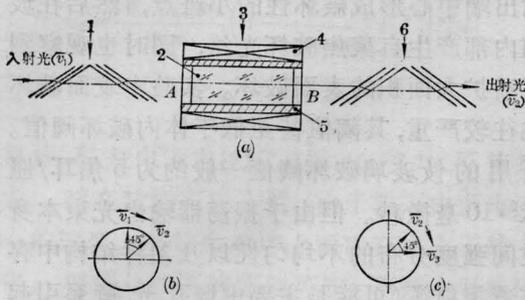
选用的脉冲成形电缆 l_1 的长度为 80 厘米, 双开关可同步地削得宽为 $\tau=8$ 毫微秒、上升时间小于 1 毫微秒的脉冲。削得脉冲的信噪比为 $\sim 10^5$ 。

若改变同步延迟电缆 l_3 的长度, 例如使 $l_3 = l_3 + \Delta l$ 或 $l_3 = l_3 - \Delta l$ ($\Delta l < 2l_1$), 则能使电脉冲迟于或先于激光脉冲以 $\Delta\tau = \Delta l/v$ (v 为电波在同轴电缆中的传播速度) 的时间到达 PC_2 上, 于是便能调节由第二个开关 $P_3-PC_2-P_4$ 所削得的激光脉冲宽度, 其值为 $\tau' = (2l_1 - \Delta l)/v$ 。实验上已观察到这种激光脉冲宽度的变化。但这种调节脉冲宽度的工作方式破坏了两个开关之间对激光脉冲的同步性, 从而降低了双开关所削得脉冲的信噪比。图 3 示出由第二个开关最后削出的激光

脉冲波形, 它是由强流光电管配合千兆周示波器显示的, 探测系统的时间响应约为 1 毫微秒。

2. 隔离措施

为了使一组激光行波放大器获得尽可能高的增益, 首先必须消除放大器组的自激励, 尤其在激光加热等离子体的实验中, 不可避免地存在着打靶透镜以及靶面对在主激光脉冲之前的自发发射荧光的反馈, 加上放大器组件中可能出现的某些反射或漫射元件, 因而在高增益的激光行波放大器组中便可构成一个低 Q 值的谐振回路。这种自振荡 (或称为“前激光”) 的输出将在高功率主脉冲打靶之前将靶烧毁, 或改变靶的物理状态。另外, 在激光加热等离子体的实验中, 激光从靶区反馈回原放大器组中再放大, 其能量可以达到破坏光学元件的水平。对这种反向激光同样必须尽量衰减到激光系统中光学元件所能容许的水平内。对反向激光和前激光的抑制, 我们除了将各级放大器的空间距离适当拉开外, 还在第 II 级与第 III 级放大器间加入一个口径为 25 毫米的磁光隔离器, 并在第 III 级之前或后安放一个十一甲川蓝色素溶液可饱和吸收池来抑制超辐射和提高主激光脉冲的信噪比。图 4 是磁光隔离器的结构图。它是在两个透射轴成 45° 的线偏振镜中间放入一个空心螺旋线圈, 线圈内放置一块磁致旋光 ZF₆ 型玻璃, 此部分称为旋光器。在一定的磁场作用下, 由偏振器 P_5 起偏的线偏振光经过旋光器后, 偏振面旋转 45° (旋转角 $\theta = VBL$, V 为维尔德常数, B 为磁感应强度, L 为光沿磁场方向在磁光玻璃中通过的程长), 于是此光束可以无阻碍地透过检偏器 P_6 向右继续传播。反之, 从右向左的光, 经过旋光器后, 偏振光的偏振方向与 P_5 的透射轴成 90° , 无法通过 P_5 继续向左传播。这样就达到隔离反向光束的目的。由于磁光隔离器需要在整个氙灯光泵期间起作用, 因此必须要求磁场在这个期间内保持恒定。实验中所用



B 面视图(沿磁场方向观察) A 面视图(沿磁场方向观察)

图 4

- (a) 法拉第磁光隔离器结构示意图, 设磁光玻璃为正旋体, 磁场方向与光线传播方向一致(从 A 向 B); 玻璃偏振堆 II 的透射轴与 I 的透射轴顺时针转向 45° 。
- (b) 光从左向右入射, 线偏振光 \vec{v}_1 顺时针转动 45° 成 \vec{v}_2 。
- (c) 光从右向左入射, 线偏振光 \vec{v}_2 顺时针转动 45° 成 \vec{v}_3 。
- 1—玻璃偏振堆 P_5 ; 2—磁光玻璃; 3—旋光器;
4—线圈; 5—线圈架; 6—玻璃偏振堆 P_6

的磁场由一个 LC 方波网络通过螺线管放电提供。用一支脉冲氙灯作为放电回路开关, 从而保证有适当的方波覆盖时间和同步精度, 使得在激光器整个运转过程中隔离器处于工作状态。

偏振器 P_5 和 P_6 分别是用 14 片平板玻璃按布儒斯特角放置的偏振堆, 实验测得隔

离器的正、反方向透过率之比为 20。实验表明, 磁光隔离器有效地保护了钕玻璃棒与光学元件免遭反向激光的破坏。

3. 放大器系列

放大器采用的钕玻璃棒的尺寸及其他参数列于表 1 中。全部钕玻璃棒两端面皆磨斜 3° , 目的是防止放大器两端面反馈而造成自振荡。在行波放大中光束进入各级放大器采用自然扩束方式, 整台器件总光程为 60 米。在整个放大器系列的调整过程中, 应尽量避免各种光学元件的表面垂直于光轴方向。此外, 为了减少由于光路上某些元件的漫射或散射的影响, 在每级放大器的入口前皆放置了口径较放大器口径略小些的限孔光阑。实验表明, 采取这种补充手段是必要的。

全部钕玻璃棒的侧面均采用流水冷却, 以便尽快散热。

采用多路延迟的电子学触发器触发各放大级的氙灯, 以实现放电时间的最佳匹配, 从而达到最佳的放大状态。

实验表明, 尽管采取低功率的光泵条件, 行波放大器系列的总增益仍达 10^3 倍。

表 1 激光器各级特性

级 序	振荡器	前放大器	放大器 I	放大器 II	放大器 III	放大器 IV	放大器 V
Nd ³⁺ 玻璃尺寸(直径×长度)(毫米)	$\phi 20 \times 520$	$\phi 20 \times 520$	$\phi 20 \times 800$	$\phi 20 \times 800$	$\phi 20 \times 520$	$\phi 35 \times 520$	$\phi 40 \times 520$
Nd ₂ O ₃ 浓度(重量百分比)	2.4	3	2.4	3	3	2.4	2.4
氙灯尺寸(外径×弧长)(毫米)	$\phi 25 \times 550$	$\phi 25 \times 550$	$\phi 30 \times 900$	$\phi 30 \times 900$	$\phi 25 \times 550$	$\phi 32 \times 550$	$\phi 50 \times 750$
氙灯数	1	1	1	1	2	2	2
输入氙灯能量(千焦耳)	11	20	20	17	30	40	40
氙灯放电脉宽(全宽)(毫秒)	1.5	1.5	1.8	1.8	1.6	1.6	1.6
	峰 0.6	峰 0.6	峰 0.8	峰 0.8	峰 0.6	峰 0.6	峰 0.6
输出激光能量(焦耳)	2~3	5~6	2	8.5	18	~40	65~80
激光脉冲宽度(全宽)(毫微秒)	40	40	8	7~8	7~8	7~8	7~8

三、激光器系统输出性能和存在问题

上述结构的万兆瓦级的激光输出特性如表2所示。激光束存在着较严重的像散现象。在用直径为60毫米的相对孔径 $f/1$ 的透镜聚焦时,子午光束与弧矢光束的像点之差达到 ~ 30 微米。主要原因除了采用自然扩束的球面波锥形光束放大外,有些是光学元件的面形误差造成的。特别是玻璃偏振堆 P_5 和 P_6 对像散的贡献最大。对于这种像散现象,除了精选光学元件和提高加工精度外,已经采用离轴透镜进行补偿。

表2 激光总体输出特性

波长 1.06 微米	光束发散角 < 1 毫弧度(全角)
脉宽(全) 7~8 毫微秒	器件效率 $\sim 0.04\%$
上升时间 < 1 毫微秒	“噪声”能量* < 0.1 焦耳
能量 65~80 焦耳	像散 20~50 微米
功率 $1.5 \sim 2.0 \times 10^{10}$ 瓦	能量信噪比 $\sim 10^3$

* “噪声”能量是指迭加在输出主脉冲上的“噪声”背景辐射的总量。

由于放大器口径扩大,光泵的不均匀性造成的热双折射对激光波面的影响也严重。为此,除了采用多灯照明外,更大口径的放大器将采用片状放大器的结构。

在本台器件高能量运转实验中,往往出现破坏。首先总是在钹玻璃棒正、反向激光

输出端中心形成破坏性的小斑点,然后在玻璃内部产生自聚焦破坏光丝,同时也观察到逐渐扩大面积的表面破坏。实验中表面破坏往往较严重,其阈值甚至低于体内破坏阈值。所用的钹玻璃破坏阈值一般约为5焦耳/厘米 $^2 \cdot 10$ 毫微秒。但由于振荡器输出光束本身空间强度分布的不均匀性以及器件结构存在着衍射源(可能是主要由限孔光阑系引起的),实际上总是在平均激光功率密度低于破坏阈值的情况下,就引起严重的局部破坏。由于钹玻璃破坏等原因,造成在总体运转次数不大于10次后输出能量便开始迅速下降。因此,必须提高钹玻璃的负载强度以及研究光束的传输方式,以克服自聚焦。

本台器件对反向激光的隔离能力尚嫌不足,更大口径、高隔离比和对光吸收低的隔离元件仍应发展;主激光脉冲的信噪比还有待于进一步提高。

本器件输出的激光束曾用于多次加热等离子体的研究中,1973年底在照射氘化聚乙烯 $[(CD_2)_n]$ 和氘化锂(LiD)平面靶时获得中子输出,中子数为 $\sim 10^3$ 个/脉冲。

参 考 文 献

- [1] J. Nuckolls *et al.*; *Nature*, 1972, **239**, No. 5368, 139~142.
- [2] K. A. Brueckner; KMSF-NP5 (1972).
- [3] 林礼煌,陈时胜等,“双普克耳斯电光开关”,《激光》,1979, **6**, No. 1, 4~9.

(上接第44页)

内放置两枚探针就可分别测出阴极和阳极位降,通过示波器直接观察到电极位降在放电过程中随时间的变化。实验中发现电极位降波形基本上为方波,它的前沿和后沿比较陡。在纯电容放电中,曾看到电流波形和阴极位降波形之间有一位相差。关于阴极位降在放电过程中特别是对于电极的发射机制所起的作用,我们认为可以进一步分析研究。

参 考 文 献

- [1] J. H. Gonce; *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, No. 3, 742
- [2] K. Günther; *Beitragen aus der Plasma Physik*, 1968, **8**, No. 5, 384.
- [3] W. Finkelnburg, H. Maecker; *Elektrische Bögen und Thermischer Plasma*, p. 381.
- [4] 卡普卓夫,“气体中的电现象”(中译本)。
- [5] A. Von Enged, *Ionized Gases*, 1965.
- [6] D. E. Gray 编, *American Institute of Physics Handbook*.