

六束高功率钕玻璃激光器*

徐至展 李安民 陈时胜 林礼煌
梁向春 欧阳斌 殷光裕 何兴法

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文描述了用于辐照 $[(\text{CD}_2)_n]$ 微球靶的六束高功率钕玻璃激光系统的概貌、有关技术细节以及输出光束特性。激光脉宽在 1—4 毫微秒内可调。在脉宽为 2 毫微秒时,每束输出能量约为 50 焦耳,光束发射角为 0.4 毫弧度,六束总输出功率约为 1.5×10^{11} 瓦。

一、引 言

利用单束激光辐照氘化聚乙烯 $[(\text{CD}_2)_n]$ 、氘化锂 (LiD) 和氘冰等靶均已获得中子输出^[1]。利用单束或多束激光同时辐照内含氘气体的玻璃微球壳靶也已得到向心压缩的结果^[2-5]。

为了进行激光与等离子体相互作用以及激光向心聚爆的基本研究^[6,7],我们在万兆瓦高功率激光器的基础上^[8],研制了钕玻璃六束高功率激光装置。本文将描述在 1975 年底建成的毫微秒脉宽的钕玻璃六束高功率激光装置的结构和性能。

二、装置的设计考虑

激光从直角坐标的三维六个方向指向位于坐标原点的靶球,系统可以按要求灵活选用一束、两束或六束光同时辐照靶球表面,而取得较多的信息。反向激光包括同一坐标轴相向的另一束光经靶区耦合而来的透射光,因此要有强有力的隔离反向激光的措施。

在激光主脉冲到达靶球前,过量的超前激射会损坏并改变靶的物理性质。因此激光输出应有足够高的信噪比。

为了使振荡器输出的接近衍射极限的光束,在放大过程中质量不致明显劣化,除了精细检查和挑选激光系统的光学元件外,还必须克服放大器序列的光泵照明不均匀而造成的动态光学畸变。而且必须避免由于强光束在放大介质中传输时产生的非线性效应而造成光束强度空间分布的起伏乃至光束的自聚焦。这种自聚焦可以使得光束波面相位畸变甚至损坏光学元件,极大地降低激光束的可聚焦功率。

此外,还必须确保六束激光之间的能量均衡和提高激光束到达靶球的同步精度。光

* 1979 年 4 月 17 日收到。

束的指向偏差也必须限制在一定限度之内,以防“脱靶”。

三、装置的结构和性能

激光器的结构如图 1 所示。下面描述主要的技术细节。

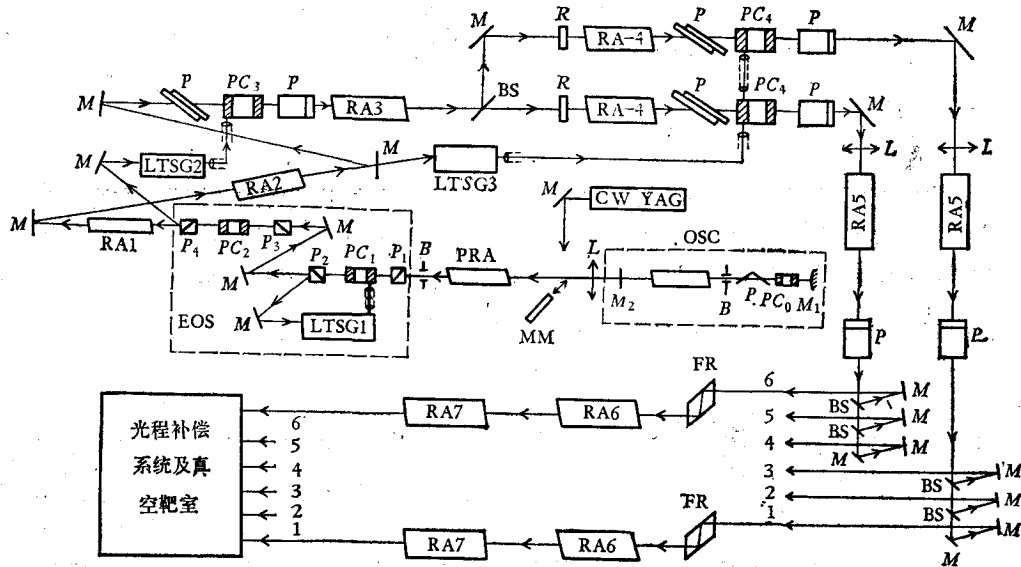


图 1 六束大功率激光装置光路图

B——光闸; BS——分光镜; CW YAG——对准光源; EOS——双泡克尔斯盒电光开关; FR——菲涅耳透镜; L——波面补偿透镜; LTSG——激光触发火花隙; M——全反射镜; MM——可动全反射镜; OSC——电光调Q非稳定腔振荡器; P——多层介质薄膜偏振镜(两片); P_1 — P_4 ——方解石洛伦兹镜; PC_0 , PC_1 , PC_2 —— $\phi 20$ 毫米泡克尔斯盒; PC_3 , PC_4 —— $\phi 50$ 毫米泡克尔斯盒; PRA——前置放大器; R—— 90° 旋光片; RA——放大器

1. 振荡器

采用平凸式非稳定腔电光开关调Q振荡器,其基本结构见图 2。激光棒是 III 型钕玻璃,掺 Nd_2O_3 浓度为 3wt%, 口径为 20 毫米,长 500 毫米,有两根直管脉冲氙灯光泵。反

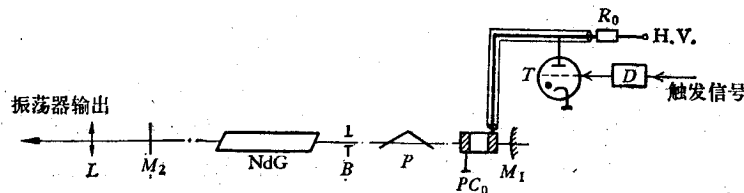


图 2 振荡器结构示意图

B——限孔光闸($\phi 2$ 毫米); D——延迟器; H. V.——高压直流电源; L——波面校正透镜; M_1 —— $r = 5$ 米凸面全反射镜; M_2 ——部分反射镜(反射率 20—50%); NdG——钕玻璃棒 $\phi 20 \times 500$ 毫米; P——多层介质薄膜偏振镜; PC_0 ——泡克尔斯盒; R_0 ——限流电阻; T——闸流管

射镜间距为 1350 毫米, 凸面全反射镜 M_1 的曲率半径为 5 米。腔内的选模光阑孔径为 2 毫米, 腔内的偏振元件采用两片多层介质薄膜偏振镜。振荡器的运转过程参阅文献 [8], 振荡器输出激光脉冲半宽度(指“半峰高处全宽度”, 以下同) 30 毫微秒。距输出反射镜 M_2 4 米处的光束近场图如图 3 所示。测量表明有 80% 的激光能量集中在 0.4 毫弧度之内(全角)。



图 3 振荡器输出光束的近场图

2. 双泡克耳斯盒电光开关脉冲削波器

采用双泡克耳斯盒电光开关^[9]作为削波器, 从振荡器输出的激光脉冲中削得特定宽度的短激光脉冲。双泡克耳斯盒电光开关选用终端短路结构方式, 其结构原理如图 4 所示。所用的激光触发火花隙 LTSG1 是低阻抗(12 欧)同轴火花隙, 传输同轴电缆的阻抗也为 12 欧。泡克耳斯盒采用圆柱形 Z 切 KDP 晶体, 施电压电极是圆柱筒电极结构, 净通光口径为 $\phi 18$ 毫米。选用不同的终端电缆 l_4 的长度可获得半宽度为 1 至 4 毫微秒的激光脉冲, 脉冲前沿小于 1 毫微秒, 脉冲的信噪比高于 10^6 。由双泡克耳斯盒电光开关削出的激光脉冲示波图如图 5 所示。

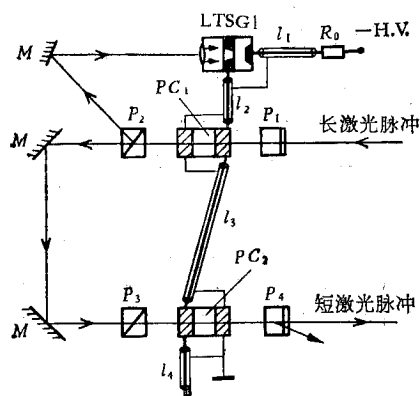


图 4 双泡克耳斯盒电光开关削波器原理图^[9]

H. V.——高压直流电源; l_1-l_4 ——同轴电缆;
LTSG1——激光触发火花隙; M——全反射镜;
 P_1-P_4 ——偏振棱镜; PC_1, PC_2 ——泡克耳斯盒; R_0 ——限流电阻

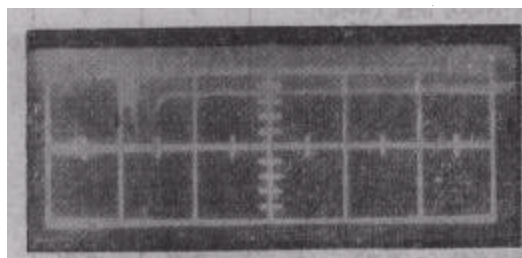


图 5 双泡克耳斯盒电光开关削出的激光脉冲示波图

时标: 20 毫微秒/厘米

3. 放大器序列

由双泡克耳斯盒电光开关削出的激光脉冲能量约为 50 毫焦耳(半宽度为 2 毫微秒), 当每束光输出能量为 50 焦耳时, 每路放大器序列的总增益应为 10^3 倍。

对钽玻璃放大器, 在 2 毫微秒脉冲放大的情况下, 可作三能级近似处理^[10], 通过对变率方程作积分求解后, 可得到能量增益表示式为

$$G_E = \frac{E_{out}}{E_{in}} = \frac{E_r}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{in}}{E_r} \right) - 1 \right] \exp(\beta L) \right\},$$

式中, E_{in} 为输入能量, E_{out} 为输出能量, $E_r = h\nu/2\sigma$ 称为饱和能量, σ 为受激发射截面, β 为增益系数, L 为放大器工作物质长度。于是有

$$\beta = \{ \ln [\exp(E_{out}/E_r) - 1] - \ln [\exp(E_{in}/E_r) - 1] \} / L.$$

放大器的增益分配是根据弱信号增益 $G_{\text{弱}} = e^{\beta L}$ 及中等信号增益 $G_{\text{中}} = E_{\text{p}} \beta L / E_{\text{in}}$ 来计算的。对所用的 III 型钕玻璃, $\sigma \approx 1.2 \times 10^{-20}$ 厘米²。根据实验测定, 对于 $\phi 20 \times 500$ 毫米的棒用双灯光泵, 在光泵密度为 70—80 焦耳/厘米² 时, 对弱信号的增益系数大约是 0.04—0.05 厘米⁻¹。因此, 对于这样的激光放大器, 在输入信号强度为 0.1 焦耳/厘米² 时, $G_{\text{弱}} \sim 10$ 。而对于用四灯光泵的 $\phi 35 \times 500$ 毫米及 $\phi 45 \times 500$ 毫米的激光棒, 在光泵密度为 50—60 焦耳/厘米² 时, 相应的增益系数大约是 0.03 厘米⁻¹, 此时对于弱信号 (~ 0.3 焦耳/厘米²) 输入, $G_{\text{弱}} \sim 5$; 对于中等信号 (~ 0.8 焦耳/厘米²) 输入, $G_{\text{中}} \sim 2.5-3$ 。

因此, 我们对由削波器削出的短激光脉冲, 按照 $1 \times 2 \times 3$ 的分束方法, 每条光路由七级放大器进行放大。在 $\phi 35 \times 500$ 毫米和 $\phi 45 \times 500$ 毫米放大器上, 使相邻的两级间光泵氙灯的角方位互成 45° , 以改善氙灯照明的均匀性。放大器序列的有关参数如表 1 所示, 表 1 中还给出各级激光放大器的光束分裂积分 B 值。 B 是用来表征非线性效应大小的, 定义 $B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \frac{n_2 I}{n_0} dz^{[1]}$ 。可以证明, 在弱信号放大情况下, $B = \frac{248}{n_0 \beta} I_{\text{out}} \left(1 - \frac{1}{G}\right)$, 其中 n_0 为线性折射率, β 为增益系数, G 为放大倍数, I_{out} 为经放大后的输出信号的功率密度。本放大器系列中, 光束以自然发散方式逐级进行放大。

表 1 各级放大器参数(以一条光路为例)

放大器序号	RA1	RA2	RA3	RA4	RA5	RA6	RA7
钕玻璃型号	B-73-26	B-73-26	B-73-26	B-73-26	B-73-26	B-73-26	B-73-26
含 Nd_2O_3 浓度 (wt%)	3	3	3	3	3	3	3
钕玻璃棒尺寸(毫米)	$\phi 20 \times 500$	$\phi 35 \times 500$	$\phi 35 \times 500$	$\phi 45 \times 500$	$\phi 45 \times 500$	$\phi 45 \times 500$	$\phi 45 \times 500$
净通光面积(厘米 ²)	3.14	7.85	7.85	15.9	15.9	15.9	15.9
实际通光面积(厘米 ²)	0.8	4.9	7.85	~ 12	15.9	~ 12	~ 15.9
氙灯数(支)	2	4	4	4	4	4	4
光泵密度(焦耳/厘米 ²)	78—80	~ 50	50	50	50	50	50
输入能量(焦耳)	~ 0.05	1	5	6	7—8	7—8	15
输出能量(焦耳)	~ 1	5	15	20	25—30	15—20	45—50
增益系数 (α /厘米)	0.05	0.04	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03
增益倍数	10—20	5	3	3	3	2.5—3	3
B 值	~ 0.3	0.9	1.5	2.1	2.7	3.3	4.3
功率密度 I_{out} (千瓦/厘米 ²)	0.62	0.8—1	~ 1	0.8—1	1	0.9	1.6

4. 隔光器系统^[2]

除了上述的双泡克耳斯盒电光开关是一种双向隔光器外, 每一路光路中还安置两个通光口径约 50 毫米的泡克耳斯盒电光开关 (PC_3 和 PC_4) 和一个菲涅耳菱体隔光器。这两种隔光器的起偏振镜和检偏振镜都采用两片多层介质薄膜偏振镜, 每片偏振镜的消光比近似为 10^2 。

泡克耳斯盒 PC_3 和 PC_4 采用 $\phi 50 \times 80$ 毫米的圆柱形 z 切 KDP 晶体, 电极为圆柱筒电极结构。单个电光开关的消光比约为 5×10^2 。电光开关的起动的由激光触发火花隙 LTSG 2 与 LTSG 3 来同主激光脉冲同步的, 它既能提高主激光脉冲的信噪比, 隔离放大器间的光学耦合, 又能有效地将反向激光衰减到容许的水平之内。

菲涅耳菱体与多层介质薄膜偏振镜相配合构成单向隔离器。其通光孔径为 60 毫米, 每个隔离器对正向激光的透过率达 95%, 对反向激光的衰减率为 20—50 倍。图 6 为菲涅耳菱体隔离器的隔光作用原理图。

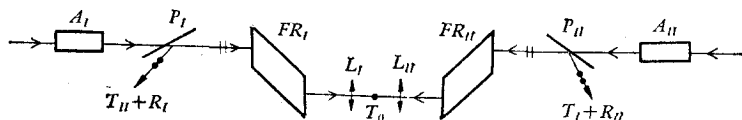


图 6 相对两束光使用两个菲涅耳菱体隔离器隔离透射光与反射光示意图

A——放大器; FR——菲涅耳菱体; L——非球面打靶透镜; P——多层介质薄膜偏振镜;
R——反射光; T——透射光; T_0 ——靶; 点代表光的 s 偏振分量; 短线代表 p 偏振分量;
脚标 I 和 II 分别表示第 I 与第 II 束光路元件和光线

四、输出光束特性和有关测量结果

激光器所用的光学元件的光学质量, 事先用星点法、刀口仪法和马赫-陈德尔干涉仪法作了检验和精选。用连续波 YAG 激光经望远镜扩束并与光路共轴来检查整路光学元件的质量。结果表明, 光束由元件质量引起的劣化为 0.1 毫弧度。

实验中, 分别采用径向剪切干涉仪法^[3]、哈特曼网格板光束投影法测量激光束的波面及象差; 用尖劈法和套孔法^[4]测量激光束的远场功率密度分布情况和可聚焦功率。

1. 输出激光束的波面测量

在离末级放大器输出端 5 米处用径向剪切干涉仪来测量激光束的波面。径向剪切干涉仪是在一块玻璃平板中心区安装一个焦距 $f = -220$ 毫米的负透镜, 它使得由负透镜发散的光束与透过平板的光束相干。干涉条纹呈一组同心圆环。从干涉圆环中心量得的高度为 Y , 根据下式可计算光束截面上各点相应的波面曲率半径 R ,

$$Y = \{2m\lambda[RR'/(R' - R)]\}^{1/2},$$

式中, R 为已知负透镜曲率半径, R' 为待求半径, m 是干涉条纹的级数。

图 7 为径向剪切干涉仪示意图。图 8 示出由径向剪切干涉仪测得的一束激光波面的曲率半径分布情况。从图 8 的曲线上可以看出, 光束中存在着明显的球差。

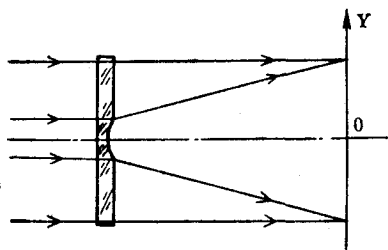


图 7 径向剪切干涉仪示意图

中心负透镜 $f = -220$ 毫米

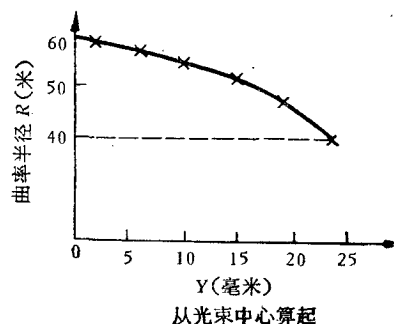


图 8 激光束的典型波面实测曲线

用哈特曼网格板光束投影法测量也显示光束存在球差。其结果与剪切干涉仪法一致。

由剪切干涉仪法等计算出在靶位上各束激光波面的平均曲率半径如表 2 所示。

表 2 激光输出特性

光 束 数	6					
每 束 口 径	末级放大器输出口径 $\phi 45$ 毫米, 光束发散至聚焦透镜处为 $\phi 60$ 毫米					
发 散 角 (全 角)	0.4×10^{-3} 弧度					
光束空间指向精度	0.1×10^{-3} 弧度					
每 束 超 前 激 射	1 毫焦耳					
脉 宽 (半 宽)	2 毫微秒(1—4 毫微秒可调)					
各束波面(米)	1	2	3	4	5	6
	57	60	59	53	57	54
各束能量(焦耳)	51.8	40.6	57.8	53.4	55.5	52
总输出能量(焦耳)	~ 300					
总输出功率(瓦)	$\sim 1.5 \times 10^{11}$					

2. 光束远场能量分布

用尖劈法测量了输出激光束的远场能量分布。图 9 示出一组典型的尖劈焦点图。由此计算出激光束能量的角分布如图 10 所示。



图 9 典型的尖劈焦点图样

另外,在一会聚透镜的焦点上摆置一定大小的小孔光阑,并测量输出激光束通过小孔的能量比值。结果表明,在 0.25 毫弧度内集中总能量的 76%, 这个结果与用尖劈法测量的相符合。输出激光束的发散角(全角)为 0.4 毫弧度。

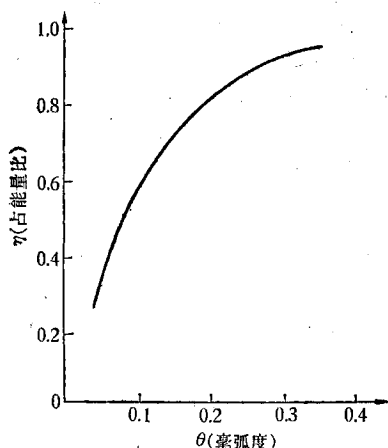


图 10 激光束能量的角分布(全角)

3. 靶上的漏光和超萤光能量检测

用灵敏卡计置于靶室中聚焦透镜的焦点上,以检测当双泡克耳斯盒电光开关、和两个口径 50 毫米的泡克耳斯盒 (PC_3 和 PC_4) 电光开关处于闭锁状态下的漏光和超萤光的总能量。测量结果为每束光的漏光及超萤光总能量小于 1 毫焦耳,于是,每束激光的能量信噪比为 $> 5 \times 10^4$ 。

4. 放大器增益均匀性

在棒状放大器中存在的主要问题是光泵均匀性。由于光泵不均匀将导致增益系数 β 的不均匀以及在放大器截面不同位置上光程的变化。实验上测量了在相同光泵密度条件下, 一台四根氙灯光泵的棒状放大器在不同的 Nd^{3+} 浓度下增益分布的情况, 典型结果如图 11 所示。从图 11 曲线中可以看到, 采用低浓度棒状放大器有助于改善径向光泵均匀性。

六束高功率激光器输出激光的全面特性见表 2。

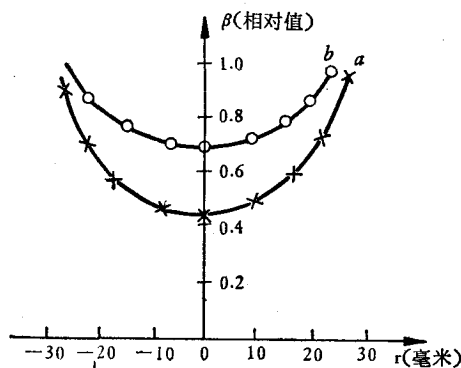


图 11 四灯光泵激光放大器的增益分布测量结果

曲线 a —— Nd_2O_3 浓度为 3wt% (光泵密度 50 焦耳/厘米³), 平均增益系数 $\beta \sim 0.04$ 厘米⁻¹; 曲线 b —— Nd_2O_3 浓度为 2wt% (光泵密度 50 焦耳/厘米³), 平均增益系数 $\beta \sim 0.03$ 厘米⁻¹

五、讨 论

1. 从图 8 的曲线上显示出激光束存在球差, 主要是由于光泵的径向分布不均匀引起光程变化所致。产生这种光程变化的原因有二: 其一是由于光泵作用产生径向温度梯度引起的。由温度引起的光程变化可表示为

$$\Delta s = \Delta(l n) = l \left(\frac{dn}{dT} \right) \Delta T + l n \alpha \Delta T,$$

式中, l 为工作物质长度, $\frac{dn}{dT}$ 为折射率温度系数, α 为线膨胀系数,

$$\alpha = \frac{1}{l} \left(\frac{dl}{dT} \right).$$

对于 III 型钕玻璃, $\alpha \approx 0.4 \times 10^{-5} (^{\circ}\text{C}^{-1})$ 。

因此, 由温度引起的光程变化为

$$\frac{1}{l} \left(\frac{\Delta s}{\Delta T} \right) = 1.4 \times 10^{-5} (^{\circ}\text{C}^{-1}).$$

其二是反转粒子数引起的反常色散,

$$\Delta n = \Delta[2\alpha(\omega)](\lambda/2\pi)(\omega_s - \omega)/\gamma_s,$$

式中 λ 为激光波长, $2\alpha(\omega)$ 为吸收因子, ω_s 为荧光中心角频率, γ_s 为荧光宽。

计算表明, 对于 III 型钕玻璃, 其反常色散量为

$$\Delta n \approx 10^{-6}.$$

因而可以认为, 光程变化主要是由于温度场引起的。从径向剪切干涉仪测量所得的结果表明, 光束的球差与增益分布的径向梯度是一致的。光束波面畸变的补偿方法正在发展中。

2. 本装置尚未使用软边光阑与空间滤波技术, 因而光路中存在着的硬边光阑将造成

衍射。当光束功率密度高于 2 千兆瓦/厘米²时,末级放大器的激光棒输出端出现损伤,观测表明破坏斑点发生在衍射环上。

参加本文部分研究工作的,还有张如礼、高脐媛、张振明、郑书春、康玉英和竺庆春等同志。

参 考 文 献

- [1] 中国科学院上海光学精密机械研究所激光加热等离子体研究组,受控核聚变,1974 年会议资料选编,原子能出版社,117 页(1977 年第一版)。
- [2] G. H. MaCall and R. L. Morse, *Laser Focus*, 10 (12) (1974), 40.
- [3] G. Charatis *et al.*, "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", II, Vienna, 1975.
- [4] H. G. Ahlstrom *et al.*, *Laser Focus*, 11 (9) (1975), 39.
- [5] E. K. Storm *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 40 (1978), 1570.
- [6] J. Nuckolls *et al.*, *Nature*, 239 (1972), 139.
- [7] K. A. Brueckner, KMSF-NP 5, 1972.
- [8] 徐至展等,激光,6(5)(1979),12.
- [9] 林礼煌等,激光,6(1)(1979),4.
- [10] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, *J. Appl. Phys.*, 34 (1963), 2346.
- [11] S. A. Akhmanov *et al.*, "Self-Modulation of Laser Beam," In "Laser Handbook", F. T. Arecchi and E. O. Schulz Dubois Eds.
- [12] 林礼煌等,激光,5(5—6)(1978),10.
- [13] 梁向春、陈时胜、李安民,激光,5(5—6)(1978),153.
- [14] 激光参数测量编写组,激光参数测量,上海人民出版社,1976 年出版。

A SIX-BEAM HIGH POWER NEODYMIUM GLASS LASER

XU ZHI-ZHAN LI AN-MING CHEN SHI-SHEN

LIN LI-HUANG LIANG XIANG-CHUN OUYANG PIN

YIN GUANG-YU HOU SHING-FA

(Shanghai Institute of Optics and Fine
Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

This paper describes the outline, the technical details and the output beam characteristics of a six-beam high-power Nd glass laser system used to irradiate $[(\text{CD}_2)_n]$ spherical targets. The laser pulse width can be varied from 1 ns to 4 ns. If the pulse length is 2 ns, the output energy of each of the six-beams is approximately 50 J, the beam divergence being 0.4 mrad and the total output power of all these beams approaching approximately 1.5×10^{11} watts.