

# C-C转移放电泵浦 XeCl 准分子 激光器能量沉积特性的分析

王绍英\* 邓国扬\* 袁达长 顾之玉\*  
(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

提 要

本文报道了一台使用UV自动预电离, C-C转移放电泵浦的XeCl准分子激光器, 并且以激光器放电信号和输出激光信号的同时测量结果为依据, 分析了激光器放电的能量沉积过程。可为设计同类型准分子激光器提供一些参考数据。

关键词: 准分子激光器; 能量沉积过程。

## 一、实验装置

图1是实验装置框图。输出激光能量用NJ-J<sub>1</sub>型激光能量计检测。透过石英片的激光束进入屏蔽室, 由紫外响应的强流二极管接收。其输出信号送入具有记忆功能的快速示波器(TEK7834)显示。由分压器测得的电压信号和由 Rogowski 线圈(或分流器)得到的电流信号分别加至高压示波器(OK-19)的两个示波管, 同步显示在各自的荧光屏上, 用两个相同的相机拍摄示波波形。

图2是激光器的电激励原理图, 储能电容C<sub>1</sub>是两个高压, 低感电容器(Maxwell, 耐压

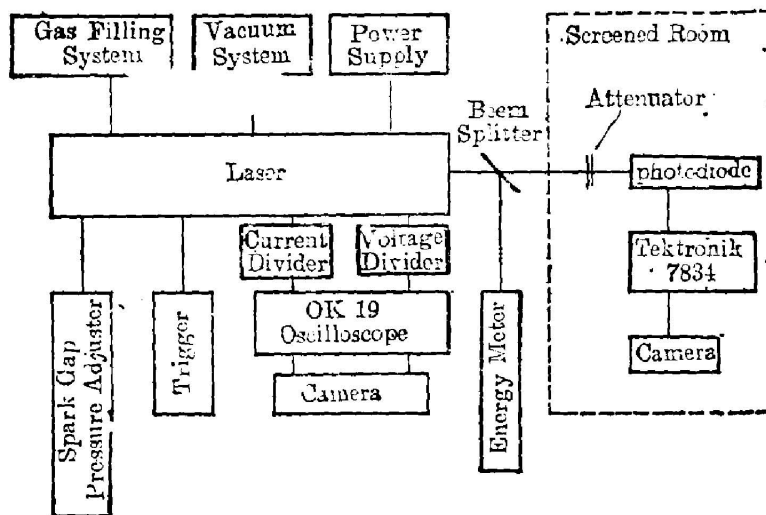


Fig. 1 Block diagram of the experimental arrangement

收稿日期: 1987年3月30日; 收到修改稿日期: 1987年5月29日

\* 现已调往中国希格玛光电有限公司。

50 kV, 电感 20 nH, 电容 100 nF)。转移放电电容  $C_s = 20 \times 2.7 \text{ nF}$ , 由 20 个陶瓷电容并联组成。 $L$  是  $C_s$  的充电电感。阴极是透过率为 56% 的不锈钢网, 阳极采用了简单的  $R$  电极。

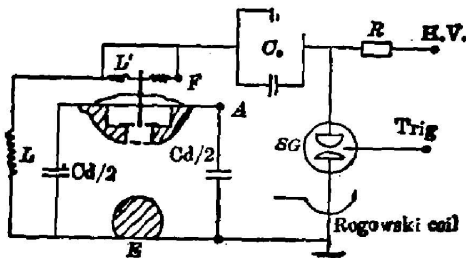


Fig. 2 Schematic circuit of the laser

电极间距 20 mm, 放电区长 780 mm。不锈钢条上均匀布置一系列圆孔, 每孔的中心插入一根不锈钢针。于是, 每对针孔提供了一个预电离火花隙。因为预电离强弱和均匀程度对稳定辉光放电的形成有着决定性的作用<sup>[2]</sup>, 所以, 在激光器的设计和装调中, 采取了如下措施:

(1) 合理选择火花列的位置。光照产生电子密度  $n_e$  随距离  $r$  的变化为<sup>[3]</sup>

$$n_e(r) = \frac{A}{r^2} \exp(-r/L_p) \quad (1)$$

$L_p$  是吸收长度。火花列与网阴极距离的选择兼顾了火花列在放电区内产生初始电子的强弱和均匀性。(2) 避免局部预电离火花提前点火。尽管在加工和装调过程中, 努力保证了各预电离间隙形状大小的一致, 但事实上存在的微小差别都可能引起局部间隙提前点火和各间隙放电强度的不均匀, 从而导致放电的不稳。为此, 在回路中串进了一些小弹簧  $L'$ , 利用这些并联小电感的均流作用实现各预电离火花时空上的均匀一致。Rogowski线圈套在球隙接地端测量通过球隙的电流。而对了解放电过程更加有意义的是通过放电等离子体的那部分电流, 它由在阳极接地端  $E$  串进的分流器所测得。高压分压器并于图 2 中  $A, B$  两端, 测量电压的瞬变过程。

由于使用了容量较大的低感储能电容, 并在有效的预电离方式下获得稳定放电, 这台激光器在

$$\text{HCl}:\text{Xe}:\text{Ne} = 4.8:50:2605 (\text{Torr}),$$

充电电压 30 kV 的条件下, XeCl 激光(308 nm)输出能量为 328.5 mJ, 比能量抽取达 3.49 J/l。图 3 是典型的激光波形。通过拍摄不同距离的光斑, 求得光束发散角为  $2 \times 4.1 \text{ mrad}$ 。

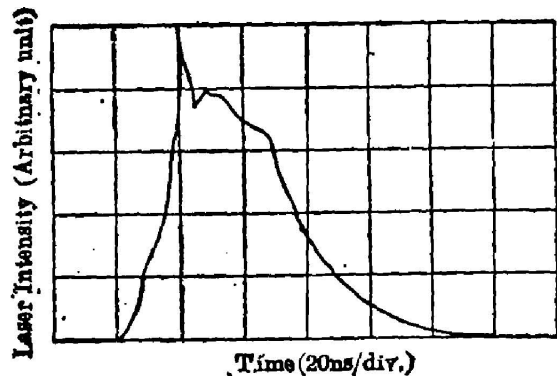


Fig. 3 Oscillogram of typical laser pulse at discharging condition:  $C_s = 2 \times 0.1 \mu\text{F}$ ,  $C_d = 20 \times 2.7 \text{ nF}$ , charging voltage  $V_0 = 28 \text{ kV}$ ,  $\text{HCl}/\text{Xe}/\text{Ne} = 0.18\%/1.88\%/97.94\%$ , and  $P_{\text{tot}} = 3.5 \text{ atm}$

## 二、等效电路及其解

图 2 给出的激励电路可化简为图 4 所示的等效电路。因涉及到大电流, 快放电过程, 电路中分布参数有着明显的作用。图中  $L_1$  代表  $C_s$  对  $C_s$  充电回路(此后简称回路 1, 而由  $C_s, L_2, R_2(t)$  组成的电路简称回路 2)的总电感, 它包括球隙、预电离间隙, 电容器以及回路的电感。 $R_1$  代表回路 1 的电阻, 事实上, 在整个放电过程中, 球隙和预电离火花要消耗较大一部

分能量。 $L_2$  的引入是考虑到激光头的分布电感, 回路各连接线的电感以及放电等离子体电感的存在。激光气体的状态在放电过程中是变化的, 故用随时间而变的电阻  $R_2(t)$  来描写等离子体的能耗。在作等效电路过程中, 略去了与  $C_s$ ,  $C_d$  相比容量小得多的分布电容。并假定球隙 SG 是瞬时导通的理想开关, 高压电源 (H. V.) 和充电电感的影响也略去不计。

根据图 4 可得方程组

$$-q_1/C_s + L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 + q_2/C_d = 0 \quad (2)$$

$$-q_2/C_d + L_2 \frac{di_2}{dt} + R_2(t) i_2 = 0 \quad (3)$$

$$\frac{dq_1}{dt} = -i_1, \quad (4)$$

$$\frac{dq_2}{dt} = i_1 - i_2 \quad (5)$$

式中  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $i_1$ ,  $i_2$  分别为  $C_s$ ,  $C_d$  上的电荷和回路 1, 回路 2 的电流。

### 1. 电极两端电压的上升过程

气体击穿前,  $i_2=0$ 。对应着  $C_s$  对  $C_d$  充电, 电极两端电压上升的过程。此时, (2) - (5) 化为

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} + 2\gamma_1 \frac{di_1}{dt} + \omega_0^2 i_1 = 0, \quad (6)$$

其中  $\gamma_1 = R_1/2L_1$ ,  $\omega_0^2 = 1/L_1 C = (C_s + C_d)/L_1 C_s C_d$ 。利用初始条件  $i_1|_{t=0} = 0$  和  $\left. \frac{di_1}{dt} \right|_{t=0} = V_0/L_1$ , 解方程 (6) 得:

$$i_1 = \frac{V_0}{\gamma_1 L_1} \exp(-\gamma_1 t) \sin \omega t, \quad (7)$$

其中  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma_1^2}$ ,  $V_0$  是  $C_s$  上的初始电压。电容  $C_d$  上电压即电极两端的电压

$$U_2 = \frac{C}{C_d} V_0 \left[ 1 - \exp(-\gamma_1 t) \left( \cos \omega t + \frac{\gamma_1}{\omega} \sin \omega t \right) \right] \quad (8)$$

(7)、(8) 描述的均为阻尼振荡。若激光气体不击穿, 将以  $C_s$ ,  $C_d$  上电压相等为最终平衡状态。平衡电压  $U_s = \frac{C}{C_d} V_0$ 。研究激光器运行, 感兴趣的是电极两端电压的上升过程。由 (8) 式, 当相角  $\varphi = \omega t = \pi$  时,  $U_2$  达到最大值  $U_{2\max} = \frac{C}{C_d} V_0 (1 + \exp[-\gamma_1 \pi / \omega])$ 。若气体恰在这点击穿, 则击穿电压

$$U_s = U_{2\max} = \frac{C}{C_d} V_0 (1 + \exp[-\gamma_1 \pi / \omega]), \quad (9)$$

电压上升时间

$$\tau = \frac{\pi}{\omega} = \pi / \sqrt{\frac{1}{L_1 C} - \frac{R_1^2}{4L_1^2}}, \quad (10)$$

$C_s$  转移至  $C_d$  的能量

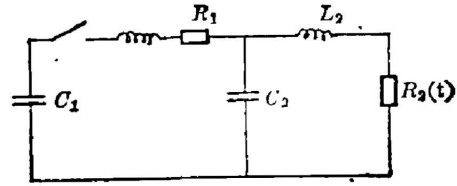


Fig. 4 Equivalent circuit of the laser shown in Fig. 2

$$E_{\text{tran}} = \frac{1}{2} C_d U_{2\text{max}}^2 = \frac{1}{2} C_d \left( \frac{C}{C_d} \right)^2 V_0^2 (1 + \exp[-\gamma_1 \pi / \omega])^2, \quad (11)$$

定义能量转移效率

$$\eta_E = E_{\text{tran}} / \frac{1}{2} C_s V_0^2 = \frac{C_d / C_s}{(1 + C_d / C_s)^2} (1 + \exp[-\gamma_1 \pi / \omega])^2 \quad (12)$$

$\eta_E$  在  $\eta_C = C_d / C_s = 1$  时得极值(略去了  $\omega$  中  $C_s$ ,  $C_d$  的影响)。可见,  $C_s = C_d$  时, 对能量转移最有利。不计损耗,  $C_s$  上的能量可 100% 地转移到  $C_d$ 。同样, 定义电压转移比

$$\eta_V = \frac{U_b}{V_0} = \frac{1}{1 + C_d / C_s} (1 + \exp(-\gamma_1 \pi / \omega)) \quad (13)$$

可见,  $\eta_C$  愈小对电压的转移愈有利, 不计损耗, 当  $\eta_C \rightarrow 0$  时,  $\eta_V \rightarrow 2$ 。体现了  $C-C$  转移电路的升压作用。显然, 升压作用是以降低能量转移效率为代价的。

## 2. 激光气体放电电流的上升过程

实际上, 常常是电压未达最大, 气体就击穿 ( $\varphi_b < \pi$ ,  $U_b < U_{2\text{max}}$ ), 击穿后的过程仍由方程 (2) ~ (5) 决定。只是在我们的情形,  $\eta_C = C_d / C_s$  不太小, 而  $L_1 \gg L_2$ , 激光气体快速击穿后, 从储能电容  $C_s$  过来的电流由于  $L_1$  的阻断影响贡献较小, 通过气体放电区的电流  $i_2$  主要由  $C_d$  提供, 于是

$$i_2 \approx \frac{2U_b}{\sqrt{\frac{4L_2}{C_d} - R_2^2}} \exp\left(-\frac{R_2^2}{2L_2} t\right) \sin\sqrt{\frac{1}{L_2 C_d} - \frac{R_2^2}{4L_2^2}} t, \quad (14)$$

也是一种衰减振荡, 可用以定性说明放电电流的行为。当  $R_2 = 2\sqrt{L_2 / C_d}$  时, (14) 中正弦宗量为零, 回路 2 处于临界阻尼状态。理论上,  $e_2$  的能量可以无反射地全部注入  $R_2$ 。实际上, 激光器的放电等离子体电阻  $R_2$  很难提高,  $L_2$  很难降低, 故上述条件难以满足。即便增大  $C_d$  使上述条件满足, 但回路的时间常数相应变得很大, 于快放电不利。所以, 理想的运行仍使  $i_2$  处于振荡状态, 但振幅迅速衰减, 能量基本上于前半个周期注入, 只有小部分反射。

## 三、能量注入过程的分析

图 5 是一组典型的时间分辨图。它包括回路 1 的电流  $I_1(t)$ , 回路 2 的电流  $I_2(t)$ , 电容  $C_d$  两端的电压  $U_2(t)$ 。及以注入放电等离子体内的功率和等离子体电阻  $R_2(t)$ 。相应的激光波形如图 3 所示。图中  $I_1$ 、 $I_2$ 、 $U_2$  是同步测量的结果。在计算功率和电阻时, 考虑到  $L_2$  的影响, 对测得的电压  $U_2$  作了修正, 修正后的电压波形即加于等离子体电阻两端的电压  $U$ , 见图 6, 它与  $U_2$  的差别是显见的。

储能电容  $C_s$  充至要求的工作电压后, 随着球隙  $SG$  的导通, 开始了它对转移放电电容  $C_d$  充电的过程。由于电感  $L_1$  的存在, 电流  $I_1$  有一个从零开始上升的阶段。与此同时, 火花隙导通,  $UV$  预电离开始, 电容  $C_d$  上的电压  $U_2$  上升。如果激光气体不导通,  $I_1$  将由最大值(对应相角  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) 按衰减振荡规律沿图中虚线向零(对应相角  $\varphi = \pi$ ) 演化,  $U_2$  也将达到其峰值再下降。实际上, 气体常在相角  $\varphi$  介于  $\pi/2$  和  $\pi$  之间的某值  $\varphi_b$  开始导通。

从图中的等离子体电阻  $R_2(t)$  曲线看到, 随着气体导通, 电阻在几个毫秒内由几十千欧迅速降至  $0.1 \sim 0.25 \Omega$  之间波动, 其作用相当于一个快速开关, 接通回路 2, 开始了  $C_d$  向

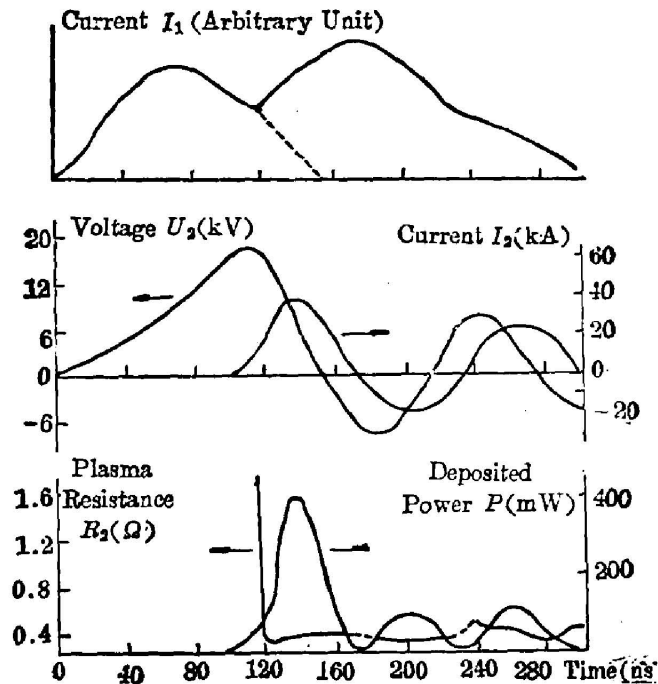


Fig. 5 Temporal traces of current  $I_1$  and  $I_2$ , voltage  $U_2$ , plasma resistance  $R_2$  and deposited power  $P$  at discharging condition:  $C_1=2 \times 0.1 \mu\text{F}$ ,  $C_2=20 \times 2.7 \text{ nF}$ , charging voltage  $V_0=28 \text{ kV}$  and total pressure  $P_{\text{tot}}=3.5 \text{ atm}$  (0.18% HCl/1.88% Xe/97.94% Ne)

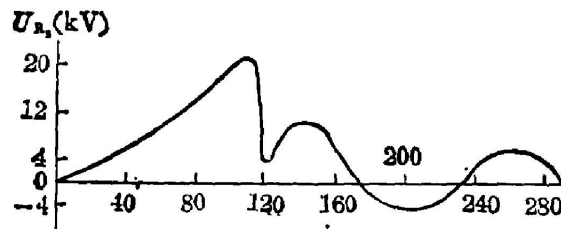


Fig. 6 Temporal trace of the voltage dropped to the plasma resistance  $R_2$

$$\left( U_{R_2} = U_2 - L_2 \frac{dI_2}{dt} \right)$$

放电等离子体释放能量的过程。这反映在放电电流  $I_2$  及注入功率的快速上升(上升时间为 38 ns)。电流峰值为 38.58 kA, 功率峰值 400 mW。 $I_2$  迅速上升导致  $U_2$  急剧下降, 从而使得第一个功率峰仅维持约 70 ns。这一阶段, 随着  $U_2$  的下降,  $I_1$  回升并且变化周期拉长, 这是因为气体击穿时,  $C_1$  上尚有剩余电荷,  $R_2(t)$  和  $U_2$  的下降有利于它的继续泄放。说明气体击穿之后,  $C_1$  也有能量注入作用, 只是由于大电感  $L_1$  的存在, 这个作用并不显著。实验还发现, 导通相角  $\varphi_0$  越接近  $\pi$ ,  $I_1$  的第二个峰越小, 证明了它是储能电容  $C_1$  泄放剩余电荷而形成的。

我们注意到, 电流电压波形均有反向过程, 文献[4]把电压的负冲归结为激光头的电感作用, 这是正确的。电流为负, 说明等离子体电阻上的压降确实反向了, 这可从图 6 中看到。功率波形表明, 电流为负时确有能量注入。究其物理意义, 是由于电路与等离子体电阻不匹

配, 导致能量反射, 能量从衰减振荡形式注入放电等离子体。将三个功率峰分别对时间积分, 发现: 第一个峰占总能量的 65%, 第二个峰占 17%, 第三个峰占 18%。这三个峰沉积到等离子体内的总能量为 18.87J, 而  $C_1$  上初始储能  $E_0 = \frac{1}{2} C_1 V_0^2 = 78.4 \text{ J}$ , 注入效率

$$\eta = \frac{\text{沉积到等离子体内的能量}}{C_1 \text{ 上的初始储能}} = 24\%$$

功率波形的第二个峰与第一个峰相差较大, 而第三个峰与第二个峰接近, 正反映了前述的  $C_1$  在气体击穿后对能量注入所起的作用。功率脉冲与光脉冲的比较也表明电流为负时仍有能量注入。从文献[5]给出的计算机模拟及实验测量结果知, 在以 Ne 为缓冲气体的 XeCl 激光器中, 激光脉冲较注入功率脉冲滞后一段时间, 但就脉冲宽度看, 前者小于后者。由此推断, 我们的脉宽 38 ns, 底宽 114 ns 的激光脉冲不可能仅由脉宽 28 ns, 底宽 70 ns 的第一个功率峰贡献, 后两个功率峰对激光也有贡献。只是由于后两个功率峰的能量是在较低的  $E/F$  值下注入的, 形成受激准分子的作用不如由第一个峰注入的能量来得有效, 从而使激光脉冲具有较快的上升前沿和缓慢下降的后沿。激光脉冲没有出现在注入功率那样的多峰特征, 是由于激光的建立需经历从放电初始激发到形成受激准分子的一系列能量转移的动力学过程以及准分子上能级 ( $\text{XeCl}^*(B)$ 、 $\text{XeCl}^*(C)$  的混合态) 约 40 ns 的辐射寿命<sup>[6]</sup>, 使得注入功率脉冲的多峰特征被“淹没”而没有在激光脉冲中表现出来。这种激光脉冲能量由多个注入功率峰贡献的工作方式, 为用放电方法获得长脉冲。高能量激光输出提供了一种可能途径。事实上, 已出现具有类似工作方式的  $\text{CO}_2$  激光器<sup>[7]</sup>。

较长激光脉冲的获得, 说明激光器的放电是很稳定的。测得的等离子体电阻在气体击

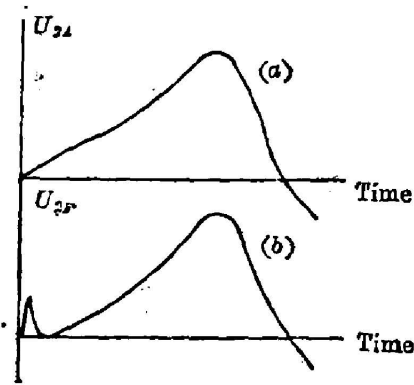


Fig. 7 The comparison of two voltage traces illustrating the beginning of preionization spark ( $U_{2A}$  is measured from between points A and B shown in Fig. 2, and  $U_{2F}$  between points F and B)

穿后相对稳定也提供了激光器稳定放电的证据。稳定放电的获得归于下列两个方面。① 有效的预电离。为增强预电离, 增大了火花密度, 缩短了火花列与网阴极的距离。此外, 我们采用自动预电离方式, 随着球隙导通,  $C_1$  上电压  $V_0$  瞬间加于预电离间隙, 使之很快击穿而接通回路 1。这一点可由图 7 中两个电压波形的比较看出。两个电压波形是把分压器分别接于图 2 中 A、B 和包含火花间隙的 F、B 两端而得到的。7(b) 中的小尖峰证实了上述的预电离点火过程。整个电压上升阶段,  $I_1$  不为零, 阴极区存在预电离作用, 解决了因电子漂移使阴极区缺乏初始电子而产生放电不稳的问题。② 电感  $L_2$  的稳定作用。 $L_2$  的存在阻碍了注入功率的快速上升, 这是不利的一面。但一定大小的电感, 由于它的惯性作用使回路存在负反馈因素, 从而具有

和电阻稳定放电<sup>[8]</sup>一样的功能, 限制了电流无限制增大的弧放电方式, 也阻止了放电的提前熄灭。

考察  $U_2$ 、 $I_2$ 、 $P$  的时间关系发现, 功率紧跟电流的增长而增长, 电流与电压有相位差, 这是  $L_2$  存在的结果。真正加在等离子体电阻上的电压  $U_p$  与电流是同相的。

## 四、结 论

在强泵浦条件下实现了稳定放电和高能输出, 说明这种网后火花预电离形式是相当有效的。C-C 转移电路泵浦的激光器, 在电源能够提供足够高电压的情况下, 应选  $\eta_c \rightarrow 1$  以提高能量转移效率。 $I_1$  波形表明, 气体击穿相角  $\varphi_b < \pi$ , 这是激光器低击穿电压, 低能量转移效率的原因之一。功率波形呈现多峰特征, 说明电路以衰减振荡形式注入能量。然而, 激光能量主要由第一个功率峰贡献。为提高器件效率, 应通过增大  $R_2$ , 减小  $L_2$  的办法减小能量反射。

## 参 考 文 献

- [1] O. R. Wood; *Proceedings of the IEEE*, 1974, **62**, No. 3 (Mar), 355.
- [2] J. I. Levatter *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**, No. 1 (Jan), 210.
- [3] H. J. Sequin *et al.*; *IEEE J. Quantum Electron.*, 1974, **10**, No. 3 (Mar), 311.
- [4] R. C. Sze *et al.*; *IEEE J. Quantum Electron.*, 1978, **14**, No. 12 (Dec), 944.
- [5] H. Hokazono *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1984, **56**, No. 3 (August), 680.
- [6] G. P. Glass *et al.*; *Chem. Phys. Lett.*, 1981, **83**, No. 3 (Nov), 585.
- [7] H. Hokazono *et al.*; *Rev. Sci. Instrum.*, 1983, **54**, No. 6 (Jun), 719.
- [8] D. C. Hogan *et al.*; *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 1980, **13**, No. 12 (Dec) L225.

## Study of energy deposition properties of a XeCl excimer laser pumped by C-C transfered discharge

WANG SHAOYING, DENG GUOYANG, YUANG DACHANG AND GU ZHIYU  
(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 30 March 1987)

### Abstract

Based on the measured current and voltage oscillograms in laser discharge, laser output signals and the analysis of the pumping circuit, we have analysed in detail the energy deposition process of a XeCl excimer laser pumped by C-C transfered discharge. Some results have been presented, which are useful in designing similar lasers.

**Key words:** excimer lasers; energy deposition process.