

双普克耳斯盒电光开关*

林礼煌 陈时胜 欧阳斌 殷光裕 李安民

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文描述一种双普克耳斯盒电光开关, 它能从较长的激光脉冲中削取一个具有高信噪比 ($\sim 10^6$) 的毫微秒激光脉冲。指出用这种装置获得亚毫微秒激光脉冲的可能性。

一、引 言

激光技术的发展, 使得用 XDP 类晶体构成的普克耳斯盒电光开关的应用也日益广泛。由于 XDP 类晶体有优良的光学质量和电光性能, 在用作激光同物质相互作用实验和激光核聚变研究的高功率激光系统中, 普克耳斯盒电光开关常常用作获得毫微秒量级激光脉冲的削波开关; 或从一系列锁模激光脉冲中选取单个脉冲的选通开关; 或作隔离除主激光脉冲以外的其它光源的双向隔离器和为获取特定脉冲形状和宽度的脉冲整形器等。本文报导我们实验中应用双普克耳斯盒电光开关获取高信噪比毫微秒量级激光脉冲的方法和实验结果, 开关还同时兼有隔离器和整形器的功能。也指出获得亚毫微秒激光脉冲的可能性。

二、普克耳斯盒开关的基本结构和原理

普克耳斯盒电光开关^[1~3]是应用在外部强电场作用下电光晶体的线性电光效应的原

理构成的。如图 1 所示: 在正交的两个偏振镜中间放入一块 Z 切的带电极的 XDP 晶体 (例如磷酸二氢钾: KDP)。起偏振镜的透射轴与晶轴 [100] 或 [010] 平行, 并且外加电场和光束传播方向均与 [001] 晶轴 (即光轴) 一致, 便构成一个实用电光开关。

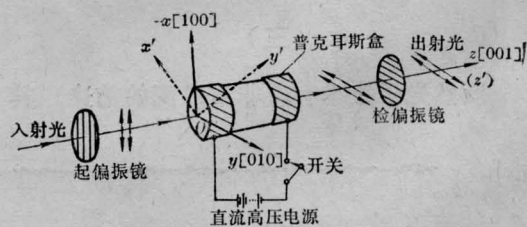


图 1 普克耳斯盒电光开关的结构示意图

当晶体内部没有电场时, 由起偏振镜透射的线偏振光, 毫无变化地通过晶体 (不计晶体的吸收和散射损耗), 但被检偏振镜偏离出光路。电光开关便处于“关”的状态。

当半波电压 $V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}}$ (其中 λ 为入射光波长, n_0 为晶体对寻常光的折射率, r_{63} 为晶体的电光系数) 施于晶体时, 晶体内部的电场产生电感应双折射, 电感应轴 x' 和 y' 与

* 收稿日期: 1978年2月3日。

原晶轴 [100] 或 [010] 成 45° 角。原先入射于晶体的 [100] 或 [010] 方向的偏振光便按 x' 和 y' 的方向分解成两束振幅相等的偏振光。这两束光以不同速度沿 [001] 方向传播。 x' 方向偏振的光束传播速度为

$$c / \left(n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z \right),$$

y' 方向偏振的为

$$c / \left(n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z \right),$$

其中 c 为真空中的光速, E_z 为沿 z 方向的电场强度。当这两束光从晶体出射时, 便产生相位差 $\varphi = \pi$, 合成的线偏振光振动方向与检偏振镜的透射轴一致, 所以光就毫无阻碍地通过检偏振镜 (同样不计损耗) 继续沿光路传播。此时电光开关处在“开”的状态。假若在特定时刻施于晶体一定时间宽度 τ 的半波电压脉冲, 则开关便在这个时刻以后开相同的期间 τ 。当入射光到达普克耳斯盒的时刻也同时对普克耳斯盒加电压, 则能对入射光进行时间宽度的控制。

三、双普克耳斯盒电光开关的几种操作方式分析

用单个普克耳斯盒开关可以从一个长的激光脉冲中削出一个特定宽度的光脉冲。在要求极高消光比的场合, 单个普克耳斯盒开关不能满足要求 (单个开关的消光比 $\sim 10^3$), 因此必须引入另一个开关, 组成双开关结构。对于双开关必须考虑打开时刻的同步。

例一 终端阻抗匹配

预先把全波电压值 $-V_\lambda$ 加在激光触发火花隙的一个电极上 (电压极性由 $LTSG$ 性能决定)。火花隙的另一个电极通过延迟同轴电缆 l_2 与 PC_1 的一个电极相连接, 然后再通过同步延迟同轴电缆 l_3 连接至 PC_2 的一个电极上。选取 l_3 的长度或调动双反射镜 M_2 和 M_3 的位置, 使得在光脉冲从 PC_1 经

两个反射镜传至 PC_2 时, 电压脉冲也同时到达 PC_2 的电极上。其结构如图 2 所示。

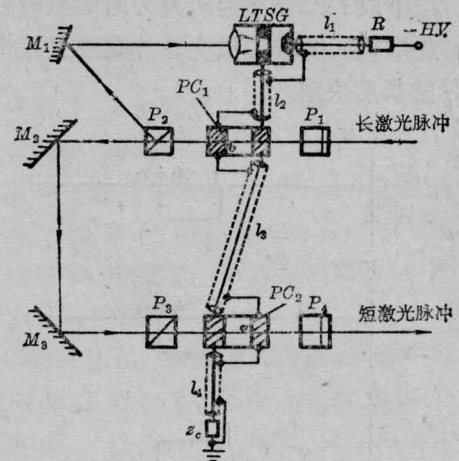


图 2 终端匹配双普克耳斯盒开关结构示意图
 $P_1 \sim P_4$: 偏振镜; PC_1, PC_2 : 普克耳斯盒; $l_1 \sim l_4$: 同轴电缆; $M_1 \sim M_3$: 全反射镜; $LTSG$: 激光触发火花隙; $H.V.$: 直流高压电源;
 R : 限流电阻; z_c : 匹配阻抗

当入射激光脉冲到达第一个开关时, 由于这个开关处在关的状态, 脉冲的先头部分无法通过开关而被检振偏镜 P_2 偏离出光路, 被 M_1 引导至激光触发火花隙 $LTSG$ 。当聚焦的激光击穿 $LTSG$ 时, 火花隙导通并立即将幅度为 $-V_{\lambda/2}$ 、宽为 $2l_1/v$ 的矩形电脉冲通过 l_2 施于 PC_1 上 (其中 v 为电波在同轴电缆中的传播速度)。此时第一个开关在 $\tau_1 = 2l_1/v$ 的期间内^[注] 打开, 并从输入的长激光脉冲中削出宽度为 τ_1 的脉冲 (l_2 的长度或 M_1 的位置选得使削在长脉冲的峰值附近)。电脉冲继续传播至 PC_2 , 于是, $P_3-PC_2-P_4$ 也在 τ_1 的期间内打开。被削出的光脉冲便同步地通过第二个开关, 而进入其后的放大系统。电脉冲继续沿着 l_4 传播, 最后被匹配阻抗 Z_c 所吸收。为了避免 Z_c 与电缆的波阻抗不匹配引起的反射, 常常根据入射激光脉冲的宽度和 l_2 的长度、 $LTSG$ 击穿的时刻等因素选取 l_4 的长度, 使得即使存在反射电脉冲时, 也不

注: 为简化起见, 假设电脉冲为理想矩形脉冲。实际情况下文讨论。

会出现第二个激光脉冲信号。

这种双开关结构的作用过程如图3所示。图中取LTSG导通时刻为时间坐标轴起点。此结构所削取的激光脉冲宽度直接由电缆 l_1 的长度决定。

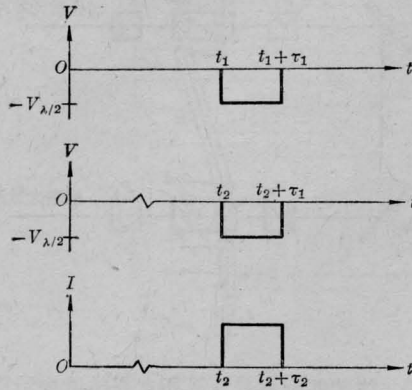


图3 对应图2的双开关结构

上: PC_1 上的电压脉冲过程; 中: PC_2 上的电压脉冲过程; 下: 第二个开关削得的激光脉冲。

$$\tau_1 = \tau_2 = 2l_1/v, \quad t_1 = l_2/v, \quad t_2 = (l_2 + l_3)/v$$

例二 终端短路

结构如图4所示。双开关的操作程序同例一。当幅度为 $-V_{\lambda/2}$ 的电脉冲由 PC_1 传播至 PC_2 的时刻, $P_3-PC_2-P_4$ 立即打开。电脉冲继续通过 l_4 ($l_4 < l_1$)传播,在电缆终端短路处,这个电脉冲以反位相等幅又传至 PC_2 上,使得晶体内部成为零电场。所以 $P_3-PC_2-P_4$ 在 $\tau_2 = 2l_4/v$ 内打开,接着又关闭。

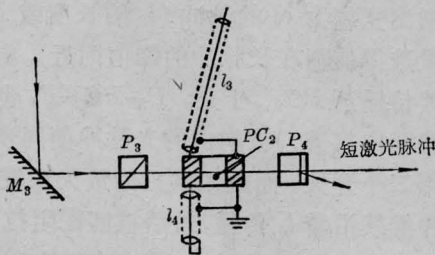


图4 终端短路双普克耳斯盒开关略图

经过 $t = 2l_1/v - 2l_4/v$ 后,又有宽为 τ_2 、幅度为 $+V_{\lambda/2}$ 的电脉冲加于 PC_2 上。这样, $P_3-PC_2-P_4$ 第一次打开时可削得 τ_2 的光脉冲,第二次打开时已无激光了。

这种结构形式的作用过程可由图5表明。此结构可以由改变 l_4 的长度而改变最终获得的激光脉冲宽度。

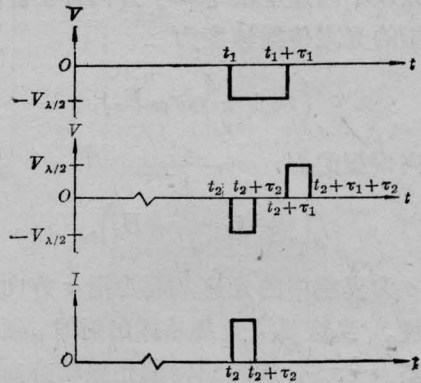


图5 对应图4的双开关结构

上: PC_1 上的电压脉冲过程; 中: PC_2 上的电压脉冲过程; 下: 第二个开关削得的激光脉冲。

$$\tau_1 = 2l_1/v, \quad \tau_2 = 2l_4/v; \quad t_1 = l_2/v, \quad t_2 = (l_2 + l_3)/v$$

例三 终端开路

结构如图6所示。开关的操作过程如例二。然而由于终端开路,在终端处,电脉冲以等幅同位相反射, PC_2 在经历 $2l_4/v$ 期间后,又有反射回来的半波电压脉冲迭加在原来的入射脉冲上($l_4 < l_1$),于是 PC_2 在 $2(l_1 - l_4)/v$ 期间内施以全波电压 $-V_{\lambda}$, $P_3-PC_2-P_4$ 关闭,接着又打开 τ_2 的期间。同例二相似, $P_3-PC_2-P_4$ 第一次打开时削得宽为 τ_2 的光脉冲。改变 l_4 的长度同样可以调节所削出的激光脉冲宽度。此结构的作用过程如图7所示。

例四 PC_2 之两电极串接、终端匹配

此结构如图8所示,电脉冲传到 PC_2 的

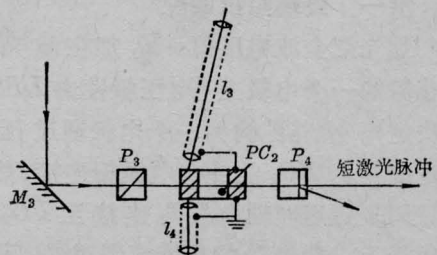


图6 终端开路双普克耳斯盒开关略图

电极 1 上时, 第二个开关立即打开。经历 l_4/v 期间后, 电脉冲由电极 1 经 l_4 ($l_4 < 2l_1$) 传到电极 2 上, 这时 $P_3-PC_2-P_4$ 关闭。当电脉冲末端通过电极 1 之后, 电极 2 仍有电压, 于

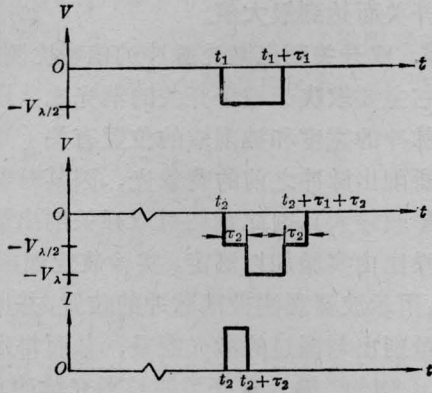


图 7 对应图 6 的双开关结构
上: PC_1 上的电压脉冲过程; 中: PC_2 上的电压脉冲过程; 下: 第二个开关削得的激光脉冲。
 $\tau_1 = 2l_1/v$, $\tau_2 = 2l_4/v$; $t_1 = l_2/v$, $t_2 = (l_2 + l_3)/v$

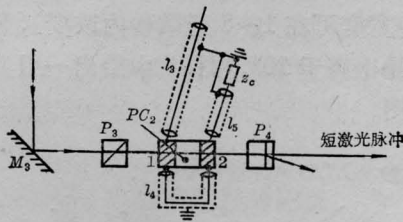


图 8 PC_2 之两电极串接, 终端匹配双普克耳斯盒开关略图

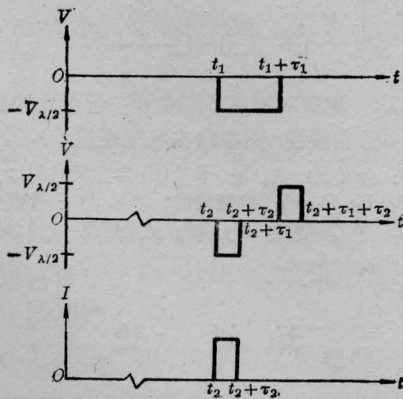


图 9 对应图 8 的双开关结构
上: PC_1 上的电压脉冲过程; 中: PC_2 上的电压脉冲过程; 下: 第二个开关削得的激光脉冲。
 $\tau_1 = 2l_1/v$, $\tau_2 = l_4/v$; $t_1 = l_2/v$, $t_2 = (l_2 + l_3)/v$

是开关又打开 l_4/v 期间。 $P_3-PC_2-P_4$ 第一次打开便削得 $\tau_2 = l_4/v$ 的激光脉冲。光脉冲宽度可由改变 l_4 之长度决定。此结构作用过程如图 9 所示。

四、实验结果

1. 一般描述

实验基本结构如图 4。输入双普克耳斯盒开关的激光脉冲, 是来自电光开关调 Q 钕玻璃激光振荡器输出的、半宽度(定义脉冲幅度一半值的两点间的间隔)为 ~ 30 毫微秒的 1.06 微米激光脉冲。

激光触发火花隙是充 14~18 个大气压氮气的同轴电极高压火花隙, 其阻抗与传输同轴电缆的波阻抗相匹配。火花隙的结构如图 10 所示。

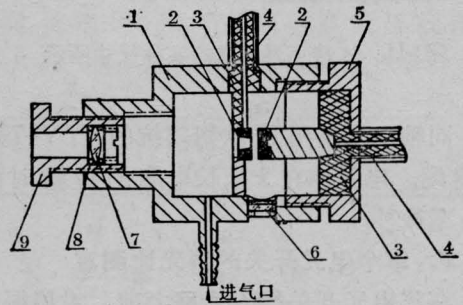


图 10 高压激光触发火花隙(LTSG)结构简图

主要部件: 1—壳体; 2—电极(不锈钢制); 3—绝缘体; 4—同轴电缆; 5—电极距离调节体; 6—观察窗口; 7—聚焦透镜; 8—密封橡皮环; 9—焦距调节体

偏振镜选用洛匈型双折射棱镜。它由一个方解石棱镜和一个对 1.06 微米的光折射率与方解石匹配的轻冕牌玻璃棱镜光胶而成。单个偏振镜对 1.06 微米的偏振光最大透过率 $\sim 90\%$, 消光比 $\sim 10^6$ 。

电光晶体采用 KDP (也用过 KD^*P 作对照) 晶体, 净通光孔径为 18 毫米。晶体长度为 40 毫米, 直径为 20 毫米。晶体密封在干燥的有机玻璃盒内。两片玻璃窗口各个表

面均镀以对 1.06 微米光增透膜层。

普克耳斯盒晶体的施电压电极是用金属制的圆柱筒形结构，电极筒内壁与圆柱晶体的圆柱面紧密贴合并保持不产生附加应力。这种电极结构的晶体内部电场的均匀性，比相同通光孔径的端面电极环结构^[2]改善得多，从而增大电光开关打开时的最大透过率。实验测得最大透过率，前者为后者的 5~10 倍。圆柱筒电极的尺寸如图 11 所示。实验也量得电极间电容值 ~2.4 微微法。

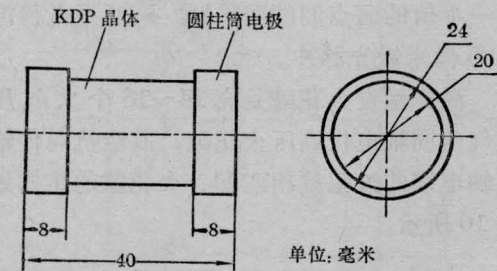


图 11 普克耳斯盒的实际尺寸图示

同轴电缆选用 75 欧姆阻抗的 SYV-75Ω-9 电缆。电脉冲在 1 米长电缆的传输时间为 5 毫微秒。

2. 单个电光开关的消光比测定

在将电光开关插入光路之前，对偏振镜和电光晶体用星点法、干涉仪法测定其光学均匀性和表面加工误差对光波前的畸变，从中挑选最佳样品组成开关，并测定单个开关的消光比。

开关的消光比是定义在相同的入射光强度下，开关处于全开状态时(加上半波电压)透过的最大光强 $I_{开}$ 与开关处于关闭状态时漏过的光强 $I_{漏}$ 之比，即 $\eta = \frac{I_{开}}{I_{漏}}$ 。我们用 6328 埃和 1.08 微米的 He-Ne 气体激光作光源，测定了电光开关的消光比。结果表明，在测量误差之内用两种光源测试结果无甚差异。对于光束充满通光孔径时，测得几个电光开关的消光比为 $3 \times 10^3 \sim 1.5 \times 10^3$ (相同孔径

的端面电极环结构电光开关，其消光比 $< 5 \times 10^2$)。如果采用小口径光束，例如 $\phi 4$ 毫米，开关 XOY 面的某些部位的消光比可达到 $\sim 10^4$ 。实验还发现，消光比可以随着精细地调整开关而达到极大值。

3. 双开关削出激光脉冲的信噪比测定

它主要取决于每个开关的消光比，还同输入脉冲的宽度和被削取的位置有关(这里是指所削出脉冲之前的背景光，因其对实验结果影响较大)。因此我们对双开关削出脉冲的信噪比由实验加以测定。实验装置如图 12 所示。用示波器观测被削脉冲的位置，并用卡计测量削出与漏过的激光能量，从而得出信噪比。例如，输入双开关的长激光脉冲，其半宽度 ~ 30 毫微秒。由第一个开关削出 $\tau = \frac{2l_1}{v} = 8$ 毫微秒的脉冲，然后再由第二个开关同步削出 1 毫微秒(半宽度)的激光脉冲(脉冲宽度可在 1~8 毫微秒内改变)，此时测得信噪比高于 10^6 。图 13 中给出一组典型的示波图。

触发 LTSG 和示波器观察

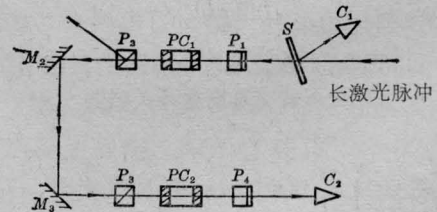


图 12 测量双普克耳斯盒开关信噪比的实验布置图(图中略去电缆连接等)

S: 分光板; C_1, C_2 : 卡计(C_1 为能量监测); P_1, P_2, P_3, P_4 : 偏振棱镜; PC_1, PC_2 : 普克耳斯盒; M_2, M_3 : 全反射镜

五、讨 论

1. 电光开关的重要质量指标便是消光比。我们要求在开关处于关闭状态下必须尽可能不漏光。有人^[4]导出开关漏光的相对强度表示式:

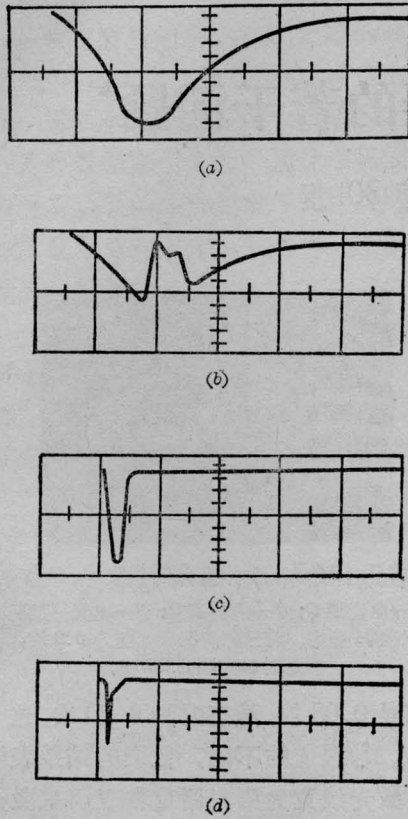


图 13 一组典型的示波图

(a) — 电光调 Q 振荡器输出激光脉冲; (b) — 经第一个电光开关削波后的剩余激光脉冲; (c)、(d) — 第二个开关削出的激光脉冲 (对应不同的 l_4 值)。探测器组合响应时间 ~ 1.5 毫微秒, 扫描速度: 20 毫微秒/格

$$I' = \frac{\pi^2}{4} \frac{(n_e + n_0)^2 (n_e - n_0)^2}{n_e^4 n_0^2} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \theta^4,$$

式中 n_e 为晶体对非常光的折射率, l 为晶体的厚度, λ 为入射光波长, θ 为光束的发散角, 这里假定光束的角发散度为高斯分布。

从式中可以看到, 对于给定的入射波长和晶体材料, 漏光主要正比于 $l^2 \theta^4$ 。因此为减少漏光达到开关的最佳运转性能, 应尽可能不在发散光束或会聚光束情形下使用电光开关, 而应先把入射光束校正为平行光。另外, 缩短晶体的长度也是重要的。

2. 本文所述的双普克耳斯盒开关经实践证明具有良好的运转性能, 确保了高功率

激光系统长期稳定地运转^[6]。削出脉冲宽度可以灵活地改变。

考虑到所用的火花隙产生的电脉冲的上升时间 (~ 0.5 毫微秒) 和普克耳斯盒的响应时间 (~ 0.3 毫微秒), 因此由第二个开关所削得的脉冲宽度 τ' 并非理想的 τ_2 , 而为 $\tau \approx \tau_2 + \frac{1}{2}(\tau_{r_1} + \tau_{r_2})$, 其中 τ_{r_1} 为火花隙与 PC_1 的联合上升时间, τ_{r_2} 为 PC_2 与 τ_{r_1} 的联合上升时间。由以上结构的双开关所能获得的最短脉冲半宽度为 $\tau'_{\min} \approx \frac{1}{2}(\tau_{r_1} + \tau_{r_2})$ 。

由于 XDP 类晶体具有亚毫微秒量级的时间响应特性, 采用小通光口径晶体减少电极间电容, 选用参数 $C_0 V_{\lambda/2}$ (C_0 为电极间电容量, $V_{\lambda/2}$ 为半波电压) 小的 KD^*P ^[3] 晶体又能进一步减少响应时间; 对火花隙作进一步改进, 普克耳斯盒电极采用同轴化结构以及采用低阻抗电缆, 便可获得高信噪比的、从亚毫微秒级至毫微秒的可调宽度的激光脉冲。

对于那些不要求极高消光比的应用场合, 用一个开关选用上述的工作方式之一, 更易获得亚毫微秒激光脉冲

3. 本文所述开关可应用于 2000 埃至 13000 埃范围内的所有光源 (这个限值仅由所用光学元件的透光特性决定)。本工作中的 KDP、 KD^*P 晶体是由中国科学院福建物质结构研究所提供的, 特此致谢。

参 考 文 献

- [1] B. H. Billings; *JOSA*, 1949, **39**, 797.
- [2] 徐积仁, 沈彬源, 仇维礼; 《物理学报》, 1966, **22**, 1103.
- [3] J. M. Ley, T. M. Christmes *et al.*; *Proc. IEE*, 1970, **117**, 1057.
- [4] Ю. Э. Камач и др.; *ОМП*, 1972, №8, 14.
- [5] L. L. Steinmetz, T. W. Pouliot *et al.*; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, 1468.
- [6] 中国科学院上海光机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), 117, 原子能出版社, 1977 年第一版。