

高等院校物理类规划教材

光电信息技术实验

徐大海 王阳恩 田永红 李 军 李 林 编著



WUHAN UNIVERSITY PRESS
武汉大学出版社

高等院校物理类规划教材

光电信息技术实验

徐大海 王阳恩 田永红 李 军 李 林 编著



WUHAN UNIVERSITY PRESS

武汉大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

光电信息技术实验/徐大海,王阳恩,田永红,李军,李林编著. —武汉:武汉大学出版社,2013.3

高等院校物理类规划教材

ISBN 978-7-307-10471-6

I. 光… II. ①徐… ②王… ③田… ④李… ⑤李… III. 光电子技术—信息技术—实验—高等学校—教材 IV. TN2-33

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2013)第 027835 号

责任编辑:任仕元

责任校对:王 建

版式设计:马 佳

出版发行:武汉大学出版社 (430072 武昌 珞珈山)

(电子邮件:cbs22@whu.edu.cn 网址:www.wdp.com.cn)

印刷:荆州市天园印刷有限公司

开本:787×1092 1/16 印张:11.75 字数:270千字 插页:1

版次:2013年3月第1版 2013年3月第1次印刷

ISBN 978-7-307-10471-6/TN·58 定价:25.00元

版权所有,不得翻印;凡购买我社的图书,如有质量问题,请与当地图书销售部门联系调换。

前 言

光电信息科学与工程类专业所涉及的技术处于当前信息技术最活跃的领域,主要涉及的技术领域有光学/光电仪器、光子学技术、信息光学技术、光学技术工程、光电交叉学科。近年来,为了适应社会的进步和科技的发展,许多高校创办了“光电信息科学与工程”类专业,不仅增强了学校的办学活力,而且对光电信息科学与工程的发展、高新技术创新研究和培养信息产业的后备力量有着重要意义。

长江大学物理科学与技术学院开办光电专业已近十年,随着办学条件、师资队伍的不断改善,本科生的光电类专业实验条件得到完善和提高。本书根据该学院光电专业的知识结构特点、人才培养目标以及硕士研究生培养方案编写,既有光电专业基础实验,也有介绍该领域新技术的实验,希望能达到训练学生把课堂所学知识运用到相关实验的目的,同时也能让学生了解当前光电领域内的一些新技术。

本书包含“激光原理与技术实验”、“光纤实验”、“光电子器件实验”、“太阳能电池性能测试实验”和“设计性实验”五个部分,可满足不同层次的教学需要。其中,“激光原理与技术”、“光纤”、“光电子器件”、“太阳能电池性能测试”四部分属专业基础实验。“设计性实验”部分包括“人体远红外自动感知系统设计”、“光电自动寻的系统设计(激光制导)”、“自由空间图像传输系统设计”等六个实验项目,可供教师根据实际教学需要选择使用。本书可作为高等院校光电信息科学与技术专业本科生实验教材或参考书,也可作为光学或光学工程专业硕士研究生光电子实验教材或参考书。

参加本书编写工作的老师有徐大海、田永红、王阳恩、李军、李林。其中,实验一、实验二、实验三为徐大海编写,实验四、实验五、实验六、实验七、实验八、实验九、实验十、实验十一为田永红编写,实验十二、实验十三、实验十四、实验十五、实验十六、实验十七、实验十八、实验十九为李军编写,实验二十、实验二十一、实验二十二为王阳恩编写,实验二十三、实验二十四、实验二十五、实验二十六、实验二十七、实验二十八为李林编写。

由于编者水平有限,对一些实验有可能理解还不够深入,把握还不够准确,加之时间仓促,因此错误和缺点一定在所难免,敬请读者不吝赐教。

编 者

目录

第一部分 激光原理与技术实验

实验一 固体激光器综合实验	3
实验二 LD/LED 的 $P-I-V$ 特性曲线测试	28
实验三 光纤激光器参数的测量	33

第二部分 光纤实验

实验四 光纤衰减系数的测试	39
实验五 光纤端面处理、耦合及熔接	43
实验六 语音、图像光纤传输及波分复用	49
实验七 光纤非弹性散射与喇曼放大	52
实验八 光时域反射测量	58
实验九 掺铒光纤放大器	61
实验十 单模光纤损耗特性和截止波长的测量	66
实验十一 光纤色散测量	71

第三部分 光电子器件实验

实验十二 光纤无源器件参数测量	77
实验十三 光纤光栅温度传感与测量	83
实验十四 光电探测原理实验	86
实验十五 CCD 信号采集与处理	98
实验十六 液晶显示器(LCD)电光特性的测量	103
实验十七 多碱光电阴极参数测量与微光像增强电子透镜调节及增益测量	109
实验十八 电吸收调制	115
实验十九 半导体器件特性参数测量	117
实验二十 LED 综合实验	123

第四部分 太阳能电池性能测试及光伏实验

实验二十一 光伏实验	133
实验二十二 太阳能电池性能测试	144

第五部分 设计性实验

实验二十三	人体远红外自动感知系统设计	157
实验二十四	主动式光电报警系统设计	161
实验二十五	光电自动寻的系统设计(激光制导)	164
实验二十六	自由空间语音传输系统设计	170
实验二十七	自由空间图像传输系统设计	174
实验二十八	自由空间数据传输系统设计	179
参考文献		184

3		
38		
39		

参考文献 (合卷二第)

39		
43		
49		
52		
58		
61		
66		
71		

参考文献 (合卷三第)

77		
83		
86		
88		
103		
109		
112		
117		
123		

参考文献 (合卷四第)

131		
141		

第一部分

激光原理与技术实验

实验一 固体激光器综合实验

YAG 激光器主要由泵浦源、工作物质和谐振腔组成,工作物质为掺钕钇榴石(Nd:YAG),即在 YAG 基质中掺入激活离子 Nd 就成为(Nd:YAG),谐振腔由两块介质膜片构成。

本综合实验包含电光调 Q 、选模等实验,可测量阈值、转换效率、倍频效率等激光器参量。通过实验能使学生全面了解激光原理和激光技术,掌握电光调 Q 系统的调试方法。

【实验目的】

- (1) 了解固体脉冲激光器的基本原理;
- (2) 学习激光器的安装和调试方法;
- (3) 掌握激光器的主要性能及基本技术参数的测试方法;
- (4) 学会选模的方法;
- (5) 理解退压式电光调 Q 的基本原理及方法;
- (6) 学会电光 Q 开关装置的调试;
- (7) 掌握被动调 Q 的原理及方法;
- (8) 了解被动 Q 开关性能参数对激光输出特性的影响;
- (9) 了解激光倍频的原理和意义;
- (10) 掌握角度匹配的调节方法;
- (11) 了解 KTP 晶体匹配角度的计算方法;
- (12) 掌握倍频效率的测量方法及倍频效率随注入能量的变化规律。

【实验原理】

一、激光原理简介

(一) 激光原理

1. 自发辐射

根据玻尔的理论,原子只能存在分立的能态,处在不同能态的原子具有不同的能量。若原子处于能量最低的能量状态,则称此原子处于基态,其他比基态能量高的状

态，都叫做激发态。在热平衡时，物质中处于下能态的原子数远比上能态的多。电磁波与其发生作用，能使原子从低能级上升到高能级。这种原子在两个能级之间的变化叫做跃迁。可以说，处于基态的原子，从外界吸收能量以后，将跃迁到能量较高的激发态。

处于高能态上的原子是不稳定的，它总是力图使自己回到最低的能量状态；即使在没有任何外界作用的情况下，它也有可能从高能态 E_2 跃迁到低能态并把相应的能量释放出来。这种在没有外界作用的情况下，原子从高能态向低能态的跃迁方式有两种：一种是在跃迁过程中，释放的能量以热量的形式放出，这称为无辐射跃迁；另一种是在跃迁过程中，释放出的能量通过光辐射的形式放出，这称为自发辐射跃迁，如图 1.1 所示。辐射的光子能量满足波尔关系：

$$E_2 - E_1 = h\nu_{21} \tag{1.1}$$

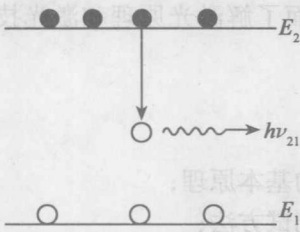


图 1.1 自发辐射

原子自发辐射的特点是原子的自发辐射几率 A_{21} 只与原子本身性质有关，与外界辐射场无关。即原子自发辐射是完全随机的，各个原子在自发跃迁中彼此无关，这样产生的自发辐射光在相位、偏振态以及传播方向上都是杂乱无章的，光能量分布在一个很宽的频率范围内。

2. 受激吸收

当原子系统受到能量为 $h\nu_{21}$ 的光子照射时，如果满足 $h\nu_{21} = E_2 - E_1$ ，则处于低能态 E_1 上的原子受到激发，跃迁到高能态 E_2 上去，同时吸收一个能量为 $h\nu_{21}$ 的光子，这种过程称为光的受激吸收，如图 1.2 所示。

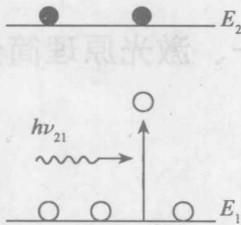


图 1.2 受激吸收

原子的受激吸收几率与外来的光辐射能量密度 $\rho(V)$ 的数值大小有关, $\rho(V)$ 越大, 几率 W_{12} 就越大。所以, 与自发辐射几率不同, 原子的受激吸收几率是随 $\rho(V)$ 而变化的。

3. 受激辐射

与光的受激吸收过程相对应的, 还有一个相反的过程, 即当处在高能态的原子受到能量为 $h\nu_{21}$ 的外来光子照射时, 如果满足 $h\nu_{21} = E_2 - E_1$, 则处在高能态 E_2 上的原子也会受到外来的能量为 $h\nu_{21}$ 的光子的诱发, 而从高能态 E_2 跃迁到低能态 E_1 上去。这时原子将发射一个和外来光子能量相同的光子, 这种过程叫做受激辐射, 如图 1.3 所示。在这种辐射过程中产生的光便是激光。

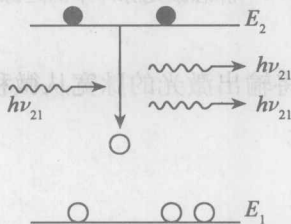


图 1.3 受激辐射

在激光器中, 外部泵浦源使激光材料中的粒子(原子)从低能态跃迁到高能态, 即泵浦辐射导致“粒子数反转”。使频率适中的电磁波入射到该“反转”的激光材料上, 入射光子将使高能级的原子降落回低能级而发射出附加的光子, 形成光波放大。最终, 能量从原子系统萃取出来, 供给到辐射场。这一切都是以之前所述的原子系统受激吸收——受激辐射一系列机制为根据的。

简而言之, 当材料受到激励, 使得它的原子(分子)在高能级的分布多于低能级时, 该材料就能够以与能级差相应的频率使辐射放大, 从而产生激光。

(二) 调 Q 技术原理

1. 调 Q 的意义

普通脉冲固体激光器输出的脉冲, 是由许多振幅、脉宽和间隔做随机变化的尖峰脉冲组成的, 如图 1.4 所示。

每个尖峰的宽度约为 $0.1 \sim 1 \mu\text{s}$, 间隔为微秒量级, 脉冲序列的长度大致与闪光灯泵浦时间相等, 这种现象称为激光器迟豫振荡。如此, 激光器的能量分散在这样一串脉冲中, 因而不可能有很高的峰值功率, 这是因为通常的激光谐振腔的损耗是不变的, 一旦光泵浦使反转粒子数达到或略超过阈值时, 激光器便开始振荡, 于是激光上能级的粒子数因受激辐射而减少, 致使上能级不能积累很大的反转粒子数, 只能被限制在阈值反转数附近。

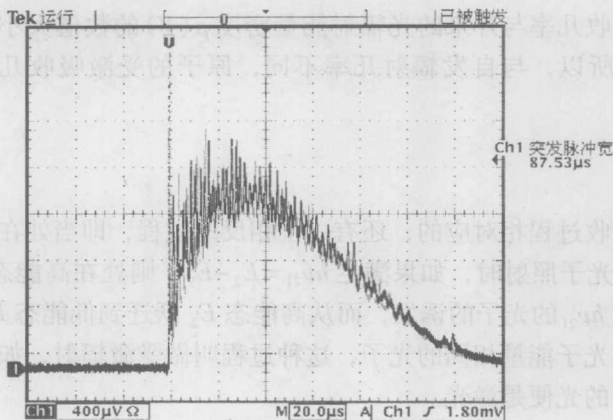


图 1.4 静态激光脉冲中的迟豫振荡

调 Q 能够抑制弛豫振荡，将输出激光的脉宽从微秒量级压缩到纳秒量级，从而大大提高峰值功率。

2. 调 Q 的原理

从激光产生的原理得知，激光器振荡的阈值条件可以表示为：

$$\Delta n_{th} \geq \frac{g}{A_{21}} \cdot \frac{1}{\tau_c} \quad (1.2)$$

而 $\tau_c = \frac{Q}{2\pi\nu}$ ，所以

$$\Delta n_{th} \geq \frac{g}{A_{21}} \cdot \frac{2\pi}{Q} \quad (1.3)$$

式(1.3)中， g 是模式数目， A_{21} 是自发辐射几率， τ_c 是光子在腔内的寿命。我们引入品质因数 Q ，将它定义为

$$Q = 2\pi\nu_0 \left(\frac{\text{腔内存储的能量}}{\text{每秒损耗的能量}} \right),$$

式中， ν_0 为激光的中心频率。用 W 表示腔内存储的能量， δ 表示光在腔内传播单次能量的损耗率，那么光在一个单程中的能量损耗为 δW 。设 L 为腔长， n 为介质折射率， c 为光速，则光在腔内走一单程所需的时间为 nL/c 。由此，光在腔内每秒钟损耗的能量为 $\frac{\delta W}{nL/c}$ 。这样， Q 值就可表示为：

$$Q = 2\pi\nu_0 \frac{W}{\delta W C / nL} = \frac{2\pi nL}{\delta \lambda_0} \quad (1.4)$$

式中， λ_0 为真空中激光中心波长。由式(1.3)和式(1.4)可知，当 λ 和 L 一定时， Q 值与谐振腔损耗成反比，即损耗大， Q 值就低，阈值高，不易起振；损耗小， Q 值就高，则阈值低，易于起振。由此提高振荡阈值，振荡不能形成，使激光工作物质上能级的粒子数大量积累。当积累到最大值时，突然使腔内损耗变小， Q 值突增，这时，腔内会像

雪崩一样以极快的速度建立起极强的振荡,在短时间内反转粒子数大量被消耗,转变为腔内的光能量,并在输出镜一端输出一个极强的激光脉冲,我们称之为巨脉冲。

3. 调 Q 激光的建立

调 Q 技术就是通过某种方法(如改变损耗)使腔的 Q 值随时间按一定程序变化的技术。在泵浦开始时使腔处于低 Q 值状态,即提高振荡阈值使振荡不能形成,上能级的反转粒子数就可以大量积累,能量可以储存的时间决定于激光上能级的寿命;当积累到最大值(饱和值)时,突然使腔的损耗减少, Q 值突增,激光振荡迅速建立起来,在极短的时间内上能级的反转粒子数被消耗,转变为腔内的光能量,从腔的输出端以单一脉冲形式释放出来,于是就获得峰值功率很高的巨脉冲。

调 Q 激光脉冲的建立过程,各参量随时间的变化情况,如图 1.5 所示。图 1.5(a)表示泵浦速率 W_p 随时间的变化;图 1.5(b)表示腔的 Q 值是时间的阶跃函数;图 1.5(c)表示粒子反转数 Δn 的变化;图 1.5(d)表示腔内光子数 ϕ 随时间的变化。在泵浦过程的大部分时间里谐振腔处于低 Q 值(Q_0)状态,故阈值很高不能起振,从而激光上能级的粒子数不断积累,直到 t_0 时刻,粒子数反转达到最大值 Δn_i ,在这一时刻, Q 值突然升高(损耗下降),振荡阈值随之降低,于是激光振荡开始建立。由于 $\Delta n_i = \Delta n_r$ (阈值粒子反转数),因此受激辐射增强非常迅速,激光介质存储的能量在极短的时间内转变为受激辐射场的能量,结果产生了一个峰值功率很高的窄脉冲。

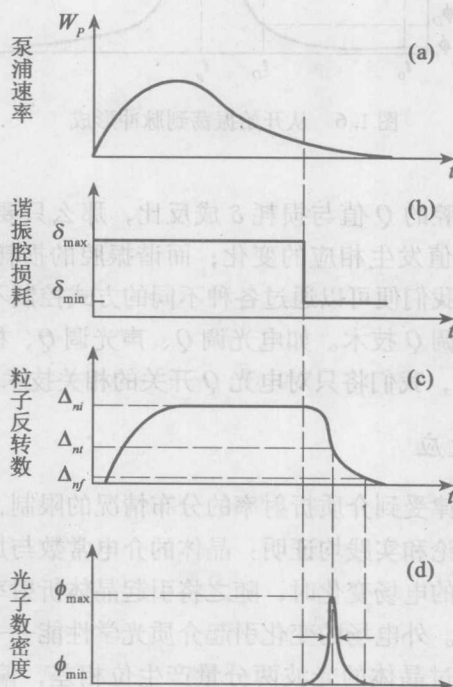


图 1.5 Q 开关激光脉冲建立过程

由图还可看出调 Q 脉冲的建立还有个过程, 当 Q 值阶跃上升时开始振荡, 在 $t=t_0$ 振荡开始建立至以后一个较长的时间过程中, 光子数 ϕ 增长十分缓慢, 如图 1.6 所示, 其值总是很小 ($\phi \approx \phi_i$), 受激辐射几率很小, 此时仍是自发辐射占优势。只有振荡持续到 $t=t_D$, ϕ 增长到了 ϕ_D , 雪崩过程才形成, ϕ 才迅速增大, 受激辐射才迅速超过自发辐射而占优势。因此, 调 Q 脉冲从振荡开始建立到巨脉冲激光形成需要一定的延迟时间 Δt (也就是 Q 开关开启的持续时间)。光子数的迅速增长, 使 Δn_i 迅速减少, 到 $t=t_p$ 时刻, $\Delta n_i = \Delta n_r$, 光子数达到最大值 ϕ_m 之后, 由于 $\Delta n < \Delta n_i$, 则 ϕ 迅速减少, 此时 $\Delta n = \Delta n_f$, 为振荡终止后工作物质中剩余的粒子数。可见, 调 Q 脉冲的峰值是发生在工作物质的反转粒子数等于谐振腔的阈值反转粒子数 ($\Delta n_i = \Delta n_r$) 的时刻。

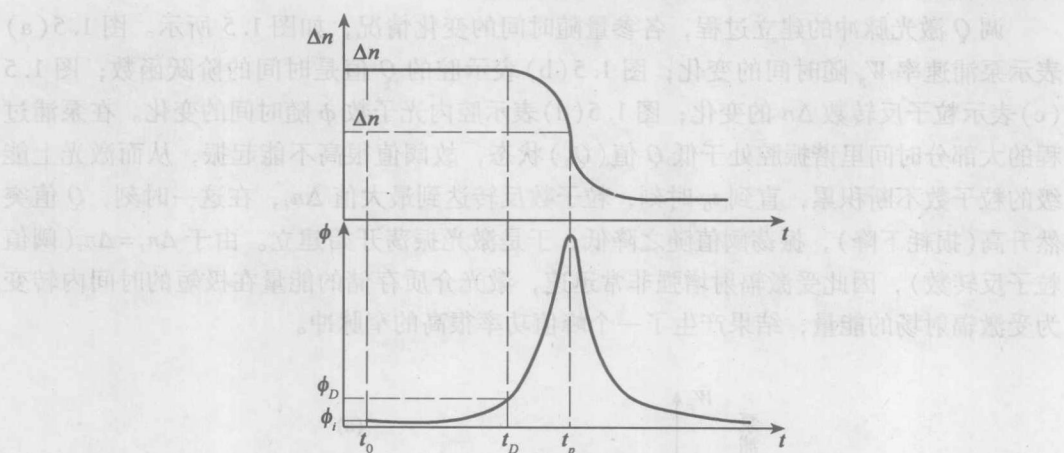


图 1.6 从开始振荡到脉冲形成

综上所述, 既然谐振腔的 Q 值与损耗 δ 成反比, 那么只要按照一定的规律改变谐振腔的 δ 值, 就可以使 Q 值发生相应的变化; 而谐振腔的损耗包括反射损耗、衍射损耗、吸收损耗等, 这样, 我们便可以通过各种不同的方式控制不同类型的损耗变化, 如此, 就形成了种种不同的调 Q 技术。如电光调 Q 、声光调 Q 、机械转镜调 Q 、可饱和吸收调 Q 等。而在本实验中, 我们将只对电光 Q 开关的相关技术进行探讨。

(三) 晶体的电光效应

光在介质中的传播规律受到介质折射率的分布情况的限制, 而介质折射率的分布与其介电常数密度相关。理论和实践均证明: 晶体的介电常数与加在晶体上的电场强度有关。所以, 当加在晶体上的电场变化时, 随之将引起晶体折射率的变化, 结果将导致光波在其中传播规律的改变。外电场的变化引起介质光学性能——折射率变化的现象称为电光效应。该过程中, 通过晶体的光波两分量产生位相差, 偏振方向发生变化。如图 1.7 所示。

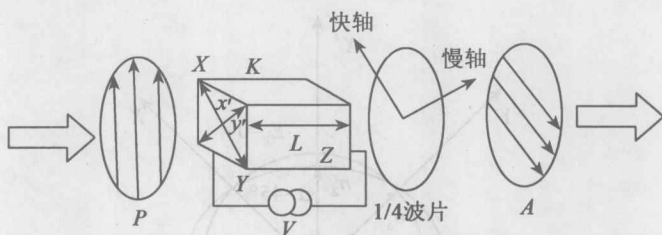


图 1.7 纵向电光调制器的结构图

下面，以 KD^*P 晶体的纵向电光效应为例进行介绍。

KD^*P 晶体属于四方晶系 $42m$ 晶类，光轴 C 与主轴 Z 重合。未加电场时，在主轴坐标系中，其折射率椭球方程为：

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (1.5)$$

其中， n_o 、 n_e 分别为寻常光和非寻常光的折射率。加电场后，由于晶体对称性的影响， $42m$ 晶类只有 γ_{63} 与 γ_{41} 两个独立的线性电光系数。 γ_{63} 是电场方向平行于光轴的电光系数， γ_{41} 是电场方向垂直于光轴的电光系数。 KD^*P 晶体加外电场后的折射率椭球方程是：

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2\gamma_{41}(E_x yz + E_y xz) + 2\gamma_{63}E_z xy = 1 \quad (1.6)$$

当只在 KD^*P 晶体光轴 Z 方向加电场时上式变成：

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2\gamma_{63}E_z xy = 1 \quad (1.7)$$

经坐标变换，可求出此时在三个感应主轴上的主折射率：

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_o - \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{63}E_z \\ n_{y'} &= n_o + \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{63}E_z \\ n_{z'} &= n_e \end{aligned} \quad (1.8)$$

上式表明，在 E_z 作用下 KD^*P 变为双轴晶体，折射率椭球的 xy 截面由圆变为椭圆，椭圆的长短轴方向 x' 、 y' 相对于原光轴 x 、 y 转了 45° ，转角大小与外加电场大小无关，长、短半轴的长度即 $n_{y'}$ 和 $n_{x'}$ 。由上式可看出它们的大小与 E_z 呈线性关系，电场反向时长短轴互换，如图 1.8 所示。

当光沿 KD^*P 光轴 Z 方向传播时，在感应主轴 x' 、 y' 两方向偏振的光波分量，由于此时晶体在这两者方向上的折射率不同，经过长度为 l 的晶体后产生位相差：

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{y'} - n_{x'})l = \frac{2\pi}{\lambda}\gamma_{63}V_z \quad (1.9)$$

式中， $V_z = E_z l$ 为加在晶体 z 向两端的直流电压。

使光波两个分量产生位相差 $\frac{\pi}{2}$ 所需要加的电压，称为“ $\frac{\lambda}{4}$ 电压”，以 $V_{\frac{\lambda}{4}}$ 表示，即

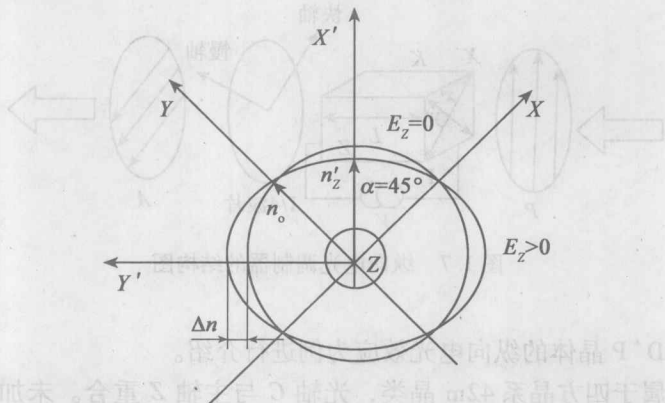


图 1.8 KD*P γ_{63} 纵向效应

$$V_{\frac{\pi}{2}} = \frac{\lambda}{4n_o^3\gamma_{63}} \tag{1.10}$$

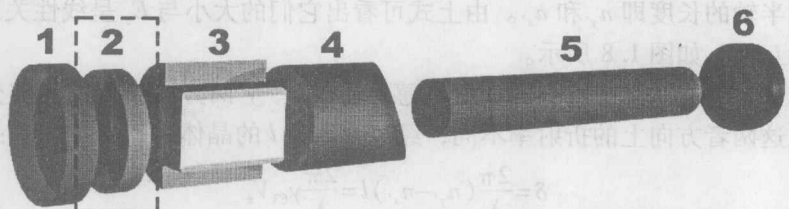
KD*P 晶体的光电系数 $\gamma_{63} = 23.6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 。对于 $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$ ，KD*P 晶体的 $V_{\frac{\pi}{2}}$ 为 4000V 左右。

(四) 电光 Q 开关

1. 泡克耳斯盒

Q 开关可利用的电光效应有两种，即泡克耳斯效应和克尔效应。前者发生于无点对称中心的晶体内，后者则发生在某些液体中。利用泡克耳斯效应制成的电光盒称为泡克耳斯盒，利用克尔效应制成的电光盒称为克尔盒。泡克耳斯盒所需要的电压仅为克尔盒的 1/10 ~ 1/5，它是 Q 开关脉冲激光器使用得最多的有源器件。

一般在脉冲固体激光器中常用的电光调 Q 装置经常采用如图 1.9 所示的结构：由 2、3、4 三部分组成的电光调 Q 装置位于工作物质和全反射镜之间，夹在两块偏振片中间的是泡克耳斯电光盒。



1 全反镜 2 检偏器 3 泡克耳斯盒 4 起偏器 5 Nd:YAG 激光棒 6 输出镜

图 1.9 在固体激光器中加入泡克耳斯盒调 Q 装置示意图

在这种结构中, 泡克耳斯盒既可用作加压式 Q 开关, 除去虚线框内的检偏器后也可用作退压式调 Q 。

泡克耳斯盒分为两种: 一种是加纵向电场, 此类泡克耳斯盒 Q 开关中, 施加的电场与入射光束的方向相同, 平行于晶体的光轴; 另一种是加横向电场, 在这种结构中, 电场垂直于光束的传播方向, 半波电压取决于晶体的厚度与长度之比, 这种方式有一个优点, 即选择适当的晶体几何尺寸, 就可以使外加电压明显低于纵向加电的电压。应用前一种结构的主要有 KD^*P 晶体; 应用后一种结构的主要有 LN 晶体。

2. 电光 Q 开关

(1) 泡克耳斯盒作退压调 Q

以带起偏振器的 KD^*P 电光 Q 开关为例进行说明。

带起偏振器的 KD^*P 电光 Q 开关是一种启用较早、应用较广泛的电光晶体调 Q 装置, 其特点是一个偏振器兼作起偏和检偏, 偏振器可采用方解石格兰-傅克棱镜, 也可用介质膜偏振片。其装置如图 1.10 所示。 KD^*P 容易潮解, 故需放在密封盒内使用, 通常采用纵向加压。

带起偏振器的 KD^*P 电光 Q 开关工作过程如下:

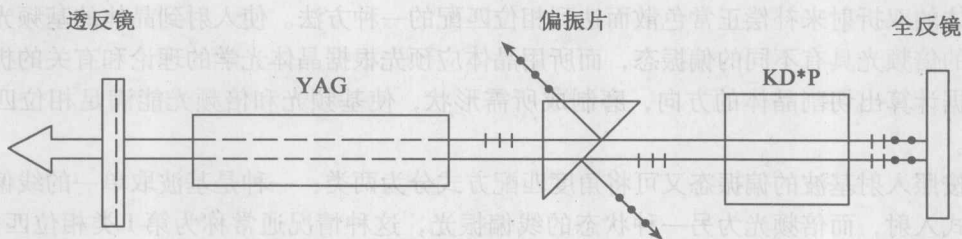


图 1.10 带起偏振器的调 Q 激光器原理图

YAG 棒在氙灯的激励下产生无规则光辐射, 通过偏振器后成为线偏振光, 起偏方向与 KD^*P 晶体的晶轴 X (或 Y) 方向一致, 并在 KD^*P 上施加一个 V_A 的外加电场。由于外加电场的作用, 主轴方向会发生变化, 分别变为 X' 和 Y' , 且与入射偏振方向成 45° 。这时调 Q 晶体起 $\frac{\lambda}{4}$ 波片的作用, 这样, 线偏振光通过晶体后会产生 $\frac{\pi}{2}$ 的位相差, 而往返一次产生的总位相差为 π , 线偏振光经这一次往返后偏振面旋转了 90° , 这种情况下, 由介质偏振器和 KD^*P 调制晶体组成的电光开关处于关闭状态, 所以谐振腔的 Q 值很低, 不能形成激光振荡。

虽然这时整个器件处在低 Q 值状态, 但由于氙灯一直在对 YAG 棒进行抽运, 工作物质中亚稳态粒子数便得到足够的积累, 当粒子反转数达到最大时, 突然去掉调制晶体上的 $\frac{\lambda}{4}$ 波长电压, 即电光开关迅速被打开, 沿谐振腔轴线方向传播的激光可自由通过调制晶体, 而其偏振状态不发生任何变化, 这时谐振腔处于高 Q 值状态, 形成雪崩式激