

张树东 尚连聚 徐慧 主编

光信息专业 综合实验

Guangxinxi Zhuanye Zonghe Shiyan

山东大学出版社

光信息专业综合实验

张树东 尚连聚 徐 慧 主编

山东大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

光信息专业综合实验/张树东,尚连聚,徐慧主编.

—济南:山东大学出版社,2015.8

ISBN 978-7-5607-5347-8

I. ①光… II. ①张… ②尚… ③徐… III. ①信息光
学—实验—教材 IV. ①0438-33

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第 197788 号

责任策划:李 港

责任编辑:李 港

封面设计:张 荔

出版发行:山东大学出版社

社 址 山东省济南市山大南路 20 号

邮 编 250100

电 话 市场部(0531)88364466

经 销:山东省新华书店

印 刷:沂南县汶凤印刷有限公司

规 格:720 毫米×1000 毫米 1/16

9.25 印张 160 千字

版 次:2015 年 8 月第 1 版

印 次:2015 年 8 月第 1 次印刷

定 价:15.00 元

版权所有,盗印必究

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社营销部负责调换

内容简介

为配合光电信息科学与工程专业“激光原理与技术”“光纤通信”和“信息光学”课程配套实验的开展,结合具体实验设备情况,编写了本实验教材。全书由独立的三个部分组成。

第一部分为激光原理与特性实验,介绍了半外腔氦氖激光器、氙灯泵浦固体激光器、半导体泵浦固体激光器的特性实验及调节技术。

第二部分为光纤信息与光通信实验,基于 ZH5002 型光纤通信原理综合实验系统实验箱,介绍了电终端的编译码、复接与解复接、信道编码与接口技术和光端机的加扰码、光纤线路码型变换及译码、接收定时恢复实验技术。结合 ZH5002B 型光纤光无源器件连接实验箱,开展了光信号发送和接收、光分路和波分复用实验。

第三部分为信息光学实验,介绍了分辨率板直读法测量光学系统分辨率、基于线扩散函数测量光学系统 MTF 值、全息技术在信息安全方面的应用等实验。

目 录

第一部分 激光原理与特性实验 (1)

实验一 半外腔氦氖激光器的调试及功率输出特性实验 ... (1)

实验二 氙灯泵浦固体激光器的装调及静态特性实验 (6)

实验三 脉冲 Nd:YAG 激光倍频实验 (11)

实验四 LD 泵浦固体激光器的工作原理和调试方法实验 ... (15)

实验五 激光器阈值及功率转换效率测量实验 (20)

第二部分 光纤信息与光通信实验 (22)

预备知识:ZH5002 型光纤通信原理综合实验系统概述 (22)

实验一 电终端 PCM 编译码实验 (27)

实验二 E1 帧成形及其传输实验 (32)

实验三 E1 帧同步提取系统实验 (42)

实验四 AMI/HDB3 终端接口实验 (47)

实验五 加扰码实验 (58)

实验六 5B6B 码型变换实验 (64)

实验七 CMI 码型变换实验 (82)

实验八 接收定时恢复电路实验 (91)

实验九 光信号发送和接收实验 (97)

实验十 光分路器和波分复用器性能测量实验 (103)

第三部分 信息光学实验 (109)

实验一 分辨率板直读法测量光学系统分辨率实验 (109)

实验二 基于线扩散函数测量光学系统 MTF 值实验 (115)

实验三 信息光学实验 (121)

实验四 全息技术在信息安全方面的应用实验 (138)

主要参考文献 (143)

第一部分 激光原理与特性实验

实验一 半外腔氦氖激光器的调试及功率输出特性实验

一、实验简介

1917年,爱因斯坦在量子理论的基础上提出了崭新的概念:在物质与辐射场的相互作用中,构成物质的原子或分子可以在光子的激励下产生光子的受激发射或吸收。这已经隐示了,如果能使组成物质的原子(或分子)数目按能级的热平衡分布出现反转,就有可能利用受激发射实现光放大。后来,许多科学家致力于相关的理论及实验研究,终于在1960年7月,梅曼演示了世界上第一台激光器,即红宝石固体激光器。按工作物质的类型不同,激光器可分为气体激光器、固体激光器、半导体激光器、液体激光化器、自由电子激光器、化学激光器和X射线激光器等。氦氖(He-Ne)激光器是继红宝石固体激光器后出现的第二种激光器,也是目前使用最为广泛的气体激光器之一。

二、实验目的

- (1)掌握 He-Ne 激光器的工作原理,熟悉半外腔 He-Ne 激光器的组成部分。
- (2)掌握半外腔 He-Ne 激光器的调试方法。
- (3)测量半外腔 He-Ne 激光器的功率输出特性。
- (4)掌握功率测试仪的使用方法。

三、实验原理

He-Ne 激光器是最早研制成功的气体激光器,在可见及红外波段可产生多

条激光谱线,其中最强的3条谱线是 632.8nm 、 $1.15\mu\text{m}$ 和 $3.39\mu\text{m}$ 。放电管长数十厘米的 He-Ne 激光器输出功率为毫瓦量级,放电管长 $1\sim 2\text{m}$ 的激光器输出功率可达数十毫瓦。由于它能输出优质的连续运转可见光,而且具有结构简单、体积较小、价格低廉等优点,在准直、定位、全息照相、测量、精密计量等方面得到了广泛的应用。

图 1-1-1 为 He-Ne 激光器的 3 种结构形式。阴极和阳极间通过充有氦氖混合气体的毛细管放电,使 Ne 原子的某一对或几对能级间形成集居数反转。虽然混合气体中 He 的含量数倍于 Ne,但激光跃迁只发生于 Ne 原子的能级间,辅助气体 He 的作用是提高泵浦效率。

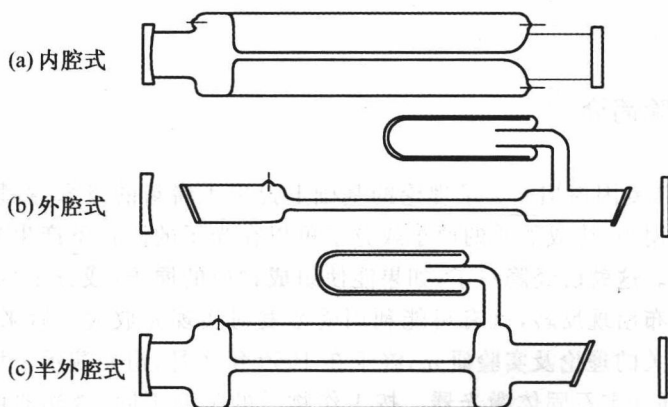


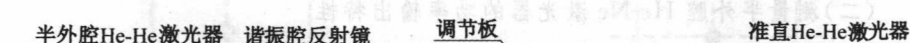
图 1-1-1 He-Ne 激光器的 3 种结构形式

图 1-1-2 是 Ne 原子和 He 原子的能级示意图。 632.8nm 、 $1.15\mu\text{m}$ 和 $3.39\mu\text{m}$ 3 条谱线分别对应 Ne 的 $3S_2 \rightarrow 2P_4$ 、 $2S_2 \rightarrow 2P_4$ 和 $3S_2 \rightarrow 3P_4$ 跃迁。

He-Ne 激光器的 3 条最强激光谱线中,哪一条谱线起振完全取决于谐振腔介质膜反射镜的波长选择。由图 1-1-2 可知, 632.8nm 和 $3.39\mu\text{m}$ 两条激光谱线具有相同的上能级,因此,这两条谱线之间存在着剧烈的竞争。由于增益系数与波长的三次方成正比,显然 $3.39\mu\text{m}$ 谱线的增益系数远大于 632.8nm 谱线的增益系数。在较长的 632.8nm He-Ne 激光器中,虽然介质膜反射镜对 632.8nm 波长的光具有较高的反射率,仍然会产生较强的 $3.39\mu\text{m}$ 波长的放大自发辐射或激光,这将使上能级集居数减少,从而导致 632.8nm 激光功率下降。为了获得较强的 632.8nm 激光输出,可采用下述方法抑制 $3.39\mu\text{m}$ 辐射的产生:借助腔内棱镜色散,使 $3.39\mu\text{m}$ 激光不能起振;腔内插入对 $3.39\mu\text{m}$ 波长的光吸收元件(如甲烷吸收盒);借助轴向非均匀磁场使 $3.39\mu\text{m}$ 谱线线宽增加,从而使其增益下降。



全反激光



与放

电管固结,右侧输出镜镀 632.8nm 部分反射膜,输出透过率 $T=50\%$ 。放电管由专用激光电源供电,电流在一定范围内连续可调。

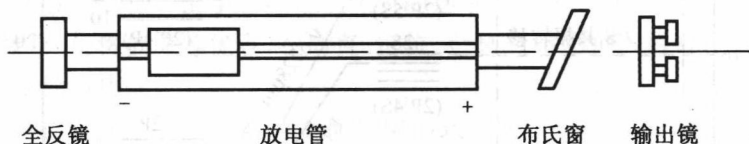


图 1-1-4 半外腔 He-Ne 激光器的原理图

五、实验内容及步骤

(一) 半外腔 He-Ne 激光器的调试

1. 激光准直法

(1) 将各元件按照图 1-1-3 顺序摆放在导轨上。

(2) 将准直 He-Ne 激光器点亮,利用调节板的小孔调整出光方向,直至准直光束与导轨平行。

(3) 仔细调节半外腔 He-Ne 激光器固定架的 6 个旋钮(此时可暂时不放输出镜),直至激光光束穿过半外腔 He-Ne 激光器毛细管,并且经全反射镜反射回的激光光点打到小孔中心位置。

(4) 打开半外腔 He-Ne 激光器电源,放上输出镜,调节输出镜位置及各方向倾斜度,使反射镜反射准直光点打到调节板小孔中心位置,这时应该有激光发出。如果没有激光出射,可以微调谐振腔反射镜上的两个旋钮,直至出光为止。

2. 十字光靶法(自准直法)

本实验不采用此法,详见附录。

(二) 测量半外腔 He-Ne 激光器的功率输出特性

连续改变半外腔 He-Ne 激光器的控制电流,用功率计测量输出功率,记录 10 组数据,并画出输入、输出曲线。数据记录表格如表 1-1-1 所示。

表 1-1-1 半外腔 He-Ne 激光器的功率特性测量数据

控制电流(mA)						
输出功率(mW)						

附录

十字光靶法(自准直法)

(1)将半外腔 He-Ne 激光器、谐振腔反射镜和调节板放到导轨上,如图 1-1-3 所示。

(2)将半外腔 He-Ne 激光器与控制电源接好(注意:红色与红色相接,黑色与黑色相接,切勿接反),打开电源,激光管发出橙红色的光。

(3)将调节板有十字叉丝面对准半外腔激光器,并用光源(如台灯)照亮十字线,在十字叉丝中间有一小孔,眼睛通过小孔,看到激光管的毛细管另一端,调节半外腔激光器调整架的 6 个旋钮,直至眼睛看到全反镜反射的“小白点”(即眼睛、小孔、毛细管在一条直线上),如图 1-1-5 所示。

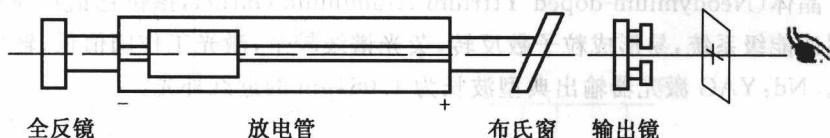


图 1-1-5 观看示意图

(4)观察输出镜反射回的调节板上十字叉丝像的位置。此时的十字叉丝像可能在图 1-1-6 的某一位置,调节输出镜的两个旋钮,使十字叉丝完全落在小孔的正中间,如图 1-1-7 所示。这说明谐振腔反射镜与激光管管内的毛细管完全垂直。此时,应马上有激光射出。若谐振腔光学腔长不满足谐振条件(驻波条件),也可能不出光,还需继续调节谐振腔的两个旋钮,至射出激光为止。

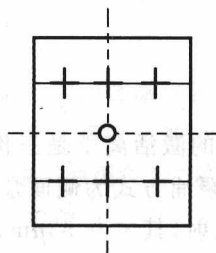


图 1-1-6 任意显示位置

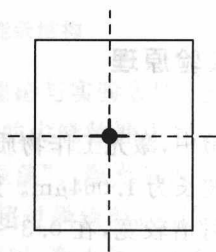


图 1-1-7 调整后的准确位置

注意:在调节叉丝位置的时候,不能用眼睛一直观察,以免激光突然射出打伤眼睛。一定要先观察叉丝的位置,然后让眼睛离开小孔,再根据偏移方向进行调节。重复以上步骤,直至出光为止。

实验二 氙灯泵浦固体激光器的装调及静态特性实验

一、实验简介

固体激光器一般由泵浦源、谐振腔、工作物质、聚光器和控制电源组成。常见的固体激光器有:红宝石激光器、Nd:YAG 激光器、Nd:YVO₄ 激光器、钕玻璃激光器、钕激光器、钛宝石激光器等。本实验使用的是 Nd:YAG 激光器,Nd:YAG 晶体(Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet,掺钕钇铝石榴石晶体)属四能级系统,易形成粒子数反转,荧光谱线较窄,激光工作阈值低、输出效率高。Nd:YAG 激光器输出典型波长为 $1.064\mu\text{m}$ 的近红外光。

二、实验目的

- (1)掌握固体激光器的工作原理。
- (2)熟悉固体激光器的组成。
- (3)掌握常用固体激光器调整和检测仪器的使用方法。
- (4)测量固体激光器的静态特性。
- (5)通过光电探测器和示波器观察脉冲波形。

三、实验原理

本实验中,激光工作物质为 Nd:YAG 晶体,它的激活离子是三价钕离子,激光输出波长为 $1.064\mu\text{m}$ 。泵浦光源为闪光氙灯,泵浦方式为侧面泵浦。闪光氙灯的辐射谱较宽,在 $0.3\sim 1.0\mu\text{m}$ 范围内均有辐射,其中 $0.53\mu\text{m}$ 、 $0.58\mu\text{m}$ 、 $0.75\mu\text{m}$ 、 $0.81\mu\text{m}$ 和 $0.87\mu\text{m}$ 谱线附近的光能量可以把 Nd^{3+} 粒子从基态激发到 $^4\text{F}_{5/2}$ 的各个 Stark 分裂能级上,但 Nd^{3+} 粒子在此能级上的寿命非常短(10^{-10}s),可以通过特别快的弛豫过程无辐射地落到亚稳态 $^4\text{F}_{3/2}$ 能级上。亚稳态能级寿命(10^{-4}s)相对较长,从而可实现粒子数反转。处于亚稳态 $^4\text{F}_{3/2}$ 能级上的粒子向低能级受激跃迁即可辐射出不同波长的激光。 Nd^{3+} 主要有 3 条发射谱线: $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 、 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ 和 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$,对应的辐射波长分别为 $1.319\mu\text{m}$ 、 $1.064\mu\text{m}$

和 $0.950\mu\text{m}$, 其中室温下 $1.064\mu\text{m}$ 谱线是发射截面最大、增益最强的一条谱线, $0.950\mu\text{m}$ 次之, 最弱的是 $1.319\mu\text{m}$ 。显然, ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ 跃迁属四能级系统。由于 ${}^4\text{I}_{11/2}$ 能级位于基态之上, 集居数很少, 只需很低的泵浦能量就能实现激光振荡, 所以, Nd:YAG 激光器的振荡波长通常为 $1.064\mu\text{m}$ 。 ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ 跃迁虽然也属于四能级系统, 但跃迁概率小, 只在设法抑制 $1.064\mu\text{m}$ 激光的情况下, 才能产生 $1.319\mu\text{m}$ 的激光。 ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ 跃迁属三能级系统, 室温下难以产生激光。图 1-2-1 为 Nd:YAG 晶体中 Nd^{3+} 的能级结构示意图。

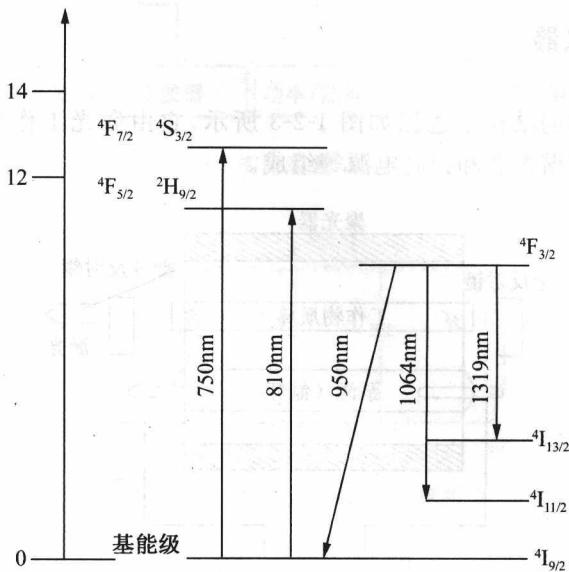


图 1-2-1 Nd:YAG 晶体中 Nd^{3+} 能级结构

一般结构的固体激光器称为“静态激光器”。理论与实验表明, 它输出的脉冲并不是一个平滑的脉冲, 而是一群只有微秒量级的尖峰脉冲序列, 如图 1-2-2 所示, 人们称这种现象为“激光弛豫振荡”或“尖峰振荡”。激光弛豫振荡的产生机理可定性解释为当粒子反转数 Δn 达到并稍超过阈值时, 开始产生激光。受激辐射使粒子反转数 Δn 下降, 当 Δn 下降到阈值时, 激光脉冲达到峰值。 Δn 小于阈值, 增益小于损耗, 所以光子数减少。但随着光泵的增加, Δn 又重新增加, 再次达到阈值时, 又产生第二个尖峰脉冲。在整个光泵时间内, 这种过程反复进行, 形成一系列尖峰脉冲序列。增加光泵输入能量, 则尖峰脉冲的个数增加, 尖峰脉冲之间的时间间隔变小, 激光弛豫振荡的总宽度约为毫秒量级。

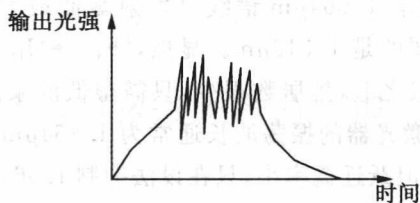


图 1-2-2 激光弛豫振荡

四、实验仪器

静态激光器的结构示意图如图 1-2-3 所示,它由激光工作物质、光激励泵源、聚光器、光学谐振腔和控制电源等组成。

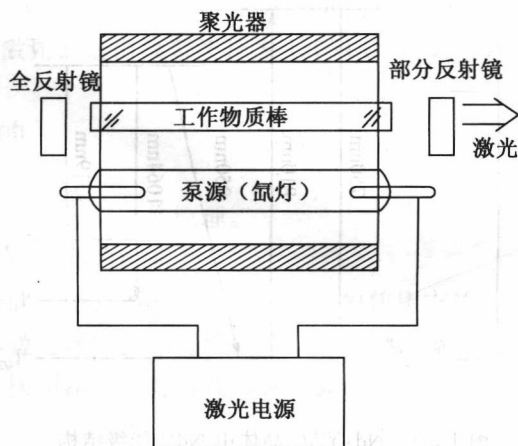


图 1-2-3 静态激光器结构示意图

本实验的 Nd:YAG 激光器实验装置结构如图 1-2-4 所示。He-Ne 激光器、光栅用于调整 Nd:YAG 激光器,能量计和光电检流计用于测量激光器的输出能量,光电探测器和示波器用于观察氙灯闪光波形和激光输出波形,部分反射镜透过率 $T=80\%$ 。激光器工作中,闪光氙灯要不断地充放电,该工作由激光电源完成,图 1-2-5 为脉冲氙灯充放电示意图。

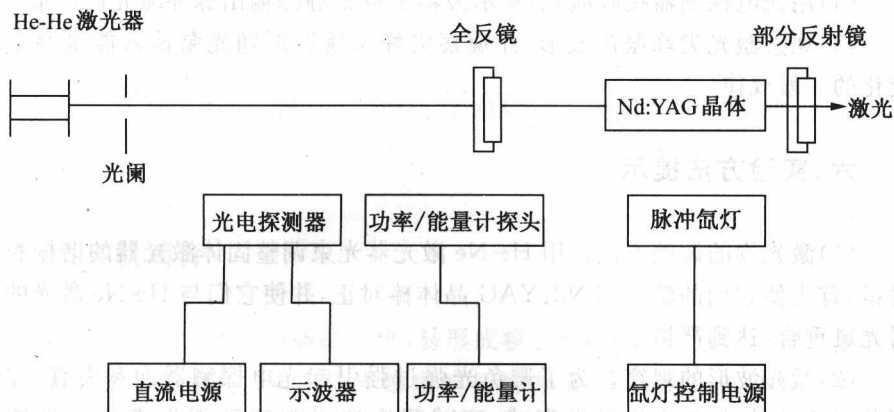


图 1-2-4 实验装置结构示意图

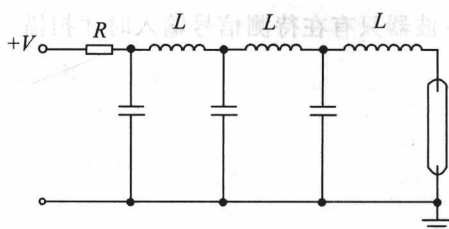


图 1-2-5 脉冲氙灯充放电示意图

五、实验内容及步骤

(1) 装调静态固体激光器，使之产生激光，反复调整，降低阈值。

(2) 测量激光器的泵浦阈值。

使储能电容器充电(从 700V 到 300V)。分别触发激光器，用黑相纸记录打出的斑点，直到黑相纸打不出痕迹时，即为激光器阈值输入功率(或能量)。也可用更灵敏的倍频感应片观察光斑。

(3) 重复上述实验，将激光脉冲射入功率/能量计探头，从功率/能量计上读出相应激光平均功率(或能量)数值，画出输入输出曲线。如图 1-2-6 所示，延长实验曲线与横坐标轴的交点，即为泵浦阈值。并将该阈值与(2)中结果作比较。

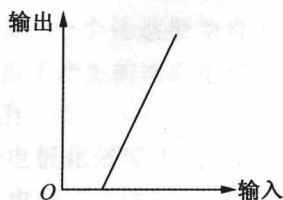


图 1-2-6 激光输入输出曲线

(4)用光电探测器接收激光,从示波器上观察静态输出脉冲激光的波形。

(5)观察激光尖峰振荡波形,并观察尖峰振荡波形随光泵输入能量改变而变化的—般规律。

六、实验方法提示

(1)激光器的调整方法。用 He-Ne 激光器光束调整固体激光器的谐振腔反射镜,首先使它们的轴向与 Nd:YAG 晶体棒对正,并使它们与 He-Ne 激光的反射光斑重合,达到严格平行。

(2)激光波形的观察。为了避免光强过强引起光电探测器饱和失真,需要用若干毛玻璃或纸片将激光衰减,衰减程度应以观察到不失真的激光波形为准。

(3)用示波器观察氙灯闪光波形和输出脉冲激光波形时,要注意调整示波器的触发灵敏度,使示波器只有在待测信号输入时才扫描。



实验三 脉冲 Nd:YAG 激光倍频实验

一、实验简介

Nd:YAG 晶体属于四能级系统,易形成粒子数反转,荧光谱线较窄,激光工作阈值低,输出效率高。典型激光输出波长约为 1064nm 的近红外光。采用倍频技术后,可获得 532nm 的绿光。

二、实验目的

- (1)掌握激光倍频的基本原理。
- (2)理解相位匹配的物理实质。
- (3)测量静态激光的倍频效率。

三、实验原理

当一束波长为 1064nm 的激光通过倍频晶体后,会有 532nm 的绿光出现,这种现象称为“倍频效应”。那么,这是什么原因产生的呢?

我们知道,在通常情况下,光学媒质多半是通光性很好的电介质。当不加外电场时,它们不呈现电性,虽然组成原子、分子的电子和原子核均是带电的粒子,但是当光通过介质的时候,光波电磁场(主要是电场)要和带电粒子发生相互作用,即电场引起介质极化。在光波电场作用下,分子或原子的正负电荷重心分离,从而呈现电性。因为光波电磁场的频率非常高,电场方向周期性地迅速改变,因此,分子、原子的极化也迅速改变。只有质量很轻的电子才能作如此迅速的响应,核几乎不动。这样,在物质内部就形成一个个迅速振动着的偶极子。不断振动着的偶极子向外辐射新的电磁波,各振子产生的次级电磁波在某些方向彼此干涉加强,而在另一些方向彼此干涉相消。

为了表征介质极化的大小,引入一物理量——电极化强度 P ,它表示单位体积内由外电场引起的偶极矩之和。实验发现,在电场不太强时,电极化强度与电场成正比,即:

$$P = \chi E(z, t) \quad (1-3-1)$$

式中： χ [希腊字母，音(kai)] 为电极化系数。 E 可以是直流电场，在此实验情况中，它是光波电场：

$$E(z, t) = \epsilon \cos(\omega t - kz) \quad (1-3-2)$$

式中： ϵ 为光波电场振幅， ω 为光波角频率 ($\omega = 2\pi\nu$, ν 为光频)。 k 为光波矢量 ($k = 2\pi n/\lambda$, n 为介质折射率， λ 为波长)。光在 Z 方向传播。将式(1-3-2)代入式(1-3-1)得：

$$P = \chi \epsilon \cos(\omega t - kz) \quad (1-3-3)$$

可见，介质的极化也像光波一样在介质中传播，我们称之为“极化波”。还可以看到，此极化波的频率与原入射波的频率相同，这就是所谓的线性极化。可以想象得到，线性极化所辐射出的电磁波的频率也会与入射波的频率相同。

但是，当光很强时，在式(1-3-1)中还应考虑到非线性极化，于是：

$$P = \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (1-3-4)$$

式中： $\chi^{(1)}$ 、 $\chi^{(2)}$ 、 $\chi^{(3)}$ 分别为一次、二次、三次极化系数， $\chi^{(1)}$ 即为式(1-3-1)中的 χ ，所以也称为“线性极化系数”。式(1-3-4)中第二、三等项称为“非线性项”。一般来说，每后面一项比前一项小得多。但当 E 足够大时，非线性项就变得可观了，比如式(1-3-4)中第二项，即二次极化就会产生可观察到的效应。令：

$$p^{(2)} = \chi^{(2)} E^2 \quad (1-3-5)$$

将式(1-3-2)代入式(1-3-5)，有：

$$p^{(2)} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} \epsilon^2 \cos(2\omega t - 2kz) + \frac{1}{2} \chi^{(2)} \epsilon^2 \quad (1-3-6)$$

注意，式中出现了频率为 2ω 的极化波。也就是说，它可以产生频率为 2ω 的极化电磁波。这就解答了我们刚才提出的问题。

虽然，有了强的激光束就有可能产生非线性极化，从而得到倍频光，但是要有效地将基波能量转换到谐波上去，须满足所谓的位相匹配条件：

$$k_2 = 2k_1 \quad (1-3-7)$$

式中： k_1 和 k_2 分别为基波和二次谐波的波矢，由式(1-3-7)可以得到：

$$n_2 = n_1 \quad (1-3-8)$$

式中： n_2 和 n_1 分别为基波和谐波在倍频中的折射率。式(1-3-8)表明，必须要求谐波和基波的折射率相等。从物理上看，由基波所引起的非线性振子辐射的倍频电磁波彼此同步，才能干涉加强从而得到强的倍频光。

在同性介质中，式(1-3-8)是无法满足的，因为色散使不同频率的光波具有不同的折射率。在各相异性的介质中，情况却大不相同，图 1-3-1 为负单轴晶体对基波和谐波的折射率曲面。由图可见，波矢在与光轴成 θ 的角度时，二次