

简并四波混频与位相复共轭 (II)

叶佩弦 朱化南

(中国科学院物理研究所)

四、简并四波混频的理论研究工作

多年来,围绕简并四波混频的物理机制及影响位相复共轭反射波产生的效率的各种因素,开展了许多理论研究.这里只能作一概要的介绍.

1. 透明介质的简并四波混频理论

理论分析最初由 Yariv 等人完成^[15].在图9中,与非线性介质相互作用的有四个波,即抽运光波 E_f 和 E_b ,探测光波 E_p 和共轭反射波 E_c .假定它们均近似表示为平面波

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \varepsilon_i(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})} + \text{c.c.} \quad (i = f, b, p, c), \quad (37)$$

而且

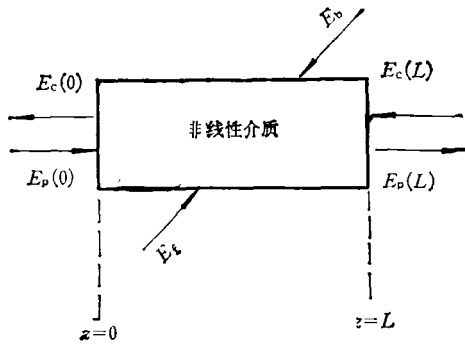


图9 参与简并四波混频作用的电场

$$\mathbf{k}_f + \mathbf{k}_b = 0, \quad \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_c = 0. \quad (38)$$

一般在实验中探测光波及其共轭反射波相对抽运光波都弱得多,因此可以假定在混频相互作用中抽运光强度不变.现集中研究 E_p 和 E_c 的变化.由于四波耦合的结果,产生了波矢分别为 \mathbf{k}_c 及 \mathbf{k}_p 的三阶非线性极化

$$P_{NL}(\omega, \mathbf{k}_c) = \frac{1}{2} \chi^{(3)} \varepsilon_f(\mathbf{r}) \varepsilon_b(\mathbf{r}) \varepsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r})}, \quad (39)$$

$$P_{NL}(\omega, \mathbf{k}_p) = \frac{1}{2} \chi^{(3)} \varepsilon_f(\mathbf{r}) \varepsilon_b(\mathbf{r}) \varepsilon_c^*(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})}. \quad (40)$$

利用波动方程

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times E + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \\ = - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL} \end{aligned} \quad (41)$$

及缓变振幅近似(即 $\left| \frac{d^2 \varepsilon_i}{dz^2} \right| \ll \left| k_i \frac{d \varepsilon_i}{dz} \right|$),即可得到 ε_p 和 ε_c 之间相互耦合的微分方程组:

$$\frac{d \varepsilon_c}{dz} = i K^* \varepsilon_p^*, \quad (42a)$$

$$\frac{d \varepsilon_p^*}{dz} = i K \varepsilon_c, \quad (42b)$$

其中

$$K^* = \frac{2\pi\omega}{nc} \chi^{(3)} \varepsilon_f \varepsilon_b. \quad (43)$$

求解(42)式,即可得到

$$\begin{aligned} \varepsilon_c(z) = & \frac{\cos |K|z}{\cos |K|L} \varepsilon_c(L) \\ & + i \frac{K^*}{|K|} \frac{\sin |K|(z-L)}{\cos |K|L} \varepsilon_p^*(0), \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_p(z) = & i \frac{|K|}{K^*} \frac{\sin |K|z}{\cos |K|L} \varepsilon_c(L) \\ & + \frac{\cos |K|(z-L)}{\cos |K|L} \varepsilon_p^*(0), \end{aligned} \quad (45)$$

其中 $\varepsilon_p(0)$ 和 $\varepsilon_c(L)$ 分别理解为探测光及共轭反射波在其各自入口处的光波振幅.由于在入口处 ε_c 尚未建立,故 $\varepsilon_c(L) = 0$, 以及

$$\epsilon_c(0) = -i \left[\frac{K^*}{|K|} \tan(|K|L) \right] \epsilon_p^*(0), \quad (46)$$

$$\epsilon_p(L) = \frac{\epsilon_p(0)}{\cos(|K|L)}. \quad (47)$$

从而可得共轭反射功率系数 R 和探测光的透射系数 T 为

$$R = \tan^2(|K|L), \quad (48)$$

$$T = \sec^2(|K|L). \quad (49)$$

由(37),(46)式可见, E_c 确实是 E_p 的位相共轭波. 由于任何一个复杂的波阵面都可分解为平面波的叠加, 因此, 事实上(46)式也就证明了对任意经过位相畸变的光波 E_p , E_c 都是它的位相共轭波. 其次, T 总是大于 1 的, 亦即探测光经介质后总是被放大的, 而 R 一般小于 1.

但在 $|K|L > \frac{\pi}{4}$ 时, $R > 1$, 此时共轭反射波相对入射的探测波而言得到了放大. 当 $|K|L \rightarrow \frac{\pi}{2}$ 时, $R \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$. 此时由放大转成振荡.

为了有意使振荡在某一方向产生, 可以在该方向放置一面反射镜. 此时振荡在垂直于镜面方向产生, 且振荡条件为

$$|K|L = \tan^{-1} \left(\frac{1}{|\gamma|} \right), \quad (50)$$

式中 γ 为反射镜的反射率.

2. 共振介质的简并四波混频理论

Abrams 和 Lind 最先提出了二能级的简并四波混频理论^[6]. 它的基本方面直到目前还一直沿用. 假设相互作用的四个光波仍然如图 9 及(37)式所示, 同时也满足(38)式给出的条件. 不同的是, 现在介质是具有二能级系统的吸收介质, 共振频率为 ω_0 , 而且 $\omega \approx \omega_0$.

设 E 是光波的总电场, 非线性极化 P 可一般表示为

$$P = \epsilon_0 \chi(E)E. \quad (51)$$

利用二能级的密度矩阵方程, 可以求得

$$\chi(E) = -\frac{2\alpha_0}{k} \frac{(i + \delta)}{(1 + \delta^2 + |E/E_{s0}|^2)}, \quad (52)$$

其中 $\delta = (\omega - \omega_0)T_2$, 表示光波频率对共振频率的偏离程度, $|E_{s0}|^2 = \hbar^2/T_1 T_2 \mu^2$ 是谱线中心的饱和参数, $\alpha_0 = \mu^2 \Delta N_0 T_2 \hbar / 2\epsilon_0 \hbar$ 是谱线中心

处的小信号衰减系数. 此外, T_1 和 T_2 分别是系统的纵向和横向弛豫时间.

由于假定抽运光波强于探测光波和共轭反射波, 因此总光波电场可分为两部分:

$$E = E_0 + \Delta E, \quad (53)$$

其中 $E_0 = E_t + E_b$, 而 $\Delta E = E_p + E_c$. 并且 ΔE 可看作是比 E_0 小一级的量. 这时, 将 $\chi(E)$ 在 E_0 处对 ΔE 展开并保留一次项, 可得

$$P = \epsilon_0 \chi_0 E_0 + \epsilon_0 \chi_0 \Delta E - \frac{\epsilon_0 \chi_0 (E_0 \Delta E^* + E_0^* \Delta E) E_0}{|E_0|^2 (1 + \delta^2 + |E_0/E_{s0}|^2)}, \quad (54)$$

其中 $\chi_0 = \chi(E_0)$. 这样, 利用波动方程及缓变振幅近似, 可得 E_p 和 E_c 之间的耦合微分方程为

$$\frac{d\epsilon_c}{dz} = \alpha \epsilon_c + i\beta^* \epsilon_p^*, \quad (55a)$$

$$\frac{d\epsilon_p^*}{dz} = -\alpha^* \epsilon_p^* + i\beta \epsilon_c, \quad (55b)$$

其中 α, β 是由 $\alpha_0, \delta, I_t, I_b, I_{s0}$ 决定的参量.

从(55)式的解即可得到位相共轭波的反射率为

$$R = \left| \frac{E_c}{E_p} \right|^2 = \left(\frac{\beta \sin \gamma L}{\gamma \cos \gamma L + \alpha \sin \gamma L} \right)^2, \quad (56)$$

其中

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - \alpha^2}. \quad (57)$$

从(56)式可以看出, 在一定条件下也可使 $R \rightarrow \infty$, 亦即产生振荡. 当 $|\beta|^2 > |\alpha|^2$ 时, $R \rightarrow \infty$ 的条件是

$$\tan \gamma L = -\frac{\gamma}{\alpha}. \quad (58)$$

此时, 如果 $\alpha_0 > 0$ (吸收介质), 则要求 $\gamma L > \frac{\pi}{2}$; 如果 $\alpha_0 < 0$ (增益介质), 则要求 $\gamma L < \frac{\pi}{2}$.

当 $|\beta|^2 < |\alpha|^2$ 时, 振荡条件是

$$\tanh \gamma L = -\frac{\gamma}{L}. \quad (59)$$

此时, 该条件只有当 $\alpha_0 < 0$ 时, 亦即存在布居数反转时才能满足. 但是, 上述讨论只是在忽略了介质对抽运光的吸收以及抽运光的能量消耗 (转变为增强了的探测光及其共轭反射光的

能量)等因素才是正确的。在考虑了这些因素以后,数值计算结果证明 R 是不会趋于无穷大的。

从(56)式还可以看出,反射系数 R 是 $\alpha_0 L$, I/I_{sat} (假定 $I_1 = I_2 = I$, 同时 $I_{\text{sat}} = I_{s0}(1 + \delta)$) 以及 δ 的函数。图 10, 11, 12 反映了这些函数关系。图 10 表示当 $\alpha_0 > 0$ (吸收介质) 时调谐 ω 在谱线中心处 (亦即 $\delta = 0$), 反射率 R 与 $\alpha_0 L$ 及 I/I_{sat} 的关系。可以看出, 此时最大的 R 只能接近于 1, 且极大值总是出现在饱和强度附近。无疑, 此时位相共轭反射波唯一来源于粒子数分布栅对抽运光的衍射。 R 不会超过 1 是由于介质对探测光和共轭反射波同样有强的吸收作用。图 11 是当 $\alpha_0 < 0$ (放大介质) 时, 调谐 ω 在谱线中心处 ($\delta = 0$) 反射系数 R 与 $\alpha_0 L$ 及 I/I_{sat} 的关系。由于探测光和共轭反射波在此种放大介质中同样可获得增益, 因此 R 可大于 1。同时, 极大值都出现在远未达到饱和强度的地方。图 12 给出 R 与失谐量 δ 之间的关系。在此将 $\beta L = \frac{\alpha_0 L}{1 + \delta^2}$ 固定 ($\beta L = 1.0$), 取不同的 δ 值, 画出 R 随 I/I_{s0} 的变化关系。现在 R 同样可大于 1, 且 δ 愈大, R 能达到的值也愈大, 不过 I 远离 I_{s0} 也愈大。此外, δ 愈大, 为保持 $\beta L = 1.0$, $\alpha_0 L$ 也需要相应加大。以上一些定性分析可以帮助人们设法获得高的共轭反射率。

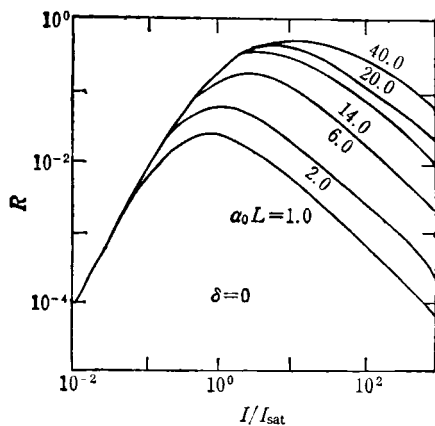


图 10 位相共轭波反射系数随抽运强度和介质吸收系数的变化

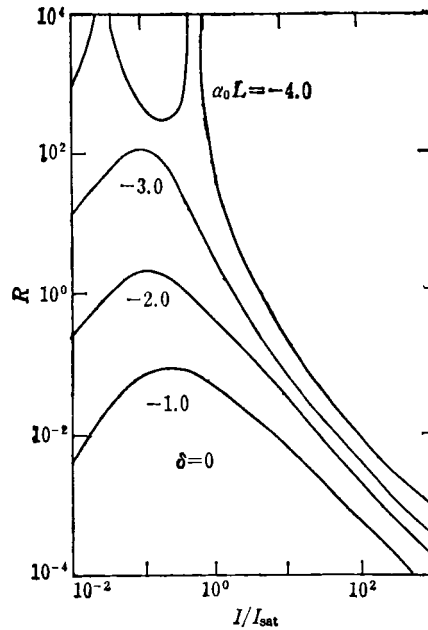


图 11 位相共轭波反射系数随抽运强度及介质增益系数的变化

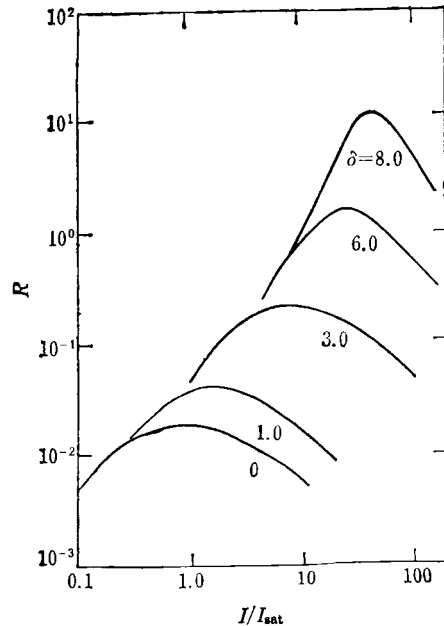


图 12 位相共轭波反射系数随抽运强度与失谐量的变化

$$\beta L = \frac{\alpha_0 L}{1 + \delta^2} = 1.0$$

Liao 和 Bloom 曾将以上理论推广到如图 13 那样的三能级系统。在此, 能级 2 是一个宽带, 泵浦光在能级 1, 2 之间可产生很强的跃迁。同时假定 $\tau_{21} \ll \tau_{31}$ 。这个系统的优点是: (1) 较

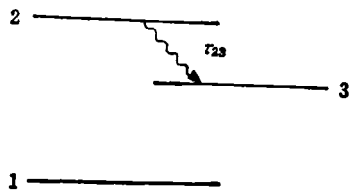


图 13 三能级系统

容易达到饱和, 因为能级 3 的寿命可以很长; (2) 所输出的相位共轭波没有波长相同的荧光背底; (3) 由于吸收带很宽, 故允许在相当宽的频率范围内工作。

3. 有关理论的进一步修正

(1) 抽运光束被吸收和被消耗 (depletion) 的影响

在上述理论分析中都假定抽运光强在通过介质时和在与探测光相互作用中是不变的。这在实际上当然是不可能的, 以二能级系统为例, Brown 等人用数值计算分析了抽运光束被吸收和被消耗的影响^[17], 结果如图 14 所示。在此假定 $\beta L = \frac{\alpha_0 L}{1 + \delta^2} = 1, \delta = 1.5$ 。曲线 A 是利用 (56) 式得出的结果。特点是出现两个趋于无限大的峰值。曲线 B 是考虑了介质对抽运光吸收, 但没有考虑其消耗时的结果。我们注意到此时

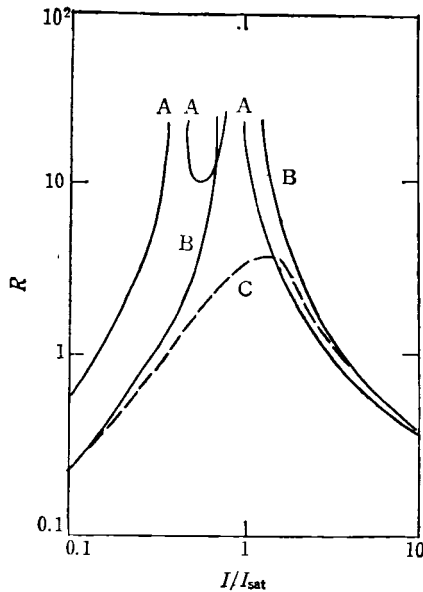


图 14 位相共轭反射系数随抽运强度及吸收、消耗程度的变化

两个无限大的峰值已变成一个。曲线 C 是进一步考虑抽运光的能量消耗 (转变为探测光及其位相复共轭波的能量) 时的情况, 其特点是趋于发散的峰已不存在。在得到曲线 A 和 B 时, 假定 $I_p = I_t = I_b$, 而对曲线 C 假定 $I_p = 0.01 I_t = 0.01 I_b$ 。

图 15 是当 $\delta = 0$ 时, 考虑抽运光束被吸收后的影响。可以看出, 在光强超过饱和强度时, 抽运光是否有吸收几乎没有影响。这起源于饱和和吸收对原子的漂白作用。但在光强低于饱和强度时, 差别是明显的。

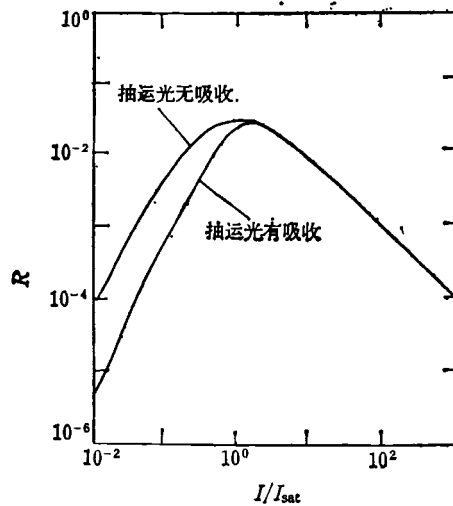


图 15 吸收对位相共轭反射系数的影响 $\alpha_0 L = 1.5, \delta = 0$

在考虑了对抽运光的吸收和消耗后, 产生共轭反射光波的全效率的理论最高值约为 22%。

(2) 抽运光束 E_t 和 E_b 强度不相等的影响

对于 Kerr 介质, 共轭光波反射率只依赖于两个抽运光强度的乘积。因此只要保持其乘积不变, 改变其相对强度并不会影响 R 的数值。但对吸收介质则不同, R 不仅与其乘积有关, 而且与其和有关。因此, 如果令 $I_t = y I_0, I_b = \frac{I_0}{y}$, 虽然 $I_t \cdot I_b = I^2 = \text{常数}$, 但 R 仍然随参数 y 而改变。

(3) 原子运动的影响^[18]

在上述讨论中都假定原子是静止的。但事

实上原子是运动的,其主要影响是使在简并四波混频中建立起的粒子数分布栅被“抹平”,从而降低共轭光波的反射率。如果粒子数分布栅的光栅常数为 D ,原子运动的平均速度为 v_0 ,则由于原子运动而“抹平”的粒子数分布栅的时间是 $t_D = \frac{D}{v_0}$ 。因此,当 t_D 小到可以与原子的纵向弛豫时间 T_1 或激光脉冲宽度 τ (当 $\tau < T_1$ 时)相比时,原子运动的影响便不可忽略。事实上,在简并四波混频中,同时存在有两个粒子数分布栅。一个是由 E_i 和 E_p 建立的,光栅常数为 $D_{fp} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)}$;另一个是 E_b 和 E_p 建立的,光栅常数为 $D_{bp} = \frac{\lambda}{2 \cos(\theta/2)}$ 。这里 λ 是光波波长, θ 是 k_p 与 k_i 的夹角。通常 θ 很小,这时主要的影响是对后一个栅的“抹平”作用。

(4) 热光栅的存在^[19]

当抽运光波与探测光波具有相同的偏振方向时,由于 E_i 和 E_p 干涉形成强弱相间的干涉场。当介质吸收光并转变成热后,便形成与干涉场相一致的热光栅,光强强弱的地方温度高,光强弱弱的地方温度低,从而介质的折射率也按此光栅分布形成位相光栅。这个光栅对 E_b 的衍射正好在 k_c 的方向,即同样可以产生位相共轭反射波。与此同时, E_b 和 E_p 也能形成另一热光栅,它对 E_i 的衍射也同样对位相共轭反射波 E_c 有贡献。

五、四波混频介质及实验综述

简并四波混频先后在许多介质中都观察到,较重要的有以下几类:

1. 液体和液晶

这类介质一般都是透明的。四波混频产生的机制主要是与分子重新取向相联系的三阶非线性极化。由于分子取向有一定的恢复时间,因此位相共轭反射波有一定的弛豫时间。最典型的介质是 CS_2 ,简并四波混频产生的位相共轭反射波最先就是在这种介质中产生的^[20]。

我们曾经在液相的 MBBA 等液晶中观察到简并四波混频输出及其弛豫效应^[21,22],并利用时间分辨简并四波混频方法分别研究了分子重新取向的弛豫时间及热光栅的变化规律^[23]。用 CW 激光作光源,也观察到液晶在液晶相时混频输出信号^[24]。

在液体和液晶中产生的简并四波混频信号往往同时存在热光栅机制的贡献。

2. 金属蒸汽和有机染料溶液

最典型的金属蒸汽简并四波混频介质是 Na 蒸气^[25]。Na 原子 D 线位置上的简并四波混频的实验结果,曾经用共振二能级模型作了解释。双光子共振的简并四波混频也已观察到,并作为消 Doppler 光谱学的一种方法^[26]。

在红外区域,已对 SF_6 的简并四波混频作过研究^[27]。

有机染料溶液,例如 Rh 6G, BDN 等介质的简并四波混频和位相共轭特性在我国也曾经作过系统的研究,并得到相当高的反射效率^[28]。

3. 具有活性中心或色心的晶体

这类介质的简并四波混频机制主要是形成粒子数分布栅。在 $Al_2O_3 \cdot Cr^{3+}$ ^[29], $YAG \cdot Nd^{3+}$ ^[30] 中观察到其混频信号。在 $KCl \cdot ReO_4$ ^[31] 的色心中也观察到在窄带范围内的简并四波混频信号。

4. 半导体

在一系列的半导体中都已观察到简并四波混频现象^[32]。由于半导体的三阶非线性极化率很高,特别是在红外区,已获得高反射率的脉冲和连续的四波混频。常用的介质如 Ge, Si, InSb 等。

5. 光致折射材料^[33,34]

这类材料主要有 $BaTiO_3$, $LiNbO_3$ 等,其特点是用较低的光强即可有效地建立起产生混频信号的折射率光栅。通常用连续工作的 Ar 离子激光或 He-Ne 激光作光源便可产生简并四波混频。同时,所建立起的折射率光栅在黑暗中可维持长达数小时之久。不过可用乱扫描的光照使光栅被冲洗掉。对于这类材料,光感生折射率变化的机制是,光的作用使材料中的电

荷发生与光强成比例的移动或分离，从而使材料内部产生恒电场。此恒电场再通过普克尔效应使材料的折射率发生变化。

六、位相复共轭技术的应用

位相复共轭技术有着广阔的应用前景。这里只列举几个主要方面。

1. 在实时自适应光学方面的应用

由于利用位相复共轭技术可以获得任意空间位相和任意偏振态的单色波场的时间反演波场，这样，便可用两次通过的方法补偿位相畸变。下面举几个应用实例：

(1) 改善图象在多模光纤中长距离传输的质量：图象通过长距离的光纤后，由于位相畸变而变得模糊。如果此时用一位相复共轭镜产生共轭波，再让它反向通过原来的光纤或通过一相似的光纤，则图象可以复原。

(2) 激光聚变中的指向和跟踪系统：将该系统中的反射镜换成位相复共轭反射镜 [如图 16(a) 所示]，则可产生聚焦在目标上的具有衍射极限的没有畸变的强激光束，如图 16(b)，16(c) 所表示的那样。

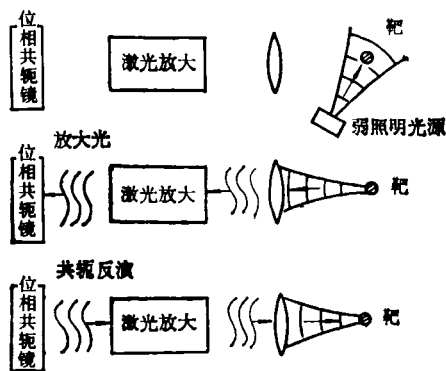


图 16 位相共轭镜用于激光核聚变中的指向和跟踪
(a) 弱光照明；(b) 畸变；(c) 补偿加强光照明

2. 在信号处理方面的应用

下面举几个应用实例。

(1) 用位相复共轭作极窄频带滤光片：其主要依据是：在近简并四波混频装置中，由于位相匹配条件的约束，探测光的频率只能在以

抽运光频率为中心频率的极窄频带范围内才会有显著的反射波产生。如果我们固定抽运光在所需要的频率，则作为探测光的人射光中不需要的频率成分就会被滤除掉。这种滤光片的另一特点是视场非常宽。

(2) 将由于色散而变宽了的脉冲重新变窄：如图 17 所示，由于介质相因子 $B(\omega)$ 是频率的函数，入射光脉冲 $f_1(t)$ 经过长为 L_1 的介质后便会展宽成 $f_2(t)$ ，其由位相共轭反射镜反射产生的位相共轭光脉冲为 $f_3(t)$ ，当它再通过适当长度 L_2 的介质后便可将脉宽重新变窄。这是因为在位相复共轭反射波中，由于 $\omega_c = \omega_f + \omega_b - \omega_p$ 关系的存在，使原来处于小于 ω_0 一边

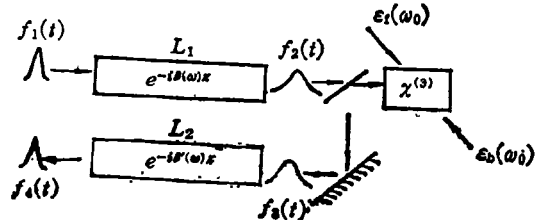


图 17 位相共轭反射镜压缩由于色散而变宽的光脉冲

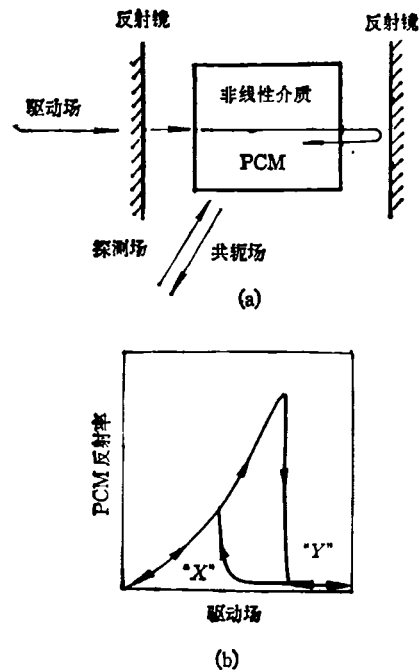


图 18 位相共轭镜用作光开关

的频率成分变为大于 ω_0 一边的频率成分(反之亦然)。

(3) 做成一种新型的光开关:我们知道,利用光学双稳态装置有可能做成光开关。由于在该装置中 F-P 干涉具内,互为反向传播的两个光波可作为简并四波混频中的两束抽运光,因此便可用简并四波混频的机制,从侧面输入需要“开启”或“关闭”的光信号,通过改变驱动光束的强度来实现光开关,如图 18 所示。图 18(b)中的“X”和“Y”是开关的临界点。

3. 在光谱学方面的应用

利用简并四波混频可以进行单光子共振和双光子共振消 Doppler 光谱的研究。利用瞬态四波混频还可探测原子系统中的各种弛豫过程。

4. 位相复共轭光学谐振腔

将普通光腔中的一个或两个反射镜用位相复共轭反射镜代替,便可制成具有特殊性质的位相复共轭光腔。这种光腔的特点是:可以消除由于腔内光学元件质量问题或增益介质不均匀所造成的静态或动态的位相及偏振态的畸变,从而可产生高质量的激光束。此外还可使多模的激光只工作在一个频率上,从而获得高效率的激光输出。如果加上小孔控制横模,结果更佳。最后,这种结构还可以消除光腔稳定

性对腔镜的曲率半径及腔长所施加的限制。

参 考 文 献

- [15] A. Yariv and D. M. Pepper, *Opt. Lett.*, **1**(1977), 16.
- [16] R. L. Abrams and R. C. Lind, *Opt. Lett.*, **2**(1978), 94.
- [17] W. P. Brown, Pump Attenuation and Depletion Effects in Degenerate Four-Wave Mixing, 'CLEO' 81, Washington. D. C. (June 10, 1981).
- [18] D. Bloch, R. K. Ray and M. Ducloy, *Opt. Comm.*, **37** (1981), 1983.
- [19] G. Matin and R. W. Hellwarth, *Appl. Phys. Lett.*, **34**(1979), 371.
- [20] D. M. Bloom and G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.*, **31**(1977), 592.
- [21] 初桂荫等, *物理学报*, **28**(1979), 887.
- [22] 叶佩弦等, *中国科学*, **2**(1981), 179.
- [23] 朱化南等, *物理学报*, **33**(1984), 564.
- [24] I. C. Knoo, *Appl. Phys. Lett.*, **38**(1981), 123.
- [25] D. M. Bloom, P. F. Liao and N. P. Economou, *Opt. Lett.*, **2**(1978), 58.
- [26] D. C. Hauvisein, *Opt. Comm.*, **28**(1979), 183.
- [27] R. C. Lind, et al, *Appl. Phys. Lett.*, **34**(1979), 457.
- [28] 吴存恺等, *物理学报*, **30**(1981), 189.
- [29] P. F. Liao and D. M. Bloom, *Opt. Lett.*, **2**(1978), 4.
- [30] A. Tomita, *Appl. Phys. Lett.*, **34**(1979), 463.
- [31] D. E. Watkins, J. F. Figueira and S. J. Thomas, *Opt. Lett.*, **5**(1980), 169.
- [32] R. K. Jain, *Opt. Eng.*, **21**(1982), 199.
- [33] Jack Feinberg, *Opt. Lett.*, **5**(1980), 330.
- [34] Jack Feinberg, *J. Appl. Phys.*, **51**(1980), 1279; **52** (1981), 537.

物理学方面的开放研究所和实验室

为充分利用科研设施,给高水平的研究工作创造条件,促进学术思想和人才的广泛交流,中国科学院已决定开放两个研究所和 17 个实验室。这次首批向国内外开放的研究所和实验室,主要从事基础研究和应用研究中的基础性工作。国内外科学工作者可以在课题申请指南范围内提出课题申请,经学术委员会评议并批准资助后,来实验室进行科学研究。

现将物理学方面的开放研究所和实验室摘出如下:

中国科学院理论物理研究所(北京);北京电子显

微镜实验室(北京,中国科学院科学仪器厂内);中国科学院金属研究所固体原子象实验室(沈阳);北京真空物理实验室(北京,中国科学院科学仪器厂内);中国科学院上海冶金研究所离子束实验室;中国科学院上海技术物理研究所红外物理实验室;中国科学院固体物理研究所内耗与固体缺陷实验室(合肥);中国科学院武汉物理研究所波谱与原子分子物理实验;中国科学技术大学结构分析研究中心¹⁾(合肥);中国科学院安徽光学精密机械研究所激光光谱学实验室(合肥)

(本刊编辑部)

1) 包括化学方面的分析仪器。