

布里渊增强四波混频时域特性的理论研究*

朱成禹 吕志伟† 何伟明 巴德欣 王雨雷 高 玮 董永康

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

(2006 年 4 月 29 日收到, 2006 年 5 月 22 日收到修改稿)

通过对布里渊增强四波混频(BEFWM)瞬态耦合波方程的数值求解, 描述了共轭输出光的时域调制行为. 同时, 对能量耦合过程中起决定性作用的声学波的时空演化特征进行了模拟与分析, 由此给出 BEFWM 时域特性物理机理解释. 研究表明, 共轭光输出强度的波动与介质内声波场的分布和起伏相关联, 共轭光波形调制现象的强弱取决于介质声子寿命、信号及抽运光强度、有效作用长度等诸多参数.

关键词: 布里渊增强四波混频, 布里渊放大, 四波混频, 光学相位共轭

PACC: 4265C, 4265F

1. 引 言

布里渊增强四波混频(Brillouin-enhanced four-wave mixing, BEFWM)相位共轭技术具有无阈值、响应快、相位共轭保真度高等优点以及矢量相位共轭能力, 可实现对微弱光学信号的高倍率共轭放大, 自其诞生起便吸引了人们极大的兴趣^[1-3]. 在实验系统中^[4,5], 已获得小信号高达 10^6 的反射率, 并已证明可通过该技术共轭放大的最弱信号光强度可低至介质内光场的量子噪声极限, 这一特性使 BEFWM 在激光测距与激光雷达等领域中具有很大的应用潜力^[6,7]. 然而, BEFWM 在实现小信号高增益相位共轭的同时, 却经常伴有共轭光输出波形调制现象的发生. Scott 等人^[8]在早期的实验研究中便注意到这一现象, 并指出波形调制随入射信号的减弱而变得严重, 当信号光强度低于抽运光的 10^{-6} 倍时, 出射光调制极其强烈以至无法进行信息的俘获. 这一波形变坏现象也被后续的实验研究所证明^[9], 并成为阻碍该技术进一步广泛应用的瓶颈.

在相应的时域特性理论研究方面, 人们证明了 BEFWM 高反射率是一种瞬态行为^[2], 其值可远高于稳态情况, 然而对 BEFWM 作用机理在长时域内的变化特征及输出规律的研究却鲜有报道. 仅在 1999 年, 由 Chio 等人^[10]从理论上初步演示了共轭光强度

在时间上的调制行为, 但对其产生原因以及相应的物理机理一直没有得到统一可靠的解释.

对 BEFWM 时域特性进行深入探索无论是对该非线性效应物理研究本身还是对实际应用而言均具有重要意义. 本文在考虑抽运损耗的情况下, 通过对能量耦合过程中起决定性作用的声学场时空演化特征的数值计算与分析, 对 BEFWM 时域特性物理机理作以解释. 并通过连续和脉冲工作条件下 BEFWM 输出波形的数值模拟, 得出输出调制对各系统参数的依赖关系及变化规律, 为实际应用中有效避免或降低共轭光波形调制现象提供了理论参考.

2. 理论模型

BEFWM 是一种近简并四波混频过程, 其作用结构如图 1 所示. 其中 E_1 和 E_2 为相向传播的两束抽运光, E_3 是与抽运光成小角度 θ 入射的信号光(或称为探针光), E_4 是与 E_3 相位共轭的输出光. 相对于常见的简并四波混频, BEFWM 最重要的特征在于 E_3 , E_2 以及 E_1 , E_4 的频率差等于或接近于非线性介质的布里渊共振声学频率 Ω . 在作用过程中, 首先由 E_3 和 Stokes 抽运光 E_2 相干产生拍频, 在介质中驱动起具有空间周期性的密度起伏并以声速移动, 形成声学波 ρ . 对于光波来说, ρ 相当于一个运动着的布拉格相位光栅, 其一经形成, 便构成对抽运

* 国家自然科学基金(批准号: 10476009, 60478020)和国家 863 高技术研究发展计划资助的课题.

† E-mail: zw_lu@sohu.com

光 E_1 的 Stokes 散射,产生与 E_3 相位共轭且频率下移的反向输出光 E_4 . 由于 E_1 与 E_4 之间也存在一个布里渊频移,其二者的耦合构成一个受激布里渊放大过程,在 E_4 高速增长的同时声波场得到加强,从而进一步强化了这种四波混频作用. 由于初始声波场由光束相干驱动形成,所以 BEFWM 表现出无阈值性,可对强度很低的信号光产生作用,并得到较强的共轭光输出. 为了避免两束抽运光 E_1 和 E_2 之间的直接耦合,造成 E_1 能量的流失,通常采用“频率去耦(使 $\omega_1 = \omega_2$)”或“偏振去耦(E_1, E_2 以及 E_3, E_4 均采用两两正交线偏振光)”的实验结构.

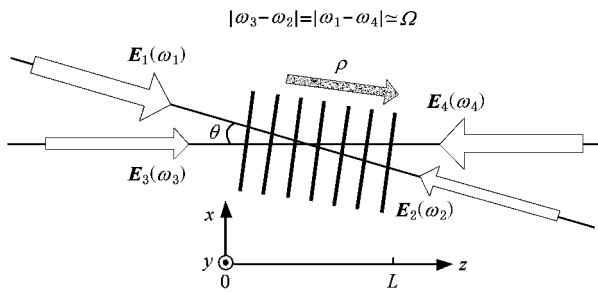


图 1 布里渊增强四波混频物理模型

数学上,参与作用各光波场由含非线性极化项的麦克斯韦波动方程描述,介质内的声波场由纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)能量输运方程给出. 针对图 1 中的坐标关系,在平面波近似及缓变振幅近似下,沿 z 方向分解的 BEFWM 瞬态耦合波方程^[11]可写作

$$\left(\cos\theta \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right)E_1 = ig_0 E_4 \rho - \frac{\alpha}{2} E_1, \quad (1a)$$

$$\left(-\cos\theta \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right)E_2 = ig_0 E_3 \rho^* e^{i\Delta k z} - \frac{\alpha}{2} E_2, \quad (1b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right)E_3 = ig_0 E_2 \rho e^{-i\Delta k z} - \frac{\alpha}{2} E_3, \quad (1c)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right)E_4 = ig_0 E_1 \rho^* - \frac{\alpha}{2} E_4, \quad (1d)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} + i\Delta\Omega\right)\rho = ig_a(E_1 E_4^* + E_3 E_2^* e^{i\Delta k z}), \quad (1e)$$

其中, $E_{j=1,2,3,4}$ 为各光波在 z 方向上的场振幅; ρ 为声频密度波振幅; c 为真空中光速; n 为介质折射率; ig_0, ig_a 为非线性耦合系数; Γ_B 为介质的布里渊线宽(与介质声子寿命 τ_B 成倒数关系); α 为吸收系数; $\Delta k = (\Delta k)_z = n\alpha(\cos\theta - 1)/c$ 和 $\Delta\Omega = \alpha(\cos(\theta/2) - 1)$ 分别为存在于非简并四波混频中的相位失配

量以及声波频率失谐量. 另外,相对于光波在介质中的传播,声波速度很低,所以在声波方程(1e)中略去了空间传播项.

一般实验条件下,为确保光束间有足够的叠交长度和高的工作效率,夹角 θ 往往取值很小(多在 50 mrad 以下). 相应地在绝大多数 BEFWM 理论处理中,可近似认为 $\cos\theta \approx \cos(\theta/2) \approx 1$, 由此忽略掉量值微小的相位失配、频率失谐等与 θ 相关的量,而这种近似并不会对 BEFWM 输出特性的研究带来大的影响^[10,11].

在耦合波方程的数值求解中,首先对声波方程(1e)进行时间积分再代入(1a—d). 参照图 1 坐标, E_1 与 E_3 从 $z=0$ 处入射, E_2 从 $z=L$ 处入射, E_4 在 $z=L$ 处为零,初始时刻,共轭光没有产生,其他光场强度由外加条件给出,由此确立了微分方程组的边界条件和初始条件. 然后,在时间上采用隐式有限差分、空间采用后向差分法^[12-14],对方程组(1)离散化,进行数值求解.

3. 数值模拟结果与分析

在本文数值模拟中,采用增益系数与声子寿命均较为适中的布里渊介质丙酮的相关参数(引自文献[14])抽运激光波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 折射率 $n = 1.358$, 布里渊增益系数 $g_B (= 4g_0 g_a / \Gamma_B) = 15.8 \text{ cm/GW}$, 声子寿命 $\tau_B = 2.67 \text{ ns}$, 吸收系数 $\alpha = 0.018 \text{ cm}^{-1}$.

3.1. 连续信号 BEFWM 时域特性的外在体现

为了较直观的描述 BEFWM 输出时域特性,首先将各入射光 E_1, E_2 和 E_3 模拟为注入强度恒定的连续光,且无相对入射延迟,即在数学上均设为零时刻阶跃函数,计算时长取作声子寿命 τ_B 的 40 倍. 图 2 曲线是计算得到的共轭光输出强度 $|E_4(0)|^2 = I_4(0)$ 和反射率 $R = I_4(0)/I_3(0)$ 随时间的变化情况(图中虚线示意任一入射光的阶跃波形,横轴时间单位为 τ_B 的倍数,作用条件见图下注释),从中反映出不同抽运强度 $I_1(0)$ 下 BEFWM 输出特性的变化趋势. 由图 2(a)可见,提高抽运强度 $I_1(0)$,共轭输出光随之增强,在波形上却逐渐表现出振荡现象,其第一个振荡峰值最大,而后依次递减并趋于稳定. 进一步增大 $I_1(0)$,振荡幅度随之加大,当抽运光增强到一定程度,输出曲线谷值可以冲至零点,并将这种高峰值和零谷值之间的剧烈振荡状态一直保持下去,

不再趋于稳定值,如图 2(b)所示.从模拟结果还可以看到,在高抽运强度下,伴随着强烈的振荡行为,输出曲线峰值附近的反射率 R 值可达到很高的水平(10^6 量级).

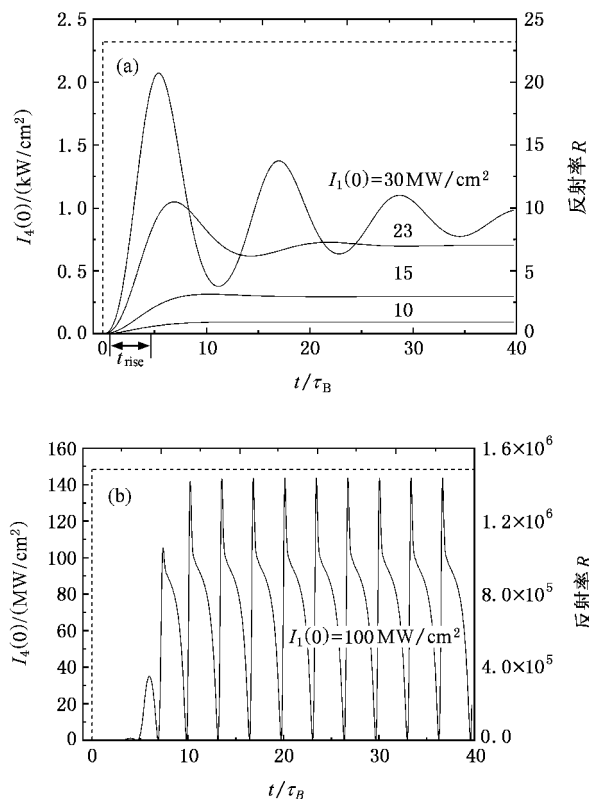


图 2 较低抽运强度(a)和较高抽运强度(b)下,共轭光输出强度及反射率随时间的变化情况 ($|E_3(0)|^2 = I_3(0) = 10^{-4} \text{ MW/cm}^2$,相互作用长度 $L = 20 \text{ cm}$,正反向抽运强度比 $|E_1(0)|^2 / |E_2(L)|^2 = I_1(0) / I_2(L) = 10$)

文献[8]利用特征线积分法曾经证明 BEFWM 这种时域振荡行为,与图 2 计算结果基本一致.在此,我们对影响 BEFWM 时域特性的各系统参数进行综合讨论,给出更为全面的理论结果.

经数值计算表明:1)对于不同强度量级的信号光, BEFWM 响应特性有所不同,主要表现为:在相同抽运强度下,信号越弱共轭光调制深度越大,且越易出现图 2(b)所示的重复振荡行为;共轭输出曲线到达第一个振荡尖峰所经历的上升时间 t_{rise} (见图 2(a))随入射信号的增强而变短.2)针对图 2(a)中的调制情况, t_{rise} 还决定于正反向抽运光强度之比.图 3 计算曲线为信号光 $I_3 = 10^{-4}$ 和 10^{-3} MW/cm^2 情况下, $I_1(0) / I_2(L)$ 分别等于 10, 5, 2, 1 时, t_{rise} 随 $I_1(0)$ 的变化关系.可见,当反向抽运光足够强信号光足够

强时,随着 $I_1(0)$ 的提高,到达第一输出尖峰的上升时间可以接近甚至小于介质声子寿命 τ_B ,即声学弛豫时间.3)对于图 2(b)中的重复振荡情况,其重复振荡频率除了随抽运的增强而有所增大之外,主要决定于 τ_B .数值模拟中改变 τ_B 的取值,其他介质参数保持不变,结果发现 τ_B 越小,在等强度抽运下振荡次数越多,如图 4 所示.

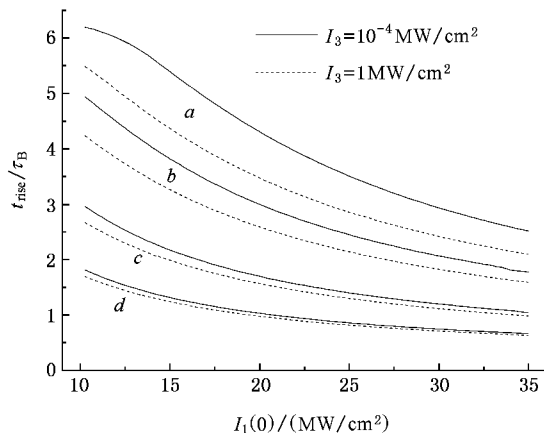


图 3 到达共轭光第一输出尖峰的上升时间 t_{rise} 随 $I_1(0)$ 的变化 ($I_1 / I_2 = 10$ (a), 5(b), 2(c), 1(d); 其他参数同图 2)

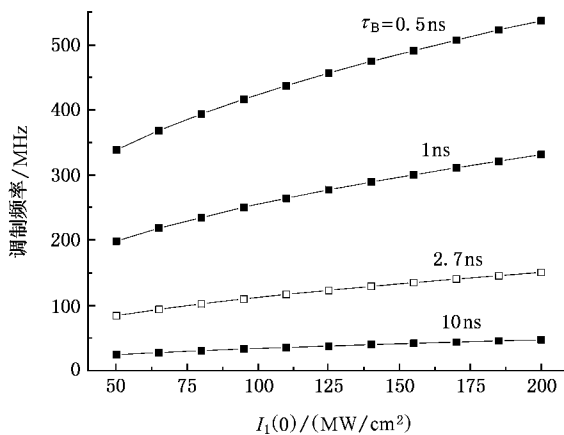


图 4 重复振荡频率随 $I_1(0)$ 的变化 (其他参数同图 2)

3.2. BEFWM 作用过程中声波场的分布及演化特征

在 BEFWM 作用过程中,各光波场是通过在非线性质介质内建立的声学波实现相互间能量转换的.对于共轭光时域振荡现象,可以通过声波场在作用空间中的分布特征和演化规律进行解释.在耦合波方程(1a—d)右侧第一项中,声波场振幅 ρ 决定着光场的能量耦合方向及强弱.令 $ig_0\rho = Q$,则忽略掉 θ 及其相关量之后的声波方程(1e)在形式上变为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2}\right)Q = \frac{g_B \Gamma_B}{4}(E_1 E_4^* + E_3 E_2^*), \quad (2)$$

对 Q 作时间积分, 得到

$$Q = \frac{g_B \Gamma_B}{4} \int_0^t (E_1 E_4^* + E_3 E_2^*) \times \exp[-\Gamma_B(t - \tau)2] d\tau. \quad (3)$$

于是, 声学波在空间各点的相对强度可由 $|Q|^2$ 表示出来.

为方便讨论, 设充有丙酮的介质池长度和光束有效叠交长度 L 相等, 均为 20 cm. 图 5(a)(b) 分别为 $I_1(0) = 30 \text{ MW/cm}^2$ 和 100 MW/cm^2 条件下, $|Q|^2$ 在池中 $z = (0-20 \text{ cm})$ 方向的分布以及随时间的变化情况, 由此清晰地描绘出 BEFWM 的物理图像: 信号光 E_3 与反向 Stokes 抽运光 E_2 在池中相遇后, 二者相干产生拍频并很快在整个叠交区域上驱动建立起声波场(在(3)式中表现为 $E_3 E_2^*$ 项). E_1 在该声波场上发生 Stokes 散射产生共轭光 E_4 , 在 E_4 向介质池前端面即信号光入射一侧传播过程中, 其自身不断被 E_1 布里渊放大, 同时声波场得到加强(在(3)式中表现为 $E_1 E_4^*$ 项). E_4 在经历了非线性增长之后, 在介质池左侧集中了较高的强度, 同时抽运光 E_1 由于向 E_4 的能量耦合, 实际可以到达池中后部的能量随饱和效应的出现而不断减小. 从结果上看, 由 $E_1 E_4^*$ 加强的声波场的强区跟随光场分布的变化向左移动, 并在介质池左端面上形成最高的声强分布; 与此相应, BEFWM 主要耦合作用区也逐渐集中到介质池左端面附近. 然而, 在耦合强度不断增大的同时, 能够提供高转换效率的强相互作用长度 L_h (也可称为“强相互作用深度”)却逐渐减小, 这使得共轭光实际系统增益并不会随左端面声场的加强而无限增长下去. 也就是说, 并不会出现 E_1 仅在介质池左端面上向 E_4 进行类似于镜面反射的耦合现象. 当 L_h 减小到一定程度, 共轭光输出强度会因系统增益的衰减而降低, 相应地声波场随之减弱.

在 E_1 入射强度较低情况下(图 5(a)), 聚集在池左端的声场不足以将信号光 E_3 完全散射掉, 当声场强度开始衰减以后, E_3 与 E_2 的持续相干作用可以随即参与并实现声波场的重建, 在池左侧声强衰减至零值之前使其得到补充. 在经历数次振荡之后, 池左端的声场强度以及 L_h 趋于稳定, 使系统增益随之稳定. 当 E_1 入射强度较高时(图 5(b)), 声波场向池左端的移动及增长更加迅速, 并可以在端面

附近形成极高的声强分布(图 5(b)中 $I_1(0)$ 为 5(a) 的 3.3 倍, 而 $z = 0$ 处 $|Q|^2$ 值可达到 5(a) 的 1000 倍). 在这种情况下, 实际系统增益对 L_h 的变化更加敏感. 形象上看, 随着 L_h 的减小, 声场强区一边增长一边向左移出相互作用空间, 这一过程可以使池左端面声场及输出共轭光迅速衰减为零. 然而由于此前的强声场足以将信号光 E_3 完全散射, 只有待声场衰减使 E_3 恢复入射至池内之后, 才能与 E_2 重新驱动建立声波场, 并重复上述过程, 由此构成输出共轭光的重复振荡行为.

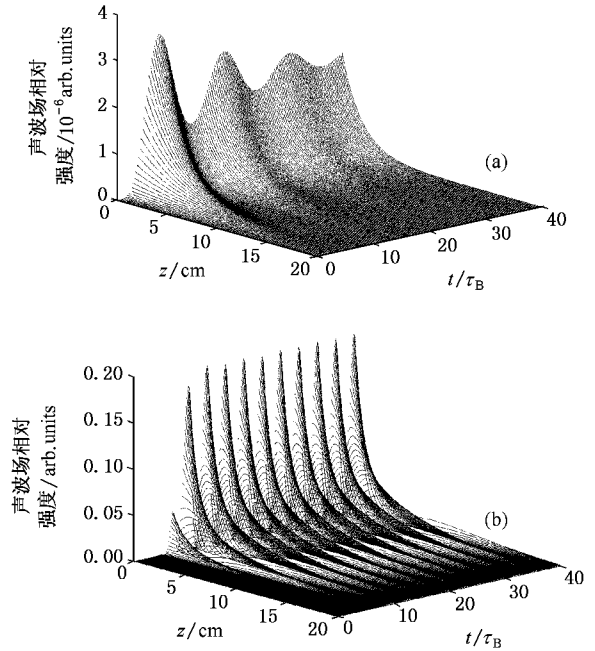


图 5 以 $|Q|^2$ 表示的声场强度时空演化规律 ($I_1(0) = 30 \text{ MW/cm}^2$ (a), $I_1(0) = 100 \text{ MW/cm}^2$ (b), 其他参数同图 2)

在信号光 E_3 自身强度较高或者反向抽运光 E_2 注入强度较大时, 二者驱动形成的初始声波场也较强, 与 E_1 作用后可以产生相对较大的共轭光种子供后续 E_1 放大. 由此使声波场的增长更快, 表现为共轭光到达第一输出峰值的上升时间更短. 同时, 在同等抽运条件下, 由于较强的信号光不易被聚集在池左端的声场抽空, 当端面声强有所衰减时, $E_3 E_2^*$ 会在更大程度上参与声波场的重建, 使共轭光强度调制更为缓和, 重复振荡现象更不易发生.

另外从(3)式右侧可见, 介质的声子寿命 $\tau_B (= 1/\Gamma_B)$ 影响着声场 Q 和光场 $(E_1 E_4^* + E_3 E_2^*)$ 之间的比例系数. 声子寿命越大, 介质的声学弛豫时间越长, 体现为声场惯性大, 跟随光强分布的变化更为迟

缓. 所以对于 τ_B 较大的介质, 当重复振荡现象出现时, 振荡频率较低.

3.3. 脉冲信号 BEFWM 共轭输出光波形规律

由以上时域特性分析可见, BEFWM 在瞬态条件下能够产生高强度共轭光, 对弱信号提供很高的反射率, 然而在实际应用中, 其时域振荡行为必然会对连续或脉冲(尤其是半高宽远大于 τ_B 的脉冲)激光抽运条件下 BEFWM 的输出带来不稳定. 图 6 是文献 [9] 报道的实验中高抽运强度下典型 BEFWM 共轭光输出波形, 充分表现出脉冲调制现象. 在接下来的理论研究中, 我们将抽运光及信号光在数学上设为强度半高宽等于 40 倍声子寿命的长高斯脉冲, 通过数值模拟, 得出各系统参数对 BEFWM 输出波形的影响规律, 从中归纳避免或降低共轭光波形调制的方法.

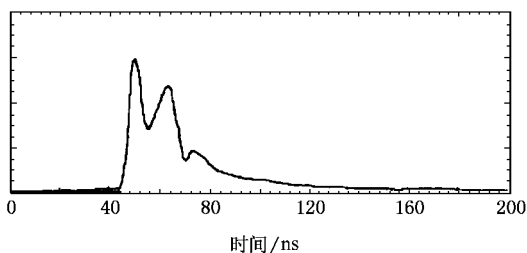


图 6 实验中高抽运强度下典型的 BEFWM 共轭光调制波形(引自文献 [9])

在信号光入射峰值强度 $I_{3\max}(0)$ 固定为 10^{-4} MW/cm^2 , 其他参数与图 2 取值相同的条件下, 将抽运光脉冲峰值强度 $I_{1\max}(0)$ 从 25 MW/cm^2 提高到 42 MW/cm^2 , 由图 7(a) 所示的模拟结果可见, 共轭光输出脉冲逐渐出现了调制现象, 且随抽运脉冲的增强而变得严重.

另外, 在实际应用中经常采用增大光束有效叠交长度 L 的方法来提高共轭光的布里渊放大增益 ($\alpha = g_B I_1 L^{[12]}$). 然而计算表明, L 的增大也会使输出脉冲出现调制现象. 在图 7(b) 中, 保持 $I_{1\max}(0)$ 及其他计算参数不变, 将 L 由 15 cm 增至 28 cm , 结果共轭光脉冲随作用长度的增加而出现严重调制.

由本文对声波场时空演化特性的分析可知, 在 L 较大情况下, 共轭光在经历了长距离的增益之后, 在介质池左侧同样可以激励起强声场. 然而当端面附近声场发生衰减后, 池中后部的声波需要较长时间才能重建并到达池左端, 使得起主要耦合作用的声场强度

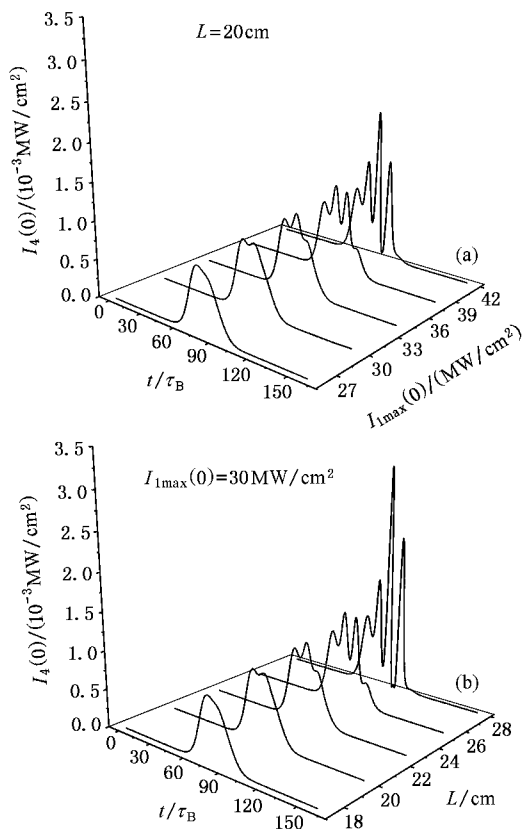


图 7 共轭光输出波形随抽运光强度 $I_{1\max}(0)$ (a) 以及相互作用长度 L (b) 的变化情况

得不到及时的补充, 由此表现出输出光强的振荡状态. 有趣的是, 对于 $I_{1\max}(0)$ 和 L 这两个同时决定共轭光增益 G 的参量, 虽然二者在自身取值较高时都易导致调制的产生, 然而它们的影响程度是不同的. 在保持 $G = g_B I_{1\max}(0) L = 12$ 不变的情况下, 将 L 由 5 cm 提高到 65 cm , $I_{1\max}(0)$ 相应由 150 减弱至 11.5 MW/cm^2 , 共轭光输出波形变化情况如图 8 所示. 可见, 在 $I_{1\max}(0)$ 较大 L 较短时, 调制现象主要出现在输出脉冲顶部, 且深度不大, 而在 $I_{1\max}(0)$ 较弱 L 较长时, 调制现象将会变得非常明显, 其次级脉冲常常具有很高的峰值强度, 使脉冲波形失去完整性. 由此可见, 在抽运光强度供给能力允许的情况下, 应尽量避免相互作用长度过大, 以防止调制现象发生.

我们的理论研究结果还表明, 对于反向传播的 Stokes 抽运光脉冲 E_2 , 当 BEFWM 工作在非饱和状态时, 增大其入射能量会使共轭光中调制峰数量增多, 同时共轭光整体输出强度下降, 使得相对调制深度变小, 如图 9 所示; 而当抽运足够强, BEFWM 处于高饱和状态时, 提高 E_2 注入强度只会使输出光调制更为强烈.

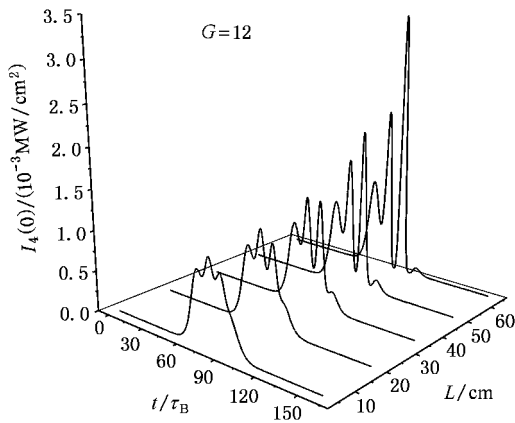


图 8 保持 G 恒定条件下,同时调整 $I_{1\max}(0)$ 和 L , 共轭光波形变化情况

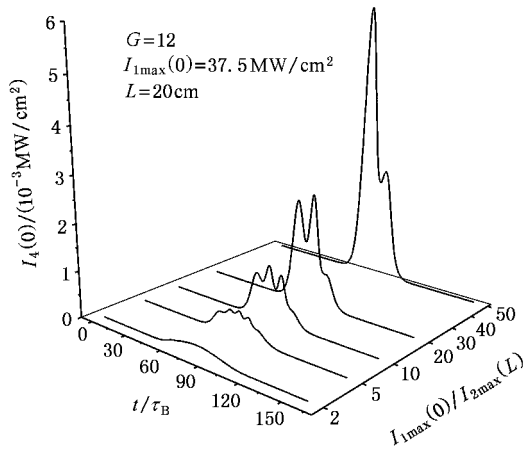


图 9 非饱和状态下, 共轭光波形随 $I_{1\max}(0)/I_{2\max}(L)$ 的变化

如前所述, 在相同抽运条件下, 对于强度较大的入射信号光, 调制现象会相对缓和或不易发生, 对脉冲工作下共轭光波形的模拟也验证了这一特点. 对于图 9 中最后一个输出脉冲(对应于 $I_{1\max}(0)/I_{2\max}(L)=50$), 当信号强度由 10^{-4} MW/cm² 增强到 1 MW/cm² 时, 调制现象逐渐消失, 得到光滑的共轭光输出脉冲

波形, 如图 10 所示.

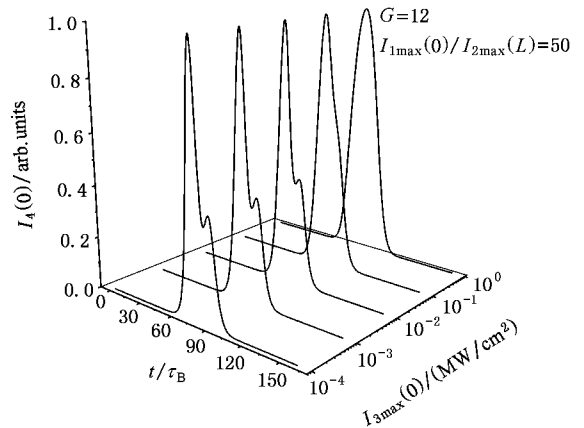


图 10 不同信号强度下共轭光输出波形

4. 结 论

布里渊增强四波混频对微弱光学信号提供的高反射率是一种瞬态效应, 在较长时域上会表现出鲜明的振荡行为. 本文通过 BEFWM 瞬态耦合波方程的数值求解, 在理论上描述了共轭输出光的这一时域特性, 并对能量耦合过程中起决定性作用的声波场的时空演化特征进行了模拟与分析, 由此解释了 BEFWM 时域变化的物理机理. 研究表明, 共轭光输出强度的起伏和介质内声波场的分布及涨落相关联, 在信号光较弱、系统增益较高情况下, 主要耦合区域中声场强度的快速变化直接导致共轭光输出强度调制. 就实际应用而言, 为避免或减轻波形调制, 所选介质声子寿命不宜过小, 在抽运光能量一定的条件下, 若需提高系统增益, 采用缩束以提高抽运强度的方法要比通过扩束来增大叠交长度的方法更可取; 此外, 适当对信号光聚焦增大其入射光强, 以及调节反向 Stokes 抽运光相对强度, 均可实现对共轭光输出波形的微调, 使其得到改善.

- [1] Basov N G, Zubarev I G 1979 *Appl. Phys.* **20** 261
 [2] Scott A M, Ridley K D 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 438
 [3] Bowers M W, Boyd R W, Hankla A K 1997 *Opt. Lett.* **22** 360
 [4] Andreev N F, Bepalov V I, Kiselev A M 1980 *JETP Lett.* **32** 625
 [5] Lanzerotti M Y, Schirmer R W, Gaeta A L *et al.* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2202

- [7] Bowers M W, Cooke J, Benterou J 2000 *CLEO-Technical Digest* **2000** 222
 [8] Scott A M, Hazell M S 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 1248
 [9] Chio B I, Jo M S, Nam C H 1994 *Opt. Commun.* **107** 425
 [10] Chio B I, Nam C H 1999 *Appl. Phys. B* **69** 55
 [11] Aschroeder W A, Damzen M J, Hutchinson M H R 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 460



- [12] Li Z W , Ding Y C , He W M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1286 (in Chinese) [吕志伟、丁迎春、何伟明 2002 物理学报 **51** 1286]
- [13] Yang J , Li Z W , He W M *et al* 2005 *Chin. Phys.* **14** 343
- [14] Hasi W L J , Li Z W , He W M *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 742 (in Chinese) [哈斯乌力吉、吕志伟、何伟明等 2005 物理学报 **54** 742]

Theoretical study on temporal behavior of Brillouin-enhanced four-wave mixing^{*}

Zhu Cheng-Yu Lü Zhi-Wei[†] He Wei-Ming Ba De-Xin Wang Yu-Lei Gao Wei Dong Yong-Kang

(*Institute of Opto-Electronics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China*)

(Received 29 April 2006 ; revised manuscript received 22 May 2006)

Abstract

The nature of Brillouin-enhanced four-wave mixing (BEFWM) temporal modulating behavior is examined numerically. The evolution of the acoustic wave , which plays a key role in the process of energy inter-coupling , is simulated and analyzed. Based on this , the detailed mechanism of BEFWM temporal characteristics is explained. It is demonstrated that , modulations in the conjugate wave are related with the distribution and fluctuation of the acoustic wave , and influenced by parameters such as phonon lifetime , intensity of the signal and pump wave , effective interaction length , and so on.

Keywords : Brillouin-enhanced four-wave mixing , Brillouin amplification , four-wave mixing , optical phase conjugation

PACC : 4265C , 4265F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10476009 , 60478020) and the National 863 High-tech Development program of China.

[†] E-mail : zw_lu@sohu.com