

充气毛细管中飞秒激光四波混频的理论描述*

陈宝振 黄祖洽

(北京师范大学粒子束和材料改性教育部重点实验室, 北京 100875)

(北京师范大学低能核物理研究所, 北京 100875)

(2003 年 12 月 23 日收到, 2004 年 3 月 1 日收到修改稿)

建立了一个描写充气毛细管中飞秒激光四波混频过程的理论框架. 在这个理论框架的基础上, 对最近得到的充气毛细管中飞秒激光四波混频过程的信号强度-气压实验曲线给出了初步的理论说明. 发现考虑走离效应和相调制效应对充气毛细管中飞秒激光四波混频过程有重要的作用. 同时还发现在一定的条件下, 考虑直接的三次谐波过程对实验曲线的影响是必要的.

关键词: 四波混频, 飞秒激光, 充气毛细管

PACC: 4250, 4265, 4281

1. 引 言

短脉冲激光器和可调谐激光技术的发展, 使我们有了极高亮度和极窄线宽的相干辐射光源. 目前这样的相干辐射光源主要位于电磁波的可见波段和近红外波段. 发展更短波长的相干辐射光源(真空紫外、超紫外乃至水窗波段)一直是激光物理最热门的研究领域, 也是长期困扰它的国际性难题. 尽管这方面的研究也取得了一些令人瞩目的进展, 但是目前尚未找到低成本的易于操作的短波长的相干辐射光源^[1], 主要原因是转换效率太低和所需设备太庞大、太昂贵. 例如, 目前软 x 射线激光器的转换效率大约为 10^{-6} — 10^{-5} , 然而为了实现这样低效率的激光器仍然需要像 NOVA 这样的大型装置. 利用短脉冲强激光产生高次谐波是实现短波长相干辐射光源的另一条可能途径, 它的单个谐波的转换效率已达到 10^{-8} — 10^{-7} . 相位匹配的高次谐波的转换效率可达 10^{-6} — 10^{-5} ^[2]. 这些结果显示了利用高次谐波实现短波长相干辐射光源的良好前景, 进一步的工作是提高转换效率. 最近 Misoguti 等^[5]利用毛细管中三阶级联参量过程得到转换效率高达 30%—40% 的宽带真空紫外光. 这个实验所利用的激光强度约为 10^{13} W/cm², 激光频率 $\omega \approx 1.5$ eV. 他们将 70% 的激光转变为倍频光, 剩余的 30% 作为闲光(idler), 并将倍频光作为抽运光导入毛细管. 通过

三阶非线性光学参量过程得到三倍频的信号光 $\omega_s = 2(2\omega) - \omega$. 这个实验展示了产生宽带真空紫外激光的新途径, 实验结果也有助于利用高次谐波实现短波长相干辐射光源. Misoguti 等只对部分实验结果(主要是相位匹配的气体压强)给出了定性的原理说明, 对于其他一些重要的实验结果(主要是信号强度-气体压强曲线)没有给出定量的、系统的理论说明. 到目前为止, 作者尚未见到这样的理论说明. 为了进一步理解这个有意义的实验结果, 定量的、系统的理论说明显然是必要的.

本文尝试给出一个这样的理论说明. 首先将建立一个描写充气毛细管中飞秒激光四波混频过程的理论框架. 在这个理论框架的基础上, 对最近得到的充气毛细管中飞秒激光四波混频过程的气压-信号实验曲线给出初步的理论说明. 通过理论和实验的比较, 我们发现考虑走离效应和相调制效应对充气毛细管中飞秒激光四波混频过程有重要的作用; 同时还发现在一定的条件下考虑直接的三次谐波过程对实验结果的影响是必要的.

2. 耦合方程

本文讨论的四波混频过程是入射到毛细管中的抽运光(ω_2)和闲光(ω_1)通过以下两个三阶非线性光学过程相互作用(抽运光和闲光的差频混频及闲

* 国家自然科学基金(批准号 90103025)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20020027006)资助的课题.

光的直接三倍频)产生信号光(ω_3)的过程,即 $\omega_3 = 2 \times \omega_2 - \omega_1$ (抽运光和闲光的差频混频), $\omega_3 = 3 \times \omega_1$ (闲光的直接三倍频),这里 $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = 2\omega$. 我们首先考虑入射到毛细管中的抽运光和闲光在毛细管中的传输. 根据 Agrawal^[4]考虑三阶非线性光学过程影响,描写飞秒强激光在充气毛细管中的传输方程可以写作

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i\zeta_{21}}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta_1^2} \right) A_1^{(\sigma)}(z, \eta_1) \\ &= i \sum_{\sigma'} \gamma_{1\sigma\sigma'} [|A_1^{(\sigma')} (z, \eta_1)|^2 \\ &+ 2 |A_2^{(\sigma')} (z, \eta_1 + \theta_{12} z)|^2] A_1^{(\sigma)}(z, \eta_1), \quad (1) \\ & \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i\zeta_{22}}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta_2^2} \right) A_2^{(\sigma)}(z, \eta_2) \\ &= i \sum_{\sigma'} \gamma_{2\sigma\sigma'} [2 |A_1^{(\sigma')} (z, \eta_2 + \theta_{21} z)|^2 \\ &+ |A_2^{(\sigma')} (z, \eta_2)|^2] A_2^{(\sigma)}(z, \eta_2). \quad (2) \end{aligned}$$

这里,

$$\begin{aligned} \eta_j &\equiv t - z/v_{gi}, \\ \theta_{ij} &\equiv (1/v_{gk} - 1/v_{gj}), \\ \gamma_{j\sigma'} &= \gamma_{\sigma\sigma'} \chi^{(3)} \frac{3\pi\omega_j^2}{2\beta_{j\sigma}c^2} \quad (k, j = 1, 2, 3), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\sigma\sigma'} &= \frac{\int \mathfrak{S}_{\sigma'}^2(r, \vartheta) \mathfrak{S}_{\sigma}^2(r, \vartheta) r dr d\vartheta}{(D_{\sigma} D_{\sigma'})^2}, \\ D_{\sigma}^2 &\equiv \int \mathfrak{S}_{\sigma}^2(r, \vartheta) r dr d\vartheta, \end{aligned}$$

其中 $\mathfrak{S}_{\sigma}(r, \vartheta)$ 及 $\beta_{n\sigma}$ 分别是频率为 ω_n 的第 σ 个导模的电场分布函数及传输常数. v_{gi} 和 ζ_{2j} 是中心频率 ω_j 的光脉冲的群速度和群速度色散.

当 $\left| \frac{T_0^2}{\zeta_{2j}} \right| \gg L$ ($j = 1, 2$) 时,我们可以略去对 η_j 的二阶导数项. 这里 T_0 和 L 是抽运(闲)光脉冲宽度和毛细管管长. 在这个近似下,方程(1)和(2)的形式解可以写作

$$\begin{aligned} A_1^{(\sigma)}(z, \eta_1) &= A_1^{(\sigma)}(0, \eta_1) \exp \left[i \int_0^z \sum_{\sigma'} \gamma_{1\sigma\sigma'} [|A_1^{(\sigma')} (z', \eta_1)|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 |A_2^{(\sigma')} (z', \eta_1 + \theta_{12} z')|^2] dz' \right], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_2^{(\sigma)}(z, \eta_2) &= A_2^{(\sigma)}(0, \eta_2) \exp \left[i \int_0^z \sum_{\sigma'} \gamma_{2\sigma\sigma'} [|A_2^{(\sigma')} (z', \eta_2)|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 |A_1^{(\sigma')} (z', \eta_2 + \theta_{21} z')|^2] dz' \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

不失一般性,利用假设(1)入射的抽运光和闲光只

激发毛细管的最低阶模($\sigma_0 = (1, 1)$)(2)方程(3)和(4)的右端指数中的模振幅可以用毛细管入口端面上的模振幅来近似,可以将方程(3)和(4)近似为

$$A_2^{(\sigma_0)}(z, \eta_1) \equiv A_{10}(\eta_1) \exp[i\Phi_1(\eta_1)], \quad (5)$$

$$A_2^{(\sigma_0)}(z, \eta_2) \equiv A_{20}(\eta_2) \exp[i\Phi_2(\eta_2)]. \quad (6)$$

这里,

$$\begin{aligned} A_{j0}(\eta_j) &\equiv A_j^{(\sigma_0)}(0, \eta_j) \quad (j = 1, 2), \\ \Phi_1(\eta_1) &= \gamma_{1\sigma_0\sigma_0} \left[|A_{10}(\eta_1)|^2 z \right. \\ &\quad \left. + 2 \int_0^z |A_{20}(\eta'_{12})|^2 dz' \right], \quad (7) \\ \Phi_2(\eta_2) &= \gamma_{2\sigma_0\sigma_0} \left[|A_{20}(\eta_2)|^2 z \right. \\ &\quad \left. + 2 \int_0^z |A_{10}(\eta'_{21})|^2 dz' \right], \\ \eta'_{21} &\equiv \eta_2 + \theta_{21} z', \\ \eta'_{12} &\equiv \eta_1 + \theta_{12} z'. \quad (8) \end{aligned}$$

当得到毛细管中的抽运光和闲光传输方程的解之后,我们就可以讨论毛细管中的抽运光(ω_2)和闲光(ω_1)通过上述两个三阶非线性光学过程相互作用产生信号光(ω_3)的问题. 根据 Agrawal^[4]可以将信号光的方程写作

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i\zeta_{23}}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta_3^2} \right) A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3) \\ &= i2\gamma_{3\sigma\sigma_0} [|A_{10}(\eta_{31})|^2 \\ &+ |A_{20}(\eta_{32})|^2] A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3) \\ &+ i\gamma_{\text{df}}^{(\sigma)} A_{20}^*(\eta_{32}) A_{10}^*(\eta_{31}) \exp[iz\Delta_{\text{df}}^{(\sigma)} + i\Phi_{\text{df}}(\eta_3)] \\ &+ i\gamma_{\text{th}}^{(\sigma)} A_{10}^*(\eta_{31}) \exp[iz\Delta_{\text{th}}^{(\sigma)} + \Phi_{\text{th}}(\eta_{31})z]. \quad (9) \end{aligned}$$

这里,

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{df}}^{(\sigma)} &= \gamma_{\sigma_0}^{(\sigma)} \frac{3\pi\omega_3^2 \chi^{(3)}}{2\beta_{3\sigma}c^2}, \\ \gamma_{\text{th}}^{(\sigma)} &= \gamma_{\sigma_0}^{(\sigma)} x^{(3)} \frac{\pi\omega_3^2}{2\beta_{3\sigma}c^2}, \\ \Delta_{\text{th}}^{(\sigma)} &= 3\beta_{1\sigma_0} - \beta_{3\sigma}, \\ \Delta_{\text{df}}^{(\sigma)} &= 2\beta_{2\sigma_0} - \beta_{1\sigma_0} - \beta_{3\sigma}, \\ \gamma_{\sigma_0}^{(\sigma)} &= \frac{\int \mathfrak{S}_{\sigma_0}^3(r, \vartheta) \mathfrak{S}_{\sigma}^3(r, \vartheta) r dr d\vartheta}{D_{\sigma_0}^3 D_{\sigma}} \quad (\sigma_0 = (1, 1)), \\ \Phi_{\text{df}}(\eta_3) &= 2\Phi_2(\eta_2) - \Phi_1(\eta_1), \\ \Phi_{\text{th}}(\eta_{31}) &= 3\gamma_{1\sigma_0\sigma_0} |A_{10}(\eta_{31})|^2, \\ \eta_{3j} &= \eta_j + \theta_{3j} z \quad (j = 1, 2, 3). \end{aligned}$$

当 $\left| \frac{T_0^2}{\zeta_{23}} \right| \gg L$ 时, 我们可以略去对 η_3 的二阶导数项, 方程 (9) 可以简化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3) = & i2\gamma_{3\sigma_0\sigma} [|A_{10}(\eta_{31})|^2 \\ & + |A_{20}(\eta_{32})|^2] A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3) \\ & + i\gamma_{df}^{(\sigma)} A_{20}^2(\eta_{32}) A_{10}^*(\eta_{31}) \\ & \times \exp[iz\Delta_{df}^{(\sigma)} + i\Phi_{df}(\eta_3)] \\ & + i\gamma_{th}^{(\sigma)} A_{10}^3(\eta_{31}) \\ & \times \exp[iz\Delta_{th}^{(\sigma)} + \Phi_{th}(\eta_{31})z] \end{aligned} \quad (10)$$

与文献 [3] 中的对应方程相比, 方程 (10) 增加了一项由闲光三次谐波提供的源项.

方程 (10) 是如下形式的常微分方程:

$$\frac{\partial A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3)}{\partial z} + p(z) A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3) = Q(z). \quad (11)$$

它的解可以写作

$$\begin{aligned} A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3) = & \exp\left[-\int_0^z p(z') dz'\right] \\ & \times \left\{ \int_0^z Q(z') \exp\left[\int_0^{z'} p(z'') dz''\right] dz' \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

这里,

$$p(z) = -i2\gamma_{3\sigma_0\sigma} [|A_{10}(\eta_{31})|^2 + |A_{20}(\eta_{32})|^2], \quad (13)$$

$$\begin{aligned} Q(z') = & i\gamma_{df}^{(\sigma)} A_{20}^2(\eta'_{32}) A_{10}^*(\eta'_{31}) \\ & \times \exp[i\Delta_{df}^{(\sigma)} z' + i\Phi_{df}(\eta'_{31})] + i\gamma_{th}^{(\sigma)} A_{10}^3(\eta'_{31}) \\ & \times \exp[i\Delta_{th}^{(\sigma)} z' + i\Phi_{th}(\eta'_{31})z'], \end{aligned} \quad (14)$$

$$p(z'') = -i2\gamma_{3\sigma_0\sigma} [|A_{10}(\eta''_{31})|^2 + |A_{20}(\eta''_{32})|^2], \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \eta'_{3j} & \equiv \eta_3 + \theta_{3j}z', \\ \eta''_{3j} & \equiv \eta_3 + \theta_{3j}z'', \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} A_3^{(\sigma)} = & i \exp[i\Theta_3] \int_0^z \left\{ \gamma_{df}^{(\sigma)} A_{20}^2(\eta'_{32}) A_{10}^*(\eta'_{31}) \right. \\ & \times \exp[i(\Delta_{df}^{(\sigma)} + \Theta_1)z' + i\Theta_2 - i\Theta'_3] \\ & + \gamma_{th}^{(\sigma)} A_{10}^3(\eta'_{31}) \\ & \left. \times \exp[i(\Delta_{th}^{(\sigma)} + \Phi_{th}(\eta'_{31}))z' - i\Theta'_3] \right\} dz' \end{aligned} \quad (17)$$

$$\Theta_1 = 2\gamma_{2\sigma_0\sigma_0} |A_{20}(\eta'_{32})|^2 - \gamma_{1\sigma_0\sigma_0} |A_{10}(\eta'_{31})|^2,$$

$$\begin{aligned} \Theta_2 = & 2 \int_0^{z'} [2\gamma_{2\sigma_0\sigma_0} |A_{10}(\eta''_{31})|^2 \\ & - \gamma_{1\sigma_0\sigma_0} |A_{20}(\eta''_{32})|^2] dz'', \end{aligned}$$

$$\Theta_3 = 2\gamma_{3\sigma_0\sigma} \int_0^z [|A_{20}(\eta'_{32})|^2 + |A_{10}(\eta'_{31})|^2] dz',$$

$$\Theta'_3 = 2\gamma_{3\sigma_0\sigma} \int_0^{z'} [|A_{20}(\eta''_{32})|^2 + |A_{10}(\eta''_{31})|^2] dz''. \quad (18)$$

易见, 方程 (17) 右端积分号中的第一项来自于抽运光和闲光的三阶差频相互作用, 而第二项则来自于闲光的直接三倍频作用. 略去第二项, 我们得到以下目前通用的表达形式:

$$\begin{aligned} A_3^{(\sigma)} = & i \exp[i\Theta_3] \int_0^z \left\{ \gamma_{df}^{(\sigma)} A_{20}^2(\eta'_{32}) A_{10}^*(\eta'_{31}) \right. \\ & \left. \times \exp[i(\Delta_{df}^{(\sigma)} + \Theta_1)z' + i\Theta_2 - i\Theta'_3] \right\} dz'. \end{aligned} \quad (19)$$

在不计走离和自(交叉)相调制的情况下, 我们可以将 (19) 式简化为

$$\begin{aligned} A_3^{(\sigma)}(z, \eta_3) = & i \exp[i\Theta_3] \left(\gamma_{df}^{(\sigma)} A_{20}^2(\eta_3) A_{10}^*(\eta_3) \right. \\ & \left. \times \frac{\exp[i\Delta_{df}^{(\sigma)} z] - 1}{i\Delta_{df}^{(\sigma)}} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

如果我们考虑走离的影响但不考虑相调制的影响, 那么由 (19) 式我们可以得到

$$A_3^{(\sigma)} = i \int_0^z \gamma_{df}^{(\sigma)} A_{20}^2(\eta'_{32}) A_{10}^*(\eta'_{31}) \exp[i\Delta_{df}^{(\sigma)} z'] dz'. \quad (21)$$

3. 数值计算结果

正如我们在引言中所述, 文献 [3] 中的部分实验结果(主要是相位匹配的气体压强)已有理论说明^[3,51], 但是仍有部分实验结果(主要是实验得到的三倍频信号强度-气体压强曲线)至今尚无理论说明. 这里我们在文献 [3] 的实验条件下, 利用 (17), (19)–(21) 式给出可以与实验结果相比较的三倍频信号强度-气体压强曲线.

计算所采用的参数为: 抽运光波长 $0.4 \mu\text{m}$, 闲光波长 $0.8 \mu\text{m}$, 毛细管长 80 cm , 毛细管内半径 $62.5 \mu\text{m}$, 抽运(闲)光脉冲宽度 25 fs , 一个脉冲进入毛细管的抽运光能量 $25 \mu\text{J}$, 一个脉冲进入毛细管的闲光能量 $30 \mu\text{J}$. 我们将氙的三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 取为 $\chi^{(3)} = 7.25 \times 10^{-18} \left(\frac{\text{cm}}{\text{statvolts}} \right)^{2[61]}$. 计算结果示于图 1—图 4. 计算过程中采用如下假设: (1) 抽运光和闲光都处于最低阶模; (2) 差频四波混频过程产生的三次谐波处于下面五个模 $(0, 1)$ $(0, 2)$ $(1, 1)$,

(2,2)(0,2)(3)闲光的直接三倍频过程产生的三次谐波处于下面五个模(1,3)(2,2)(4,1)(0,2)(2,1). 模(0,1)(0,2)(1,1)(1,3)(2,2),(4,1)是EH模,它们的特征见文献[7]. 模(0,2),(2,1)是HE模.

图1—图3是在略去来自闲光直接三倍频作用源项的情况下,由(19)–(21)式计算得到.

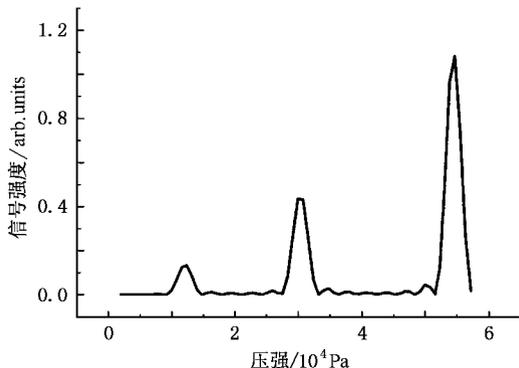


图1 根据(20)式计算得到的信号-压强曲线

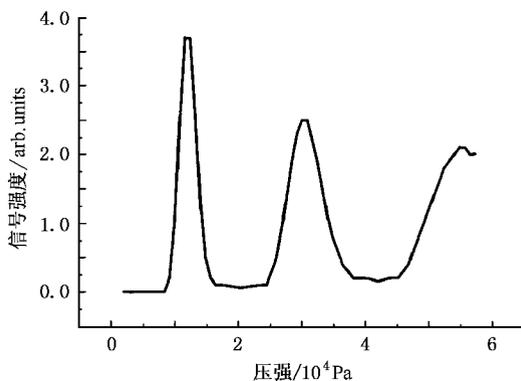


图2 根据(21)式计算得到的信号-压强曲线

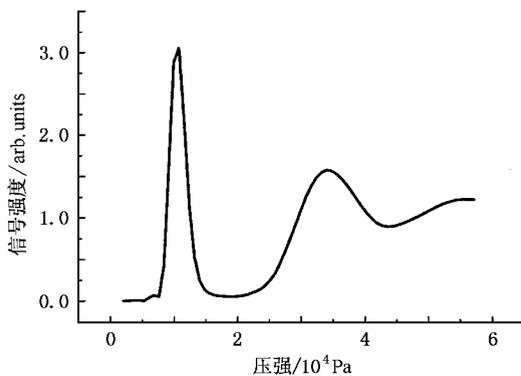


图3 根据(19)式计算得到的信号-压强曲线

图1由(20)式计算所得. 由图1可见,在不计走离和相调制影响的情况下,三倍频信号强度-气体压强的理论曲线和实验曲线完全不符合.

图2由(21)式计算所得. 由图2可见,在计及走离影响但不计相调制影响的情况下,三倍频信号强度-气体压强理论曲线给出的三个峰的相对高度和实验曲线很接近,但二者的峰谷比相差仍然很大.

图3由(19)式计算所得. 由图3可见,在既计及走离影响又考虑相调制影响的情况下,三倍频信号强度-气体压强理论曲线和实验曲线的拟合程度有进一步的改善:三个峰相对高度的拟合程度得到保持; 4×10^4 Pa附近的深谷被明显地抬高,大于 3×10^4 Pa的理论曲线和实验曲线基本符合;主峰理论峰位向左移动,更接近实验峰位.

比较图1、图2、图3,我们可以清楚地看到:考虑走离和相调制可以显著地减小理论曲线和实验曲线之间的差距并使理论曲线向实验曲线靠近.

图4由(17)式计算得到,与(19)–(21)式不同,它考虑了闲光三倍频源的影响. 由图4我们可以看到,考虑闲光三倍频源的影响,信号强度-气体压强理论曲线和实验曲线的拟合程度有更进一步的改善:主峰两侧的深谷被明显地抬高.

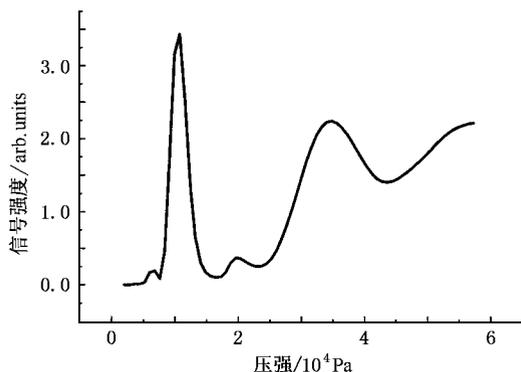


图4 根据(17)式计算得到的信号-压强曲线

4. 讨 论

下面我们进一步讨论忽略(1)(2)(9)式中二阶导数项近似的合理性. 为此,计算了实验条件下各波长的 $\left| \frac{\zeta L}{T_0^2} \right|$ 值. 计算中利用了文献[8]中的参数. 计算结果列于表1.

表 1 各波长的 $\left| \frac{\zeta L}{T_0} \right|$ 值

波长/nm	267	400	800
$\left \frac{\zeta L}{T_0} \right $	0.12	0.06	0.03

由表 1 可见,在实验条件下, $\left| \frac{\zeta L}{T_0} \right| \ll 1$, 即忽略 (1)(2)(9) 式中二阶导数项的近似是合理的.

5. 结 论

本文论证了在实验条件下,可以采用忽略(1),

(2)(9) 式中二阶导数项的近似. 在这个近似下,我们得到同时考虑抽运光和闲光的三阶差频过程及闲光的直接三倍频过程影响的信号强度的解析表达式. 目前通用的解析表达式是这个解析表达式的特殊情况. 由这个解析表达式计算得到的信号强度-气压理论曲线和对应的实验曲线符合得很好. 因此,我们认为,同时考虑抽运光和闲光的三阶差频过程及闲光的直接三倍频过程影响并同时考虑走离和相调制的影响,对于正确理解文献 [3] 给出的飞秒脉冲在充气毛细管中四波混频过程的信号强度-气压实验曲线是至关重要的.

- [1] Meyer S, Chichkov B N, Wellegehausen B 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1587
- [2] Rundquist A, Durfee C G, Chang Z *et al* 1998 *Science* **280** 1412; Spielmann C, Burnett N H, Sartania S *et al* 1997 *Science* **278** 661
- [3] Misoguti L, Backus S, Durfee C G *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 13601
- [4] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics and Application of Nonlinear Fiber Optics* (New York: Elsevier)

- [5] Chen B Z, Huang Z Q 2003 *J. Beijing Normal University* (in Chinese) **39** 72 [陈宝振、黄祖洽 2003 北京师范大学学报(自然科学版) **39** 72]
- [6] Lehmeier H J, Leupacher W, Penzkofer A 1985 *Opt. Commun.* **56** 67
- [7] Marcatili E A J, Schmeltzer R A 1964 *Bell. Syst. Tech. J.* **43** 1783
- [8] Bhatia A K, Doschek G A 1992 *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tab.* **52** 1

Theoretical description of four-wave mixing of femtosecond pulses in gas-filled capillary^{*}

Chen Bao-Zhen Huang Zu-Qia

(*Key Laboratory of Beam Technology and Materials Modification of Ministry of Education ,Beijing Normal University ,Beijing 100875 ,China*)

(*Institute of Low Energy Nuclear Physics , Beijing Normal University , Beijing 100875 ,China*)

(Received 23 December 2003 ; revised manuscript received 1 March 2004)

Abstract

The coupled equations of four-wave mixing by femtosecond pulses in gas-filled capillary are derived. Based on the equations, the influence of the walk-off and phase modulation is investigated. It is found that the discrepancy between the theoretical and experimental results decreases when the influence of the walk-off and phase modulation is taken into account. At the same time, it is also found that taking the influence of the 3rd harmonic generated by the idler light into account is necessary for reducing the discrepancy between the theoretical and experimental results.

Keywords : four-wave mixing , femtosecond laser pulses , gas-filled capillary

PACC : 4250 , 4265 , 4281

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.90103025) and the Doctoral Program Foundation of Institute of Higher Education of China (Grant No.20020027006).