

外加电场对光折变高阶响应影响的微扰分析*

周忠祥 姜永远 孙秀冬 李焱 赵桦 许克彬

(哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150001)

万秋玉

(哈尔滨理工大学物理教研室, 哈尔滨 150080)

摘 要 应用微扰展开法于“跳跃模型”, 给出了空间电荷场前三阶分量随时间、外加电场等变化的解析表达式。同时讨论了外加电场对各阶空间电荷场建立的影响。当扩散场与外加电场可比拟时, 外加电场对空间电荷场的影响不大; 随着空间电荷场阶数的提高, 其达到最大饱和值所需的外加电场越小。在外加电场作用下, 空间电荷场各阶分量随时间呈振荡衰减, 直到达到饱和。外加电场越大, 振荡越强烈, 周期越短。在考虑高阶分量的贡献后, 空间电荷场的振荡幅度加大。

关键词 微扰分析, 光折变高阶响应, 跳跃模型, 空间电荷场, 扩散场。

1 引 言

光折变相位光栅的形成, 通常由 Kukhtarev 等人提出的带导模型^[1]来描述, 用一组非线性微分方程描述空间电荷场的建立过程, 遗憾的是这组非线性微分方程不能严格求解。在分析带导模型中, 通常假定条纹的调制深度 $m \ll 1$, 使此组方程线性化, 并导致一阶光栅近似, 从而得到空间电荷场的解析解是材料和光栅参数以及外界条件(如入射夹角、施于材料上的外加电场等)的函数。当 m 较小(即使 $m \approx 0.5$) 时, 此结果也很精确。但调制深度 m 再大时, 材料的非线性响应增强, 即空间电荷场中的高阶分量的作用不容忽视。为了描述这种大调制度时的非线性响应, 近几年来, 对应于不同特殊情况的各种近似解相继被提出。Moharm^[2] 等给出了对应任意调制深度时的空间电荷场的表达式, 但他们假定稳态场远远大于外加电场和漂移场。Ochoa^[3] 等发展了上述方法中一阶解的适用范围。Hall^[4] 等人给出了外加电场远远大于稳态场时的空间电荷场各阶分量的表达式。Vachss^[5] 等人用非微扰法讨论了扩散型、大调制度下的光折变非线性响应。Saxena^[6] 等人在运动条纹和任意场强下, 忽略高阶场对低阶场的作用时, 推导出了前三阶空间电荷场的解析表达式。Serrano 等人^[7~13] 用数值计算方法, 计算和模拟了大调制度下光折变非线性响应的记录和擦除动力学特性。孙万钧等人^[14] 在实验上观察和测试了外加电场对掺杂 KNSBN 晶体空间电荷场的影响。

以上分析和讨论光折变非线性响应都是基于 Kukhtarev 等人^[1] 提出的带导模型。本文应

* 本项目由山东大学晶体材料研究所开放实验室资助。

收稿日期: 1996 年 3 月 3 日; 收到修改稿日期: 1996 年 7 月 15 日

用微扰展开法于“跳跃模型”^[15], 给出了空间电荷场前三阶分量随时间、外加电场等变化的解析表达式。结果适用于陷阱位密度较大的情况。同时讨论了外加电场对各阶空间电荷场建立的影响。这为人们从另一个角度了解光折变效应的本质提供了可能, 并且通过比较“带导模型”与“跳跃模型”所得结果, 发现“跳跃模型”在分析大调制度下光折变效应的稳态及动态特性时更为方便。

2 理论分析

Feinberg 等人^[15]提出的跳跃模型认为, 晶体内有一定数量的电荷处在陷阱位上, 受到光辐射时, 它们在光子协助下从一个陷阱位跳向另一个未被占据的陷阱位。用 D_{mn} 表示在单位时间、单位光强下光激发电荷从 m 位至 n 位的跃迁几率, 该处的光强为 I_n , 电荷在第 n 位上的几率变化率等于电荷在 n 位上的捕获率减去离开 n 位跳向其它 m 位的跳离率, 则跳跃方程为^[15]

$$\frac{dW_n}{dt} = - \sum_m D_{mn} [W_n I_n \exp(\beta\Phi_{nm}) - W_m I_m \exp(\beta\Phi_{mn})] \quad (1)$$

式中, $\beta = q/2k_B T$, $\Phi_{nm} = \Phi_n - \Phi_m$, $\Phi(z_n)$ 是准静电势, 包括晶体内迁移电荷产生的势、外场势和化学势。通常认为在 m 位和 n 位之间的跃迁具有对称性, 即 $D_{mn} = D_{nm}$ 。为了讨论方便, 光强分布取如下形式

$$I_n(z_n) = I_0 \left[1 + \frac{m}{2} \exp(iKz_n) + \frac{m}{2} \exp(-iKz_n) \right] \quad (2)$$

其中 $I_0 = I_p + I_s$ 是入射总光强, $m = 2\sqrt{I_p I_s}/I_0$ 为干涉条纹调制度, K 为光栅波矢, 当 m 较大时, 取 W_n 和 Φ_n 具有如下形式

$$W_n = W_0 + \operatorname{Re}[W_1 \exp(iKz_n)] + \operatorname{Re}[W_2 \exp(i2Kz_n)] + \operatorname{Re}[W_3 \exp(i3Kz_n)] \quad (3)$$

$$\Phi_n = \Phi_0 + \operatorname{Re}[\Phi_1 \exp(iKz_n)] + \operatorname{Re}[\Phi_2 \exp(i2Kz_n)] + \operatorname{Re}[\Phi_3 \exp(i3Kz_n)] \quad (4)$$

同时作如下简化:

1) 任一电场和光栅波矢平行或反平行晶体的光轴。

2) 取 $Kl \ll 1$, 其中 l 为陷阱位之间的等间距, 这相当于干涉条纹间隔 Λ 远远大于陷阱之间的间距, 即陷阱位密度较大, 可以认为光激发电荷一旦被激发出来, 就被邻近陷阱位俘获, 在这种情况下, 可以认为跳跃只发生在最近邻, $D_{n, n+1} = D$ 而其他 $D_{mn} = 0$ 。

由于调制的电势和空间电荷之间服从泊松分布, 因此各阶势分量 Φ 和 W_r 之间满足如下关系^[15]:

$$\Phi_r = W_r N q / r^2 \epsilon K^2, \quad r = 1, 2, 3. \quad (5)$$

利用前面的假定, 并忽略平方项, 把(2)~(5)式代入(1)式, 通过比较 $\exp(irKz_n)$ 系数得

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\omega_1}{dt} &= -\Gamma \left[\left[\omega_1 + m + \frac{m\omega_2}{2} \right] (a^2 + iaf) + \omega_1 + \frac{m\omega_2}{4} \right] \\ \frac{d\omega_2}{dt} &= -\Gamma \left[(m\omega_1 + 2\omega_2 + m\omega_3) (2a^2 + iaf) + \omega_2 + m\omega_1 + \frac{m\omega_3}{3} \right] \\ \frac{d\omega_3}{dt} &= -\Gamma \left[(m\omega_2 + 2\omega_3) \left[\frac{9}{2}a^2 + \frac{3}{2}iaf \right] + \frac{3m\omega_2}{4} + \omega_3 \right] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中 $\Gamma = DI_0 k_0^2 l^2$ 为特征激发速率。 $\omega = W_r/W_0$, $r = 1, 2, 3$, ω_r 是归一化的电荷波振幅。 a

$= K/k_0$ 是由 k_0 归一化的光栅波矢。 $k_0^2 = NW_0q^2/\epsilon k_B T$ 是特征波矢平方, 其倒数为屏蔽长度。 $f = (\Phi_0 - \Phi_{n-1,0})/lf_0$ 为用 $f_0 = k_0 k_B T/q$ 归一化的均匀电场。根据泊松方程, 空间电荷场高阶分量 E'_{sc} 和 W_r 之间关系^[15]为

$$E'_{sc} = -qNW_r/ir\epsilon K, \quad r = 1, 2, 3 \quad (7)$$

利用方程(6)和(7), 在外加电场为直流场, 并忽略高阶项对低阶分量的贡献时, 求解方程(6)得到了空间电荷场前三阶分量随时间、外加电场等变化的解析表达式:

$$\left. \begin{aligned} e_1 &= e_1^{\text{sat}} \{1 - \exp[-\Gamma(1 + e_D + ie_0)t]\} \\ e_2 &= e_2^{\text{sat}} \left[1 + \frac{1 + e_D + ie_0}{3e_D + ie_0} \exp[-\Gamma(1 + 4e_D + i2e_0)t] \right. \\ &\quad \left. - \frac{1 + 4e_D + i2e_0}{3e_D + ie_0} \exp[-\Gamma(1 + e_D + ie_0)t] \right] \\ e_3 &= e_3^{\text{sat}} \left[1 - \left[1 + \frac{(1 + 9e_D + i3e_0)(1 - 4e_D)}{(5e_D + ie_0)(8e_D + i2e_0)} \right] \exp[-\Gamma(1 + 9e_D + i3e_0)t] \right. \\ &\quad \left. + \frac{(1 + 9e_D + i3e_0)(1 + e_D + ie_0)}{5e_D + ie_0} \frac{1 + e_D + ie_0}{3e_D + ie_0} \exp[-\Gamma(1 + 4e_D + i2e_0)t] \right. \\ &\quad \left. - \frac{(1 + 4e_D + i2e_0)(1 + 9e_D + i3e_0)}{(3e_D + ie_0)(8e_D + i2e_0)} \exp[-\Gamma(1 + e_D + ie_0)t] \right] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 $e_r = E'_{sc}/E_q$, $e_D = E_D/E_q$, $e_0 = E_0/E_q$ 分别是归一化的空间电荷场、扩散场和外加电场。 $E_D = k_B T K/q$ 为扩散场, $E_q = qNW_0/\epsilon K$ 为饱和场。

$$\left. \begin{aligned} e_1^{\text{sat}} &= im \frac{(e_D + ie_0)}{1 + e_D + ie_0} \\ e_2^{\text{sat}} &= -i \frac{m^2}{2} \frac{(e_D + ie_0)(1 + 2e_D + ie_0)}{(1 + e_D + ie_0)(1 + 4e_D + i2e_0)} \\ e_3^{\text{sat}} &= i \frac{m^3}{4} \frac{(e_D + ie_0)(1 + 2e_D + ie_0)(1 + 6e_D + i2e_0)}{(1 + e_0 + ie_0)(1 + 4e_D + i2e_0)(1 + 9e_D + i3e_0)} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

从方程(9)可以看出, 空间电荷场各阶分量是以调制深度 m 为变量作微扰展开的。

3 讨 论

3.1 稳态情况

由方程(9)给出的稳态空间电荷场在折射率相位光栅记录时, 起作用的是空间电荷场的虚部。在图 1(a), 图 1(b), 图 1(c)中, $m = 0.8$, 对应不同的 e_D 值(a: $e_D = 0.1$, b: $e_D = 1$, c: $e_D = 5$) 给出了前三阶空间电荷场虚部随外加电场变化的关系曲线。图 1(d) 中给出了考虑高阶贡献后各阶空间电荷场随外加电场变化, 对应 $m = 0.8$, $e_D = 0.1$ 。

从图 1(a), 图 1(b), 图 1(c)可以看出, 当扩散场较大, 可以与外加电场比拟时, 外加电场对空间电荷场各阶分量的影响变小, 随着阶数的增高, 其影响逐渐减小; 若扩散场远小于饱和场, 且外加电场远大于扩散场, 如图 1(a)所示, 即 $e_D \ll 1$, $e_0 \gg e_D$ 时, 外加电场对空间电荷场各阶分量的影响变强, 对较高阶分量, 外加电场较小时就可达到饱和值, 而对于基频分量则需较高外加电场才能达到饱和。图 1(d)表明当考虑高阶对低阶贡献后, 对应某一外加电场, 空间电荷场高阶响应增强。

把 Saxena^[6]等人从“带导模型”出发给出的空间电荷场前三阶分量随外加电场变化的关系曲线与本文给出的结果作一下比较, 可以看出, 对基频分量随外加电场变化趋势, “带导模

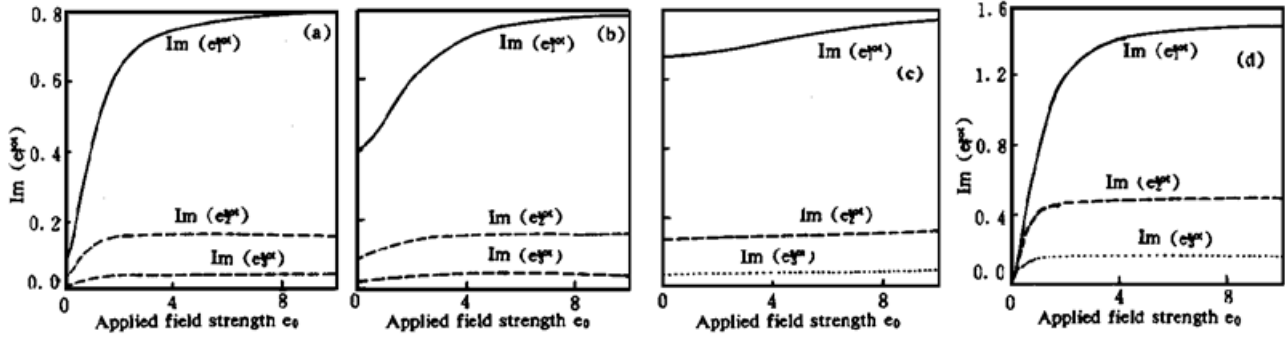


Fig. 1 The imaginary part of the first three higher-order harmonics of the space-charge field as the function of the applied field for $m = 0.8$, (a) $e_D = 0.1$, (b) $e_D = 1$, (c) $e_D = 5$, (d) With considering the contribution of the higher-order harmonics for $m = 0.8$, $e_D = 0.1$

型”和“跳跃模型”给出的结果是一致的，而对高阶分量，“带导模型”给出的结果是高阶分量随外加电场变化出现一峰值。这是因为 Saxena 给出的是前三阶空间电荷场绝对值 $|e_r|$ 随外加电场的变化规律，而本文图 1(a)~图 1(c) 给出的是空间电荷场前三阶分量的虚部随外加电场的变化曲线，若考虑空间电荷场实部在内，则两个模型给出的结果基本仍是一致的，如图 2 所示。

3.2 动态情况

下面考虑扩散场远小于饱和场，而外加电场远大于扩散场，即 $e_D \ll 1$, $e_0 \gg e_D$ 时，外加电场对空间电荷场建立的影响。在上述近似条件下，前三阶空间电荷场分量可表示为：

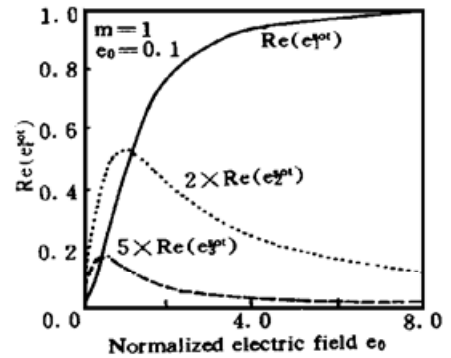


Fig. 2 The real part of the first three higher-order harmonics of the space-charge field as the function of the applied field for $m = 0.8$, $e_D = 0.1$

$$\begin{aligned}
 e_1 &= -\frac{me_0}{1+ie_0} \{1 - \exp[-\Gamma(1+ie_0)t]\} \\
 e_2 &= \frac{m^2}{2} \frac{e_0}{1+2ie_0} \left[1 + \frac{1+ie_0}{ie_0} \exp[-\Gamma(1+2ie_0)t] - \frac{1+2ie_0}{ie_0} \exp[-\Gamma(1+ie_0)t] \right] \\
 e_3 &= -\frac{m^3}{4} \frac{e_0}{1+3ie_0} \left[1 - \left[1 - \frac{3i}{2e_0} \right] \exp[-\Gamma(1+3ie_0)t] \right. \\
 &\quad \left. + \left[3 - \frac{4i}{e_0} \right] \exp[-\Gamma(1+2ie_0)t] - \left[3 - \frac{5i}{2e_0} \right] \exp[-\Gamma(1+ie_0)t] \right]
 \end{aligned} \tag{10}$$

在图 3(a) 中，对应 $m = 0.8$, $e_D = 0$, $\Gamma = 2 \text{ sec}^{-1}$, $e_0 = 5$ ，分别绘出了前三阶空间电荷场虚部在给定的外加电场下，随时间变化的关系曲线。在图 3(b) 中，对应 $m = 0.8$, $e_D = 0.1$, $\Gamma = 2 \text{ sec}^{-1}$ ，给出了外加电场等于零时，各阶空间电荷场随时间变化的关系曲线。

从图 3(a) 可看出，在外加电场作用下，空间电荷场各阶分量呈振荡衰减变化直到稳态，这一结果与由“带导模型”给出的结果是一致的^[16]。另外为获得较大的空间电荷场，可以控制记录时间，使各阶分量同时达到振荡最大值。而当外加电场为零时，空间电荷场随时间建立

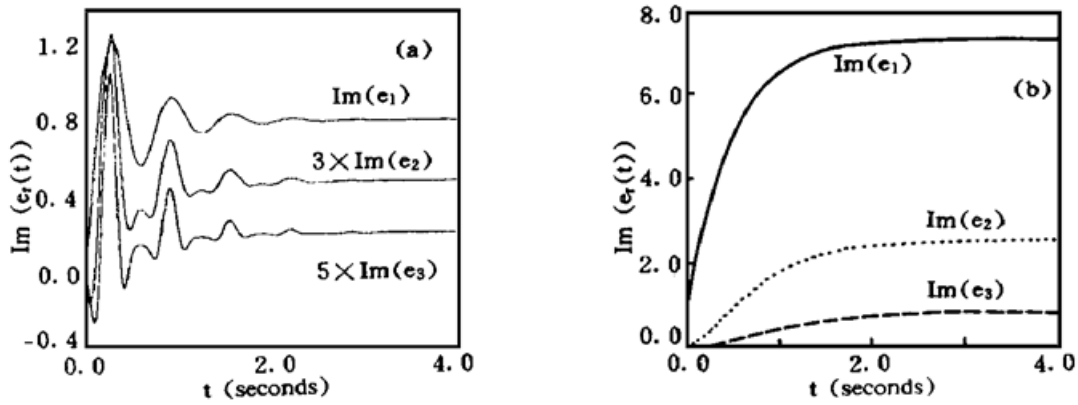


Fig. 3 The imaginary part of the first three higher-order harmonics of the space-charge field as the function of time for (a): $m = 0.8$, $e_D = 0$, $\Gamma = 2 \text{ sec}^{-1}$, $e_0 = 5$; (b): $m = 0.8$, $e_D = 0.1$, $e_0 = 0$, $\Gamma = 2 \text{ sec}^{-1}$

过程中没有振荡现象, 只是对应高阶来说, 达到饱和时有一时间延迟, 如图 3(b) 所示。

图 4 中给出了基频空间电荷场在不同外加电场下随时间变化关系曲线, $m = 0.8$, $e_D = 0.1$, $\Gamma = 5 \text{ sec}^{-1}$, 其中图 4(a) 对应 $e_0 = 10$, 图 4(b) 对应 $e_0 = 20$ 。从图中可以看出, 随着外加电场增大, 空间电荷场随时间建立过程中振荡加剧

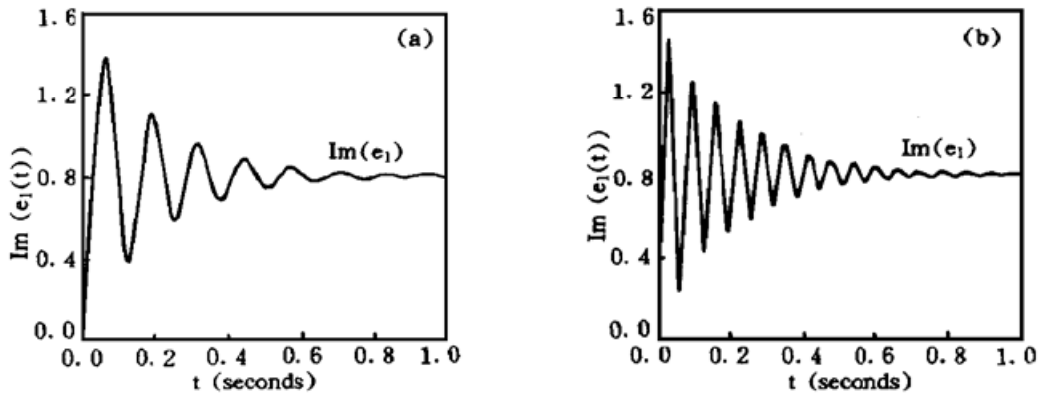


Fig. 4 The imaginary part of the fundamental harmonic of the space-charge field as the function of time for $m = 0.8$, $e_D = 0.1$, $\Gamma = 5 \text{ sec}^{-1}$, (a) $e_0 = 10$, (b) $e_0 = 20$

3.3 考虑高阶对低阶分量的影响

若考虑高阶空间电荷场对基频分量的影响, 则基频空间电荷场分量可写为:

$$e_1(t) = e_1^{\text{sat}} \{1 - \exp[-\Gamma(1 + e_D + ie_0)t] + F(t)\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} F(t) &= F_0 \{ \exp[-\Gamma(1 + e_D + ie_0)t] - \exp[-\Gamma(1 + 4e_D + i2e_0)t] \} \\ e_1^{\text{sat}} &= im \frac{e_D + ie_0}{1 + e_D + ie_0} \left[1 + \frac{b_1 m^2}{1 - bm^2} \right], \quad b_1 = \frac{1}{4} \frac{(1 + 2e_D + 2ie_0)(1 + 2e_D + ie_0)}{(1 + e_D + ie_0)(1 + 4e_D + 2ie_0)}, \\ F_0 &= \frac{b_1 m^2}{1 - b_1 m^2} \left[\frac{1 + e_D + ie_0}{3e_D + ie_0} \right]^2, \quad b_1' = \frac{1}{4} \frac{(1 + 6e_D + 2ie_0)(1 + 6e_D + 3ie_0)}{(1 + 9e_D + 3ie_0)(1 + 4e_D + 2ie_0)}, \\ b &= b_1 + b_1' \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

利用前面的假定: $e_D \ll 1$, $e_0 \gg e_D$ 有: $b_1 = b_1' = 1/4$, $b = 1/2$

$$\left. \begin{aligned} e_1^{\text{sat}} &= -\frac{m(4 - m^2)}{4 - 2m^2} \frac{e_0}{1 + ie_0}, \quad F_0 = -\frac{m^2}{4 - m^2} \frac{(1 + ie_0)^2}{e_0^2} \\ F(t) &= -\frac{m^2}{4 - m^2} \frac{(1 + ie_0)^2}{e_0^2} \exp(-\Gamma t) [(\cos \Gamma e_0 t - \cos 2\Gamma e_0 t) - i(\sin \Gamma e_0 t - \sin 2\Gamma e_0 t)] \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

图 5 中给出了考虑高阶分量对低阶分量贡献后, 对应不同的外加电场, 基频空间电荷场随时间变化的关系曲线。 $m = 0.8$, $e_D = 0.1$, $\Gamma = 5 \text{ sec}^{-1}$, 其中图 5(a): $e_0 = 10$, 图 5(b): $e_0 =$

20. 为了比较把忽略高阶贡献时的变化曲线也同时画在图中。

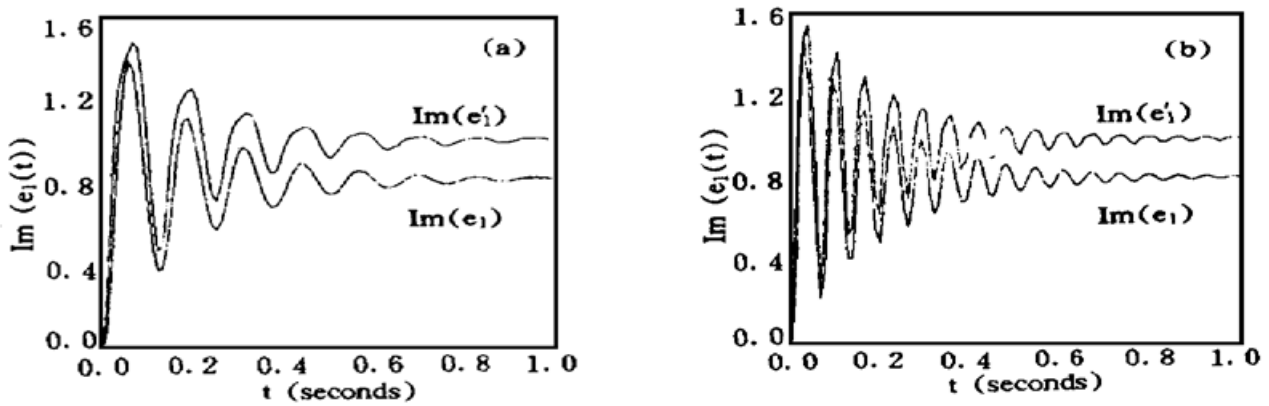


Fig. 5 The imaginary part of the fundamental harmonic of the space-charge field as the function of time for $m = 0.8$, $e_D = 0.1$, $\Gamma = 5 \text{ sec}^{-1}$, (a): $e_0 = 10$, (b): $e_0 = 20$. The top and bottom curves with and without considering the contribution of the higher-order harmonics

从图 5 可以看出, 考虑高阶分量对低阶分量的贡献后, 基频空间电荷场随时间振荡的幅度比忽略高阶贡献时增大。

结 论 本文应用微扰展开法于“跳跃模型”, 给出了空间电荷场前三阶分量随时间、外加电场等变化的解析表达式。结果适用于陷阱位密度较大的情况。同时讨论了外加电场对各阶空间电荷场建立的影响。结果表明, 当扩散场较大, 即可以与外加电场比拟时, 外加电场对空间电荷场的影响不大; 随着空间电荷场阶数的提高, 其达到最大饱和值所需的外加电场越小。在外加电场作用下, 空间电荷场各阶分量随时间呈振荡衰减, 直到达到饱和。外加电场越大, 振荡越强烈, 周期越短。在考虑高阶分量的贡献后, 空间电荷场的振荡幅度加大。比较了由“带导模型”和“跳跃模型”给出的稳态空间电荷场各阶分量随外加电场变化的结果。发现由两个模型给出的结果基本是一致的, 但“跳跃模型”在讨论大调制度时光折变非线性响应的稳态及动态特性更方便。

参 考 文 献

- [1] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov *et al.*, Holographic storage in electrooptic crystals. *Ferroelectrics*, 1979, **22**(1) : 949~ 960
- [2] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, R. Magnusson *et al.*, Holographic grating formation in photorefractive crystals with arbitrary electron transport lengths. *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**(9) : 5642~ 5651
- [3] E. Ochoa, F. Vachss, L. Hesselink, Higher-order analysis of the photorefractive effect for large modulation depths. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1986, **3**(2) : 181~ 187
- [4] T. J. Hall, R. Jaura, L. M. Connors *et al.*, The photorefractive effect—a review. *Prog. Quant. Electron.*, 1985, **10**(1) : 77~ 146
- [5] F. Vachss, L. Hesselink, Nonlinear photorefractive response at high modulation depths. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1988, **5**(5) : 690~ 701
- [6] R. Saxena, T. Y. Chang, Perturbative analysis of higher-order photorefractive gratings. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(8) : 1467~ 1472
- [7] E. Serrao, V. Lopez, M. Carrascosa *et al.*, Recording and erasure kinetics in photorefractive materials at large modulation depths. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(4) : 670~ 675
- [8] L. B. Au, L. Solymar, Space-charge field in photorefractive materials at large modulation. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(8) : 660~ 662

- [9] A. Bledowski, J. Otten, K. H. Ringhofer, Photorefractive hologram writing with modulation 1. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(9) : 672~ 674
- [10] G. A. Brost, Photorefractive grating for materials at large modulation with alternating electric fields. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(8) : 1454~ 1460
- [11] G. A. Brost, Numerical analysis of photorefractive grating formation dynamics at large modulation in BSO. *Opt. Comm.*, 1993, **96**(1) : 113~ 116
- [12] M. Horowitz, R. Daisy, B. Fischer, Signal-to-pump ratio dependence of buildup and decay rates in photorefractive nonlinear two-beam coupling. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(9) : 1685~ 1688
- [13] D. A. Temple, C. Warde, High-order anisotropic diffraction in photorefractive crystals. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(8) : 1800~ 1806
- [14] 孙万钧, 周忠祥, 姜永远等, 外加电场对掺杂 KNSBN 晶体空间电荷场的影响. *物理学报*, 1996, **16**(2) : 940~ 945
- [15] J. Feinberg, D. Heiman, A. R. Tanguay *et al.*, Photorefractive effects and light-induced charge migration in barium titanate. *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**(3) : 1297~ 1305
- [16] 刘思敏, 郭 儒, 凌振芳, 光折变非线性光学. 北京, 中国标准出版社出版, 1992, **12** : 30~ 31

Perturbative Analysis of Effect of Applied Electric Field on High-order Response of Photorefractive Effects

Zhou Zhongxiang Jiang Yongyuan Sun Xiudong

Li Yan Zhao Hua Xu Kebin

(*Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

Wan Qiuyu

(*Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080*)

(Received 3 March 1996; revised 15 July 1996)

Abstract The analytic expressions for the first three higher-order harmonics of the space-charge field versus time and the applied field are presented by using perturbative expanding to “the hopping model” of Feinberg. The results are valid for arbitrary strengths of characteristics' fields in the photorefractive materials with arbitrary values of the modulation depths. We also study the effect of the applied field on recording of the first three higher-order harmonics of the space-charge field. It shows that the effect on the space-charge field is very small at case of large diffusion field. The applied field for the maximum saturation values becomes small with the order increasing. With an applied field, higher-order harmonics of the space-charge field show oscillating attenuation versus time until to reach saturation state. The oscillating is strong as the applied field increases with shorter oscillating period. The oscillating amplitude of the space-charge field increases while the contribution of the higher-order harmonics are considered.

Key words perturbative analysis, higher-order response of photorefractive effects, hopping model, space-charge field, diffusion field.