

光折变多量子阱光学寻址空间 光调制器的理论分析*

李乙钢 郭 儒 金 鹏 潘士宏

(南开大学物理系, 天津 300071)

(1998 年 11 月 6 日收到; 1999 年 3 月 29 日收到修改稿)

利用瞬态二维输运模型, 给出了半绝缘多量子阱光学寻址空间光调制器在纵向场几何的理论分析. 建立了空间电荷场分量的偏微分方程和边值方程, 并通过数值方法进行了求解. 在推导方程中考虑了双极、各向异性输运和带边共振激发等因素. 结果表明, 在小光栅间距下横向场显著影响体电荷的分布, 体电荷的分布效应又强烈影响器件的分辨率和时间响应.

PACC: 4279D; 4279H

1 引 言

空间光调制器是一种能对二维光强分布逐点进行并行调制的器件, 它是光学信息处理、光计算机和光学神经网络系统中的重要构件. 光学信息处理要求器件有高的分辨率、高的灵敏度和全光学操作性能. 工作在纵向几何的 BSO 光折变晶体就是一种全光学光调制器件^[1], 这种取名为泡克耳斯读出光调制器的光栅动力学最近已从理论上进行了分析^[2]. 1991 年 Partovi 等^[3]用半绝缘多量子阱研制了光学寻址空间光调制器, 从此半绝缘多量子阱材料引起人们广泛关注. 这种材料兼备了半导体载流子所具有的高迁移率、快响应和量子阱约束下激子显著的电吸收与电折变以及光折变效应的低光强运行等优点. 用 GaAs/AlGaAs 系统制作多量子阱材料, 不仅有成熟的半导体制作工艺, 而且对红外光有较高的灵敏度、较好的分辨率和衍射效率^[4].

按照施加外电场的不同方式, 器件可分为两类. 一类是外场方向平行于多量子阱层平面, 也平行光栅波矢方向, 称为横向场器件. 在横向场器件中, 光折变过程基本保留了寻常光折变材料的输运特性, 所不同的仅仅是光致空间电荷场通过 Franz-Keldysh 二次电光效应写入电吸收栅和电折变栅^[5,6]. 另一种是外加电场垂直多量子阱层平面, 称为纵向场器件. 图 1 是纵向场器件的结构和原理图. 半绝缘的多量子阱(MQWs)被夹在两层透明的绝缘层和透明的电极之间. 当空间调制的光强照射到该器件上时, MQWs 层中的光激发载流子经带输运和深能级俘获, 形成空间电荷并屏蔽外场. 调制的空间电荷场通过量子限制的 Stark 效应形成电吸收栅和电折变栅^[7]. 描述纵向场器件的空间电荷场的建立过程比

* 国家自然科学基金(批准号: 69776019)资助的课题.

横向场器件要困难一些, 这不仅涉及较多的材料参数, 而且还涉及一些复杂的物理过程. 例如: (1) 当光栅周期 Λ 接近多量子阱结构的厚度 L 时, 空间电荷分布的边缘效应很强, 空间电荷场将出现沿 z 和 x 两个方向的场分量, 因此空间电荷场是二维的, 与此相关的输运过程也是二维的. (2) 调制空间电荷场的对比度是由亮暗区屏蔽差异决定的. 当考虑到调制度 $m < 1$, 暗区的热激发和横向场的作用时, 暗区的外场最终也会被完全屏蔽, 使对比度降为零. 亦即空间电荷场随时间经历建立到衰减的过程. 因此, 纵向场光栅是瞬态的. (3) 在纵向场器件中载流子的输运过程是比较复杂的, 载流子在 z 方向的漂移涉及跨越势垒的隧穿过程. 亦即 MQWs 中的二维输运是各向异性的. (4) 由于多量子阱材料很薄, 少许的纵向电压可产生很强内场. 理论和实验指出载流子沿纵向漂移的时间在亚纳秒量级^[8]. 因此在光栅建立和衰减过程中, 带中载流子的分布基本是稳定的, 这为以后的计算提供了准稳态近似($\partial n / \partial t = \partial p / \partial t = 0$) 的方便.

一般而言, 载流子的纵向输运和俘获过程决定了器件的响应速度, 横向输运影响器件的分辨率. 为了定量地把握这些影响, 最近一些研究组从理论上对纵向场器件进行了探讨. 例如, Smith 和 Hesselink^[4] 对多量子阱纵向场器件提出了一个较全面的双极二维输运模型, 不过讨论是在以面电荷模型为主的基础上进行的. Solymar 等^[9] 将纵向场器件的动力学归结为一个空间电荷场分量的微分方程和一个边值方程, 并在单载流子和各向同性情况下进行了解析求解. 结论是场随时间按指数函数形式变化, 场随空间的分布是双曲函数. 显然, 更一般的情况仍需深入讨论. 本文的工作

不仅考虑了电子、空穴的双极输运过程, 还考虑了多量子阱中各向异性输运, 同时也考虑了带边共振激发的影响. 我们给出了空间电荷场分量的微分方程和边值方程. 借助于数值计算给出了数值分析结果. 结果表明, 体电荷的形成和分布对器件性能影响很大.

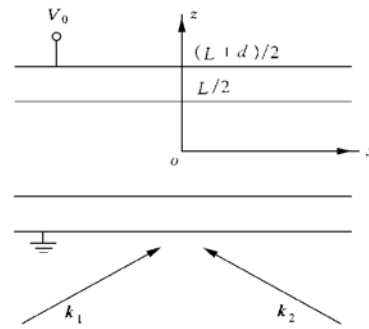


图1 多量子阱纵向模式结构原理图

2 二维空间电荷场动力学方程

当波矢分别为 k_1 和 k_2 的两束相干光对称入射到纵向场器件上时, 多量子阱层中的光强分布可表示为

$$I(x) = I_0 \left[1 + \frac{m}{2} e^{iKx} + \text{c. c.} \right], \quad (1)$$

其中 $K = k_1 - k_2$ 是光栅波矢, 光栅波矢平行于层平面的 x 方向, 垂直于沿 z 方向的外场, 光栅周期 $\Lambda = 2\pi/K$, m 是调制度. 在多量子阱层中光激发载流子经带输运和深能级俘获形成空间电荷场, 其光折变过程由二维 Kukhtarev 方程描述^[10]. 这些方程分别是:

速率方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha I + (s_e I + \beta_e) N_D^0 - \gamma_e N_D^+ n + \frac{1}{e} \Delta \cdot \mathbf{j}_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \alpha I + (s_h I + \beta_h) N_D^+ - \gamma_h N_D^0 p - \frac{1}{e} \Delta \cdot \mathbf{j}_h, \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (s_e I + \beta_e) N_D^0 - \gamma_e N_D^+ n - (s_h I + \beta_h) N_D^+ + \gamma_e N_D^0 p. \quad (4)$$

它们满足电荷守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (n - p - N_D^+) = \frac{1}{e} \Delta \cdot (\mathbf{j}_e + \mathbf{j}_h), \quad (5)$$

其中电流密度分别为

$$\mathbf{j}_e = \left[e \mu_{ex} n E_x + k_B T \mu_{ex} \frac{\partial n}{\partial x} \right] \mathbf{i} + \left[e \mu_{ez} n E_z + k_B T \mu_{ez} \frac{\partial n}{\partial z} \right] \mathbf{k}, \quad (6)$$

$$\mathbf{j}_h = \left[e \mu_{hx} p E_x - k_B T \mu_{hx} \frac{\partial p}{\partial x} \right] \mathbf{i} + \left[e \mu_{hz} p E_z - k_B T \mu_{hz} \frac{\partial p}{\partial z} \right] \mathbf{k}. \quad (7)$$

泊松方程

$$\Delta \cdot (\epsilon_1 \epsilon_0 \mathbf{E}) = e(N_D^+ + p - N_A - n). \quad (8)$$

无旋静电场方程

$$\Delta \times \mathbf{E} = 0. \quad (9)$$

(2)–(9)式中 n 和 p 分别为电子和空穴的浓度; N_D^0 为未电离的施主浓度, N_D^+ 为电离施主浓度, 它们的电子和空穴光电离截面分别为 s_e 和 s_h , 它们与电子和空穴的复合系数分别为 γ_e 和 γ_h ; μ_{ex} 和 μ_{ez} , μ_{hx} 和 μ_{hz} 分别为电子和空穴沿 x 方向和 z 方向的有效迁移率; β_e 和 β_h 分别为电子和空穴的热激发率; k_B 为玻尔兹曼常数; T 为绝对温度; \mathbf{j}_e 和 \mathbf{j}_h 分别对应电子和空穴的电流密度; \mathbf{E} 为总电场, 包括外加电场和空间电荷场, E_x 和 E_z 分别为电场 \mathbf{E} 在 x 和 z 方向的分量; e 为电子电荷; ϵ_1 为多量子阱的介电常数, ϵ_0 为真空中的电容率; α 为带间跃迁的吸收系数; N_D 是总深能级施主浓度, 它们满足 $N_D = N_D^0 + N_D^+$; N_A 是受主浓度, 其能级位于施主能级下, 它夺取施主的电子而带负电. 对于给定的材料, N_D 和 N_A 为常量. 对方程(8)取时间导数, 并与方程(5)比较后给出

$$\Delta \cdot \left[\frac{\partial (\epsilon_1 \epsilon_0 \mathbf{E})}{\partial t} + \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_h \right] = \Delta \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (10)$$

方程(10)指出, 在光折变材料中全电流 \mathbf{J} 是无源场. 该方程是描述光折变效应的基本方程式. 利用准稳态近似($\partial n / \partial t = \partial p / \partial t = 0$)下的方程(2), (3), 基本方程(10)可化简为

$$\Delta \cdot \frac{\partial (\epsilon_1 \epsilon_0 \mathbf{E})}{\partial t} = (s_e I + \beta_e) N_D^0 - \gamma_e N_D^+ n - (s_h I + \beta_h) N_D^+ + \gamma_e N_D^0 p. \quad (11)$$

不难看出, 若进一步将方程中的 N_D^+ , n , p 表示成空间电荷场的函数形式, 那么由方程(11)就可得到空间电荷场的微分方程. 下面将进行这一工作. 假定光强调制度 m 很小, 即 $m \ll 1$, 在这种近似下, N_D^+ , n , p 各量可只取零级和一级傅里叶分量, 即

$$X(x, z, t) = X_0 + X_1(z, t) e^{ikx} + \text{c. c.}, \quad X = N_D^+, n, p. \quad (12)$$

在这里零级分量被认为与时间和空间无关, 仅仅一级分量是 x, z, t 的函数, 其中随 x 的变化与光强有相同的形式. 二维空间电荷场分量分别为

$$E_x(x, z, t) = E_{1x}(z, t) e^{ikx} + \text{c. c.}, \quad (13)$$

$$E_z(x, z, t) = E_z^{(0)}(t) + E_{1z}(z, t) e^{ikx} + \text{c. c.} \quad (14)$$

利用无旋场方程(9), 一级场分量满足关系

$$iK E_{1z} = \partial E_{1x} / \partial z$$

或

$$E_{1z} = -i \partial E_{1x} / \partial \xi,$$

其中 $\xi = Kz$. 利用这一关系可将 $\Delta \cdot (\epsilon_1 \epsilon_0 \mathbf{E})$ 化为

$$\Delta \cdot (\epsilon_1 \epsilon_0 \mathbf{E}) = -iK \epsilon_1 \epsilon_0 \left[\frac{\partial^2 E_{1x}}{\partial \xi^2} - E_{1x} \right]. \quad (15)$$

将(15)式代入方程(8)的左端, 则(8)式的一阶分量形式为

$$-iK \frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{e} \left[\frac{\partial^2 E_{1x}}{\partial \xi^2} - E_{1x} \right] = N_{DI}^+ = \frac{\rho}{e}. \quad (16)$$

在(16)式中, 使用了近似 $N_{DI}^+ \gg n_1, p_1$, 这是由于带中载流子寿命很短, 所以浓度很低. (16)式可看作是体电荷分布 ρ 与空间电荷场分量的关系式. 将(15)式代入到化简的基本方程(11)后, 便给出空间电荷场分量 E_{1x} 的偏微分方程

$$K \frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{e} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 E_{1x}}{\partial \xi^2} - E_{1x} \right] = -b_1 \left[\frac{\partial^2 E_{1x}}{\partial \xi^2} - E_{1x} \right] + b_2 E_{1x} - i m b_3. \quad (17)$$

在推导方程(17)时, 不仅使用了方程(16), 而且还用了 n_1, p_1 表示为场分量 E_{1x} 的关系式. 这些关系式由方程(2)和方程(3)在准稳态近似下和 $\partial n / \partial \xi, \partial^2 n / \partial \xi^2, \partial p / \partial \xi, \partial^2 p / \partial \xi^2$ 与 n_1, p_1 相比可忽略的情况下给出的. 方程(17)中的诸系数分别为

$$b_1 = \frac{p_0}{\tau_h} \frac{1}{E_{Mhx} + E_D} \left[\left(\frac{1}{E_{qe}} + \frac{1}{E_{qh}} \right) E_D + Q_h \right] + \frac{n_0}{\tau_e} \frac{1}{E_{Mex} + E_D} \left[\left(\frac{1}{E_{qe}} + \frac{1}{E_{qh}} \right) E_D + Q_e \right] - \alpha I_0 \left[\frac{E_D}{E_{Mhx} + E_D} \frac{1}{E_{qe}} + \frac{E_D}{E_{Mex} + E_D} \frac{1}{E_{qh}} \right], \quad (18)$$

$$b_2 = \frac{p_0}{\tau_h} \frac{1}{E_{Mhx} + E_D} (1 - Q_h) + \frac{n_0}{\tau_e} \frac{1}{E_{Mex} + E_D} (1 - Q_e), \quad (19)$$

$$b_3 = \frac{p_0}{\tau_h} \frac{E_D}{E_{Mhx} + E_D} - \frac{n_0}{\tau_e} \frac{E_D}{E_{Mex} + E_D}, \quad (20)$$

式中

$$\tau_e = 1 / \gamma_e N_A,$$

$$\tau_h = 1 / \gamma_h (N_D - N_A),$$

$$n_0 = [s_e I_0 (N_D - N_A) + \alpha I_0] / \gamma_e N_A = [s_e I_0 (N_D - N_A) + \alpha I_0] \tau_e,$$

$$p_0 = (s_h I_0 N_A + \alpha I_0) \tau_h,$$

$$E_{qe} = e N_A / \epsilon_1 \epsilon_0 K,$$

$$E_{qh} = e (N_D - N_A) / \epsilon_1 \epsilon_0 K,$$

$$E_{Mex} = 1 / \mu_{ex} \tau_e K,$$

$$E_{Mez} = 1 / \mu_{ez} \tau_e K,$$

$$\begin{aligned} E_{Mhx} &= 1/\mu_{hx}\tau_h K, \\ E_{Mhz} &= 1/\mu_{hz}\tau_h K, \\ E_D &= k_B TK/e, \\ Q_e &= \mu_{ez}/\mu_{ex}, \\ Q_h &= \mu_{hz}/\mu_{hx}. \end{aligned}$$

为了求解方程(17), 还需建立边界条件方程. 为此将基本方程(10) 直接用在 $z = \pm L/2$ 的边界上. 注意到在边界的另一侧是没有电荷分布和电流分布的绝缘层, 绝缘层内的场分量之间有如下简单关系:

$$E'_{1z} = -i \coth[\xi \mp K(L+d)/2] E'_{1x}, \quad (21)$$

其中“ \pm ”号分别对应于下、上绝缘层. 利用电场在绝缘层与多量子阱层边界切向分量的连续性条件, 方程(10) 在边界处 $z = \pm L/2$ 成为

$$\frac{\partial^2 E_{1x}}{\partial t_n \partial \xi} \pm \frac{1}{\epsilon_r} \coth K \frac{d}{2} \cdot \frac{\partial E_{1x}}{\partial t_n} + \frac{\partial E_{1x}}{\partial \xi} = -i \frac{\mu_{ez}n_1 + \mu_{hz}p_1}{\mu_{ez}n_0 + \mu_{hz}p_0} E_z^{(0)}(t), \quad (22)$$

其中“ \pm ”号分别对应于上、下两个界面; $\epsilon_r = \epsilon_1/\epsilon_2$, ϵ_2 是绝缘层的介电常数; $t_n = t/\tau$, $\tau = \epsilon_0 \epsilon_1/e(\mu_{ez}n_0 + \mu_{hz}p_0)$ 是纵向弛豫时间. 方程(22) 是场分量的边界方程.

场方程(17) 和边界方程(22) 在单载流子(电子) 和各向同性($\mu_x = \mu_z$) 情况下退化为文献[9] 的结果. 需要说明的是, 边值方程(22) 是从基本方程(10) 给出的, 而文献[9] 是用面电荷模型推导所得的.

由方程(17) 不难看出, 当系数 $b_2 = 0$ 时, 方程(17) 具有解析解^[9], b_2 与各向异性迁移率比 Q 有关, 如果 $Q_e = \mu_{ez}/\mu_{ex} = 1$, $Q_h = \mu_{hz}/\mu_{hx} = 1$, 那么 $b_2 = 0$ (见(19)式). 当 $b_3 = 0$, 解具有对称性. b_3 与电子、空穴的迁移率与寿命乘积比($L_1 = (\mu\tau)_e/(\mu\tau)_h$) 有关. 在带边共振激发为主的情况下, $n_0/\tau_e \approx p_0/\tau_h \approx \alpha I_0$, 若 $L_1 = 1$, 则 $b_3 = 0$ (见(20)式). 当 $b_2 \neq 0$, $b_3 \neq 0$ 时, 情况显然是复杂的, 这需要借助数值方法进行处理.

3 数值结果

在具体数值计算中, 取 $V_0 = 12$ V、光强 $I_0 = 5$ mW/cm²、调制度 $m = 0.1$ 、光波波长 $\lambda = 850$ nm, 其它参数基本上使用了文献[10] 的数据. 图 2 是用 mE_0 归一化后的空间电荷场随时间的演化曲线. 图 2 中的曲线是在各向异性迁移率比 $Q = 0.03$, 双极对称输运($L_1 = 1$) 情况下给出的, 不同曲线对应光栅周期 Λ 相对厚度 L 的不同取值. 图 2(a) 是在 $z = 0$ 处的纵向场; 图 2(b) 是在 $z = L/2$ 处的纵向场. 因为横向场主要表现在边缘处, 图 2(c) 是 $z = L/2$ 的横向场随时间的变化曲线. 从图中不难看出, MQWs 层中的内建电场随时间经历从建立到衰减的过程. 在 $t = t_m$ 达到峰值. 对比图 2(a) 和(b) 会发现纵向场的峰值对不同的 z 是不同步的. 图 2 示出, 当 Λ 接近 L 时, 横向场分量 E_{1x} 的峰值显著增加, 而纵向场 $E_{1z}(0)$ 显著下降, 纵向场 $E_{1z}(L/2)$ 几乎不变. 这说明 Λ 越接近 L , 电荷分布的边缘效应就越强. 小 Λ 时出现的这种电场分布, 可用偶极子的场分布去理解. 纵向场 $E_{1z}(0)$ 显著下降还有另一个原因, 就是当 Λ 接近 L 和不对称输运情况下, 体电荷以相反的符号分

布在面电荷附近(图 3(c)). 这一方面加强了边缘处纵向场, 同时也屏蔽了中部纵向场, 导致 $E_{1z}(0)$ 显著下降. 需要指出的是, 当 $\Lambda = L$ 时, 横向扩散将占主导地位, 这会大大削弱面电荷的调制分布, 因而各分量场的峰值都很小, $E_{1z}(0)$ 与 $E_{1z}(L/2)$ 峰不同步出现是由于当 Λ 接近 L 时, 边缘效应很强, 体电荷的屏蔽作用被增强, 这不仅减弱了纵向场 $E_{1z}(0)$ 的峰值, 同时也加快了中部纵向场的衰减, 导致 $E_{1z}(0)$ 的峰较 $E_{1z}(L/2)$ 的峰更早出现.

图 3 是空间电荷场、体电荷和面电荷在不对称双极输运 ($L_1 = 1, 3, 5, 7.5$) 下给出的空间分布曲线. 各曲线是在 $\Lambda = 16L$, $Q = 0.03$, t 取 $t_m = 2.4 \mu\text{s}$ 时的峰值绘制的, 图 3(a) 是归一化纵向场分量的空间分布, 图 3(b) 是归一化横向场的空间分布, 图 3(c) 是体电荷密度 ρ 和面电荷密度 σ 的分布图, 其中面电荷密度是按照载流子注入模型计算的^[4].

从图 3 可以发现, 在双极对称输运情况下, 各曲线相对 z 轴分布是对称的. 分布不对称与 $L_1 \neq 1$ 有关. L_1 越大, 不对称越显著. 在 $z = -L/2$ 处体电荷数值最大, 在 $z = +L/2$ 处体电荷相应减少. 由图 3(c) 还可看出, 体电荷分布在面电荷附近并与面电荷反符号, 体电荷为什么会出这种分布? 它对器件性能又有何影响? 让我们回到描述空间电荷场的偏微分方程(17). 借助于方程(16)可将方程(17)改写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -b_1 \frac{e}{K \epsilon_1 \epsilon_0} \rho - i e b_2 E_{1x} - m e b_3. \quad (23)$$

方程(23)可看作是体电荷的演化方程. 该方程右端第一项描述 ρ 的弛豫衰减, 第三项决定了 ρ 的稳定值. 如果 $b_2 = 0$ (当 $Q_c = Q_h = 1$), 那么由暗初始条件可给出 ρ 的表达式,

$$\rho = -m \frac{b_3}{b_1} K \epsilon_1 \epsilon_0 (1 - e^{-t/\tau}) \quad \left[\tau = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 K}{b_1 e} \right]. \quad (24)$$

如果 $b_3 = 0$, 则 $\rho = 0$. 说明在双极对称输运情况下, 净体电荷为零. 空间电荷场完全由面电荷决定. 这是由于在对称输运情况下, 电子和空穴在迁移过程中经深能级俘获后形成反号的陷阱体电荷, 彼此完全抵消了, 净体电荷为零. 这一结论指出在研究 MQWs 纵向场器件时, 使用理想面电荷模型的一个适用条件. 另一个条件是 $\Lambda \gg L$. 当 $L_1 > 1$ 时, $b_3 < 0$ (见(20)式), MQWs 层体内有净的负电荷, 如图 3(c) 所示. 定性分析表明, b_3 的作用相当于坐标 z 轴的平移. 方程(23)中的第二项 $b_2 E_{1x}$ 的作用是重要的, 它指出空间电荷场 E_{1x} 通过 b_2 影响体电荷的时间变化和空间分布. 当 Λ 接近 L 时, 面电荷分布的边缘效应很强, 因而边缘场 E_{1x} 很强. 如果 $\mu_z / \mu_x = Q \neq 1$, $b_2 \neq 0$, 那么 E_{1x} 在边缘处将引起强烈的横向漂移. 在 E_{1x} 的作用下(图 4 中的箭头)载流子横向漂移, 并经深能级陷阱俘获后形成与面电荷符号相反的体电荷分布. 由于 E_{1x} 只在边缘处较强, 所以形成的反符号体电荷主要集中在面电荷附近. 这种分布增强了边缘处的纵向场; 屏蔽了面电荷在中部的纵向场(见图 4 中的电力线分布). 特别是当 $L_1 > 1$, $b_3 < 0$, 由 b_3 所引起的负体电荷背景使空间电荷场分量 $E_{1x}(z)$ 对 z 轴也不对称(见图 3(b)), 通过 $b_2 E_{1x}$ 又进一步影响 ρ 的分布, 反符号的 ρ 不对称地分布在面电荷附近, 使 $z = -L/2$ 的空间电荷场分量 $E_{1z}(-L/2)$, $E_{1x}(-L/2)$ 将强于另一侧 $z = L/2$ 的场 $E_{1z}(L/2)$, $E_{1x}(L/2)$. 横向场 E_{1x} 对体内载流子的作用形成如图 3(c) 的电荷分布, 这相当于减小了器件的有效厚度, 有利于改善器件的分辨率.

需要说明的是, 文献[9]中的模型也涉及了体电荷的影响, 不过二维输运过程是在各向同性条件下讨论的. 在各向同性情况下, $b_2 E_{1x}$ 不出现在方程(23)中, 因此体电荷的分

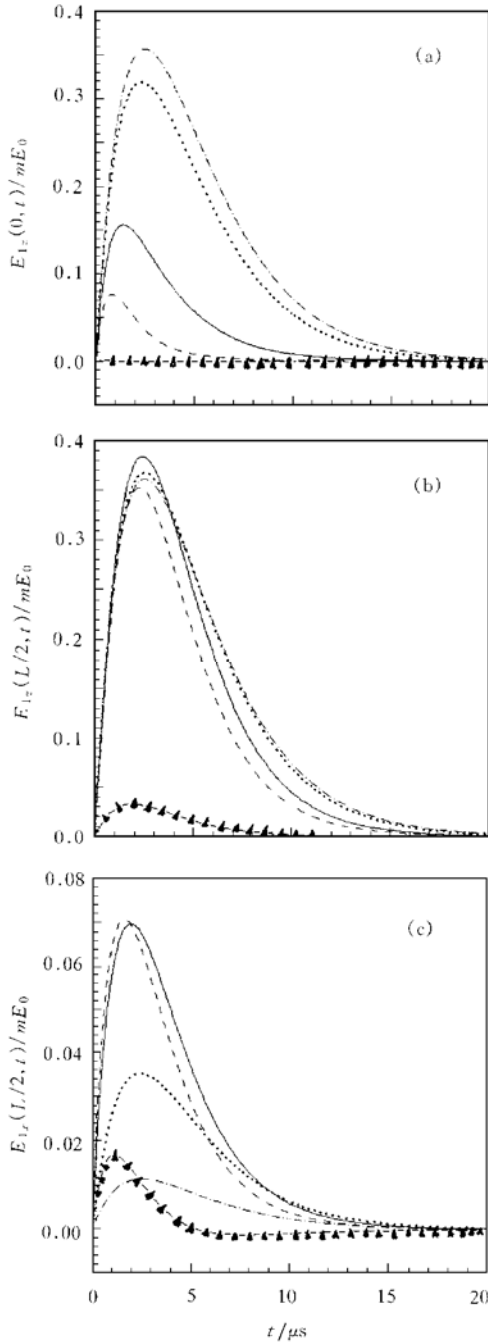


图 2 归一化的空间电荷场分量随时间的演化 (a) $z = 0$ 处纵向场 $E_{1z}(0, t)$; (b) $z = L/2$ 处纵向场 $E_{1z}(L/2, t)$; (c) $z = L/2$ 处横向场 $E_{1x}(L/2, t)$. $Q = 0.03, L_t = 1$. \blacktriangle $\lambda = L$; \cdots $\lambda = 2\pi L$; --- $\lambda = 10L$; $\dots\dots$ $\lambda = 30L$; --- $\lambda = 100L$

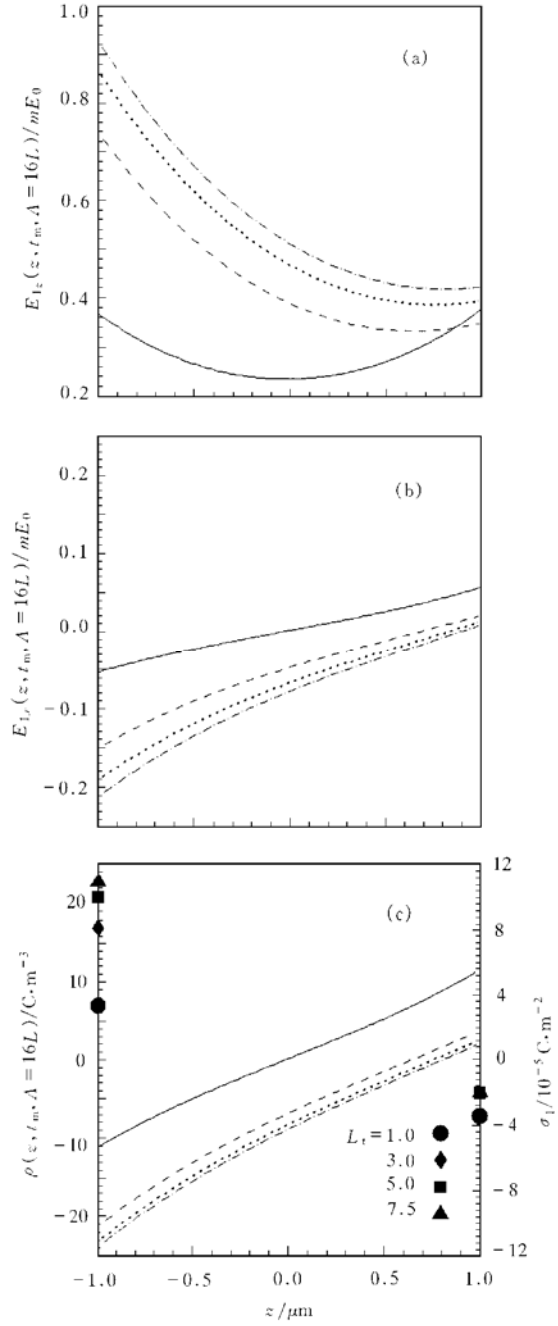


图 3 空间电荷场、体电荷和面电荷的分布 (a) 归一化纵向场分量的空间分布; (b) 归一化横向场分量的空间分布; (c) 体电荷密度的空间分布和面电荷密度分布. $\Lambda = 16L, t_m = 2.4 \mu\text{s}, Q = 0.03$. --- $L_t = 1$; --- $L_t = 3$; $\dots\dots$ $L_t = 5$; --- $L_t = 7.5$

布是均匀的, 它只随时间变化. 体电荷最大值是

$$\rho = -m \frac{K \epsilon_1 \epsilon_0}{e} \frac{E_D}{1 + E_D/E_q} \quad (25)$$

由于 $E_q \gg E_D$, 因此 $\rho/N_A \approx E_D/E_q \sim 0$, 故在文献[9]的模型中体电荷的影响甚小, 然而各向异性输运却改变了这种局面.

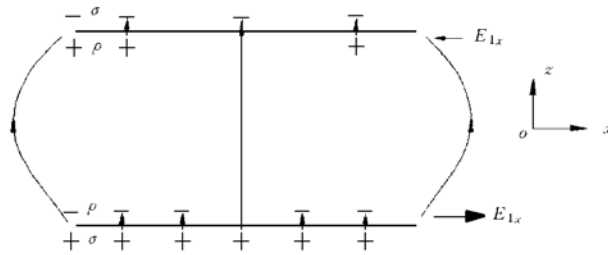


图4 横向场 E_{1x} 对体电荷分布的影响

4 结 论

在半绝缘多量子阱纵向场器件中, 二维迁移是各向异性的, 双极载流子输运是不对称的. 这两个特性将导致空间体电荷的特殊分布. 体电荷的分布效应对二维空间电荷场、对器件的分辨率和灵敏度等性能都有很大的影响. 在各向异性输运情况下, 横向场 E_{1x} 通过 $b_2 E_{1x}$ 影响体电荷的建立和分布. 一般认为体电荷的出现将导致分辨率和灵敏度的下降. 本文数值结果指出, 反符号体电荷分布在面电荷附近, 将增强边缘纵向场, 削弱中间纵向场, 相当于减小了有效厚度、提高了分辨率^[12]. Owechko 等^[13] 曾用一点电荷置于体内不同位置分析体电荷分布的影响后指出, 当正体电荷分布在负电极附近, 负体电荷分布在正电极附近时, 器件有最佳分辨率和最佳灵敏度. 本文的数值结果对应这种情况.

- [1] S. L. Hou, D. S. Oliver, *Phys. Lett.*, **18**(1977), 325.
- [2] S. L. Smith, L. Hesselink, *J. Opt. Soc. Am.*, **B11**(1994), 1878.
- [3] A. Partovi, A. M. Glass, D. H. Olson, G. J. Zydzik, T. K. Short, R. D. Feldman, R. F. Austin, *Appl. Phys. Lett.*, **59**(1991), 1832.
- [4] S. L. Smith, L. Hesselink, *J. Appl. Phys.*, **81**(1997), 2076.
- [5] Q. N. Wang, R. M. Brubaker, D. D. Nolte, M. R. Melloch, *J. Opt. Soc. Am.*, **B9**(1992), 1626.
- [6] S. Pan, R. Guo, M. Xie, *J. Phys D: Appl. Phys.*, **28**(1995), 1553.
- [7] D. D. Nolte, D. H. Olson, G. E. Doran, W. H. Knox, A. M. Glass, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1990), 2217.
- [8] S. Gosselin, S. Lovisa, P. Gravey, N. Wolfler, *J. Opt. Soc. Am.*, **B13**(1996), 2326.
- [9] L. Solymar, M. Aguilar, F. Aguilier-Lopez, *J. Appl. Phys.*, **80**(1996), 1268.
- [10] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, V. L. Vinetskii, *Ferroelectrics*, **22**(1979), 949.
- [11] M. Aguilar, M. Garrascosa, F. Aguilier-Lopez, L. E. Magana, L. Solymar, *J. Opt. Soc. Am.*, **B13**(1996), 2630.
- [12] R. A. Sprague, *J. Appl. Phys.*, **46**(1975), 1673.
- [13] Y. Owechko, A. R. Tanguay, *J. Opt. Soc. Am.*, **A1**(1984), 635.

THEORETICAL ANALYSIS OF PHOTOREFRACTIVE MULTIPLE-QUANTUM-WELL OPTICALLY ADDRESSED SPATIAL LIGHT MODULATORS*

LI YI-GANG GUO RU JIN PENG PAN SHI-HONG

(*Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071*)

(Received 6 November 1998; revised manuscript received 29 March 1999)

ABSTRACT

Using transient two-dimensional transport model, theoretical analysis is developed for optically addressed spatial light modulators with semi-insulating multiple-quantum-well structure operating in longitudinal field geometry. A partial differential equation and boundary conditions equation of spatial charge field component is set up and solved by numerical methods. In the derivation of the equations the bipolar, anisotropic transport and band-edge resonant excitation are considered. It is shown that the fringing field significantly influences bulk charge distribution at small grating space, and bulk charge-distribution effects will strongly affect the device resolution and time response.

PACC: 4279D; 4279H

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69776019).