

光折变多量子阱的电吸收栅和电折变栅

郭 儒 潘士宏

(南开大学物理系, 天津 300071)

摘要 在光折变多量子阱中,通过 Franz-Keldysh 效应可写入电吸收栅和电折变栅。基于二波耦合理论,精确求解了由这两种光栅引起的光强耦合方程,近似计算了 Raman-Nath 高阶衍射光强。

关键词 Franz-Keldysh 效应,电吸收,电折变

1 引 言

最近,一种具有半绝缘性能的多量子阱作为特殊的光折变材料引起人们的研究兴趣。这种材料兼备了半导体载流子的高迁移率,快响应与量子阱约束下显著的电吸收和电折变的优点;半绝缘性能又使该材料具有光折变效应,可存储空间电荷,记录光信息。快响应和大的电光效应是光折变材料用于光学记忆和光学处理等方面的重要指标。这种半绝缘的多量子阱的电光性质与施加电场的方式有关,通常有两种不同的加场方式^[1]。一种是电场的方向与多量子阱层平面平行的方式,通过 Franz-Keldysh 效应,电场引起近带边激子吸收峰加宽。这种方式又称横向几何或平行几何组态。另一种方式是电场方向垂直于多量子阱层平面,通过量子阱约束的 Stark 效应,引起激子吸收峰频移和加宽,这种方式又称纵向几何或垂直几何组态。在上述两种几何组态中,由电场引起激子吸收峰的变化,统称为电吸收(electroabsorption)。电吸收总伴随折射率的相应变化,两者由克喇末-克朗尼格(Kramers-Kronig)关系联系起来。这种伴随电吸收而发生的折射率的变化又称电折变(electrorefraction)。这是一种共振增强的电光效应,而且这种电光效应类似于二次电光效应,因为在 Franz-Keldysh 效应和量子约束下的 Stark 效应中,场致吸收峰的变化与电场的方向无关,只取决于电场强度的大小。最近,人们在光折变多量子阱的横向几何组态下进行简并二波混频实验^[2],观察到光折变增益高达 1000 cm^{-1} ^[2]。在掺 Cr 的 GaAs/AlGaAs 多量子阱的垂直几何组态的实验中,2 μm 厚度的样品可获得 3% 的衍射效率^[3]。可见这种半绝缘的多量子阱是一种很有潜力的新型光折变材料。

在光折变多量子阱的横向几何组态下进行二波混频实验,由光折变效应所产生的空间电荷场通过 Franz-Keldysh 效应引起电吸收和电折变,于是在光折变多量子阱中同时写入电吸收栅和电折变栅。它们对光波同时产生影响。本文就光折变多量子阱横向几何组态,基于二波耦合理论,计算了这两种光栅对光强的耦合作用。同时,由于在光折变多量子阱中记录的这两种光栅是薄光栅,故会出现 Raman-Nath 衍射,本文也给出了高阶衍射光强的近似计算。

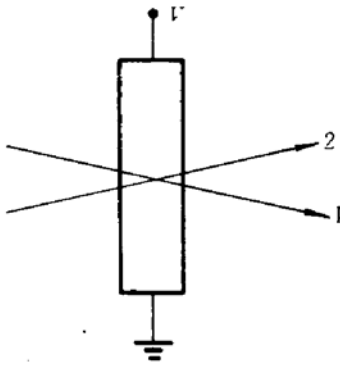


Fig. 1 TWM (two-wave mixing)
transverse geometry

2 光折变多量子阱中的二波混频

当两束简并的相干光同时对称地以入射角 θ 照射在光折变多量子阱上时(图 1),在横向几何组态下,亮条纹处发生带边共振光吸收,产生电子-空穴对,它们在 DC 外场的电离作用下,形成载流子后沿光栅波矢方向扩散、漂移、屏蔽外场,最后再陷入暗光区的缺陷上,形成空间分布的空间电荷场。这个过程是典型的光折变效应建立内场的过程,故可用一维光折变带运输模型描述^[2,4]。在 GaAs 层中,这种空间调制的空间电荷场,通过

Franz-Keldysh 效应局域地改变激子吸收峰,形成显著的电吸收和电折变。从而在多量子阱中写入电吸收栅和电折变相位栅。由上可见光折变多量子阱在记录光栅的过程中,具有与通常光折变材料记录相位栅不同的机制。后者一般是由光折变过程产生的空间电荷场通过线性电光效应写入的;而光折变多量子阱所记录的光栅则是由 Franz-Keldysh 效应产生的电吸收和电折变写入的。这两种栅将同时对入射光自衍射,并导致光束间的耦合和光能流的转换。

在 Franz-Keldysh 横向几何组态中,适当选择晶体取向和入射光的偏振态,可以消除一次电光效应的贡献,故只考虑 Franz-Keldysh 二次电光效应的贡献。这种二次电光效应可表示为^[1,2]

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= -(2\pi/\lambda)n^3s_2E^2 \\ \Delta n &= -(1/2)n^3s_1E^2\end{aligned}\quad (1)$$

其中 E 是电场,包括外场和空间电荷场($E = E_0 + E_{sc}$), n 是材料的折射率。 s_1 和 s_2 是两个有关的常数。入射在光折变多量子阱中的光场可记为

$$\vec{E} = A_1 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + A_2 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] \quad (2)$$

在稳态条件下,入射光所写入的电吸收和电折变栅,用复折射率表示为

$$\tilde{n}(x) = (n_0 - in_a) + \frac{1}{2}(n_1 - in_{1a})e^{-i\phi} \frac{A_1 A_2^*}{I_1 + I_2} e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} + \frac{1}{2}(n_1 - in_{1a})e^{i\phi} \frac{A_1^* A_2}{I_1 + I_2} e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} \quad (3)$$

其中 n_0 是折射率指数, n_a 是消光系数。 n_1 和 n_{1a} 分别是电折变栅和光吸收栅的振幅系数。这里只考虑光折变过程中空间电荷场的基频分量的贡献,即(1)式中的 E^2 取为

$$E^2 = (E_0^2 + 0.5E_{sc}^2) - 2E_0E_{sc} \cos(Kx + \phi) \quad (4)$$

上式中的 ϕ 是空间电荷场相对于干涉条纹的空间相移,按照文献[2]的计算, ϕ 可表示为

$$\phi = \frac{\mu_v \tau_s - \mu_h \tau_h}{\mu_v \tau_s + \mu_h \tau_h} \frac{E_D}{E_0} \quad (5)$$

(3) 式中的 \mathbf{K} 是光栅波矢,定义为

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 \quad (6)$$

在光波振幅慢变化近似下,可给出如下入射波耦合方程

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i \frac{\Gamma}{2} e^{-i\phi} \frac{A_1 A_2^*}{I_1 + I_2} A_2 - \frac{\alpha}{2} A_1 \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i \frac{\Gamma}{2} e^{i\phi} \frac{A_1^* A_2}{I_1 + I_2} A_1 - \frac{\alpha}{2} A_2\end{aligned}\quad (7)$$

式中

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} n_a, \quad \Gamma = \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos\theta} - i \frac{2\pi n_{1a}}{\lambda \cos\theta} \quad (8)$$

将(7)式中复振幅 A_j 分解为模和位相两个部分, 即令

$$A_j = \sqrt{I_j} e^{-i\varphi_j} \quad (9)$$

并代入耦合波方程(7)式中, 给出光强和位相耦合方程

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dz} &= -(\gamma + \gamma') \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} - \alpha I_1 \\ \frac{dI_2}{dz} &= (\gamma - \gamma') \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} - \alpha I_2 \end{aligned} \quad (10)$$

和

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_1}{dz} &= \frac{\beta - \beta'}{2} \frac{I_2}{I_1 + I_2} \\ \frac{d\varphi_2}{dz} &= \frac{\beta + \beta'}{2} \frac{I_1}{I_1 + I_2} \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos\theta} \sin\phi, \quad \beta = \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos\theta} \cos\phi \\ \gamma' &= \frac{2\pi n_{1a}}{\lambda \cos\theta} \cos\phi, \quad \beta' = \frac{2\pi n_{1a}}{\lambda \cos\theta} \sin\phi \end{aligned} \quad (12)$$

作代换, $I_j = I'_j e^{-\alpha z}$, 可将方程(10)中的吸收项消去, 再利用关系

$$I'_1 = I_{10} - r I_{20} + r I'_2 \quad (13)$$

其中 $r = (\gamma' + \gamma)/(\gamma' - \gamma)$, 可给出方程(10)的解

$$\begin{aligned} I_1(z) [I_1(z) e^{\alpha z} - (I_{10} - r I_{20})]^r &= I_{10} (r I_{20})^r e^{-(\gamma + \alpha + \gamma')z} \\ I_2(z) [I_2(z) e^{\alpha z} - (I_{20} - r^{-1} I_{10})]^{r^{-1}} &= I_{20} (r^{-1} I_{10})^{r^{-1}} e^{(\gamma - \alpha - \gamma')z} \end{aligned} \quad (14)$$

如果仅有相位栅, 即 $n_{1a} = 0$, 方程(14)退化为纯相位栅耦合的光强公式^[4]

$$\begin{aligned} I_1(z) &= I_{10} \frac{I_{10} + I_{20}}{I_{10} + I_{20} e^{\gamma z}} e^{-\alpha z} \\ I_2(z) &= I_{20} \frac{I_{10} + I_{20}}{I_{10} + I_{20} e^{\gamma z}} e^{(\gamma - \alpha)z} \end{aligned} \quad (15)$$

如果仅有电吸收栅, 即 $n_1 = 0$, 方程(14)退化为

$$\begin{aligned} I_1(z) &= \frac{1}{2} (C + \sqrt{C^2 + 4B e^{-\gamma z}}) e^{-\alpha z} \\ I_2(z) &= \frac{1}{2} (-C + \sqrt{C^2 + 4B e^{-\gamma z}}) e^{-\alpha z} \end{aligned} \quad (16)$$

式中 $C = (I_{10} - I_{20})$, $B = I_{10} I_{20}$ 。

对于多量子阱薄光栅, (16)式还可近似为

$$\begin{aligned} I_1(z) &= I_{10} \left[\frac{r I_{20}}{I_1(1 + \alpha z) - I_{10} + r I_{20}} \right]^r (1 - \alpha - \gamma' - \gamma)z \\ I_2(z) &= I_{20} \left[\frac{r^{-1} I_{10}}{I_2(1 + \alpha z) - I_{20} + r^{-1} I_{10}} \right]^{r^{-1}} (1 - \alpha - \gamma' + \gamma)z \end{aligned} \quad (17)$$

进而忽略分母中的 $I_j(1 + \alpha z) - I_{j0}$ 项, (17)式又化为

$$I_1(z) = I_{10} (1 - \alpha - \gamma' - \gamma)z$$

$$I_2(z) = I_{20}(1 - \alpha - \gamma' + \gamma)z \quad (18)$$

方程(10)和(11)指出,起光强耦合作用的是电折变栅耦合系数的 γ 分量和电吸收栅耦合系数的 γ' 分量。而它们的 β 和 β' 分量只负责位相的变化。从方程(17)和(18)还可以看出,当 $\gamma > 0$, 且 $\gamma > \gamma' + \alpha$, 将导致光能流的不可逆转移,信号光 I_2 被放大,泵浦光 I_1 减弱。特别是如果吸收变化取负值(这可通过适当选择辐照波长而实现),即 $n_{1a} < 0$, 因而 $\gamma' < 0$, 那么光束 I_1 和 I_2 都将随 $e^{-\gamma z}$ 而增强(见(16)式)。其光能来源于平均吸收的减少。

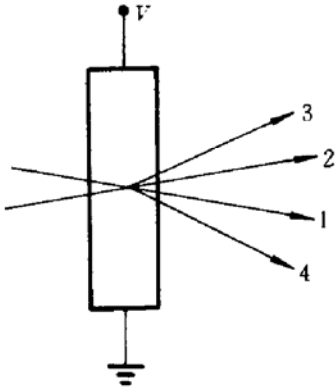


Fig. 2 Raman-Nath diffraction in photorefractive multiquantum wells

3 电吸收和电折变栅的高阶衍射

在光折变多量子阱中所写入的电吸收栅和电折变栅都是记录在大约 $2 \mu\text{m}$ 内的厚度中,故判定布喇格衍射和 Raman-Nath 衍射的无量纲量 $\theta < 1$ (θ 被定义为 $2\pi\lambda L/n\Lambda^2$, 其中 Λ 是光栅周期^[5]), 因此将发生 Raman-Nath 衍射,即在这种薄光栅的自衍射过程中,还会产生高阶衍射光,如图 2 中的光束 3 和 4。一般来说,这些高阶衍射光与入射光还可写入新的光栅,并与入射光发生多波耦合。这里我们忽略这种多波作用,仅考虑入射光所写入的一种光栅对入射光波的衍射作用,而且假定光

栅的影响仅限于对入射光波的位相,使其产生一定的相位移。这种近似对于薄光栅是允许的。在上述近似下我们可以给出高阶衍射光强的表示。将入射光写入的光栅记为

$$\Delta\bar{n}(x, z) = (n_1 - in_{1a}) \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \cos(Kx + \phi) \quad (19)$$

入射光经自写入的光栅所引起的相位移为

$$\delta(L) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \Delta\bar{n} \frac{dL}{\cos\theta} = \delta_0 \cos(Kx + \phi) \quad (20)$$

利用近似表达式(18),上式中的 δ_0 可表示为

$$\delta_0 = \frac{2\pi\Delta n' L}{\lambda \cos\theta} - i' \frac{\Delta\alpha' L}{2\cos\theta} \quad (21)$$

式中

$$\begin{aligned} \Delta n' &= \frac{n_1}{2} \frac{\sqrt{I_{10} I_{20}}}{I_0} \sqrt{(1 - \alpha - \gamma')^2 - \gamma^2} \cdot L \\ \Delta\alpha' &= \frac{2\pi n_{1a}}{\lambda} \frac{\sqrt{I_{10} I_{20}}}{I_0} \sqrt{(1 - \alpha - \gamma')^2 - \gamma^2} \cdot L \end{aligned} \quad (22)$$

借助于表达式(20),入射光经薄光栅衍射后的各级衍射光可表示为(以下各式省略了吸收指数因子)

$$\begin{aligned} E_{1,m} &= A_{10} e^{-i(-k_x z + k_z z + \delta(L))} = A_{10} \sum_{-\infty}^{\infty} J_m(\delta_0) e^{im(Kx + \phi - \pi/2)} e^{-i(-k_x z + k_z z)} \\ E_{2,n} &= A_{20} e^{-i(k_x z + k_z z + \delta(L))} = A_{20} \sum_{-\infty}^{\infty} J_n(\delta_0) e^{in(Kx + \phi - \pi/2)} e^{-i(k_x z + k_z z)} \end{aligned} \quad (23)$$

式中 $J_m(\delta_0)$ 是 m 阶贝塞耳函数。衍射光束 3 可视为 $E_{1,2}$ 和 $E_{2,1}$ 的相干叠加,即

$$I_3(L) = |E_{1,2} + E_{2,1}|^2 = \left| \frac{\delta_0}{2} \right|^2 \left[\left| \frac{\delta_0}{4} \right|^2 I_{10} + I_{20} + \frac{\sqrt{I_{10}I_{20}}}{2} \left(\frac{k\Delta n' L}{\cos\theta} \sin\phi - \frac{\Delta\alpha' L}{2\cos\theta} \cos\phi \right) \right] \quad (24)$$

I_4 看作是 $E_{1,-1}$ 和 $E_{2,-2}$ 的相干叠加结果

$$I_4(L) = |E_{1,-1} + E_{2,-2}|^2 = \left| \frac{\delta_0}{2} \right|^2 \left[I_{10} + \left| \frac{\delta_0}{4} \right|^2 I_{20} - \frac{\sqrt{I_{10}I_{20}}}{2} \left(\frac{k\Delta n' L}{\cos\theta} \sin\phi + \frac{\Delta\alpha' L}{2\cos\theta} \cos\phi \right) \right] \quad (25)$$

上式中的 $|\delta_0|^2$ 是个小量,故可忽略方括号中的含 $|\delta_0/4|^2$ 项。上两式指出高阶衍射光 3 和 4 是入射光经光栅衍射后,衍射光的相干叠加,而且还可看出,如果 $\Delta\alpha' < 0$ (即 $n_{1a} < 0$),吸收栅的贡献是正的,而相位栅的贡献取决于空间相移 ϕ 的符号。

高阶衍射光的衍射效率可定义为

$$\eta_3 = \frac{I_3(L)}{I_{20}} = \left| \frac{\delta_0}{2} \right|^2 \left[1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{I_{10}}{I_{20}}} \left(\frac{k\Delta n' L}{\cos\theta} \sin\phi - \frac{\Delta\alpha' L}{2\cos\theta} \cos\phi \right) \right] \quad (26)$$

$$\eta_4 = \frac{I_4(L)}{I_{10}} = \left| \frac{\delta_0}{2} \right|^2 \left[1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{I_{20}}{I_{10}}} \left(\frac{k\Delta n' L}{\cos\theta} \sin\phi + \frac{\Delta\alpha' L}{2\cos\theta} \cos\phi \right) \right]$$

如果只用一束光读出,(26)式退化为文献[1,2]的结果

$$\eta = \left| \frac{\delta_0}{2} \right|^2 e^{-\alpha L} = \left[\left(\frac{\pi\Delta n' L}{\lambda\cos\theta} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha' L}{4\cos\theta} \right)^2 \right] e^{-\alpha L} \quad (27)$$

可见,光折变多量子阱写入的电吸收栅和电折变栅对衍射效率都有贡献,从而提高了衍射效率。

参 考 文 献

- 1 D. D. Nolte, D. H. Olson, G. E. Doran *et al.*. Resonant photodiffractive effect in sime-insulating multiple quantum wells. *J. Opt. Soc. Am.*, 1990, **B7**: 2217
- 2 Q. Wang, R. M. Brubaker, D. D. Nolte *et al.*. Photorefractive quantum wells; transverse Franz-Keldysh geometry. *J. Opt. Soc. Am.*, 1992, **B9**: 1626
- 3 A. Partovi, A. M. Glass, D. H. Olson *et al.*. Cr-doped GaAs/AlGaAs Semi-insulating multiple quantum well photorefractive devices. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**: 464
- 4 N. V. Kukhtarev, V. B. Markoy, S. G. Odulov *et al.*. Holographic storage in electrooptic crystals, I. Steady state. *Ferroelectrics*, 1979, **22**: 949
- 5 A. Yariv, P. Yeh. *Optical Waves in Crystals*, New York: Wiley, 1984. 356

Electroabsorption Grating and Electrorefraction Grating in Photorefractive Multiple Quantum Wells

Guo Ru Pan Shihong

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

Abstract Based on the two-wave mixing, the equations of the intensity coupling caused by electroabsorption and the electrorefraction gratings, through the Franz-Keldysh effect in the photorefractive multiple quantum wells, are exactly solved. The intensities of high order diffractions in Raman-Nath regime are approximately calculated.

Key words Franz-Keldysh effect, electroabsorption, electrorefraction