

光控矩形介质波导毫米波传播特性的 FDTD 分析¹

吴祥应 周世平* 徐得名

(上海大学通信工程系 上海 201800)

*(上海大学物理系 上海 201800)

摘 要 本文在吴祥应等人(1997)求解半导体中光生载流子分布的基础上,应用时域有限差分(FDTD)法对光控矩形介质波导的传播特性进行分析,并与实验结果作了比较,两者吻合很好。

关键词 光控矩形介质波导, 毫米波, FDTD 分析

中图分类号 TN814.5

1 引 言

光生载流子对微波毫米波的调控作用是基于半导体材料的光电导效应来实现的,当半导体材料受光照射时,体内将产生电子-空穴对,使半导体材料的介电特性/光电导特性改变,进而影响到微波信号的传播特性。限于考虑半导体材料的宏观电磁行为,具体分析时可用一等效复介电常数来描述^[1]。其等效介电常数主要与载流子浓度和传播信号频率有关,而注入的光生载流子浓度与入射光强和波长有关,其浓度分布又决定于半导体材料的物理特性。由于光生载流子存在着扩散和复合,载流子浓度空间分布满足的连续方程为非线性二阶偏微式,给严格求解带来困难。因此相应严格分析光控微波器件成为一件十分困难的工作。尽管不少研究人员曾报道在忽略载流子的扩散和复合效应,视光生载流子的分布近似为半导体表面的均匀分布假设下所开展的工作。但他们已认识到其模型的欠缺之处,意识到光生载流子的分布对毫米波传播特性有很大影响^[2]。

为了改进上述模型的缺陷,在文献[2]中首次严格求解了光生载流子的非线性连续方程,得到光生载流子三维空间的稳态分布,为本文研究工作的深入开展奠定了基础。由于光生载流子的浓度分布是坐标位置的函数,其等效介电常数也应是坐标位置的函数,因而相应的光控波导变为非均匀波导,用一般方法求解是极为困难的(主要不满足弱导条件^[3]),因此我们采用 FDTD 法求解其传播特性。为了验证该模型的正确性,我们具体测量了一段矩形介质波导的光控特性,获得了毫米波传播时的光控相移量和损耗与入射光强的关系,并与理论结果作了比较,两者吻合很好。

2 理论分析

2.1 等效复介电常数

光生载流子对微波毫米波的控制作用可以用下述等效复介电常数来描述^[1]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \{ \varepsilon_L + \varepsilon_p^2 / [\omega(j\nu_c - \omega)] \} = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega), \quad (1)$$

¹ 1995-12-11 收到, 1996-08-19 定稿
国家自然科学基金资助项目

式中 ε_L 为无光照时半导体材料的相对介电常数, 已包含了本征载流子和束缚载流子的贡献, ε_0 为自由空间介电常数, ω 为微波信号角频率, $\omega_p = \sqrt{ne^2/(\varepsilon_0 m^*)}$ 为等离子体频率, $v_c = 1/\tau$ 为载流子的碰撞频率, n 为光生载流子浓度, 由文献 [2] 求解得出, e 是电子电量, m^* 是载流子的有效质量, τ 为载流子的平均碰撞时间. 具体计算 (1) 式时必须考虑光生电子和光生轻重空穴的效应, 它们具有不同的平均碰撞时间和有效质量. 电子和空穴的平均碰撞时间分别为

$$\tau_e = \mu_e m_e^*/e, \quad \tau_p = \mu_p m_p^*/e, \quad (2)$$

式中 μ_e 和 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率.

2.2 迭代格式

注意到此处的媒质为色散媒质, 在时域中求解时, 电位移矢量 D 与电场强度 E 不再是简单的线性关系, Yee 的基本算法 [4] 不能适用, 必须加以修正 [5].

时域电位移矢量方程:

$$D(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_L E(t) + \varepsilon_0 \int_0^t E(t-\tau) \chi(\tau) d\tau, \quad (3)$$

式中 $\chi(t)$ 为光生载流子电极化率, 对 (1) 式作 Fourier 变换可得

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_L \delta(\omega) + \varepsilon_0 (\omega_p^2/v_c) [1 - \exp(-v_c t)] U(t). \quad (4)$$

事实上, (4) 式和 (1) 式的 Fourier 变换对相差一因子 $\pi \omega_p^2 \delta(\omega)/v_c$ (这里 $\delta(\omega)$ 为 Dirac 函数), 但对结果并无多大影响, 因为除 $\omega = 0$ 外, 两者是一致的 [5]. 我们也可以证明两者的等价性. 由 (1) 式和 (4) 式可得

$$\chi(t) = (\omega_p^2/v_c) [1 - \exp(-v_c t)] U(t). \quad (5)$$

令 $t = n\Delta t$, 则 (3) 式可写成

$$D(t) \approx D(n\Delta t) = D^n = \varepsilon_0 \varepsilon_L E^n + \varepsilon_0 \int_0^{n\Delta t} E(n\Delta t - \tau) \chi(\tau) d\tau. \quad (6)$$

假设所有场量在时刻 Δt 之内为常数, 且 $t < 0$ 时 $D(t)$ 和 $E(t)$ 为零, 因而有

$$D^n = \varepsilon_0 \varepsilon_L E^n + \varepsilon_0 \sum_{m=0}^{n-1} E^{n-m} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} \chi(\tau) d\tau. \quad (7)$$

修正的 FDTD 迭代格式 (以 E_x 分量为例) 如下 [5]:

$$\begin{aligned} E_x^{D+1}(i+1/2, j, k) = & \{[\varepsilon_L + \Delta\chi_0(i+1/2, j, k)]/[\varepsilon_L + \chi_0(i+1/2, j, k)]\} E_x^D(i+1/2, j, k) \\ & + 1/[\varepsilon_L + \chi_0(i+1/2, j, k)] \Psi_x^D(i+1/2, j, k) + \Delta t / \{[\varepsilon_L + \chi_0(i+1/2, j, k)] \varepsilon_0\} \\ & \times \{[H_z^{D+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{D+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)]/\Delta y \\ & + [H_y^{D+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{D+1/2}(i+1/2, j, k+1/2)]/\Delta z\}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中

$$\Psi_x^n(i+1/2, j, k) = \sum_{m=1}^{n-1} E_x^{n-m}(i+1/2, j, k) \Delta\chi_m(i+1/2, j, k), \quad (9)$$

$$\chi_0(i, j, k) = \omega_p^2(i, j, k) \Delta t / v_c - (\omega_p(i, j, k) / v_c)^2 (1 - e^{-v_c \Delta t}), \quad (10)$$

$$\Delta\chi_m(i, j, k) = -(\omega_p(i, j, k) / v_c)^2 e^{-m v_c \Delta t} (1 - e^{-v_c \Delta t})^2. \quad (11)$$

若各载流子的碰撞时间相同, 可将 (9) 式化为如下简单的循环递推公式:

$$\Psi^n(i, j, k) = E^{n-1}(i, j, k) \Delta\chi_1(i, j, k) + e^{-v_c \Delta t} \Psi^{n-1}(i, j, k). \quad (12)$$

三个磁场分量迭代格式与 Yee 的基本迭代格式相同。

3 结 果

为了验证上述理论的正确性, 我们具体设计了一个实验, 通过实际测量获得了一组毫米波介质波导的光控相移量和光控衰减量与入射光强的关系, 并根据实验条件计算了理论结果, 两者吻合很好。

3.1 实验方案

实验中使用 p 型高阻硅制成介质波导, 平衡载流子浓度约为 $3 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, 电阻率约为 $3 \times 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$, 介电常数为 11.8, 按照 8mm 波段金属波导尺寸从一硅棒中切割而成, 波导两端制成渐进过渡段, 以尽量减少金属波导至介质波导的不连续性引起的反射。波导长度约 10 个波导波长, 截面尺寸为 $7.112 \times 3.556 \text{mm}^2$ 。(选择这一尺寸主要为了实验的方便, 并不满足单模工作要求。虽然此时在介质波导中将激励起高次模, 但输出端金属波导能有效地抑制这些高次模; 同时 FDTD 法作为一种全波分析方法, 将严格模拟实验中的实际情况。) 该介质波导的光控相移和衰减测量采用平衡桥路法, 实验框图如图 1 所示。毫米波源工作频率为 36.5GHz, 激光二极管输出一功率可调、波长为 800nm 的连续光, 入射至硅波导上表面。记下光照前后桥路平衡时衰减器和相移器的读数 α_1 , ϕ_1 和 α_2 , ϕ_2 , 则光控相移量和光控衰减量分别为

$$\Delta\phi = 2(\phi_2 - \phi_1), \quad \Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1. \quad (13)$$

连续改变入射激光光强, 便可测得光控相移量和光控衰减量随入射光强的变化关系。

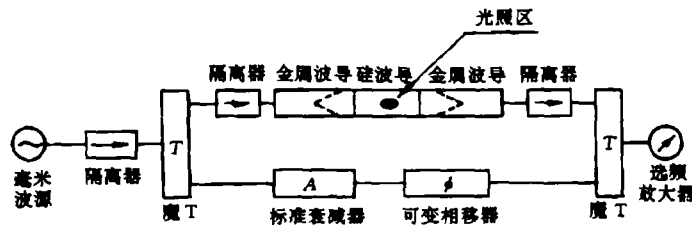


图 1 实验框图

3.2 数值计算和与实验结果的比较

本节按照上述实验具体情况, 从理论上给出光控相移量和光控衰减量随入射光强变化的关系。虽然在 36.5GHz 工作频率下, 介质波导将产生高次模, 但在金属波导输出端, 高次模被抑

制, 所以可采用 $\Delta\phi = \text{Arg}(E_1/E_2)$, $\Delta\alpha = 20 \log(|E_1/E_2|)$ 来计算, 其中 E_1 、 E_2 分别为光控前后金属波导输出端电场强度。

计算中各参数的选取如下^[6,7]: $P_L = 0.14n_p$, $P_H = 0.86n_p$, $m_n^* = 0.259m_0$, $m_p^* = 0.38m_0$, $m_{PL}^* = 0.16m_0$, $m_{PH}^* = 0.49m_0$, $\mu_n = 1500\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 600\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. 将以上参数代入 (2) 式, 可得电子、空穴的平均碰撞时间分别为 $\tau_n = 2.2 \times 10^{-13}\text{s}$, $\tau_p = 1.3 \times 10^{-13}\text{s}$, 由于 (2) 式由单电子模型导出, 只适用于本征半导体. 考虑实际情况, 在光生载流子浓度远大于本征浓度情况下, 由于载流子之间的相互作用加强, 电子和空穴的平均碰撞时间应大于以上计算结果. 根据实验结果, 可估算出电子和空穴的平均碰撞时间约为 $\tau_n = \tau_p \approx 2 \times 10^{-12}\text{s}$.

计算中较严格地模拟了实验过程, 如进一步考虑了介质波导至金属波导的过渡连续, 选用形如 $f(t) = \exp\{-(t-t_0)/t_c\}^2 \cos[2\pi f_0(t-t_0)]$ 的 Gauss 调制脉冲激励, 可避免金属波导的色散对计算结果的影响。

FDTD 网格划分如下: $\Delta x = a/20$, $\Delta y = b/10$, $\Delta z = \lambda g/20$. 对于截面吸收边界条件, 在空间包层采用 Mur 一阶吸收边界条件即可^[8]. 在金属波导的输出端面上必须采用高阶吸收边界条件, 如 Mur 二阶吸收边界条件, 以减小波的反射. 数值实验表明, Mur 一阶吸收边界条件引起的反射约 6%, 而 Mur 二阶吸收边界条件引起的反射可减小至 0.5%. 图 2 示出了金属波导中观察面上某点光控前后的波形图, 入射激光功率为 1.2W.

由计算所得的观察面上各点场为时域中场, 对其作 Fourier 变换或按下式计算可得到 36.5GHz 的频谱分量:

$$E_y^{f_0}(x, y) = \sum_{n=1}^N E_y^n(x, y) e^{-j2\pi f_0 n \Delta t} \Delta t. \quad (14)$$

根据上节实验中所用的一组入射激光功率, 即可算得一组不同激光入射功率下, 36.5GHz 毫米波信号相位改变量和幅度改变量. 理论结果与实验结果均示于图 3 中. 由图中可以看到除了低入射光功率情况下误差较大外, 理论结果和实验结果吻合很好, 这是基于严格求解了光生载流子的浓度分布和严格模拟了实验条件, 选取了适当的吸收边界条件的必然结果; 而低入射光功率误差较大, 是因为低载流子浓度情况下, 载流子的平均碰撞时间应以 (2) 式为准.

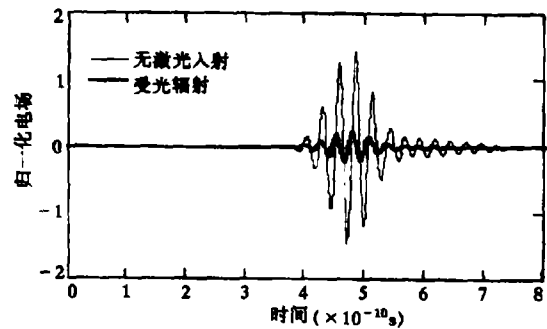


图 2 金属波导中观察面上某点光控前后波形图

4 结 语

本文在求解硅波导中光生载流子的浓度分布的基础上, 采用 FDTD 法求解, 获得了连续激光入射下毫米波信号相移量和损耗与入射光强的关系. 理论结果与实验结果吻合很好, 反映出模型、数值计算与实验结果的自洽性 (相容性); 而相应逆问题的反演为材料物性参数的确定提供一条可行路径. 该方法可以很方便地推广应用于各种平面波导传输线, 如肋型波导、脊型波导、共面波导等的光控特性研究中; 同时对于光控有源微波器件, 通过求解光生载流子扩散复合方程, 从而获得激光入射下有源器件的等效电路也是可行的. 而光控微波器件分析理论的完善也为其广阔的应用前景打下扎实的基础.

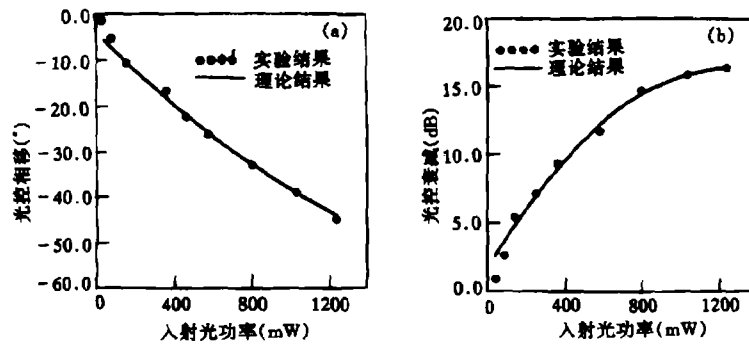


图3 硅波导光控相移量和光控衰减量与激光入射功率关系
(a) 光控相移量与入射光功率关系 (b) 光控衰减量与入射光功率关系

参 考 文 献

- [1] Lee C H, et al. IEEE J. of QE, 1980, QE-16(3): 277-288.
- [2] 吴祥应, 周世平, 徐得名, 半导体介质波导中光生载流子的浓度分布, 电子科学学刊, 19(3): 382-386.
- [3] 吴祥应, 徐得名, 肖衍明, 周世平. 红外与毫米波学报, 1995, 14(6): 413-418.
- [4] Yee K S. IEEE Trans. on AP, 1966, AP-14(3): 302-307.
- [5] Luebbers R J, Hunsberger E P, Kunz K S. IEEE Trans. on AP, 1991, AP-39(1): 29-34.
- [6] Smith R A. Semiconductor. Cambridge, MA: Cambridge, 1968, 100, 347.
- [7] Lax B, Mavroides J G. Phys. Rev., 1955, 100(6): 1650-1657.
- [8] Mur G. IEEE Trans. on EMC, 1981, EMC-23(3): 377-382.

THE FDTD ANALYSIS FOR THE MILLIMETER WAVE PROPAGATION IN A OPTICALLY CONTROLLED RECTANGULAR DIELECTRIC WAVEGUIDE

Wu Xiangying Zhou Shiping* Xu Deming

(Dept. of Electronic Engineering, Shanghai University, Shanghai 201800)

*(Dept. of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800)

Abstract Following the strictly solving the continuity equation of the photo-induced carriers, the FDTD analysis for millimeter wave propagation in an optically controlled rectangular dielectric waveguide was presented. Excellent agreements between numerical results and experiments were found.

Key words The optically controlled rectangular dielectric waveguide, mm wave, FDTD analysis

吴祥应: 男, 1965年生, 博士, 现在华南理工大学从事博士后研究工作.

周世平: 男, 1959年生, 教授, 博士, 主要从事高温超导和微波与光结合技术研究.

徐得名: 男, 1934年生, 教授, 主要从事微波测量技术和微波与光结合技术研究.