

文章编号: 0258-7025(2009)Supplement 2-0073-05

共平面低温砷化镓光导开关产生瞬态脉冲传输特性

马国永 蓝天 张寅超 倪国强

(北京理工大学光电学院, 北京 100081)

摘要 利用半经验色散公式,研究了太赫兹(THz)高频范围的模式色散和 LT-GaAs 光导开关(PCSS)的辐射衰减特性,并用快速傅里叶变换(FFT)对 LT-GaAs 衬底共平面微带传输线超短电脉冲的时域传输特性进行了数值计算。结果表明,THz 高频范围的模式色散,LT-GaAs 衬底的辐射衰减使超短电脉冲波形发生畸变,初始电脉冲越窄,则信号畸变越严重。减小衬底厚度可以降低 LT-GaAs 衬底共平面微带传输线的模式色散和辐射衰减,从而可以改善 LT-GaAs 衬底共平面微带传输线超短电脉冲的传输特性。

关键词 激光器;飞秒激光;光导开关;共平面传输线;超短电脉冲传输特性

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL200936s2.0073

Propagation Characteristics of Transient Pulse Generated by Low Temperature GaAs Photoconductive Switches of Coplanar Striplines

Ma Guoyong Lan Tian Zhang Yinchao Ni Guoqiang

(School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract The semi-empirical dispersion formula was applied to analyze the mode dispersion and Cerenkov radiation attenuation characteristics of coplanar striplines on LT-GaAs substrate in the frequency domain over a terahertz range. Also, FFT was employed to numerically model the time domain propagation characteristics of ultrashort electrical pulse along the coplanar striplines on LT-GaAs substrate. The results reveal that distortion will appear in the waveform of the ultrashort electrical pulse because of the mode dispersion and Cerenkov radiation attenuation mentioned above at frequency range over THz. The shorter the width of the original pulse is, the more serious the distortion becomes. The reduction in the thickness of the LT-GaAs substrate can weaken the mode dispersion and Cerenkov radiative attenuation, and as a result, the propagation characteristics of the ultrashort electrical pulse along the coplanar striplines on LT-GaAs substrate is improved.

Key words lasers; femtosecond laser; photoconductive switches; coplanar striplines; propagation characteristic of ultrashort electrical pulse

1 引 言

光导开关(PCSS's)是一种利用激光激发半导体材料,使其电导率发生急剧变化而产生电脉冲的超快光电器件^[1]。PCSS's 具有无触发晃动、响应迅速、不受电磁干扰等优点,因而成为传统开关的最佳替代器件。在高功率超短脉冲微波源、超宽带脉冲发生器、电磁武器等系统中具有广泛的应用前景。

光导开关按照电极的结构可分为直接式(straight)、梳状式(interdigitated)和滑动式(sliding

contact)三种结构。滑动式光导开关又称为共平面光导开关,因其具有激发方便、寄生电容小等优点而广受关注。低温生长砷化镓(LT-GaAs)具有光生载流子寿命短、迁移率高、暗电阻大以及介质击穿场强高等特点,使之成为超快光导器件颇具竞争力的衬底材料。利用飞秒脉冲激光激发 LT-GaAs 为衬底的共面光导开关,可以产生皮秒量级的超短电脉冲。超短电脉冲沿着共面传输线传输时,伴随着模式色散和功率衰减,从而使脉冲波形发生畸变。因

基金项目: 国家自然科学基金(60772064)资助课题。

作者简介: 马国永(1983—),男,硕士研究生,主要从事超高速光电信号检测方面的研究。E-mail: maguoyong801@163.com

导师简介: 蓝天(1962—),女,教授,博士,主要从事光电检测和激光雷达等方面的研究。E-mail: lantian@bit.edu.cn
(中国光学学会高级会员号:S040m2375)

此,研究共面微带传输线超短电脉冲的传输特性具有极其重要的意义。一方面,可以为设计 LT-GaAs 共面光导开关提供理论依据;另一方面,对于超高速光电器件中共面微带传输线的设计也具有参考价值。

本文研究了共面微带传输线的模式色散和功率衰减的频率特性,并利用快速傅里叶变换模拟了超短电脉冲在共面微带传输线上的传输特性。

2 LT-GaAs 衬底共面光导开关的结构参数

LT-GaAs 衬底共面光导开关是由 LT-GaAs 衬底上的两条等宽微带金属电极组成,其结构参数如图 1 所示。 h 表征衬底厚度, w 为微带电极的宽度, t 为微带电极的高, s 为两条微带电极的间距, k 是横向尺寸比,且 $k = \frac{s}{s+2w}$ 。本文取 $h = 500 \mu\text{m}$, $t = 0.2 \mu\text{m}$, LT-GaAs 衬底的相对介电常数 $\epsilon_r = 13$ 。当 s, w, k 取不同值时,可以分析微带线的结构对模式色散和衰减的影响。

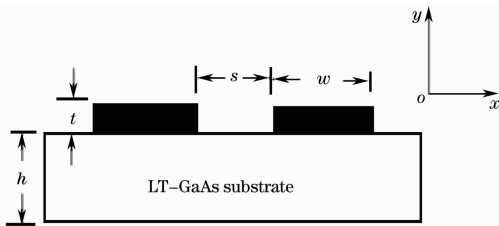


图 1 LT-GaAs 共面光导开关的横截面示意图

Fig. 1 Cross section of PCSs on LT-GaAs substrate

3 LT-GaAs 衬底共面传输线的模式色散和衰减的频率特性理论分析

3.1 超短电脉冲的模式色散

共面传输线的色散主要来自模式色散和金属传输线的导体色散,因为金属传输线色散远小于模式色散^[2,3],因此只考虑模式色散。由 LT-GaAs 衬底共面微带传输线结构(图 1 所示)可以看出,LT-GaAs 衬底共面微带传输线既有导体与 LT-GaAs 衬底的界面,又有自由空间与导体及衬底的界面。这种空间的不连续性,会导致共面微带线既有 (x, y) 横向场分布,又有 z 纵向场分布。共面微带线的导波模可以看作是横电(TE)模与横磁(TM)模的叠加而成。其横向与纵向电磁场量可用 TE 模和 TM 模对应的标势表示,代入麦克斯韦波动方程后,

可得到标势所满足的亥姆霍茨方程。由于金属微带电极横向(x 方向)是不连续的,因此在空间域内求解标势所满足的亥姆霍茨方程很困难。Galerkin 频域全波分析方法可克服上述困难,其方法是将标势函数经傅里叶变换为频域函数,使相应的亥姆霍茨方程变为常微分方程,利用边界条件,可求出给定频率下导波模纵向传输常数的数值解,对不同频率重复这种数值计算,可得到纵向传播常数频率色散特性。这种方法有相当好的精度,但对于太赫兹 (THz) 以上宽频域而言,要得到纵向传播常数的频率色散特性,计算量很大。为使场的分析简化,引入有效相对介电常数 ϵ_{eff} 描述共面微带传输线非均匀介质与场的相互作用。通过拟合全波分析的数值计算结果,可得到 ϵ_{eff} 的半经验公式^[4,5]

$$\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} = \sqrt{\epsilon_q} + (\sqrt{\epsilon_r} - \sqrt{\epsilon_q}) / [1 + a(f/f_{\text{te}})^{-1.8}], \quad (1)$$

式中 $\epsilon_q = (\epsilon_r + 1)/2$ 为共面微带传输线有效相对介电常数的准静电值, $f_{\text{te}} = c / (4h \sqrt{\epsilon_r - 1})$, 是最低阶纵向模 TE₁ 模的截止频率, c 为真空中光速。对于所讨论 LT-GaAs 衬底共面微带传输线而言, $\epsilon_q = 7$, $f_{\text{te}} = 43 \text{ GHz}$ 。 a 是由 w, s, h 决定的参数,可计算得到

$\lg(a) \approx u \lg(s/w) + v$, $u = 0.54 - 0.64q + 0.015q^2$, $v \approx 0.43 - 0.86q + 0.54q^2$, $q = \lg(s/h)$ 。采用上述有效介电常数模型,共面微带传输线信号传输常数 $\beta(f)$ 可表示为

$$\beta(f) = 2\pi f \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(f)} / c. \quad (2)$$

真空中传输常数 $K_0 = 2\pi f / c$, 共面微带传输线的模式色散定义为 $\beta(f)$ 与 K_0 之比,即

$$\frac{\beta(f)}{K_0} = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(f)}. \quad (3)$$

由(1)式可以知道,有效介电常数既是频率 f 的函数,又与结构参数 w 和 k 有关。当 $f = 0$ 时, $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} = \sqrt{\epsilon_q}$; 当 $f \rightarrow \infty$ 时, $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} = \sqrt{\epsilon_r}$ 。实验所用激光器为掺钛蓝宝石飞秒激光器,其波长为 800 nm, 脉冲宽度是 100 fs。LT-GaAs 载流子寿命是 0.36~0.6 ps, 电子的迁移率是 $200 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$, 故光生电脉冲的脉宽在皮秒或亚皮秒量级,其频谱在 THz 范围,故把模拟色散研究的频率限制在 1.5 THz 范围内。为了能够细致地研究模式色散的频率特性,用 $\lg(f/f_{\text{te}})$ 表示横轴,色散曲线如图 2 所示。由图 2 可以看出,当 $f < 10 f_{\text{te}}$ 时,模式色散随频率的增加而缓慢增加;

当 $f > 10 f_{te}$ 时,模式色散随频率的增加而迅速增加。初始光生电脉冲的频率包含 THz 频谱成分,所以模式色散严重。值得注意的是,图 2 中横坐标轴起始点是 -2 ,是由模拟时选择的频率 f 起点决定的,当

$f = 0$ 时, $\lg(f/f_{te}) = -\infty$,该点在 Matlab 模拟中无法显示,但 $\sqrt{\epsilon_{eff}(0)} = 2.645$,因此图 2 可以表示从 $f = 0$ 到 $f = 1.5$ THz 的模式色散。

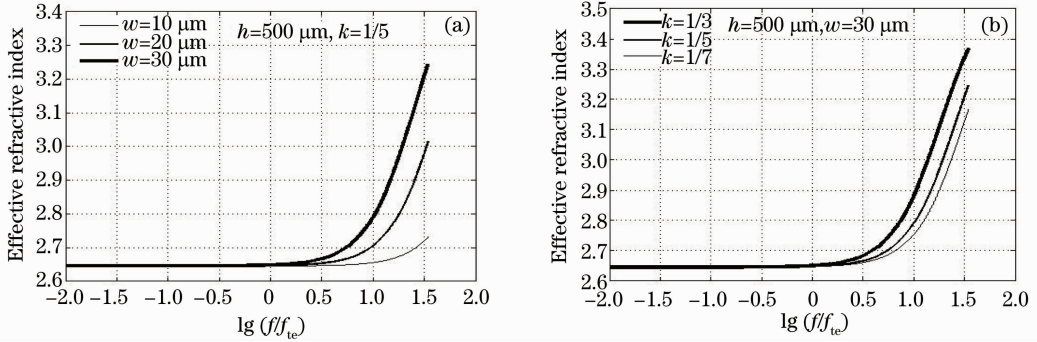


图 2 传输线尺寸对色散的影响。(a)不同微带宽度;(b)不同横向尺寸比

Fig. 2 Effect of transmission line geometry on dispersion. (a) Effect due to different width; (b) effect due to different cross geometry ratio

由图 2 还可以看出:当 $f < f_{te}$ 时, w 与 k 的影响均不明显;当 $f > f_{te}$ 时,均有横向尺寸越大,模式色散就越大。因此,适当减小传输线横向尺寸,可以减小模式色散。

3.2 LT-GaAs 衬底共面微带传输线的衰减

共面微带传输线的衰减主要由辐射衰减、导体欧姆损耗和 LT-GaAs 衬底介电损耗。文献[2,6]研究表明,当频率在 200 GHz 以上时,辐射衰减起主导作用。因此本文给出辐射衰减、导体损耗和 LT-GaAs 衬底介电损耗的表达式,但在模拟的过程中,只考虑了辐射衰减损耗。

3.2.1 辐射衰减

电脉冲沿共面微带传输线的传输速度 $v_z = c/\sqrt{\epsilon_{eff}}$,而衬底内电磁波的相速 $v_d = c/\sqrt{\epsilon_r}$ 。由前文的分析可知,在 LT-GaAs 光生电脉冲带宽范围内 LT-GaAs 共面微带传输线总有 $\epsilon_{eff} < \epsilon_r$,所以 $\epsilon_z > \epsilon_d$,即满足运动电荷的速度(也是电脉冲的传输速度)大于衬底内电磁波的相速度条件。因此,当光生电脉冲沿共面微带传输线传输时,LT-GaAs 衬底内将产生 Cerenkov 电磁辐射冲击波,辐射角为

$$\cos(\psi) = \sqrt{\epsilon_{eff}/\epsilon_r}. \quad (4)$$

衰减系数为^[4,7]

$$\alpha_r = \pi^5 \frac{(3-\sqrt{8})}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}} \sin^4(\psi) \frac{(s+2w)^2 \epsilon_r^{\frac{3}{2}}}{c^3 K'(k)K(k)} f^3. \quad (5)$$

将(4)式代入(5)式得到

$$\alpha_r = \pi^5 \frac{(3-\sqrt{8})}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}} \left[1 - \frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}\right]^2 \times \frac{(s+2w)^2 \epsilon_r^{\frac{3}{2}}}{c^3 K'(k)K(k)} f^3. \quad (6)$$

由(6)式可知,辐射衰减既是频率的函数,同时也与微带线的尺寸有关。模拟结果如图 3 所示。 $k = 1/5$ 时,给定频率的低频信号辐射衰减常数随横向尺寸 $(s+2w)$ 的增大而增加,但是给定高频信号的辐射衰减常数随横向尺寸的变化趋势却与之相反。高低频信号的 α_r 随横向尺寸变化规律的不同归因于不同横向尺寸的 LT-GaAs 共面微带传输线模式色散特性的差异。由图 2 可知,在低频段,有效相对介电常数随横向尺寸不明显,对于给定低频率的 α_r 近似正比于 $(s+2w)^2$;在高频段,有效相对介电常数随横向尺寸的增加而增大,又由(6)式可知, α_r 由 $\sqrt{\epsilon_{eff}/\epsilon_r}, (1 - \epsilon_{eff}/\epsilon_r)^2$ 和 $(s+2w)^2$ 三个与横向尺寸有关的因子共同决定,第一个因子和第三个因子随横向尺寸的增大而增大,第二个因子随横向尺寸的增大而减小,这三个因子共同决定了 α_r 在高频段随横向尺寸的增加而减小。频率和横向尺寸两方面的因素使得横向尺寸较大的 LTG-aAs 共面微带传输线辐射损耗具有如下频率特性: α_r 先是随着频率增大逐渐递增到最大值,然后随频率的继续上升而递减,高频 α_r 随频率的变化明显偏离 f^3 的关系^[8]。

3.2.2 导体损耗与介电损耗

由于金属导体的趋肤效应会引起表面电阻,从而产生导体欧姆损耗。导体表面电阻 $R_s = \omega L_s, \omega$

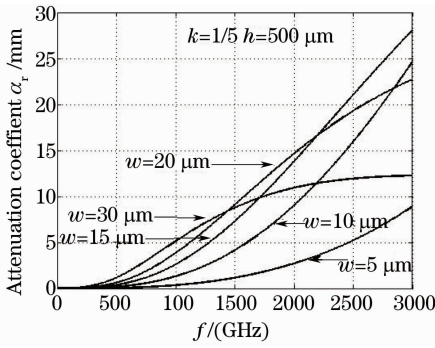


图3 不同微带宽度辐射衰减曲线

Fig. 3 Curve of radiative attenuation of coplanar striplines with different width

为圆频率, L_s 为传输线分布内电感。由微扰法可以求出导体欧姆损耗衰减常数 α_c 的计算式^[9]

$$\alpha_c = 17.34 \frac{gR_s}{Z_0}, \quad (7)$$

式中 $R_s = \sqrt{\pi\mu_0 f/\sigma}$, 其中 σ 为导体的电导率, μ_0 为真空磁导率; Z_0 为 LT-GaAs 共面微带传输线特性阻抗的准静电值, g 为共面微带传输线的结构因子, 可表示为

$$g = \frac{P'}{\pi s} \left(1 + \frac{w}{s}\right) \times \frac{1.25/\pi \ln(4\pi w/t) + 1 + 1.25t/(\pi w)}{\{1 + 2w/s + 1.25t/(\pi s)[1 + \ln(4\pi w/t)]\}^2}, \quad (8)$$

式中 P' 是与横向尺寸比 k 相关的参数,

$$P' = \left[\frac{K(k)}{K'(k)}\right]^2 P,$$

$$P = \begin{cases} \frac{k}{(1 - \sqrt{1 - k^2})(1 - k^2)^{3/4}} & 0 \leq k \leq 0.707 \\ \frac{1}{(1 - k)\sqrt{k}} \left[\frac{K'(k)}{K(k)}\right]^2 & 0.707 \leq k \leq 1 \end{cases}.$$

根据以上几个公式可以计算出金属导体的欧姆损耗随横向尺寸比的变化曲线。

由于 LT-GaAs 衬底仍有一定的电导率, 由此会产生衬底的介电损耗, 相应的衰减常数为^[10]

$$\alpha_d = \frac{27.3\epsilon_r(\epsilon_q - 1)\tan\delta}{\sqrt{\epsilon_q}(\epsilon_r - 1)\lambda_0}, \quad (9)$$

式中 λ_0 , δ 分别为真空中的波长与介电损耗角。

4 共平面微带线超短电脉冲传输的模拟

在模拟工作中, 用 $u(t, z)$ 表示超短电脉冲在传输线上任意位置 z 的时域波形, 用 $U(f, z)$ 表示超短电脉冲在传输线上任意位置 z 的频域波形。即

$$U(f, z) = \mathcal{F}\{u(t, z)\}, \quad (10)$$

$$u(t, z) = \mathcal{F}^{-1}\{U(f, z)\}, \quad (11)$$

其中 $\mathcal{F}\{\cdot\}$ 表示傅里叶变换, $\mathcal{F}^{-1}\{\cdot\}$ 表示逆傅里叶变换。根据电脉冲频域传输模型, 有

$$U(f, z) = U(f, 0) \cdot \exp[-\gamma(f)L], \quad (12)$$

式中 L 表示电脉冲传输的距离, $\gamma(f) = a(f) + j\beta(f)$, $a(f) = \alpha_r + \alpha_c + \alpha_d$ 。由衰减特性分析可知, 辐射衰减 α_r 近似与 f^3 成正比, 而导体损耗与 \sqrt{f} 成正比, 因此在频率 200 GHz 以上导体损耗可以忽略不计, 同样可以忽略介电损耗。因此在模拟的过程中只考虑辐射损耗。

假设初始光生脉冲为高斯脉冲, 首先利用快速傅里叶变换得到其频谱, 然后按(9)式得到脉冲传输距离 L 的频谱, 再采用快速逆傅里叶变换得到传输距离为 L 的时域波形。模拟的过程中, 共面微带线的结构参数 $h = 500 \mu\text{m}$, $s = 5 \mu\text{m}$, $w = 10 \mu\text{m}$, 初始脉冲的半峰全宽 (FWHM) 分别为 2, 1, 0.5 和 0.1 ps, 传输距离分别为 1, 5, 10 和 20 mm。模拟结果如图 4 所示。

由图 4 可以看出, 不同初始脉冲宽度的高斯脉冲沿着共面微带线传输时, 都伴随着功率衰减和脉冲的展宽, 而且, 初始脉冲宽度越窄, 传输相同的距离后畸变越严重。当脉宽 $\tau = 2$ ps 时, 其频谱在 500 GHz 以内, 处于低损耗、低模式色散区域, 脉冲展宽不明显, 传输 2 cm 后, 幅度衰减到原来的 85%; 当脉宽 $\tau = 1$ ps 时, 其频谱在 1 THz 以内, 处于低损耗高色散区域, 因此传输 2 cm 后, 幅度衰减到原来的 55%; 当脉宽 τ 减小到 0.5 ps 时, 其频谱在 2 THz 范围内, 已处于高损耗高色散区域, 因此传输 2 cm 后, 幅度衰减到不足原来的 30%; 当脉宽 τ 进一步减小到 0.1 ps 时, 传输 1 mm 后其幅度将不到原来的 20%。该模拟结果与文献中[6]采用电光采样技术测量得到的数据变化趋势基本一致。

5 结 论

分析了 LT-GaAs 衬底共面微带传输线超短电脉冲的传输特性。模拟结果表明, 当超短电脉冲沿共面传输线传输时, 波形将会发生畸变, 而且, 初始脉冲越窄, 畸变越严重。当 $f < 10 f_{ic}$ 时, 模式色散平坦, 当 $f > 10 f_{ic}$ 时, 模式色散迅速加剧。适当减小衬底厚度, 可以提高 TE_1 的截止频率, 从而可以扩展模式色散平坦范围。同时, 选择尽可能小的横

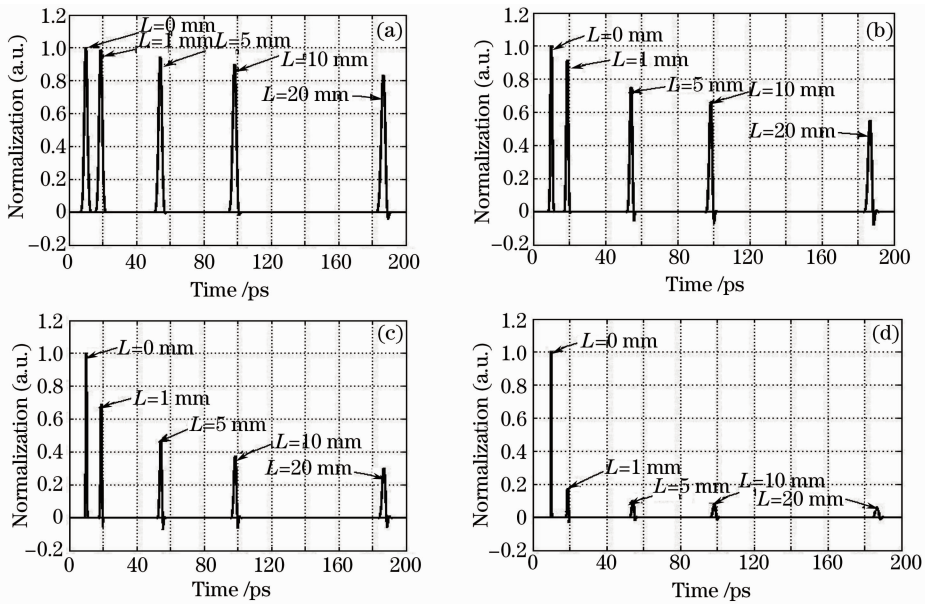


图4 共面微带传输线超短电脉冲的传输模拟。(a)初始脉宽 2ps;(b)初始脉宽 1ps;
(c)初始脉宽 0.5ps;(d) 初始脉宽 0.1ps

Fig. 4 Simulation of propagation of ultrashort electronic pulses on coplanar striplines. (a) Initial FWHM of 2 ps;
(b) initial FWHM of 1 ps; (c) initial FWHM of 0.5 ps; (d) initial FWHM of 0.1 ps

向尺寸也可以降低辐射衰减和模式色散,从而可以改善共面传输线的传输特性。

参 考 文 献

- 1 D. H. Auston. Impulse response of photoconductors in transmission lines [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1983, **19**(4): 639~648
- 2 Lan Tian. Studies on Ultrafast Scanning Tunneling Microscopy Using Photoconductive Tip [D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2002. 1~112
- 蓝 天. 用光导探针实现扫描隧道显微镜超高频检测的研究 [D]. 北京: 北京理工大学, 2002. 1~112
- 3 D. S. Phatak, A. P. Defonzo. Dispersion characteristics of optically excited coplanar striplines: pulse propagation[J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.*, 1990, **38**: 654~661
- 4 G. Hasanain, A. Dienes, J. R. Whinnery. Dispersion of picosecond pulses in coplanar transmission lines [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.*, 1986, **34**: 738~741
- 5 Yongxi Qian, Eikichi Yamashita, Kazuhiko Atsuki. Modal dispersion control and distortion suppression of picosecond pulses in suspended coplanar waveguides[J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.*, 1992, **40**(10): 1903~1909

- 6 D. Grischkowsky, I. N. Duling III, J. C. Chen *et al.*. Electromagnetic shock waves from transmission lines[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(18): 1663~1666
- 7 Yongxi Qian, Eikichi Yamashita, Kazuhiko Atsuki. Theoretical and experimental evaluation of picosecond pulse propagation in suspended coplanar waveguides[C]. *IEEE MTT-S Digest*, 1992: 215~218
- 8 Michael Y. Frankel, Shantanu Gupta, Janis A. Valdmanis *et al.*. Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines[J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.*, 1991, **39**: 910~916
- 9 Ulrich D. Keil, Douglas R. Dykaar, A. F. Levi. High-speed coplanar transmission lines[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(10): 2333~2342
- 10 Microstrip Circuit Group of Tsinghua University. Microstrip Circuit[M]. Beijing: People Post and Telecommunication Press, 1975. 9~26
- 清华大学《微带电路》编写组. 微带电路[M]. 北京: 人民邮电出版社, 1975. 9~26