

欧姆损耗对太赫兹频段同轴表面波振荡器的影响

陈再高 王建国 王玥 张殿辉 乔海亮

Effect of Ohmic loss on coaxial surface wave oscillator in terahertz band

Chen Zai-Gao Wang Jian-Guo Wang Yue Zhang Dian-Hui Qiao Hai-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 070703 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.070703

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.070703>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

0.14 太赫兹同轴表面波振荡器研究

A 0.14 THz coaxial surface wave oscillator

物理学报.2014, 63(11): 110703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110703>

连续波抽运气体波导产生太赫兹激光的理论研究

Research of continuous wave pumping waveguide to generate terahertz laser

物理学报.2014, 63(2): 020702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.020702>

基于振动弛豫理论提高光抽运太赫兹激光器输出功率的研究

Improvement of the output power of optical pumping THz lasers based on the theory of vibrational relaxation

物理学报.2014, 63(1): 010702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.010702>

2.9THz 束缚态向连续态跃迁量子级联激光器研制

Study of 2.9 THz quantum cascade laser based on bound-to-continuum transition

物理学报.2013, 62(21): 210701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.210701>

0.14THz 过模表面波振荡器的模式分析

Mode analysis of 0.14 THz overmoded surface wave oscillator

物理学报.2013, 62(15): 150701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.150701>

欧姆损耗对太赫兹频段同轴表面波振荡器的影响

陈再高¹⁾²⁾ 王建国^{1)2)†} 王玥²⁾ 张殿辉²⁾ 乔海亮²⁾

1)(西安交通大学, 电子与信息工程学院, 西安 710049)

2)(西北核技术研究所, 西安市 69 信箱 12 分箱, 西安 710024)

(2014 年 10 月 16 日收到; 2014 年 11 月 4 日收到修改稿)

为了研究欧姆损耗对太赫兹波段真空电子器件工作特性的影响, 本文推导了 2.5 维全电磁粒子模拟软件 UNIPIC 的表面阻抗边界条件, 并采用软件对不同金属材料慢波结构的同轴结构表面波振荡器进行了数值模拟研究, 分析了不同金属材料慢波结构器件的输出功率与电导率的关系, 模拟结果表明: 金属电导率对器件的输出功率有非常大的影响, 对于 0.14 THz 同轴表面波振荡器, 铜材料和不锈钢材料慢波结构器件的输出功率分别下降 13.4% 和 63.9%, 起振时间分别延迟 0.4 ns 和 15 ns.

关键词: 太赫兹, 表面波振荡器, 表面阻抗边界条件, 粒子模拟

PACS: 07.57.Hm, 45.10.Db, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.64.070703

1 引言

近年来太赫兹技术发展很快, 具有一定功率输出的太赫兹源是其应用的基础. 基于真空电子学的太赫兹源能够产生千瓦量级的输出功率, 因此国内外均大力开展真空电子学太赫兹源器件的研究^[1], 俄罗斯的应用物理研究所开展了 1 THz 回旋管的实验研究, 产生了频率为 1.02 THz, 输出功率为 1 kW 的太赫兹脉冲信号^[2,3]. 日本的福田大学开展了太赫兹波段连续波回旋管的实验研究^[4]. 美国的 MURI 计划支持开展了折叠波导行波管的研究^[5]. 国内的中国工程物理研究院、电子科技大学等单位开展了太赫兹波段折叠行波管、扩展相互作用腔振荡器以及返波管等太赫兹波段真空电子器件的研究^[6-8]. 西北核技术研究所围绕过模表面波振荡器产生太赫兹波的理论、数值模拟和实验方面也开展了大量的研究工作^[9-12], 在 CKP1000 和 CKP3000 加速器上实验得到了频率约为 0.14 THz 的太赫兹波输出, 利用辐射远场功率密度积分法, 实测功率分别达到约 2.6 MW^[13] 和 5 MW^[14]. 目前已初步开展了 0.14 THz 同轴结构表面波振荡器的理论研

究工作^[15], 并开展 0.34 THz 表面波振荡器的理论及实验研究^[16].

当电磁波频率达到太赫兹波段时, 电磁波在金属中的趋肤深度变得很小, 欧姆损耗对真空电子器件工作特性的影响将不能被忽略. 在圆柱结构太赫兹回旋管设计时, 为了提高器件的输出功率, 解决器件中存在的模式竞争等问题, 一般采用高次模的边廊模式, 该工作模式使得电磁波集中在金属壁附近, 欧姆损耗对器件的起振时间、输出功率、器件工作的稳定性有较大影响. 如图 1 所示, 表面波振荡器作为一种新型的太赫兹过模器件, 在太赫兹波段的低频端具有较好的发展前景, 表面波振荡器的工作原理决定了电磁波主要集中在慢波结构表面附近, 并且器件的品质因数较高, 因此慢波结构的欧姆损耗对其工作特性会有较大的影响. 同轴过模结构的表面波振荡器相比圆柱结构的表面波振荡器具有更大的功率输出, 由于采用同轴慢波结构, 器件的内导体和外导体具有更大的欧姆损耗, 将会影响器件的输出功率以及起振时间. 因此研究欧姆损耗对器件特性的影响, 对器件的设计以及实验研究具有非常重要的意义.

在模拟太赫兹源器件中发生的波束非线性互

† 通信作者. E-mail: wanguiuc@mail.xjtu.edu.cn

作用时, 基于大信号理论的数值模拟方法^[17]与全电磁PIC粒子模拟方法^[18]均得到了广泛的应用. 基于大信号理论的数值模拟方法将电磁场分布按本征模式展开, 器件的欧姆损耗采用表面阻抗模型; 全电磁PIC粒子模拟方法能在很少近似的条件下求解Maxwell方程组和Newton-Lorentz力方程^[19], 它可以更为准确地模拟器件中发生的各种非线性物理过程, 在模拟带欧姆损耗的器件时, 等效电磁参数模型、有限电导率模型以及表面阻抗三种模型均能使用, 等效电磁参数主要应用于带有超材料结构器件的模拟, 对于常见的真空电子源器件, 当器件工作在太赫兹波段时, 如果采用有限电导率模型模拟器件的欧姆损耗, 则要求在损耗的薄层内进行网格划分, 这样会大幅度增加器件模拟所需的网格数, 同时时间步长变得很小, 所需的模拟时间显著增加, 而采用表面阻抗的边界条件能在模拟区域不变化的情况下, 减少器件的模拟时间, 缩短器件的设计周期.

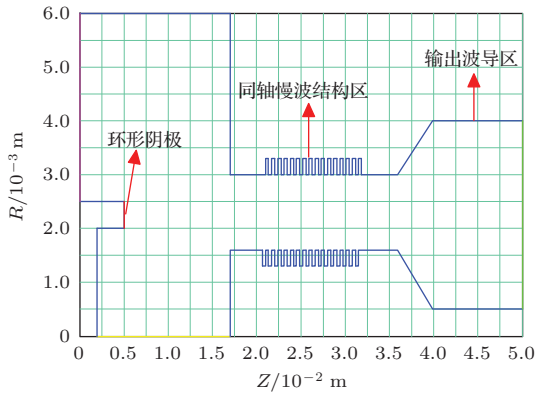


图1 (网刊彩色) 同轴结构表面波振荡器示意图

2 粒子模拟软件中欧姆损耗

2.1 欧姆损耗公式的推导

金属切向电场与磁场的关系为 $E(\omega) = Z(\omega)H(\omega)$, 其中 $Z(\omega)$ 为表面阻抗, 当金属的电导率较高时, 切向电场与磁场的关系如下式所示^[20]:

$$Z(\omega) = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}. \quad (1)$$

将(1)式进行变换, 表面阻抗可表示为表面电阻和表面电抗之和, 即 $Z(\omega) = R(\omega) + j\omega L(\omega)$, 其中 $R(\omega)$ 和 $L(\omega)$ 的表达形式为

$$R(\omega) = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}, \quad (2a)$$

$$L(\omega) = \sqrt{\frac{\mu}{2\sigma\omega}}. \quad (2b)$$

在2.5维全电磁PIC粒子模拟软件UNIPIC中^[21], 电场分量与磁场分量采用积分形式的表达方式为

$$\frac{\tilde{\mathbf{B}}^{n+1/2} - \tilde{\mathbf{B}}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\tilde{\mathbf{E}}^n, \quad (3)$$

其中 $\tilde{\mathbf{B}}$ 为磁感应强度在Yee网格面上的积分, $\tilde{\mathbf{E}}$ 为电场强度沿着Yee网格线的积分, 因此需要将表面电阻和电抗表达式(2)转化为积分量之间的关系,

$$\tilde{R}(\omega) = \frac{dl}{\mu dS} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}, \quad (4a)$$

$$\tilde{L}(\omega) = \frac{dl}{\mu dS} \sqrt{\frac{\mu}{2\sigma\omega}}, \quad (4b)$$

其中 dl 和 ds 分别为网格线的长度和Yee网格面的面积. 在全电磁PIC算法中, 电磁场的推进采用时域有限差分方法, 因此需要将频域形式的表面阻抗表达式(4)转化为时域表达式, 可得到时域情况下金属表面切向电场 $\tilde{\mathbf{E}}$ 与磁场之间的关系,

$$\tilde{\mathbf{E}} = \left(\tilde{R}(t) + \tilde{L}(t) \frac{\partial}{\partial t} \right) \tilde{\mathbf{B}}. \quad (5)$$

令 $A = \frac{\tilde{R}(t)}{2} + \frac{\tilde{L}(t)}{dt}$, $B = \frac{\tilde{R}(t)}{2} - \frac{\tilde{L}(t)}{dt}$, 并利用(4)式和(5)式, 将(3)式进行进一步的化简得到磁场三个分量的表达形式

$$\begin{aligned} & \tilde{\mathbf{B}}_z^{n+1/2}(j, k+1/2) \\ &= \tilde{\mathbf{B}}_z^{n-1/2}(j, k+1/2) \\ & - \frac{dt}{\left[1 + dt \times \left(\tilde{A}_{\text{phi}}^z(j+1, k) + \tilde{A}_{\text{phi}}^z(j, k) \right) \right]} \\ & \times \left[\left(\tilde{R}_{\text{phi}}^z(j+1, k) + \tilde{R}_{\text{phi}}^z(j, k) \right) \right. \\ & \times \tilde{\mathbf{B}}_z^{n-1/2}(j, k+1/2) + \tilde{E}_{\text{phi}}^n(j, k+1) \\ & \left. - \tilde{E}_{\text{phi}}^n(j, k) \right], \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} & \tilde{\mathbf{B}}_r^{n+1/2}(j+1/2, k) \\ &= \tilde{\mathbf{B}}_r^{n-1/2}(j+1/2, k) \\ & - \frac{dt}{\left[1 + dt \times \left(\tilde{A}_{\text{phi}}^r(j+1, k) + \tilde{A}_{\text{phi}}^r(j, k) \right) \right]} \\ & \times \left[\left(\tilde{R}_{\text{phi}}^r(j, k) + \tilde{R}_{\text{phi}}^r(j, k+1) \right) \right. \\ & \times \tilde{\mathbf{B}}_r^{n-1/2}(j+1/2, k) + \tilde{E}_{\text{phi}}^n(j, k) \\ & \left. - \tilde{E}_{\text{phi}}^n(j, k+1) \right], \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\begin{aligned}
 & \tilde{\mathbf{B}}_{\text{phi}}^{n+1/2}(j+1/2, k+1/2) \\
 = & \tilde{\mathbf{B}}_{\text{phi}}^{n-1/2}(j+1/2, k+1/2) \\
 & - dt \left[1 + dt \times \left(\tilde{A}_{\text{r}}^{\text{phi}}(j+1, k) + \tilde{A}_{\text{r}}^{\text{phi}}(j, k) \right. \right. \\
 & \left. \left. + \tilde{A}_{\text{z}}^{\text{phi}}(j, k) + \tilde{A}_{\text{z}}^{\text{phi}}(j, k+1) \right) \right]^{-1} \\
 & \times \left[\left(\tilde{R}_{\text{r}}^{\text{phi}}(j+1, k) + \tilde{R}_{\text{r}}^{\text{phi}}(j, k) + \tilde{R}_{\text{z}}^{\text{phi}}(j, k) \right. \right. \\
 & \left. \left. + \tilde{R}_{\text{z}}^{\text{phi}}(j, k+1) \right) \times \tilde{\mathbf{B}}_{\text{phi}}^{n-1/2}(j+1/2, k+1/2) \right. \\
 & \left. + \tilde{E}_{\text{r}}^n(j+1, k+1/2) - \tilde{E}_{\text{r}}^n(j, k+1/2) \right. \\
 & \left. + \tilde{E}_{\text{z}}^n(j+1/2, k) - \tilde{E}_{\text{z}}^n(j+1/2, k+1) \right], \quad (6c)
 \end{aligned}$$

其中, \tilde{R}_{phi}^z 表示轴向磁场与角向电场的表面电阻, \tilde{R}_{phi}^r 表示径向磁场与角向电场的表面电阻, $\tilde{R}_{\text{r}}^{\text{phi}}$ 表示角向磁场与径向电场的表面电阻, $\tilde{R}_{\text{z}}^{\text{phi}}$ 表示角向磁场与轴向电场的表面电阻, 在 (6) 式中只有当电场位于金属与真空的交界面处时需要计算表面电阻, 在器件内部时表面电阻为零, 该处理方式有利于程序的统一实现.

2.2 欧姆损耗算法的验证

采用 UNIPIC 软件对 0.34 THz 电磁波在圆波导内的传输进行了模拟. 圆波导的半径为 0.5 mm, 波导长度为 0.5 m, 太赫兹波以 TM_{01} 模式从波导的左端口注入, 在圆波导的右端口处设置 CPML 吸收边界 [22]. 波导的金属材料为铜, 计算得到金属的表面电阻和表面电抗分别为

$$R(\omega) = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} = 0.15213, \quad (7a)$$

$$L(\omega) = \sqrt{\frac{\mu}{2\sigma\omega}} = 7.1211 \times 10^{-14}. \quad (7b)$$

当圆波导内传播 TM_{01} 模式太赫兹波时, 波导的衰减常数为

$$\alpha_c(\text{TM}_{01}) = \frac{R}{\eta a} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}}, \quad (8)$$

其中 TM_{01} 模的截止频率 f_c 为 0.2296 THz, 表面电阻 R 为 0.15213 Ω , η 为真空中的波阻抗, a 为波导半径. 计算得到衰减系数为 1.09427. 沿波导损耗功率 P_L 的表达式为

$$P_L = P \left(1 - e^{-2\alpha_c(\text{TM}_{01})z} \right). \quad (9)$$

按照理论 (8) 式和 (9) 式, 当太赫兹波在波导中传播 0.2 m 时, 电场的幅度衰减为注入波幅度的 0.80344, 且接近 36% 的能量都损耗在了导体上. 采用粒子模拟软件 UNIPIC 对圆波导进行了模拟, 图 2 所示的模拟结果为 1.2 ns 时径向坐标为 0.3 mm 时电场幅度随轴向坐标的变化曲线, 从模拟的结果可以看出在左端口处电场的幅值为 425 kV/m, 当电磁波传输到轴向坐标为 0.2 m 处, 电场的幅值变为 341 kV/m, 电场的幅度衰减为端口处电场幅值的 80.23%. 数值模拟结果与理论结果非常符合. 因为表面波振荡器工作频率为某一个固定值, 可用 (7) 式表示器件的表面电阻和电抗, 因此该算法能用于研究表面波振荡器的欧姆损耗对器件特性的影响.

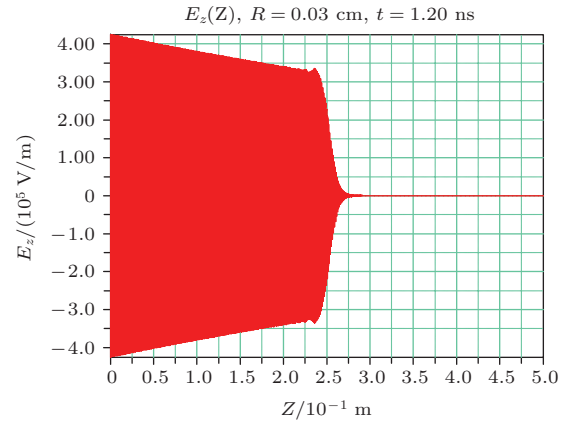


图2 (网刊彩色) 1.2 ns 时电场的幅度分布

3 同轴表面波振荡器的欧姆损耗模拟

表面波振荡器工作时, 欧姆损耗主要集中在慢波结构处, 采用不同的金属材料加工慢波结构会影响器件欧姆损耗的大小, 因此需要研究不同金属材料慢波结构对器件工作特性的影响. 选取了两种比较常用的金属材料铜和不锈钢作为慢波结构的材料, 采用 UNIPIC 软件对器件进行了模拟. 为了比较欧姆损耗对器件工作性能的影响, 这里也给出了理想导体慢波结构器件的模拟结果, 并定义器件的起振时间为器件输出功率达到稳定输出功率的 10% 所需要的时间. 图 3 表示理想导体慢波结构器件的电场、频谱和输出功率, 可以看出器件的工作频率约为 0.147 THz, 输出功率约为 55.9 MW, 起振时间为 3.0 ns.

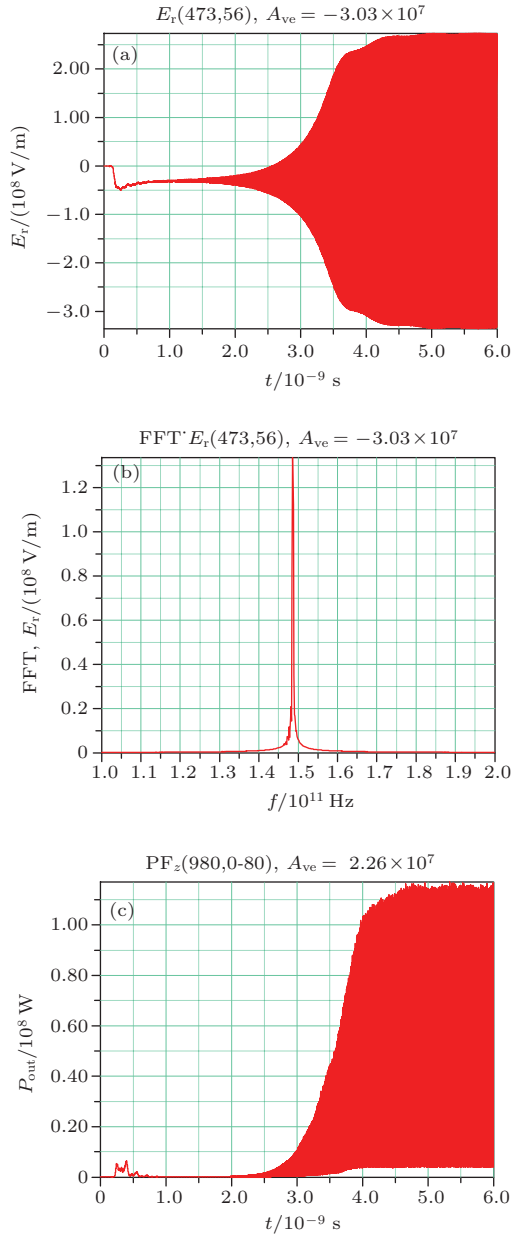


图3 (网刊彩色) 慢波结构为理想导体时模拟结果 (a) 电场随时间变化的图象; (b) 电场的频谱分布; (c) 器件的输出功率

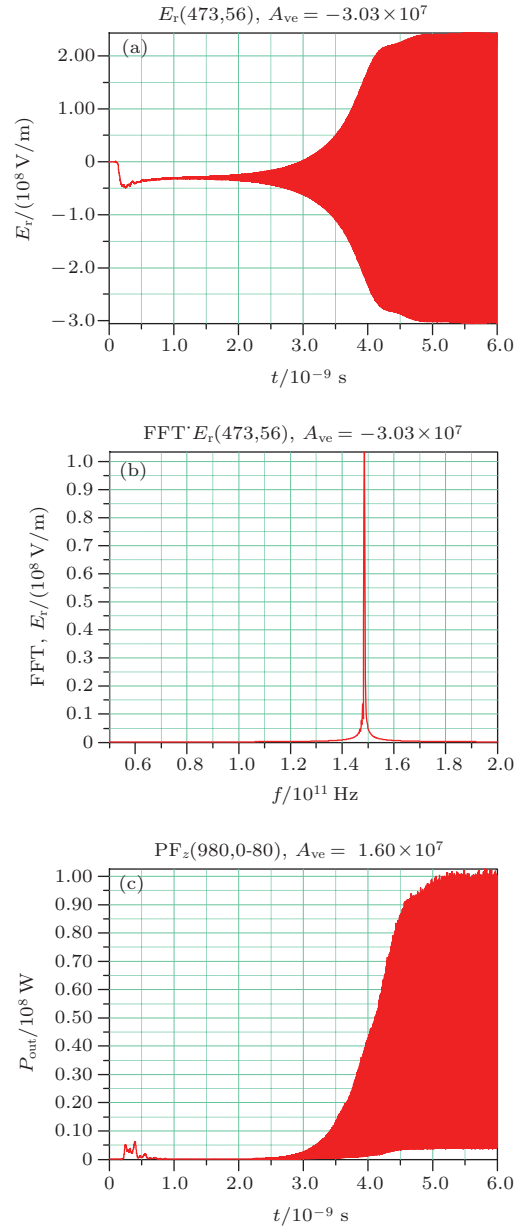


图4 (网刊彩色) 慢波结构材料为铜时模拟结果 (a) 电场随时间变化; (b) 电场的频谱分布; (c) 器件的输出功率

图4为慢波结构材料为铜时器件的模拟结果, 其中图4(a)为电场随时间的变化, 图4(b)为电场的频谱, 从这两幅图可以看出, 器件的输出频率较为单一, 图4(c)为器件的输出功率随时间的变化, 器件在输出功率达到稳定后的平均输出功率达到48.5 MW, 起振时间约为3.4 ns. 图5表示慢波结构材料为不锈钢时器件的模拟结果, 图5(a)为电场随时间的变化, 图5(b)为电场的频谱, 从图中可以看出工作频率也较为单一, 图5(c)为器件的输出功率随时间的变化, 输出功率稳定后器件的平均输出功率为20.2 MW, 起振时间约为18 ns. 与理想

导体慢波结构相比, 两种材料慢波结构器件的工作频率不变, 但铜材料慢波结构器件的输出功率下降13.4%, 起振时间慢了0.4 ns; 不锈钢材料慢波结构器件的输出功率下降63.9%, 起振时间慢了15 ns. 从上面的模拟结果可以看出, 器件的起振时间随着电导率的增加而变短, 主要是在O形器件中, 品质因数与器件的起振时间成反比, 器件的欧姆损耗变大时, 器件的品质因数降低, 因此器件的起振时间变长.

采用UNIPIC软件模拟器件输出功率随电导率的变化, 模拟结果如图6所示, 可以看出随着金

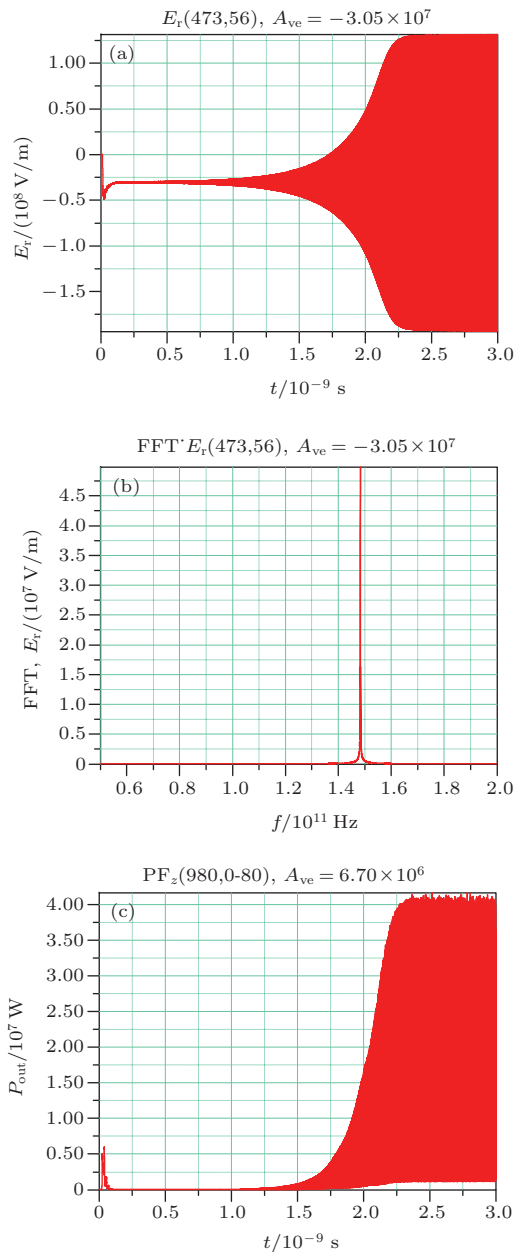


图5 (网刊彩色) 慢波结构材料为不锈钢时模拟结果 (a) 电场随时间变化; (b) 电场的频谱分布; (c) 器件的输出功率

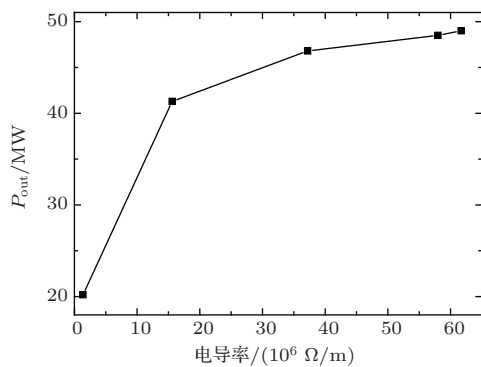


图6 (网刊彩色) 输出功率与电导率的关系

属电导率的增加, 输出功率上升, 这主要是因为电导率增加, 表面阻抗变小, 因此功率损耗降低, 同时在端口处器件的输出功率变大.

4 结 论

本文推导了全电磁PIC粒子模拟软件UNIPIC中的表面阻抗边界条件, 并采用软件对0.14 THz同轴表面波振荡器进行了数值模拟研究, 研究表明, 在太赫兹波段, 欧姆损耗对表面波振荡器的起振时间和效率有非常大的影响, 并且器件慢波结构的功率沉积也会随着电导率的降低而变大, 需要采用电导率高的材料, 并且保持表面的光洁度. 下一步将表面阻抗引入到三维粒子模拟软件UNIPIC-3D中^[23], 开展PIC算法中宽频谱的表面阻抗算法研究, 并对回旋管等相关器件研究欧姆损耗对器件特性的影响.

参考文献

- [1] Booske J H, Dobbs R J, Joye C D, Kory C L, Neil G R, Park G, Park J, Temkin R J 2011 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Techn* **1** 54
- [2] Glyavin M Y, Luchinin A G, Golubiatnikov G Y 2008 *Phys.Rev.Lett.* **100** 015101
- [3] Idehara T, Tsuchiya H, Watanabe O, Agusu L, Mitsudo S 2006 *Int. J. Infrared and Millimeter Waves* **27** 319
- [4] Agusu L, Idehara T, Mori H, Saito T, Ogawa I, Mitsudo S 2007 *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **28** 315
- [5] Bhattacharjee S, Booske J H, Kory C L, van der Weide D W, Limbach S, Gallagher S, Welter J D, Lopez M R, Gilgenbach R M, Ives R L, Read M E, Divan R, Mancini D C 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 1002
- [6] Fu W J, Yan Y, Yuan X S, Liu S G 2009 *Phys. Plasmas* **16** 023103
- [7] Gong Y B, Yin H R, Yue L N, Lu Z G, Wei Y Y, Feng J J, Duan Z Y, Xu X 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 847
- [8] Zhang F, Dong Z W, Dong Y 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 989 (in Chinese) [张芳, 董志伟, 董焯 2012 强激光与粒子束 **24** 989]
- [9] Zhang H, Wang J G, Tong C J, Li X Z, Wang G Q 2009 *Phys. Plasmas* **16** 123104
- [10] Li X Z, Wang J G, Song Z M, Chen C H, Sun J, Zhang X W, Zhang Y C 2012 *Phys. Plasmas* **19** 083111
- [11] Wang G Q, Wang J G, Tong C J, Li X Z, Wang X F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 030702 (in Chinese) [王光强, 王建国, 童长江, 李小泽, 王雪峰 2011 物理学报 **60** 030702]
- [12] Wang G Q, Wang J G, Li X Z, Fan R Y, Wang X Z, Wang X F, Tong C J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8459 (in Chinese) [王光强, 王建国, 李小泽, 范如玉, 王行舟, 王雪峰, 童长江 2010 物理学报 **59** 8459]

- [13] Wang G Q, Wang J G, Tong C J, Li X Z, Wang X F, Li S, Lu X C 2013 *Phys. Plasmas* **20** 043105
- [14] Li X Z, Wang J G, Sun J, Song Z M, Ye H, Zhang Y C, Zhang L J, Zhang L G 2013 *IEEE Trans. Electron Dev.* **60** 2931
- [15] Chen Z G, Wang J G, Wang G Q, Li S, Wang Y, Zhang D H, Qiao H L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110703 (in Chinese) [陈再高, 王建国, 王光强, 李爽, 王玥, 张殿辉, 乔海亮 2014 物理学报 **63** 110703]
- [16] Chen Z G, Wang J G, Wang G Q, Li S, Wang Y, Zhang D H, Qiao H L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110703 (in Chinese) [陈再高, 王建国, 王光强, 李爽, 王玥, 张殿辉, 乔海亮 2014 物理学报 **63** 110703]
- [17] Ginzburg N S, Zotova I V, Sergeev A S, Zaslavsky V Yu, Zheleznov I V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 105101
- [18] Wang J G 2013 *Modern Applied Physics* **4** 251 (in Chinese) [王建国 2013 现代应用物理 **4** 251]
- [19] Zaslavsky V Yu, Ginzburg N S, Glyavin M Yu, Zheleznov I V, Zotova I V 2013 *Phys. Plasmas* **20** 043103
- [20] Beggs J, Luebbers R Yee K, Kunz K 1992 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **40** 49
- [21] Wang J G, Zhang D H, Liu C L, Li Y D, Wang Y, Wang H G, Qiao H L, Li X Z 2009 *Phys. Plasmas* **16** 033108
- [22] Wang J G, Wang Y, Zhang D H 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 681
- [23] Wang J G, Chen Z G, Wang Y, Zhang D H, Liu C L, Li Y D, Wang H G, Qiao H L, Fu M Y, Yuan Y 2010 *Phys. Plasmas* **17** 073107

Effect of Ohmic loss on coaxial surface wave oscillator in terahertz band

Chen Zai-Gao¹⁾²⁾ Wang Jian-Guo^{1)2)†} Wang Yue²⁾ Zhang Dian-Hui²⁾ Qiao Hai-Liang²⁾

1) (School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2) (Northwest Institute of Nuclear Technology, P. O. Box 69-12, Xi'an 710024, China)

(Received 16 October 2014; revised manuscript received 4 November 2014)

Abstract

When the working frequencies of vacuum electronic devices reach the terahertz frequency (0.1—10 THz), the Ohmic loss has a great impact on the vacuum electronic devices. To study the effect of the Ohmic loss on the working characteristic of the vacuum electronic devices in the terahertz band, this paper presents the boundary condition of surface impedance used in the 2.5-dimensional fully electromagnetic particle simulation code UNIPIC, which is verified by simulating the terahertz wave in the circular copper waveguide; the simulation result indicates that the code can correctly simulate the propagation of terahertz waves in the waveguide with an Ohmic loss. Then, the coaxial surface wave oscillators (SWO) with slow wave structures (SWS) made of different metals are numerically studied by using the above code, and the dependences of output power on the SWOs with different metal SWSs are analyzed. Numerical results show that the metal conductivity has a considerable effect on the output power of the device: When the conductance of the metal decreases, the quality factor of the device becomes smaller, the start-up time becomes longer, also the output power of the device decreases also. For the coaxial SWOs operating at 0.14 THz, the output powers from the copper and stainless steel SWSs are reduced by 13.4% and 63.9%, the start-up times of the devices are delayed by 0.4 ns and 15 ns, respectively. Meanwhile, the working frequencies of the devices with the SWSs made of different metals keep unchanged.

Keywords: terahertz, surface wave oscillators, boundary condition of surface impedance, particle simulation

PACS: 07.57.Hm, 45.10.Db, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.64.070703

† Corresponding author. E-mail: wanguiuc@mail.xjtu.edu.cn