

# 基于纳观域碳纳米管的太赫兹波天线研究\*

王 1)† 吴 群1)† 施 卫3) 贺训军2) 殷景华2)

1) 哈尔滨工业大学电子与信息技术研究院, 哈尔滨 150001)

2) 哈尔滨理工大学电子科学与技术系, 哈尔滨 150080)

3) 西安理工大学超快光电技术研究中心, 西安 710048)

(2007 年 6 月 22 日收到, 2008 年 4 月 23 日收到修改稿)

基于碳纳米管独特的结构特点建立了以其为基础的 Pocklington 积分方程, 并设计了一种全新的碳纳米管太赫兹 (THz) 波天线. 数值仿真和理论计算结果表明, 碳纳米管能够产生高频 THz 电磁辐射, 半波长为  $60 \mu\text{m}$ , 半径为  $2.712 \text{ nm}$  的单壁碳纳米管偶极天线在  $-10 \text{ dB}$  反射系数以下可以实现  $2.5 \text{ THz}$  与  $7.6 \text{ THz}$  的双频带工作, 带宽分别为  $8.4\%$  与  $2.7\%$ , 由其构成的纳米管天线阵可以获得  $10.3 \text{ dB}$  的高增益特性. 所得结果有助于在纳观域开展高频 THz 波辐射源及天线的研究与设计.

关键词: 太赫兹波, 碳纳米管, 天线, 辐射源

PACC: 4110H, 6148

## 1. 引 言

自从 1991 年日本筑波 NEC 实验室的物理学家 Iijima<sup>[1]</sup>发现碳纳米管以来, 引起了人们广泛的兴趣. 由于碳纳米管具有一系列优良的物理化学特性, 使得它具有广泛的应用前景. 理想碳纳米管可认为是由碳原子构成的二维石墨平面卷曲成准一维无缝圆柱体管状结构, 根据石墨层卷曲情况手性矢量 ( $C_h = na_1 + ma_2$ ,  $n, m$  是整数,  $a_1, a_2$  是基矢) 的不同, 可将碳纳米管按导电类型分为金属性和半导体两种结构(如图 1 所示), 这已经在实验和理论上得到了证实<sup>[2-4]</sup>. 尤其是手椅型 (Armchair) 纳米管 ( $n = m$ ) 由于没有能带隙, 表现出良好的一维弹道导电性, 其电导是量子化的, 与纳米管的长度没有关系. 正是基于碳纳米管良好的导电性和半导体性质, 使得它在晶体管<sup>[5]</sup>、气体传感器<sup>[6]</sup>、场发射器件<sup>[7-9]</sup>以及存储器<sup>[10]</sup>等领域得到了广泛的应用研究.

2004 年美国科学家 Wang 等<sup>[11]</sup>成功地获得了碳纳米管在可见光范围的天线效应, 证实了碳纳米管可以用作类似传统无线电天线接收微波一样, 可以接收光频段的电磁辐射. 2005 年 Yu 等<sup>[12]</sup>第一次通

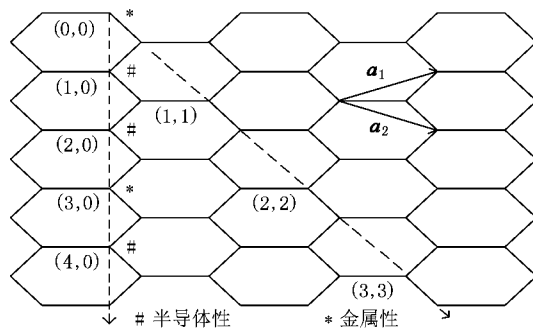


图 1 金属和半导体性碳纳米管的卷曲方向

过实验验证了许多学者在理论上预测的碳纳米管在微波频段的电导特性, 此后, Jin 等<sup>[13]</sup>开展了碳纳米管偶极天线在红外和可见光波段的研究. 随着碳纳米管制造技术的不断提高, 纳米管的长度可从纳米延伸到厘米量级<sup>[14]</sup>, 这将促进碳纳米管在厘米波、毫米波以及亚毫米波领域的研究, 同时垂直定向排列的碳纳米管的制造技术的成功<sup>[15,16]</sup>极大地促进了对太赫兹 (THz) 波碳纳米管天线以及其他可与宏观电子器件相连的纳电子器件的实际应用研究. 但是, 对于碳纳米管天线的详细 THz 辐射特性目前未见报道.

目前, 产生和探测 THz 波的主要方法是基于光

\* 国家自然科学基金(批准号 60571026, 10396160)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: zqw@hit.edu.cn

电导体和电光晶体在飞秒激光作用下实现的,而普通光电天线产生的 THz 波,由于载流子的寿命而被限制在 3 THz 之内;利用电光晶体则要求非常短的不超过 20 fs 激光脉冲,这对超宽带 THz 波的研究产生了极大的限制。

本文正是针对上述问题开展基于碳纳米管的 THz 波天线研究,在不考虑碳纳米管活性条件下结合其独特的结构特点,建立以碳纳米管为基础的 Pocklington 积分方程,通过有限积分数值方法研究了碳纳米管 THz 波天线的辐射特性,所做工作将有助于碳纳米管 THz 波天线的实际应用研究,同时也为 THz 波辐射源的研究提供一种可参考的方法。

## 2. 碳纳米管天线模型

如图 2 所示,碳纳米管的半径为  $a$ , 轴向方向沿  $z$  轴,长度为  $L$ ,中间馈电端缝隙为  $d$ 。由于碳纳米管的半径很小,所以可以认为  $ka \ll 1$  ( $k$  是自由空间波数)。通常来说,天线的散射场  $E^s(\mathbf{r})$  是由表面诱导电流产生的<sup>[17]</sup>,即

$$E^s(\mathbf{r}) = -j \frac{1}{\omega\mu_0\epsilon_0} [k^2 \mathbf{A} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A})], \quad (1)$$

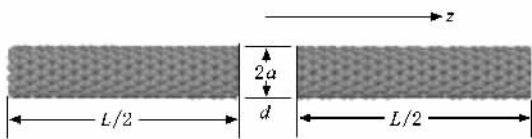


图 2 碳纳米管偶极天线结构图

式中  $\omega$  是角频率,  $\mu_0$  是真空中磁导率,  $\epsilon_0$  是绝对介电常数,  $\mathbf{A}$  是磁矢势。对于碳纳米管,表面电流只有  $z$  方向分量,因此,散射场可表示为

$$E_z^s(z) = -j \frac{1}{\omega\mu_0\epsilon_0} \left( k^2 A_z + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

$$A_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} J_z \frac{e^{-jkR}}{R} r d\phi' dz', \quad (3)$$

其中,  $R$  是源点到观察点的距离,由于碳纳米管半径在纳米量级,所以电流密度与  $\phi$  角无关,从而只有  $z$  方向的电流密度  $J_z$ ,由欧姆定律可得

$$J_z = \frac{1}{2\pi r} I_z(z'),$$

将此式代入上式可得

$$A_z = \mu_0 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_z(z') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} d\phi' dz'$$

$$= \mu_0 \int_{-L/2}^{L/2} I_z(z') \alpha(z, z') dz', \quad (4)$$

$$\alpha(z, z') = \frac{e^{-jk\sqrt{(z-z')^2 + 4r^2 \sin^2(\frac{\phi'}{2})}}}{4\pi\sqrt{(z-z')^2 + 4r^2 \sin^2(\frac{\phi'}{2})}}. \quad (5)$$

对于天线来说,总电场可认为是由入射场  $E_z^i$  和散射场  $E_z^s$  叠加而成,由碳纳米管特殊的结构可得

$$E_z^i = -E_z^s.$$

结合此等式,综合(1)–(5)式,可得到碳纳米管条件下的 Pocklington 积分方程

$$\left( k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_{-L/2}^{L/2} I_z(z') \alpha(z, z') dz' = -j\omega\epsilon_0 E_z^i. \quad (6)$$

由天线理论可知,一旦获得了天线的电流分布,天线的输入阻抗(导纳)、增益、效率、辐射模式以及其他各种天线参量就很容易确定。因此,下面的分析中没有讨论碳纳米管表面电荷密度分布对天线的辐射特性的影响。当然,纳米管电荷密度与自身的物性、长径比、具体结构有关。纳米管半径的不同主要影响端帽的电荷密度分布,而长度的不同主要影响管身的电荷密度分布,这里没有考虑这些因素的影响,而是通过电流分布来分析天线的辐射特性。为此,需要求解方程(6),进一步表示成如下形式:

$$\int_{-L/2}^{L/2} I_z(z') \mathcal{H}(z, z') dz' = -E_z^i. \quad (7)$$

为了求解上述方程,采用矩量法<sup>[18]</sup>可将方程(7)表示成基尔霍夫方程组矩阵形式

$$\sum_{m=1}^N Z_{mn} I_n = V_m, \quad m = 1, 2, 3, \dots, N,$$

即,

$$[Z_{mn}] [I_n] = [V_m], \quad m = 1, 2, 3, \dots, N,$$

其中,

$$E_z^i = \sum_{m=1}^N I_n g(z_m, z'),$$

$$I_z(z') = \sum_{n=1}^N I_n F_n(z'),$$

$$g(z_m, z') = \int_{\Delta z_m} \mathcal{H}(z_m, z') dz',$$

$$F_n(z') = \begin{cases} 1 & (z' \in \Delta z_m), \\ 0 & (z' \notin \Delta z_m). \end{cases}$$

天线的输入阻抗可由  $Z_{in} = \frac{V_0}{I_0}$  得到,  $V_0$  与  $I_0$  分别是

馈电端电压和电流,辐射效率为  $e_r = \frac{P_r}{P_{in}}$ , 其中,

$P_r = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \oint_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{S} \right)$  是辐射功率,  $P_{in} = \frac{1}{2} \text{Re} (Z_{in}) I_0^2$  是天线的入射功率, 在自由空间放置的如图 2 所示的碳纳米管, 辐射功率可表示为

$$P_r = \frac{1}{2} \eta \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |E_\theta|^2 r^2 \sin\theta d\theta d\phi,$$

式中

$$E_\theta = j\omega\mu_0 \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{-L}^L I_z(z') e^{jkz' \cos\theta} dz'.$$

由此可得天线的增益为

$$G = \frac{2\pi e_r}{\eta} \max_\theta \frac{|E_\theta|^2 r^2}{P_r} (\eta = 120\pi).$$

与传统的金属偶极天线相对比, 半径为纳米量级的天线的电导对天线的辐射特性起着重要的作用. 在低频 ( $< 1 \text{ THz}$ ) 条件下, 由计算可得不同  $m$  ( $m = n$ ) 值“手椅型”碳纳米管的电导实部和虚部如图 3 所示, 而在高频 (红外和光频) 条件下的碳纳米管 ( $m = n = 40$ ) 电导由于带间跃迁随频率的变化出现连续的脉冲振荡形式, 在  $1\text{—}10 \text{ THz}$  范围内, 电导随着频率增加而迅速下降<sup>[13]</sup>.

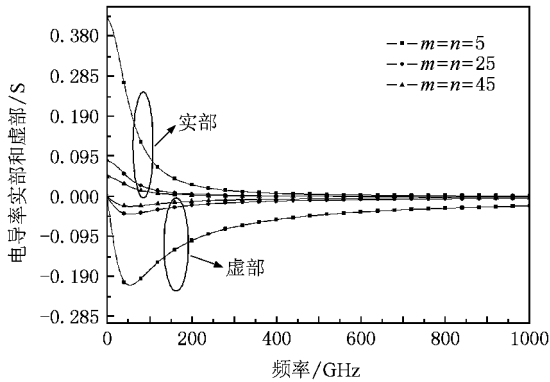


图 3 不同  $m$  值的碳纳米管电导与频率的关系

### 3. 计算与讨论

#### 3.1. 不同长度碳纳米管的 THz 电磁脉冲辐射

由天线理论可知, 天线表面的电流分布决定天线的所有特性. 因此, 我们首先分析了碳纳米管天线在  $1\text{—}10 \text{ THz}$  范围内的由电流特性决定的辐射场时域波形, 计算中碳纳米管的长度选择典型长度  $L = 30 \mu\text{m}$  与  $L = 60 \mu\text{m}$ , 半径由  $a = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} b \sqrt{m^2 + mn + n^2}$  ( $m = n = 40$ ) 确定, 即为  $2.712 \text{ nm}$ , 激励信号选择为高斯脉冲的微分形式. 通过第二部分中理论计算得到了特定观察点处典型的瞬态时域 THz 电磁脉冲的辐射波形, 如图 4(a) 所示, 第一波峰的半宽度为  $58 \text{ fs}$ , 波谷的半宽度为  $56 \text{ fs}$ , 频率从  $1.8 \text{ THz}$  到  $5 \text{ THz}$ , 脉冲持续时间约为  $0.4 \text{ ps}$ . 而在观察点处的 THz 场辐射波形如图 4(b) 中所示, 脉冲半宽度为  $14.7 \text{ fs}$ , 而且没有出现明显的振荡现象. 值得注意的是, 这个结果与 Jeon 等<sup>[19]</sup>的实验结果很相似, 但是, 在文献 19 中, THz 脉冲的波峰半宽度约为  $300 \text{ fs}$ , 而且, 由于 THz 时域光谱系统的限制, 测试范围只能在  $0.2\text{—}3 \text{ THz}$  范围内, 从而可以推测, 在此范围之外有同样的现象存在. 相比之下, 利用低温生长的 GaAs 光电导天线产生的 THz 脉冲半宽度能接近  $40 \text{ fs}$ , 并且第一次实现了超宽带 THz 辐射<sup>[20]</sup>.

在对  $L = 60 \mu\text{m}$  (图 5(a) (b) 中) 的碳纳米管天线分析时, 发现辐射波形有一定程度的振荡, 即天线的带宽比较有限. 这可能是由于纳米管长度的增加, 导致电流在天线中多次反射而引起了辐射波形的振荡. 在文献 19, 20 的实验中没有出现这种现象.

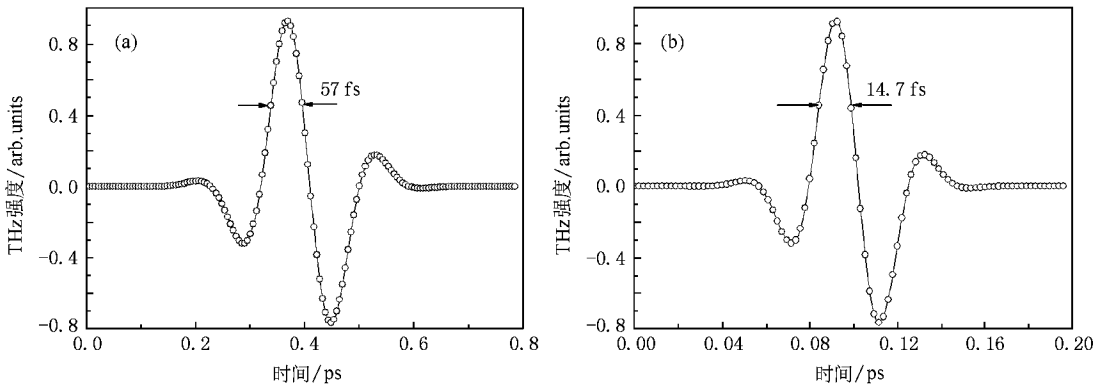


图 4  $L = 30 \mu\text{m}$  条件下时域 THz 脉冲 (a) 激励脉冲 (b) 观察点处脉冲

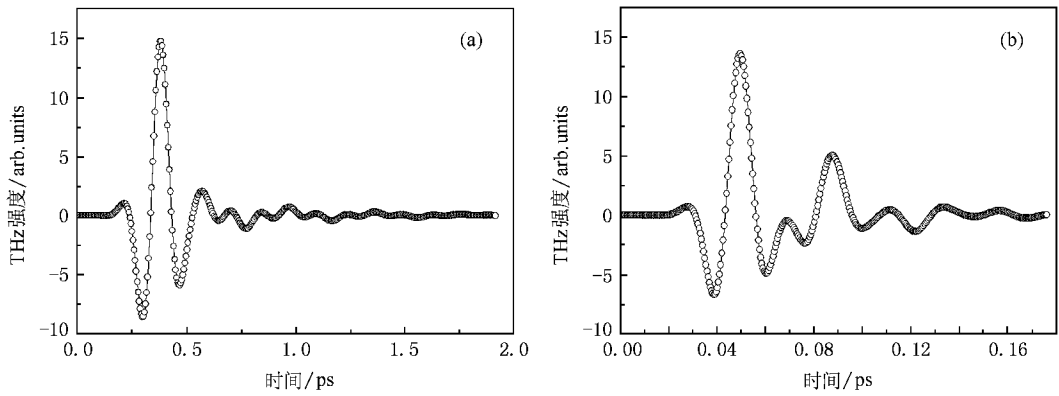


图5  $L = 60 \mu\text{m}$  条件下时域 THz 脉冲 (a) 激励脉冲 (b) 观察点处脉冲

### 3.2. 碳纳米管天线参数电磁仿真

利用 CST Microwave Studio 对半波长  $L = 60 \mu\text{m}$  的碳纳米管(半径为  $2.712 \text{ nm}$ )的回波损耗进行了数值模拟计算,得到如图 6(a)所示的结果.从模拟结果可以看到,该天线能够产生  $2.56 \text{ THz}$  的电磁辐射,且在匹配条件下,谐振为  $2.5 \text{ THz}$  的反射系数 ( $S_{11} < -10 \text{ dB}$ ) 带宽为  $2.46\text{--}2.67 \text{ THz}$  相对带宽为  $8.4\%$ ,与理论上预测的波段相吻合.而且,在  $S_{11} <$

$-10 \text{ dB}$  以下,出现了双谐振波段特性,即在  $7.67 \text{ THz}$  附近也出现了谐振,相对带宽为  $2.7\%$ .为了证实模拟结果的真实性和从理论上计算了同样条件下的天线导纳特性,从图 6(b)中可以看出,在两个黑圆点处出现频率共振现象,其共振点频率分别近似为  $2.5$  与  $7.6 \text{ THz}$ ,这与数值模拟结果相接近.从而验证了碳纳米管在  $1\text{--}10 \text{ THz}$  波段的辐射特性,进一步分析碳纳米管在  $0\text{--}1 \text{ THz}$  范围内的辐射特性,得到了同样的谐振现象.

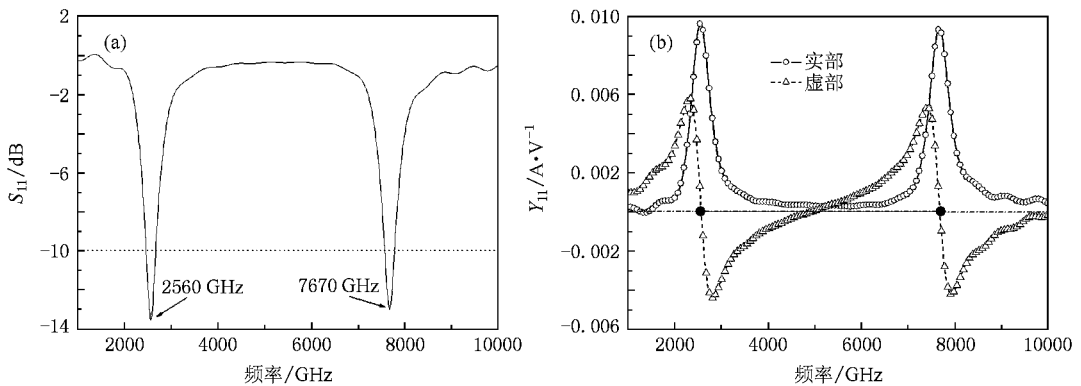


图6 (a)反射系数  $S_{11}$  与频率的关系和(b)导纳  $Y_{11}$  与频率的关系

在天线设计中,增益是衡量天线在特定方向上将输入功率转换成辐射强度的参量.不同于传统的金属天线,由于碳纳米管的半径在纳米量级,其辐射增益较低,通过数值仿真得到了单个碳纳米管的增益为  $0.598 \text{ dB}$ (图 7),为此,考虑碳纳米管天线阵的辐射特性.其  $10 \times 10$  阵列增益增加到  $10.30 \text{ dB}$ ,显

示出天线阵良好的方向性(图 8).

以上讨论没有考虑碳纳米管活性的影响,因为碳纳米管本身缺少活性基团.但是可以通过增加碳纳米管的表面活性剂来改善碳纳米管的性能,对于其如何影响天线的辐射特性是以后研究的关键问题之一.

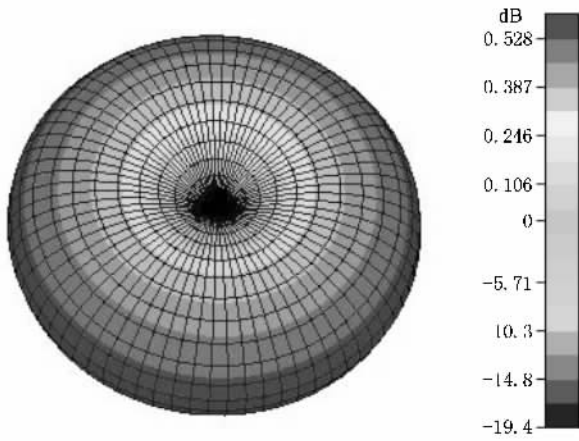
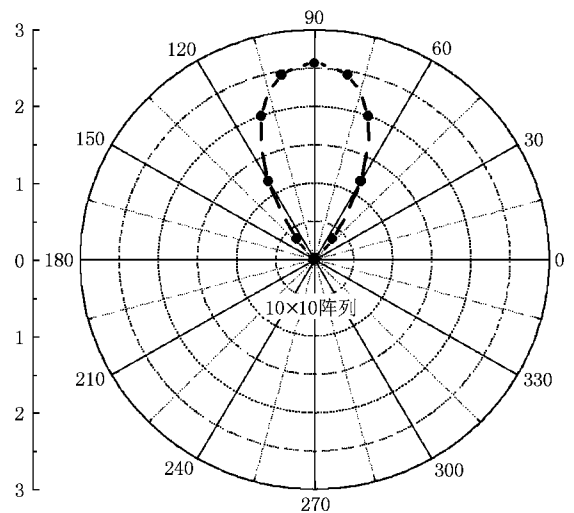


图7 单个碳纳米管的远场辐射分布

图8  $10 \times 10$  阵列天线的辐射方向图

## 4. 结 论

本文基于碳纳米管偶极天线结构特点建立了 Pocklington 积分方程,通过数值模拟与理论计算研究了碳纳米管 THz 波天线的辐射特性.结果表明,半径为 2.721 nm,长度分别为 30,60  $\mu\text{m}$  的纳米管能够产生高频 THz 电磁辐射,并且 60  $\mu\text{m}$  长的碳纳米

管天线在反射系数  $S_{11} < -10$  dB 以下出现双频带特性,其中心频率在 2.5 THz 与 7.6 THz 处的带宽分别为 8.4%、2.7%.与单个偶极天线增益(0.598 dB)相比,由碳纳米管组成的  $10 \times 10$  天线阵增益可达到 10.30 dB.研究结果对开发与设计碳纳米管在 THz 波段纳米器件的应用提供了一定的参考价值.

感谢 CST 公司为本课题提供的三维电磁仿真软件包.

- [1] Iijima S 1991 *Nature* **354** 56
- [2] Noriaki H, Shin-ichi S, Atsushi O 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1579
- [3] Mintmire J W, Dunlap B I, White C T 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 631
- [4] Dai H J, Wong E W, Lieber C M 1996 *Science* **272** 523
- [5] Li S, Yu Z, Yen S F, Tang W C, Burke P J 2004 *Nano Lett.* **4** 753
- [6] Ong K G, Zeng K, Grimes C A 2002 *IEEE Sensors J.* **2** 82
- [7] Sun J P, Zhang Z X, Hou S M, Zhao X Y, Shi Z J, Gu Z N, Liu W M, Xue Z Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1806 (in Chinese) [孙建平, 张兆祥, 侯士敏, 赵兴钰, 施祖进, 顾镇南, 刘惟敏, 薛增泉 2001 物理学报 **50** 1806]
- [8] Clifford J P, John D L, Castro L C, Pulfrey D L 2004 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **3** 281
- [9] Ma Y P, Shang X F, Gu Z Q, Li Z H, Wang M, Xu Y B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6701 (in Chinese) [马燕萍, 尚学府, 顾智企, 李振华, 王 淼, 徐亚伯 2007 物理学报 **56** 6701]
- [10] Sun J P, Wang T H 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2096 (in Chinese) [孙劲鹏, 王太宏 2002 物理学报 **51** 2096]
- [11] Wang Y, Kempa K, Kimball B, Benham G, Li W Z, Kempa T, Rybczynski J, Herczynski A, Ren Z F 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2607
- [12] Yu Z, Burke P J 2005 *Nano Lett.* **5** 1403
- [13] Jin H, Hanson G W 2006 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **5** 766
- [14] Sheng D L, Zhen Y, Christopher R, Burke P J 2004 *Nano Lett.* **4** 2003
- [15] Murakami H, Hirakawa M, Tanaka C, Yamakawa H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 1776
- [16] Han D L, Zhao Y L, Zhao H B, Song T F, Liang E J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5958 (in Chinese) [韩道丽, 赵元黎, 赵海波, 宋天福, 梁二军 2007 物理学报 **56** 5958]
- [17] Stutzman W L 1981 *Antenna Theory and Design* (New York: Wiley) p4
- [18] Balanis C A 1997 *Antenna Theory: Analysis and Design* (New York: Wiley) p8
- [19] Jeon T I, Son J H, Lee Y S, Lee J H 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 034316
- [20] Shen Y C, Upadhyaya P C, Linfield E H, Beere H E, Davies A G 2003 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3117

# Terahertz antenna based on the carbon nano-tube in the nano-scopic domain<sup>\*</sup>

Wang Yue<sup>1,2)</sup> Wu Qun<sup>1)†</sup> Shi Wei<sup>3)</sup> He Xun-Jun<sup>2)</sup> Yin Jing-Hua<sup>2)</sup>

<sup>1</sup> *School of Electronics and Information Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

<sup>2</sup> *Department of Electrical Science and Technology, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China*

<sup>3</sup> *Research Center of Ultrafast Optoelectronics Technology, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China*

( Received 22 June 2007 ; revised manuscript received 23 April 2008 )

## Abstract

A novel nano-antenna for the generation and applications of terahertz wave and the Pocklington's integral equation are proposed based on the carbon nanotube structure. The radiation characteristics of carbon nanotube antenna in terahertz range have been investigated by numerical simulation and theoretical computation. Both the numerical and analytical results demonstrate that the antenna with half wave length of  $60\ \mu\text{m}$  takes on the dual frequency properties at the center frequencies of 2.5 THz and 7.6 THz, with the corresponding  $-10\ \text{dB}$  return loss ( $S_{11}$ ) bandwidths of 8.4% and 2.7%, respectively. Compared with the gain of 0.598 dB of a single dipole antenna the maximum gain of a typical  $10 \times 10$  carbon nanotube antenna array is 10.30 dB. The results could be useful for the design of carbon nanotube antenna arrays for generating terahertz wave.

**Keywords** : terahertz wave , carbon nanotube , antenna , radiation source

**PACC** : 4110H , 6148

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60571026 , 10396160 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : qwu@hit.edu.cn