

碳纳米管束/介质界面表面波激发与传输特性

王 玥^{1,2}, 何雨霖², 张丽颖², 王 暄¹, 童一静², 吴 群³

- (1. 哈尔滨理工大学 工程电介质国家重点实验室培育基地, 黑龙江 哈尔滨 150080;
2. 哈尔滨理工大学 电子科学与技术系, 黑龙江 哈尔滨 150080;
3. 哈尔滨工业大学 航天学院, 黑龙江 哈尔滨 150080)

摘 要: 基于表面等离子体波产生的物理机理和其新颖特性, 设计出能够激发太赫兹表面等离子体波的一种圆柱体周期性光栅结构模型。通过研究周期性阵列结构中表面等离子体波的色散关系, 理论预测了表面等离子体波的共振频率, 并在仿真实验结果中得到验证。通过观察表面等离子体波电场的变化, 结合理论详细分析了界面处表面波随各因素的变化规律。研究表明, 垂直结构的碳纳米管束半径为 24 μm , 栅周期为 95 μm 时, 激发的表面等离子体波最强; 而对于水平结构, 半径为 25 μm , 栅周期为 120 μm 时, 所激发表面等离子体波最强。其研究结果对利用等离子体波探测 THz 信号和 THz 传感器的设计有重要指导意义。

关键词: 太赫兹波; 表面等离子体波; 碳纳米管; 表面光学

中图分类号: O436 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)11-3843-06

Excitation and transmission of surface plasmon polaritons at interface between carbon nanotube and dielectric

Wang Yue^{1,2}, He Yulin², Zhang Liying², Wang Xuan¹, Tong Yijing², Wu Qun³

- (1. State Key Laboratory Breeding Base of Dielectrics Engineering, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China;
2. Department of Electric Science and Technology, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China;
3. School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China)

Abstract: The physical mechanism of the surface plasmon polaritons was analyzed based on the electromagnetic theory of generating the surface plasma wave. Two periodic cylinder grating structure models were designed. By studying the dispersion relation of surface plasma wave in periodic array structure, the surface plasma wave resonance frequencies were predicted in theory, and tested in the simulation experiment results. Observing the change laws of SPPs electric field simulation, and combining with the theoretical analysis of the SPPs relations along with the change of various factors, all the parameters were optimized, and its transmission characteristics were studied. The results show that the

收稿日期: 2014-03-10; 修订日期: 2014-04-13

基金项目: 国家自然科学基金(61201075); 中国博士后面上项目(2012M511507); 黑龙江省教育厅青年骨干人才项目(1254G021); 黑龙江省电介质工程国家重点实验室培育基地前沿预研基金(DE2012B05); 哈尔滨理工大学青年拔尖创新人才培养计划资助课题(201302); 黑龙江省教育厅科学技术项目(12521110)

作者简介: 王玥(1979-), 男, 教授, 博士, 主要从事红外、太赫兹波段光电子技术方面的研究。Email: wsbte@126.com

electric field reaches the maximum value at $r=24\ \mu\text{m}$ and $a=95\ \mu\text{m}$ for vertical structure, at $r=25\ \mu\text{m}$ and $a=120\ \mu\text{m}$ for horizontal structure. This paper provides an important guide for detection of THz signal and design of THz sensor.

Key words: THz wave; surface plasmon polaritons; carbon nanotubes; optics at surfaces

0 引言

随着微/纳微型化技术的快速发展,以光电子学为基础的激光技术的诞生使得表面等离子体表现出了极大的应用潜力,尤其是在纳米光子器件、纳米芯片光电集成等领域^[1-3]。当有电磁波入射到导体/介质界面处时,导体表面的自由电子与入射光子相互作用,产生了在界面处传播的电子疏密波,即表面等离子体激元(SPPs),又叫表面等离子体波,它在导体/介质界面处场强最大,在垂直于界面方向呈指数衰减^[4-5]。

不同波段的 SPPs 在近场显微、传感器等领域有广泛应用^[6-7],而特定频域下的 SPPs 取决于导体的本征等离子频率。由于金属的自由电子浓度较大,因此,所激发的 SPPs 主要在可见光和紫外波段,而在 THz 频域金属导体对 SPPs 的限制是非常弱的^[8]。虽然通过各种不同微结构金属导体表面获得了 THz 波段伪 SPPs 的激发和传导^[9-12],但同时也存在以下问题:这种 SPPs 由于结构化金属表面的强烈限制而导致其强度大幅度衰减,从而严重限制 SPPs 的传输。因此,采用何种材料,如何增强 THz 波段 SPPs 的激发成为近年来国内外的研究热点。文中基于表面等离子体波的激发原理,建立了两种圆柱体的周期性光栅结构,并选用碳纳米管束作为栅结构导体材料,从而降低导体中载流子浓度,以实现 THz 频段的 SPPs 的激发和传输,并研究了 SPPs 随各参数的变化关系及其传输特性,为探索实现太赫兹波段表面等离子体波的激发与传播奠定了一定基础。

1 表面等离子体波结构模型的建立

1.1 垂直取向结构模型

以下两种周期结构的模型都是在厚度为 $100\ \mu\text{m}$ 的介质板上,以一定周期制作一层圆柱体结构的碳纳米管束,可以近似的看成一个整体,作为导体层。

图 1 中,碳纳米管束垂直生长在衬底之上。

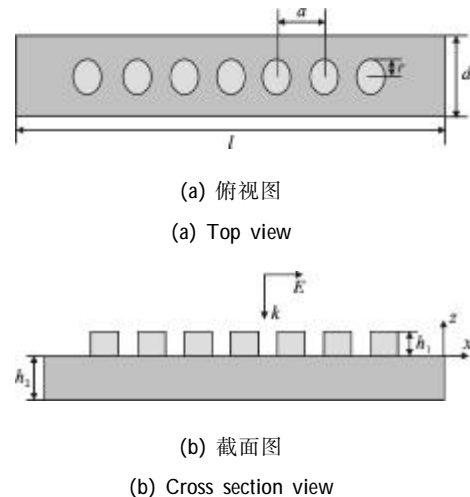


图 1 垂直结构示意图

Fig.1 Schematic diagram of vertical structure model

1.2 水平取向结构模型

碳纳米管束水平生长在衬底之上,其水平取向的结构模型及其几何参数如图 2 所示。

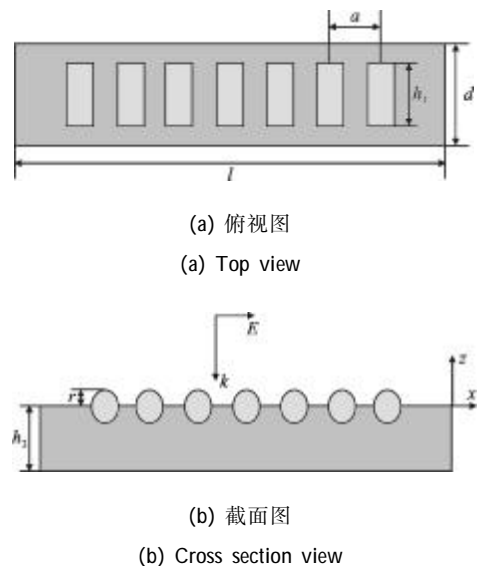


图 2 水平结构示意图

Fig.2 Schematic diagram of horizontally structure model

在图 1 与图 2 中, a 是周期, r 为碳纳米管束半径,介质衬底长度为 l ,宽为 d ,厚度为 h_2 , h_1 为碳纳

米管束的长度,为 60 μm。在上面两个图中所示的结构中,入射光沿 z 反方向,电场方向沿 x 方向,基于动量守恒原理,波矢为 $k_{sp} = \frac{2\pi}{\lambda}$ 的表面等离子波可以共振激发。文中采用有限积分数值方法分析了基于碳纳米管束的太赫兹表面等离子波的传输特性,其中碳纳米管束中纳米管的等效介电常数提取方法见参考文献[8]。

2 垂直取向结构表面等离子体波的特性研究

2.1 束半径及周期对 SPPs 电场的影响

为研究 SPPs 随束半径的变化规律,分别取 $r = 22 \mu\text{m}, 23 \mu\text{m}, \dots, 27 \mu\text{m}$ 这 6 个值进行分析,保持其他参数不变,得到结果如图 3 所示。由图 3 可以看出,当 $r = 24 \mu\text{m}$ 时,所激发的 SPPs 电场达到最大,当 $r < 24 \mu\text{m}$ 时,所激发的 SPPs 的电场强度随 r 的增大而增大;当 $r > 24 \mu\text{m}$ 时,所激发的 SPPs 的电场强度随 r 的增大而减小。从而得出半径 r 对 SPPs 强度有明显影响,且 $r = 24 \mu\text{m}$ 为最优参数。但共振峰频率基本不变,大约为 0.93 THz。

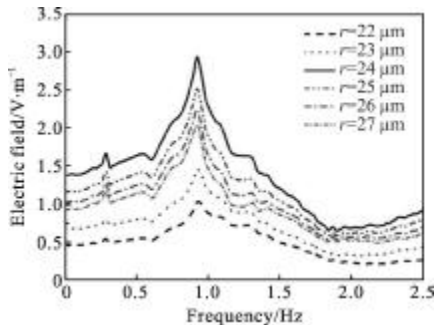


图 3 不同半径条件下 SPPs 电场的分布

Fig.3 Electric field distribution of SPPs in different radius

将碳纳米管束的介电常数及圆柱体阵列周期 $a = 95 \mu\text{m}$ 代入共振波长计算公式:

$$\lambda_{sp} = \frac{a}{\sqrt{m^2}} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1)$$

式中: λ_{sp} 为表面等离子波波长; ϵ_1 是碳纳米管束等效介电常数; ϵ_2 为介质介电常数。可得中心频率为 0.9 THz,与实验结果中共振峰对应的中心频率 0.93 THz 基本吻合。

图 4 显示了在不同阵列周期 $a = 91 \mu\text{m}, 93 \mu\text{m}, 95 \mu\text{m}, \dots, 103 \mu\text{m}$ 的情况下 SPPs 场分布结果。

由图 4 可以看出,随着 a 的增大,共振峰逐渐左

移,共振频率减小。这是因为,对于二维周期性结构,入射电磁波与表面等离子的耦合条件为 $\beta = q \pm mk_x \pm nk_y$, 这里 q 是入射电磁波在周期性结构平面的波矢分量, m 和 n 是整数, k_x 和 k_y 分别是二维等周期方阵的栅动量波矢,且有 $k_x = k_y = \frac{2\pi}{a}$ (a 是周期)。当 THz 波正入射时,有 $\beta = \pm m \frac{2\pi}{a}$ 。因此,表面等离子波的共振激发波长为公式(1)所示。当 a 增大时,共振波长 λ_{sp} 也随之增大,即共振频率会减小,与得出的结果完全吻合。另外,当 $a = 95 \mu\text{m}$ 时,所激发的 SPPs 的电场达到最大,当 $a < 95 \mu\text{m}$ 时,电场强度随着 a 的增大而增大;当 $a > 95 \mu\text{m}$ 时,电场强度随着 a 的增大而减小。所以 $a = 95 \mu\text{m}$ 为最优周期参数。

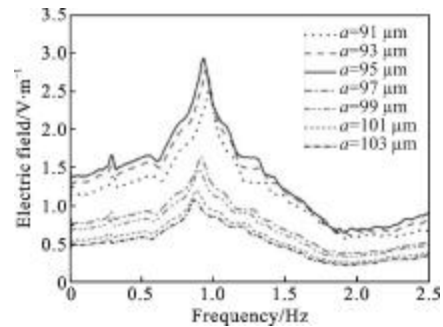


图 4 不同周期条件下 SPPs 电场的分布

Fig.4 Electric field distribution of SPPs in different period

2.2 不同介质材料对 SPPs 电场的影响

为了明确衬底材料的介电常数对 SPPs 的影响,这里分别取介电常数为 9.4 的氧化铝,介电常数为 11.9 的硅以及介电常数为 13 的 95 陶瓷作为衬底进行研究,得到的结果如图 5 所示。

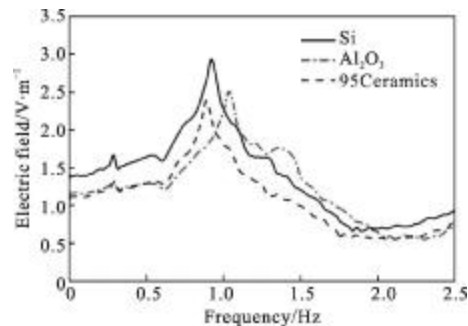


图 5 不同介质材料对 SPPs 电场的影响

Fig.5 Effect of the dielectric medium on electric field of SPPs

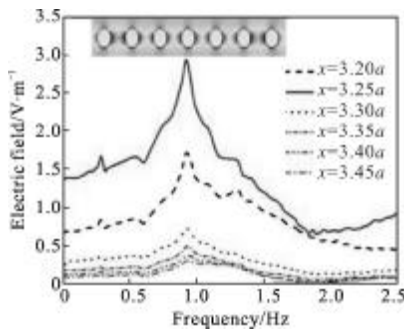
由图 5 可以看出,当其他参数不变,衬底材料变化时,所激发的 SPPs 电场会发生明显变化。随着介

电常数的增大,共振峰左移,即共振频率随衬底介电常数的增大而减小。由公式(1)可知,其他参数不变,仅衬底介电常数 ϵ_2 增加时,共振波长 λ_{sp} 会随之增加,即共振频率会随之减小,符合实验结果。

另外,容易看出用硅做衬底材料,所激发的 SPPs 电场强度最大,所以选择硅作为衬底材料。

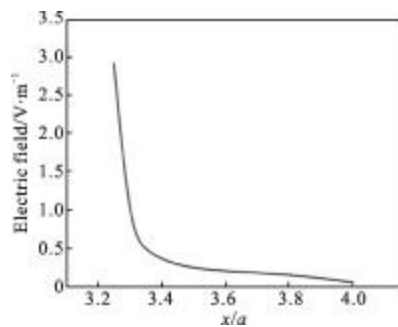
2.3 SPPs 沿界面的传输特性

为了便于分析界面处 SPPs 的传输特性,为此分别在 SPPs 波的传播方向上不同位置 $x=3.20a, 3.25a, \dots, 3.45a$ 处设置观察点进行研究。周期型结构到 $x=3a$ 处截止,后面不再有周期性的圆柱体阵列激发结构,所以在此处设置探针,可观测 SPPs 的传输特性,得到结果如图 6 所示。



(a) 沿 x 方向界面传输特性

(a) Transmission properties along x direction



(b) 沿 x 方向的 SPPs 幅值变化($f=0.93$ THz)

(b) Amplitude of SPPs along x direction($f=0.93$ THz)

图 6 垂直取向结构所激发的 SPPs 的传输特性

Fig.6 Transmission properties of SPPs for vertical structure model

由图 6(a)可以看出,SPPs 电场在 x 方向的不同位置,其幅度大小不同,在碳纳米管束阵列边缘处场强最大(由于 $3.2a$ 位置处于周期结构边缘,因此其幅度变化没有规律)。从图 6(b)看出 SPPs 在界面处沿 x 方向传播时,强度呈指数形式衰减,在大约 $4.05a$ 的位置衰减到零,因此,可以得到垂直取向结构所激发

的 SPPs 在碳纳米管束/介质界面传输距离约为 $L=4.05a-3.25a=0.8a=75 \mu\text{m}$ 。

3 水平取向结构模型的特性

3.1 束半径和周期对 SPPs 电场的影响

为研究在图 2 中所示结构的碳纳米管束半径对 SPPs 的影响,分别取 $r=24 \mu\text{m}, 25 \mu\text{m}, \dots, 30 \mu\text{m}$, 并保持其他参数不变,其结果如图 7 所示。

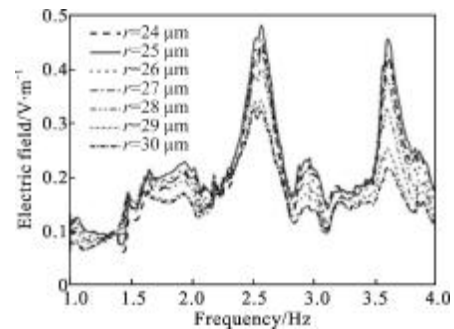


图 7 不同圆柱体半径对 SPPs 电场的影响

Fig.7 Electric field distribution of SPPs in different radius

由图 7 可以看出,在 1~4 THz 频段内,出现两个共振峰,由公式(1)计算得出次峰与主峰应相差 $\sqrt{2}$ 倍。主峰频率值约为 2.55 THz,次峰峰值频率位于 $2.55 \times \sqrt{2} \approx 3.61$ THz,这与实验结果图中次峰位置基本相同,理论与实验结果完全吻合。

容易看出,当 $r=25 \mu\text{m}$ 时,所激发的 SPPs 电场强度达到最大,当 $r < 25 \mu\text{m}$ 时,随着 r 的减小,所激发的 SPPs 电场越来越小;当 $r > 25 \mu\text{m}$ 时,所激发的 SPPs 的电场强度随 r 的增大而减小。从而得出几何参数 r 对 SPPs 的电场有明显影响,且 $r=25 \mu\text{m}$ 为最优参数。共振频率基本不变,主次峰共振频率分别约为 2.55 THz 和 3.62 THz,与理论计算基本吻合。

对于水平结构,阵列周期 $a=105 \mu\text{m}, 110 \mu\text{m}, \dots, 125 \mu\text{m}$ 对 SPPs 的影响如图 8 所示。由图 8 可以看出,随着周期 a 的增大,共振峰均逐渐向左移动,其共振频率减小,与垂直取向结构的周期 a 对 SPPs 的影响类似。同理,由公式(1)得:当 a 增大时,共振波长 λ_{sp} 也随之增大,即共振频率随之减小,共振峰左移,与得出的结果吻合。

另外,当 $a=120 \mu\text{m}$ 时,所激发的 SPPs 强度达到最大,当 $a < 120 \mu\text{m}$ 时,随着周期 a 的减小,电场强度逐渐减小;当 $a > 120 \mu\text{m}$ 时,电场强度随着周期 a 的

增大而减小。所以 $a=120\ \mu\text{m}$ 为水平取向结构的最优周期参数。

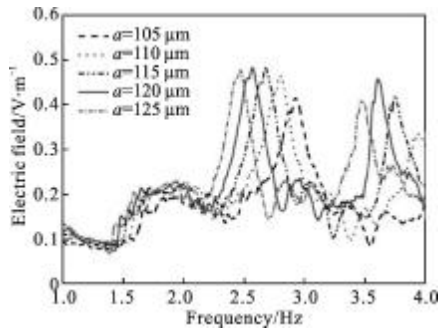


图 8 不同阵列周期对 SPPs 电场的影响

Fig.8 Electric field distribution of SPPs in different periods

3.2 不同介质材料对 SPPs 电场的影响

为了对比两种结构下 SPPs 特性,这里同样选取介电常数为 9.4 的氧化铝,介电常数为 11.9 的硅以及介电常数为 13 的 95 陶瓷作为衬底进行研究,得到结果如图 9 所示。由图 9 可以看出,其他参数不变,衬底介质材料变化时,所激发的 SPPs 电场会发生一定的变化。对于此结构,介质材料的变化对峰值位置及振幅影响并不大,其电场变化并不明显。可能是由于此结构中以碳纳米管束作为材料的圆柱体结构有一半嵌入衬底中的缘故,而导致所激发的 SPPs 的电场随衬底介质材料的变化并不是很明显。另外,由图 9 结果仍然可以看出,用硅做衬底材料,所激发的 SPPs 电场强度相对较大,所以,选择硅作为衬底介质材料比较合适。

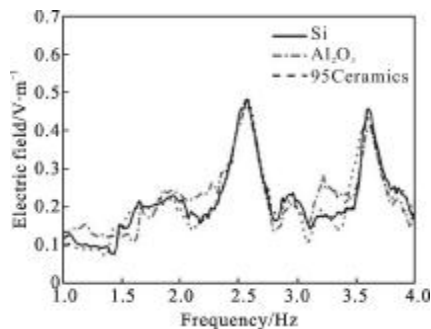


图 9 不同介质材料对 SPPs 电场的影响

Fig.9 Effect of the dielectric medium on electric field of SPPs

3.3 SPPs 的传输特性

图 10 为水平结构时 SPPs 沿着表面传输的结果,从图中可以看出,SPPs 可在界面处沿 x 方向传播,在周期性圆柱结构附近加强,在圆柱体阵列左右

两侧边缘四角处场强最大,且场强衰减较慢,与图 6(a)中垂直结构的结果相比,其传输距离更远。

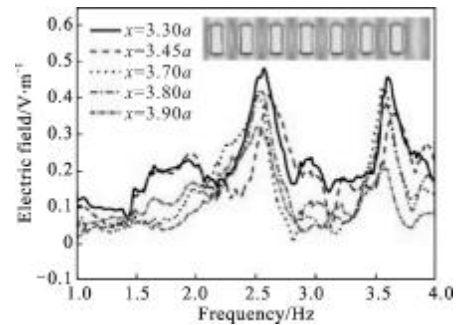


图 10 沿 x 方向界面传输特性

Fig.10 Transmission properties along x direction

4 结 论

文中基于表面等离子体波的激发原理,建立了以碳纳米管为导体材料的两种周期性圆柱体表面波激发结构模型,分析了 SPPs 随各参数的变化规律及传输特性。结果表明,在同一结构下改变圆柱体半径、周期以及衬底材料时,均对 SPPs 的电场有一定影响。表面波在碳纳米管/介质界面处的共振频率与周期成反比,并在一定范围内随衬底介质材料的介电常数的增大而减小。另外,圆柱体半径变化只引起振幅变化,共振频率基本不变。并且,对于垂直取向结构,当 $r=24\ \mu\text{m}$, $a=95\ \mu\text{m}$ 时,界面处 SPPs 强度最大,而水平取向结构当 $r=25\ \mu\text{m}$, $a=120\ \mu\text{m}$ 时, SPPs 场强达到最大。在有效传播范围内, SPPs 电场在圆柱体周期性结构边缘最大,并在界面处沿 x 方向传播,且逐渐衰减。其中,垂直取向结构所激发的 SPPs 衰减较快,传输距离约为 $75\ \mu\text{m}$,而水平取向传输距离较长。

参考文献:

- [1] Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale imensions[J]. Science, 2006, 311(5758): 189-193.
- [2] Verhagen E, Kuipers L, Polman A. Enhanced nonlinear optical effects with a tapered plasmonic waveguide[J]. Nano Lett, 2007, 7(2): 334-337.
- [3] Zhang C L, Hu Ying, Shen J L, et al. Terahertz coherent tomography [J]. Infrared and Laser Engineering, 2004, 34 (2): 204-208. (in Chinese)
- [4] Williams C R, Andrews S R, Maier S A, et al. Highly

- confined guiding of THz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces [J]. *Nat Photonics*, 2008, 2: 175-179.
- [5] West P R, Ishii S, Naik G V, et al. Searching for better plasmonic materials[J]. *Laser Photonics Rev*, 2010, 6: 795-808.
- [6] Lal S, Link S, Halas N J. Nano-optics from sensing to waveguiding[J]. *Nat Photonics*, 2007, 1(11): 641-648.
- [7] Tomasz J A, Piotr W, Tomasz S. Performance of scanning near-field optical microscope probes with single groove and various metal coatings [J]. *Plasmonics*, 2011, 6: 11-18.
- [8] Ghoshal A, Kik P G. Excitation of propagating surface plasmons by a periodic nanoparticle array: trade-off between particle-induced near-field excitation and damping [J]. *Appl Phys Lett*, 2009, 94: 251102.
- [9] Williams C R, Andrews S R, Maier S A, et al. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces [J]. *Nat Photonics*, 2008, 2 (3): 175-179.
- [10] Williams C R, Misra M, Andrews S R, et al. Dual band terahertz waveguiding on a planar metal surface patterned with annular holes[J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(1): 011101.
- [11] Fernández-Domínguez A I, Moreno E, Martín-Moreno L, et al. Terahertz wedge plasmon polaritons [J]. *Opt Lett*, 2009, 34(13): 2063-2065.
- [12] Zhu S Y, Zhang M, Shen J L. Terahertz fingerprint spectra of sulbenicillin, sultamicillin, mezlocillin, and ticarcillin [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(3): 626-629. (in Chinese)