

基于太阳能收集的宽频螺旋纳米天线设计

徐志超, 李 娜*, 段宝岩

西安电子科技大学电子装备结构设计教育部重点实验室, 陕西 西安 710071

摘要 基于光的波动性,提出了一种用于太阳能收集的螺旋纳米天线结构,并利用时域有限差分法对其进行分析。该天线结构由两个共面的阿基米德螺旋臂及基底介质组成,分析了天线的辐射效率和极化特性。新的螺旋纳米天线在 400~1600 nm 的波长范围内(占太阳总能量的 85%)可获得高达 74.49% 的总辐射效率,高于先前学者提出的偶极子天线结构。同时,对于不同方向入射的线极化平面波,螺旋天线馈电间隙处可获得同等量级的局域电场增强,表明该天线能够兼顾太阳光的任意极化特性。

关键词 物理光学; 螺旋纳米天线; 时域有限差分法; 辐射效率; 极化特性

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0826003

Design of Broadband Spiral Nanoantenna Based on Solar Energy Harvesting

Xu Zhichao, Li Na, Duan Baoyan

*Key Laboratory of Electronic Equipment Structure Design of Ministry of Education,
Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China*

Abstract Based on the fluctuation of light, a spiral nanoantenna structure for solar energy harvesting is proposed and analyzed using finite difference time-domain method. The nanoantenna structure consists of two coplanar Archimedes spiral arms and a substrate layer as supporting. The radiation efficiency and polarization characteristics of the nanoantenna are analyzed. The new spiral nanoantenna achieves a total radiation efficiency of 74.49% within the wavelength range from 400 nm to 1600 nm (takes up 85% of the total solar energy), which is higher than that of dipole antenna structure proposed by previous researchers. Meanwhile, for linearly polarized plane waves from different directions, local electric field enhancement with the same level at the spiral antenna feed gap can be obtained, which indicates that the antenna can process arbitrary polarization characteristics of sunlight.

Key words physical physics; spiral nanoantenna; finite difference time-domain method; radiation efficiency; polarization characteristics

OCIS codes 260.2110; 260.3090; 260.5430

1 引 言

在过去的几个世纪里,化石能源为人类社会带来巨大利益的同时,也带来了严重的生态环境问题,可再生能源已成为人类社会的必然选择。而太阳能在潜力以及普遍性上远远优于其他可再生能源。太阳的能量源自其内部持续的核聚变,太阳频谱主要由三部分组成:紫外线(1~400 nm),占太阳总能量的 9%;可见光(400~700 nm),约占 39%;其余为红外线^[1]。传统的太阳能收集是基于光生伏特效应的 p-n 结太阳能电池,其本质是利用光的粒子性。自太阳能电池诞生以来,尽管经历了几十年的发展,其效率并没有太多的提

收稿日期: 2017-03-16; 收到修改稿日期: 2017-05-03

基金项目: 国家自然科学基金(51490661)

作者简介: 徐志超(1990—),男,硕士研究生,主要从事纳米天线方面的研究。E-mail: xuzhichaoph@163.com

导师简介: 段宝岩(1955—),男,博士,教授,中国工程院院士,主要从事电子装备机电耦合方面的研究。

E-mail: byduan@xidian.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: lina@mail.xidian.edu.cn

升,单节太阳能电池在不聚光的情况下存在 31% 的极限效率——Shockley-Queisser(S-Q)极限^[2],其根本原因是太阳能电池受半导体禁带宽度的限制^[3],无法充分利用整个太阳光谱。

近年来,出现了另一种新的概念,根据爱因斯坦提出的波粒二象性,利用光的波动性,将光当作电磁波并利用天线予以接收^[4]。纳米整流天线太阳能电池由纳米天线及整流二极管组成,入射的电磁辐射能够在纳米天线中产生一个随时间而改变的高频交流电,再通过整流二极管将高频交流电转化为直流电从而能被外加负载使用。研究者发现理论上其能够获得大于 85% 甚至 90% 的光能量收集效率^[5]。纳米整流天线太阳能电池的概念最早是由 Bailey^[6]于 1972 年提出的。1984 年 Marks^[7]提出了一种基于亚微米交叉偶极子天线阵和全波整流器的新型结构。然而由于受到当时纳米技术的制约,人们无法对其进行概念验证。

纳米整流天线太阳能电池的转换效率包括天线接收效率、天线与二极管之间的阻抗匹配效率以及整流效率。下面主要对天线接收效率进行研究。根据天线互易性定理^[8],天线接收效率即为天线的辐射效率。Vandenbosch 等^[9]首先研究了置于基底介质上的 5 种金属材料的 250 nm 偶极子天线,仿真结果给出了波长在 400~1400 nm 范围 5 种金属材料的天线总辐射效率:银 61.6%、铝 50.3%、金 34.3%、铜 29.5%、铬 9.4%,银展现出最高的辐射效率。而后,出现了花型偶极子天线,其总辐射效率较 Vandenbosch 等提出的金偶极子提高了 32.7%^[10]。上述研究中提出的天线都是线极化的,而太阳光是任意极化的^[11],因此它们接收的太阳功率密度将减半^[12]。在射频段,螺旋天线被认为是与极化无关的宽频天线^[13]。由于这些特点,已有研究者将螺旋天线应用于太阳能的收集^[14]。但大部分的研究集中于近红外频段^[3,5,15-18],并没有真实地覆盖整个太阳光谱,而且研究主要集中在该类天线的近场特性——由表面等离激元(SPPs)^[19]导致的单个螺旋单元间隙处的电场增强效应^[16-17]或几个耦合的螺旋单元间的电场增强效应^[18],而辐射效率在红外光学能量收集领域是一个重要的参数^[9],鲜有研究者对工作在太阳光频段的螺旋纳米天线的辐射效率进行研究。本文设计了一种工作波长为 400~1600 nm(该频段包含了 85% 的太阳辐射能量)的用于收集太阳能的阿基米德螺旋天线结构,分析了其辐射效率及极化特性。并通过时域有限差分(FDTD)法研究了天线的几何参数、介质厚度对辐射效率的影响。研究表明,该天线结构获得高达 74.49% 的总辐射效率,同时通过近场电场增强效应的分析,发现该天线结构能够满足太阳光的任意极化的要求,从而一定程度上克服了前人提出的线极化纳米天线的缺点。

2 基本原理

对于一个处在非均匀环境中的原子发生偶极跃迁,从量子力学的角度只能通过辐射衰减率表达,其可以与处在均匀环境中的经典偶极子功率的辐射建立联系^[20]:

$$\frac{\Gamma_r}{\Gamma_r^0} = \frac{P_r}{P_0}, \quad (1)$$

式中 Γ_r 和 P_r 为不均匀环境的衰减率与辐射的功率(偶极子源附近有纳米天线), Γ_r^0 和 P_0 为均匀环境下的衰减率和辐射功率(无天线)。(1)式的左侧为量子力学的自发辐射,右侧为对应偶极辐射的经典形式。因此理论上,非均匀环境中的衰减率可以通过经典的电动力学方程计算获得,FDTD 法已经被应用于计算单点偶极子源的发射^[21-23],此方法亦能够计算纳米天线周围的电磁场的分布以及吸收与散射截面。

考虑一个点光源作为发射源置于螺旋纳米天线的间隙处,在 FDTD 方法中可以通过使用经典的点偶极子源代替光源实现。同时,FDTD 方法能够在一次模拟中将一个短脉冲的响应通过傅里叶变换得到一个宽频响应的响应。当在纳米天线间隙放置发射源时,纳米天线在某一波长的辐射效率可以用辐射到远场的功率与偶极子源发射的总功率的比值来表征,即:

$$\eta^i = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_i} = \frac{P_r}{P_i}, \quad (2)$$

式中 P_r 由通过积分包围纳米天线及偶极源闭合表面的坡印廷矢量获得, P_i 为只包含偶极源闭合表面的坡印廷矢量的积分^[21-22]。 Γ_r 为辐射衰减率, $\Gamma_i = \Gamma_r + \Gamma_{nr}$,其中 Γ_{nr} 为非辐射衰减率^[23],即被金属纳米天线本身吸收的功率,是由光频金属的介电系数的虚部决定的^[24]。基于文献^[9]的结论,天线材料选择金属银,其介电常数通过 Johnson 等^[25]的实验值拟合得到。仿真基于 FDTD 方法,仿真区域为 2000 nm×2000 nm;利

用一个置于螺旋间隙处的偶极子光源作为激励;边界条件采用完美吸收边界以截断计算域及避免杂散反射,网格设置为1 nm。纳米整流天线如图 1 所示。

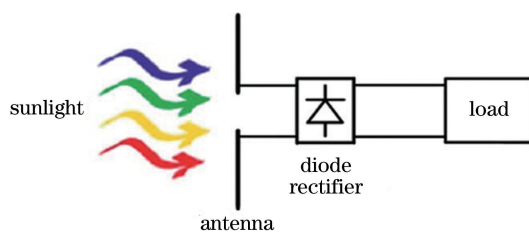


图 1 纳米整流天线与负载框图

Fig. 1 Block diagram of nanorectenna and load

天线在一定波长范围内总的辐射效率为^[9]

$$\eta^{\text{tot}} = \frac{\int_{\lambda_L}^{\lambda_U} P(\lambda, T) \times \eta^r(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_L}^{\lambda_U} P(\lambda, T) d\lambda}, \quad (3)$$

式中 λ 为波长, λ_L 、 λ_U 为波长的下限和上限, P 为普朗克黑体辐射, 普朗克定律为:

$$P(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \times \frac{1}{\exp[hc(\lambda kT)] - 1}, \quad (4)$$

式中 T 、 h 、 c 和 k 分别为黑体的绝对温度(单位为 K)、普朗克常数($6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$)、真空中的光速($3 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)和玻尔兹曼常数($1.38 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}$)。

3 分析与讨论

3.1 天线几何参数

分析在 400~1600 nm 波长范围内螺旋纳米天线(置于真空)的结构参数对辐射效率及工作波长范围内的总辐射效率的影响。为了说明仿真结果的正确性,基于上述理论计算了 250 nm 的金偶极子天线的辐射效率,并将该结果与文献[9]中利用矩量法(MOM)计算的结果进行比较,如图 2 所示。从图中可以看出两种方法的结果吻合,二者的误差在 2%以内。采用阿基米德螺旋天线来收集太阳能,如图 3 所示,螺旋纳米天线由两个共面的阿基米德螺旋臂组成,每一个螺旋臂为一环,参照文献[9],初始的臂高 $H=40 \text{ nm}$ 、臂宽 $W=40 \text{ nm}$,两臂之间的间隙 G 与 W 相等,即所谓的自补结构。偶极发射源产生的电场幅度正比于 $1/R^3$ (R 为空间任意点到偶极发射源的距离),因此螺旋馈电间隙增大,发射源与天线模式之间的耦合将变弱^[26]。计算中,螺旋馈电间隙距离 $2r_0$ 设为 20 nm。

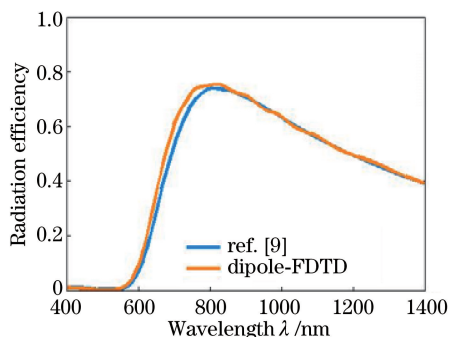


图 2 FDTD 法与 MOM 结果对比

Fig. 2 Results comparison between FDTD method and MOM result

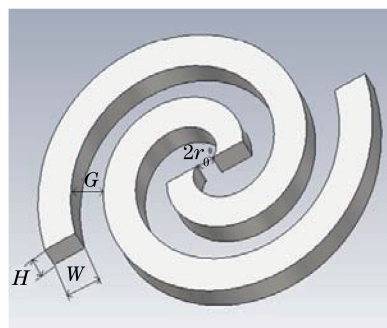


图 3 螺旋纳米天线三维结构

Fig. 3 Three-dimensional structure of the spiral nanoantenna

3.1.1 环数对辐射效率的影响

针对不同环数 N 的螺旋纳米天线,其辐射效率随波长的变化及总辐射效率的变化如图 4 所示。从图中

可以看出,螺旋天线在光频依然保持宽频特性。尽管随着螺旋环数的增加,总辐射效率有所提高,但是并没有大幅度提高。辐射效率只在波长 800 nm 附近有明显的改变,说明多环有利于此处产生谐振,使得辐射效率增大。而随着环数的增加,辐射效率在 400~600 nm 波长范围内基本保持不变。总辐射效率提升不大的原因是馈电点激励起的表面等离子模在金属-空气界面传播时存在损耗,只能传播有限的距离,因此光频天线的响应波长比射频天线的响应波长要短,即尺寸缩减效应^[27]。

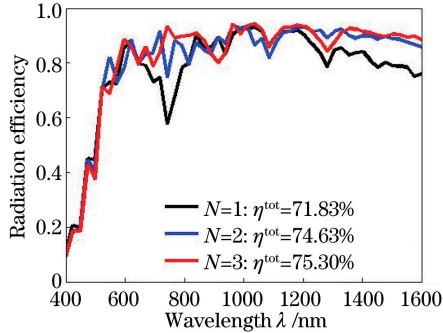


图 4 不同环数的螺旋纳米天线的辐射效率随波长的变化及纳米天线的总效率

Fig. 4 Radiation efficiency of the spiral nanoantenna with different numbers of ring as a function of wavelength and the total efficiency of the nanoantenna

在不考虑整流效率的情况下,根据弗利斯方程,天线系统的总接收效率为

$$\eta^{\text{antenna}} = \frac{\int_{\lambda_L}^{\lambda_U} P(\lambda, T) \frac{\lambda^2 D}{4\pi} \eta^r(\lambda) \eta^m(\lambda) d\lambda}{A_{\text{phy}} \int_{\lambda_L}^{\lambda_U} P(\lambda, T) d\lambda}, \quad (5)$$

式中 D 为天线的方向性系数, $\eta^r(\lambda)$ 和 $\eta^m(\lambda)$ 分别为天线的辐射效率和阻抗匹配效率, A_{phy} 为天线的几何面积, $P(\lambda, T)$ 为普朗克黑体辐射。从方程中可以看出,天线的几何面积对天线的总效率产生重要的影响,而环数每增加一环,天线的几何面积将增加三倍,总效率下降三倍。宽频天线方向性系数变化不大,假设天线的方向性系数为定值,此时天线的有效面积 $\lambda^2 D/4\pi$ 就只与波长有关,它表示从电磁波的角度来说天线的接收能力。因此针对每一个波长定义参数 q 为天线的最大有效面积与天线几何面积的比值:

$$q = \frac{\lambda^2 D/(4\pi)}{A_{\text{phy}}}, \quad (6)$$

在不考虑阻抗匹配的情况下, q 用来平衡辐射效率与螺旋天线的几何尺寸,即在获得高辐射效率的同时使天线尺寸尽可能小,这将有利于提高天线系统的总效率。例如 $N=2$ 时,虽然天线的辐射效率有所提高,但天线的几何面积却增加了三倍之多,而天线的辐射效率却很难提高三倍。因此为避免天线几何口径的浪费,最终选择 $N=1$ 。

3.1.2 宽度对辐射效率的影响

下面研究不同天线臂宽度 W 对螺旋纳米天线辐射效率的影响。保持其他参数不变,改变螺旋纳米天线臂宽度 W 从 20 nm 增加到 60 nm(步长为 10 nm),为了不破坏螺旋天线的自补结构形式,两臂之间的间距 G 也同时改变,即保持 $G=W$ 。从图 5 中可以看出,天线臂宽度对辐射效率的影响十分明显。由普朗克黑体辐射定律可知,波长 $\lambda=500$ nm 是太阳频谱的峰值功率所在的位置,随着 W 的增大,纳米螺旋天线的辐射效率在 400~600 nm 的波长范围内有所降低,而在 600~1600 nm 的波段辐射效率有明显提高,说明 W 的增加使得天线在此波段更好地谐振,从而向远区辐射更多的能量。在 $W=60$ nm 时,在 1000~1600 nm 的波长范围内天线的辐射效率达到 90% 以上,表明加宽天线臂将导致天线的谐振出现红移现象。从总辐射效率来看,天线的臂宽与总辐射效率并非线性关系。尽管 $W=60$ nm 的天线比 $W=40$ nm 的天线的总效率高 0.1%,但是考虑到 q 值的影响,天线臂的宽度选取 40 nm。

3.1.3 天线臂高度对辐射效率的影响

下面研究不同天线臂高度 H 对螺旋纳米天线辐射效率的影响。保持其他参数不变,令天线的高度 H

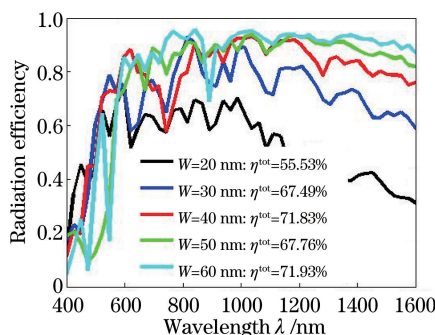


图 5 不同臂宽度的螺旋纳米天线的辐射效率随波长的变化及纳米天线的总效率

Fig. 5 Radiation efficiency of the spiral nanoantenna with different widths of arm as a function of wavelength and the total efficiency of the nanoantenna

从 30 nm 增加到 70 nm, 计算得到不同天线臂高度的天线的辐射效率的变化曲线如图 6 所示, 随着 H 的增加, 天线的辐射效率在 500~1000 nm 的短波长范围内呈现上升趋势, 但在 1000~1600 nm 的波段天线的辐射效率变化不大, 分析其原因为: 根据等离激元在金属中的传播深度 $\delta_m = \frac{1}{k_0} \sqrt{\text{Re}\left(\frac{\epsilon_r + \epsilon_d}{\epsilon_r^2}\right)}$, 式中 k_0 、 ϵ_r 、 ϵ_d 分

别为真空传播常数、金属介电常数实部、介质(空气)的介电常数, 而金属银光频复介电常数的实部为负值, 同时短波长的介电常数虚部值的绝对值更大^[25], 因此金属银中的透射深度在短波长更大, 增加天线臂高度有利于短波长的谐振。纳米天线的总辐射效率随着天线臂高度的增加先增大后减小, $H = 60$ nm 时获得高的总辐射效率, 由于天线臂高度不影响天线的几何面积, 因此选取 $H = 60$ nm。

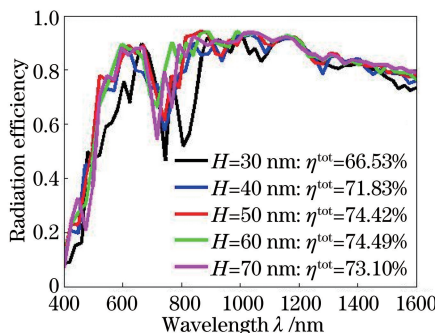


图 6 不同臂高度的螺旋纳米天线的辐射效率随波长的变化及纳米天线的总效率

Fig. 6 Radiation efficiency of the spiral nanoantenna with different heights of arm as a function of wavelength and the total efficiency of the nanoantenna

3.2 介质上的天线辐射效率

通常情况下, 为了制造方便, 设计的螺旋纳米天线应放在起支撑作用的介质上, 如图 7 所示, 蓝色为介质, 一般为硅或二氧化硅, 取介质的介电常数 $\epsilon_d = 2.25$, 其上放置阿基米德螺旋纳米天线。由上述分析确定天线参数: $N = 1$ 、 $W = 40$ nm、 $G = 40$ nm、 $H = 60$ nm, 根据上述的分析获得真空中天线的总辐射效率为 74.49%。接下来, 介质的厚度 S 将作为影响因素来研究天线的辐射效率随波长的变化及整个工作波长内的总辐射效率, 计算结果如图 8 所示。从图中可以看出, 有介质的情况下天线的辐射效率明显比无介质情况低, 这是由于电磁波在介质界面的反射使得更多的能量损失在材料中, 从而导致有介质时辐射效率下降。随着介质厚度的增加, 天线的总辐射效率先下降; 而对于更厚的介质层, 总辐射效率将逐渐上升, 此现象与文献[9]分析的纳米偶极子天线的结果是一致的, 若介质厚度趋向无限大, 天线的总辐射效率理论上应与置于真空中的天线的总效率值相同。由于仿真条件的限制, 本研究并没有将介质设置为无限厚。在制造纳米天线时, 介质层的厚度是远远大于光频波长的, 因此更厚的介质也符合实际情况。

最后以地表太阳辐射谱线为基础给出只考虑天线接收效率时, 螺旋纳米天线对太阳光各波长的吸收情况, 如图 9 所示。

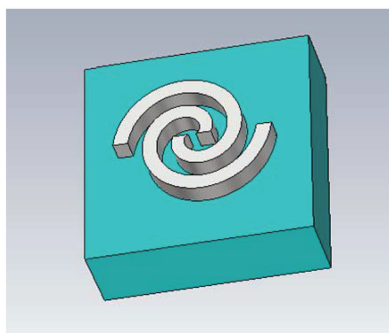


图 7 带介质的三维螺旋纳米天线
Fig. 7 Three-dimensional spiral nanoantenna with substrate

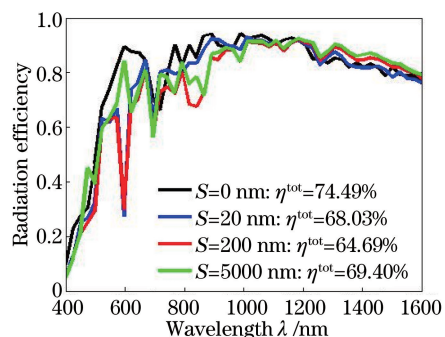


图 8 不同介质厚度的螺旋纳米天线的辐射效率随波长的变化及纳米天线的总效率
Fig. 8 Radiation efficiency of the spiral nanoantenna with different substrate thicknesses as a function of wavelength and the total efficiency of the nanoantenna

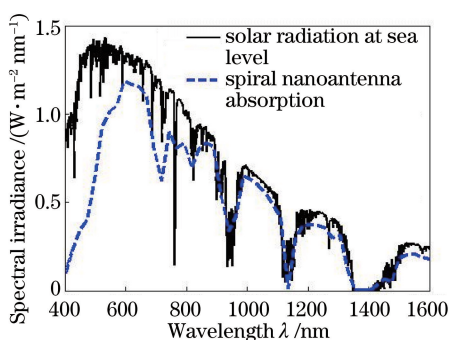


图 9 螺旋纳米天线对不同波长太阳光的吸收
Fig. 9 Absorption of spiral nanoantenna to sunlight with different wavelengths

3.3 极化验证

为说明设计的螺旋纳米天线能够接收任意极化的太阳光,通过近场增强效应来研究阿基米德纳米螺旋天线的极化特性^[16-17],在螺旋纳米天线间隙处设置探针,用来记录天线的电场强度。天线由入射电场强度为 $1 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ 的线极化平面波激励,不同极化方向的线极化入射波: x 轴极化、与 x 轴成 45° 夹角极化、 y 轴极化,获得的螺旋纳米天线间隙处的电场强度随波长的变化情况如图 10 所示。从图中可以看出,在 $400 \sim 1000 \text{ nm}$ 的波长范围内纳米螺旋天线对极化是相对不敏感的,只在长波段 x 轴极化与 y 轴极化的差别相对大一些,而偶极子线极化天线只能接收臂长方向极化的平面波,因此螺旋纳米天线适合用来收集任意极化的太阳光。图 11 给出了由三个不同极化方向的入射波激励,螺旋纳米天线在波长 $\lambda = 800 \text{ nm}$ 时的电场剖面图。从图中可以看出,天线间隙处获得最大的电场强度,由于金属材料在可见光波段和远红外波段下的介电

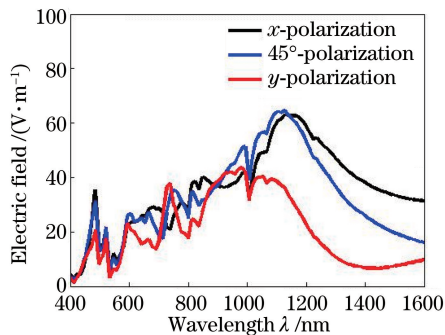


图 10 不同极化方向螺旋纳米天线的响应
Fig. 10 Response of spiral nanoantenna at different polarization directions

常数实部为负数,当光照射在金属与介质界面时金属表面的自由电子在电场的作用下将产生振荡,一旦自由电子的振荡频率和入射电磁波的频率一致时就会产生共振,金属界面上会产生局域表面等离子激元^[28],使得电荷聚集于螺旋纳米天线的间隙尖端处^[29],从而形成局域场增强。所以纳米天线一样可以像射频天线实现自由辐射的光频电磁波与局域场的转换;而且三个不同极化方向获得的间隙处电场的增强值分别为 14.5、18.2、19.6,处于同等量级。说明相对射频螺旋天线来说,光频螺旋纳米天线依然有一定的与极化无关的特性,适用于接收任意极化的太阳光,相比于文献[9]提出的线极化的偶极子纳米天线只能接受一半太阳功率密度的窘境,螺旋纳米天线在保持高辐射效率的同时能够兼顾极化特性。

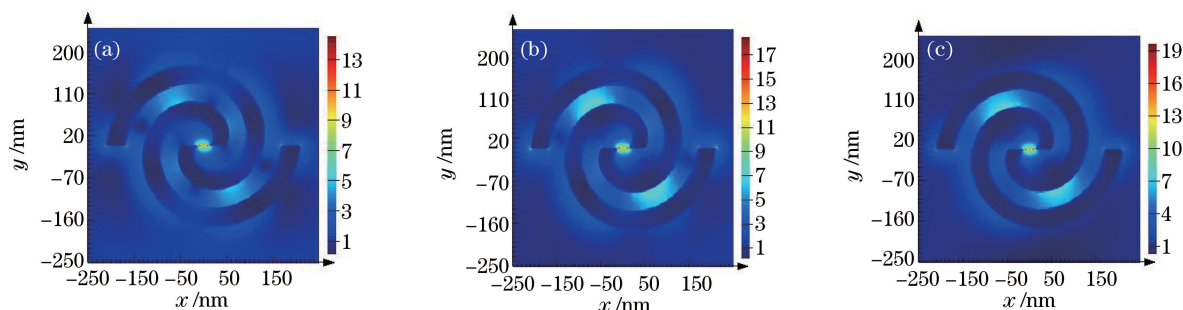


图 11 $\lambda=800$ nm 时螺旋纳米天线的电场分布。(a) x 轴-极化;(b)与 x 轴成 45° -极化;(c) y 轴-极化

Fig. 11 Electric field distribution of the spiral nanoantenna at $\lambda=800$ nm. (a) x axis-polarized;

(b) 45° to x axis-polarized; (c) y axis-polarized

4 结 论

提出了一种新的螺旋纳米天线结构来收集太阳能,通过 FDTD 法分析了天线几何参数、介质厚度对天线的辐射效率的影响,并由近场的电场增强效应验证其极化性能。设计的螺旋纳米天线在 $400\sim 1600$ nm 的波长范围内总辐射效率高达 74.49%,该纳米天线的工作波长真实地覆盖太阳频谱,且能够兼顾太阳光的任意极化特性,另外该纳米天线的效率高于先前研究者提出的线极化纳米天线。

致谢 感谢西安电子科技大学天线所张福顺教授、空间院谢楷教授在研究中给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] Sabaawi A M A, Tsimenidis C C, Sharif B S. Analysis and modeling of infrared solar rectennas[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2013, 19(3): 9000208.
- [2] Shockley W, Queisser H J. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells[J]. Journal of Applied Physics, 1961, 32(3): 510-519.
- [3] Kotter D K, Novack S D, Slafer W D, *et al.* Theory and manufacturing processes of solar nanoantenna electromagnetic collectors[J]. Journal of Solar Energy Engineering, 2010, 132(1): 011014.
- [4] Goswami D Y, Vijayaraghavan S, Lu S, *et al.* New and emerging developments in solar energy[J]. Solar Energy, 2004, 76(1-3): 33-43.
- [5] Kotter D K, Novack S D, Slafer W D, *et al.* Solar nantenna electromagnetic collectors[C]. Jacksonville: ASME 2008 2nd International Conference on Energy Sustainability Collocated with the Heat Transfer, Fluids Engineering, and 3rd Energy Nanotechnology Conferences, 2008: 409-415.
- [6] Bailey R L. A proposed new concept for a solar-energy converter[J]. Journal of Engineering for Power, 1972, 94(2): 73-77.
- [7] Marks A M. Device for conversion of light power to electric power: US 4445050 A[P]. 1984-04-24.
- [8] Balanis C A. Antenna theory: analysis and design[M]. New Jersey: John Wiley & Sons, 2005: 147-150.
- [9] Vandenbosch G A E, Ma Z K. Upper bounds for the solar energy harvesting efficiency of nano-antennas[J]. Nano Energy, 2012, 1(3): 494-502.
- [10] Hussein M, Areed N F F, Hameed M F O, *et al.* Design of flower-shaped dipole nano-antenna for energy harvesting

- [J]. IET Optoelectronics, 2014, 8(4): 167-173.
- [11] Sarehraz M, Buckle K, Weller T, *et al.* Rectenna developments for solar energy collection[C]. Conference Record of the Thirty-First IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 2005: 78-81.
- [12] Ma Z K, Vandenbosch G A E. Optimal solar energy harvesting efficiency of nano-rectenna systems[J]. Solar Energy, 2013, 88(1): 163-174.
- [13] Saynak U. Novel rectangular spiral antennas[D]. Izmir: Izmir Institute of Technology, 2007: 4-6.
- [14] Zhu Z X, Joshi S, Pelz B, *et al.* Overview of optical rectennas for solar energy harvesting[C]. SPIE , 2013, 8824: 88240O.
- [15] Gallo M, Mescia L, Losito O, *et al.* Design of optical antenna for solar energy collection[J]. Energy, 2012, 39(1): 27-32.
- [16] Sabaawi A M A, Tsimenidis C C, Sharif B S. Infra-red nano-antennas for solar energy collection[C]. Antennas and Propagation Conference, 2011: 1-4.
- [17] Bozzetti M, de Candia G, Gallo M, *et al.* Analysis and design of a solar rectenna[C]. IEEE International Symposium on Industrial Electronics, 2010: 2001-2004.
- [18] Sabaawi A M A, Tsimenidis C C, Sharif B S. Infra-redspiral nano-antennas[C]. Antennas and Propagation Conference, 2012: 1-4.
- [19] Jia H W, Liu H T, Zhong Y. Role of surface plasmon polaritons and other waves in the radiation of resonant optical dipole antennas[J]. Scientific Reports, 2015: 8456.
- [20] Novotny L, Hecht B. Principles of nano-optics[M]. Cambridge :Cambridge University Press, 2012: 247-248.
- [21] Lu G W, Zhang T Y, Li W Q, *et al.* Single-molecule spontaneous emission in the vicinity of an individual gold nanorod [J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2011, 115(32): 15822-15828.
- [22] Mohammadi A, Kaminski F, Sandoghdar V, *et al.* Fluorescence enhancement with the optical (bi-) conical antenna [J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2010, 114(16): 7372-7377.
- [23] Kaminski F, Sandoghdar V, Agio M. Finite-difference time-domain modeling of decay rates in the near field of metal nanostructures[J]. Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, 2007, 4(3): 635-643.
- [24] Wang I, Du Y P. Broadband optical antenna with a disk structure[C]. SPIE , 2011, 8307: 1-7.
- [25] Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals[J]. Physical Review B, 1972, 6(12): 4370-4379.
- [26] Gao H, Li K, Kong F, *et al.* Optimizing nano-optical antenna for the enhancement of spontaneous emission [J]. Progress in Electromagnetics Research, 2010, 104: 313-331.
- [27] Novotny L. Effective wavelength scaling for optical antennas[J]. Physical Review Letters, 2007, 98(26): 266802.
- [28] Zhang Xu, Wu Yu, Tong Xuan, *et al.* Study of surface plasmon polariton waveguide of silver nanowire[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(1): 0124001.
张 旭, 吴 禹, 仝 旋, 等. 银纳米线表面等离子体激元导光的研究[J]. 光学学报, 2016, 36(1): 0124001.
- [29] Shi Jianping, Dong Kexiu, Huang Yuang, *et al.* Scanning near-field optical probe based nano-antennas[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(5): 1459-1463.
石建平, 董可秀, 黄 圆, 等. 基于纳米光学天线的扫描近场光学探针研究[J]. 光学学报, 2010, 30(5): 1459-1463.