DOI:10.19789/j.1004-9398.2018.06.008

金属螺旋波导中几何相位对SPP本征模的调制

蒋 然 易向东
(首都师范大学物理系,北京 100048)

摘 要

用几何位相调制金属表面等离子体(SPP)波是走向应用的重要途径. 本文分别解析计算了螺旋波导管中的SPP波函数和绝热近似条件下的几何位相,进而给出了经几何位相调制后的波函数,直观展示了几何位相的影响.

关键词: SPP,几何相位,螺旋波导,场分布平移.
中图分类号: O441.4

0 引 言

金属表面等离子体(surface plasmon polariton,简称SPP)是一种在金属—电介质界面附近的表面波,它沿着金属表面传播,离开界面迅速衰减. 由于SPP的奇特性质,近年来它成为了一个重要的研究方向并有了很多应用[1-4]. 然而,对SPP几何相位的许多问题还有待深入研究. 几何相位是一个只和系统演化路径的几何性质有关的相位,1984年,Berry考虑了绝热演化的量子系统,从薛定谔方程出发,推导得到了Berry相位[5]. 从此之后,人们对这种和系统演化路径有关的几何相位产生了浓厚的兴趣. 1986年,Chiao等提出利用螺旋光纤引导光传播可以获得一个几何性质的相位,并成功地在实验上观察到了该相位[6-7];1987年,Bitter等研究了中子的几何相位[8],之后,陆续有很多学者研究了不同系统的几何相位[9-10]. 由于几何相位和系统演化路径的几何性质有关,因此,在应用SPP的过程中,SPP的传播有可能导致几何相位的产生. 或者说,可以利用几何位相对SPP波进行调制,而这种调制无疑具有重要的应用价值. 本文解析计算了螺旋金属管包裹介质芯波导中的SPP本征模,又在绝热近似条件下计算了不同本征模应当附加的几何相位. 在此基础上得到了经过螺旋管之后的本征波函数. 本工作展示了几何位相对于SPP的影响,给出了直观的物理图像.

收稿日期:2017-11-18

1 具有旋转对称截面的金属波导中的SPP

为了使SPP产生几何相位,需要利用横截面旋转对称的SPP波导. 本文采用电介质内核——金属包层波导结构[11],如图1所示.



图1 电介质环境中的电介质内核——金属包层波导结构

在柱坐标系(r,θ,z)下求解麦克斯韦方程组,可以得到电磁波本征模. 对于均匀且各向同性的介质构成的柱状区域,在高斯单位制下求解麦克斯韦方程组得[1]:

$$\begin{aligned}
E_r^j &= \left\{\frac{\mathrm{i}\beta}{k_j}\left[f_n^j(k_jr)\right]' - \frac{n\mu_j\omega}{k_j^2rc}g_n^j(k_jr)\right\}S_n,\\
E_\theta^j &= \left\{-\frac{n\beta}{k_j^2r}f_n^j(k_jr) - \frac{\mathrm{i}\mu_j\omega}{k_jc}\left[g_n^j(k_jr)\right]'\right\}S_n,\\
E_z^j &= f_n^j(k_jr)S_n,\\
H_r^j &= \left\{\frac{n\varepsilon_j\omega}{k_j^2rc}f_n^j(k_jr) + \frac{\mathrm{i}\beta}{k_j}\left[g_n^j(k_jr)\right]'\right\}S_n,\\
H_\theta^j &= \left\{\frac{\mathrm{i}\varepsilon_j\omega}{k_jc}\left[f_n^j(k_jr)\right]' - \frac{n\beta}{k_j^2r}g_n^j(k_jr)\right\}S_n,\\
H_z^j &= g_n^j(k_jr)S_n.
\end{aligned} \tag{1}$$

其中,$n=0,1,2,3,\cdots\cdots$,表示模式的阶数,j表示不

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

同区域:$j=\mathrm{I},\mathrm{II},\mathrm{III}$ 分别表示核心区域、包层区域及外层环境区域,ε_j 为电容率,μ_j 为磁导率,β 为沿传播方向的波矢大小,$k_j^2=\mu_j\varepsilon_j\left(\frac{\omega}{c}\right)^2-\beta^2$,$\omega$ 为电磁波角频率,c 为真空中的光速,$f_n^j(k_jr)$、$g_n^j(k_jr)$ 为 n 阶贝塞尔函数的叠加,$[f_n^j(k_jr)]'$ 和 $[g_n^j(k_jr)]'$ 分别表示 $f_n^j(k_jr)$ 和 $g_n^j(k_jr)$ 对 k_jr 的一阶导数,$S_n=\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)}$ 为相因子,R_I、R_II 分别表示金属包层的内、外径.

图 1 所示的波导结构中的场量用分段函数表示如下:

$$
\begin{aligned}
E_r&=\begin{cases}E_r^{\mathrm{I}}, & 0\leqslant r<R_\mathrm{I}\\ E_r^{\mathrm{II}}, & R_\mathrm{I}\leqslant r<R_\mathrm{II}\\ E_r^{\mathrm{III}}, & R_\mathrm{II}\leqslant r\end{cases},\\
E_\theta&=\begin{cases}E_\theta^{\mathrm{I}}, & 0\leqslant r<R_\mathrm{I}\\ E_\theta^{\mathrm{II}}, & R_\mathrm{I}\leqslant r<R_\mathrm{II}\\ E_\theta^{\mathrm{III}}, & R_\mathrm{II}\leqslant r\end{cases},\\
E_z&=\begin{cases}E_z^{\mathrm{I}}, & 0\leqslant r<R_\mathrm{I}\\ E_z^{\mathrm{II}}, & R_\mathrm{I}\leqslant r<R_\mathrm{II}\\ E_z^{\mathrm{III}}, & R_\mathrm{II}\leqslant r\end{cases},\\
H_r&=\begin{cases}H_r^{\mathrm{I}}, & 0\leqslant r<R_\mathrm{I}\\ H_r^{\mathrm{II}}, & R_\mathrm{I}\leqslant r<R_\mathrm{II}\\ H_r^{\mathrm{III}}, & R_\mathrm{II}\leqslant r\end{cases},\\
H_\theta&=\begin{cases}H_\theta^{\mathrm{I}}, & 0\leqslant r<R_\mathrm{I}\\ H_\theta^{\mathrm{II}}, & R_\mathrm{I}\leqslant r<R_\mathrm{II}\\ H_\theta^{\mathrm{III}}, & R_\mathrm{II}\leqslant r\end{cases},\\
H_z&=\begin{cases}H_z^{\mathrm{I}}, & 0\leqslant r<R_\mathrm{I}\\ H_z^{\mathrm{II}}, & R_\mathrm{I}\leqslant r<R_\mathrm{II}\\ H_z^{\mathrm{III}}, & R_\mathrm{II}\leqslant r\end{cases}.
\end{aligned}
\tag{2}
$$

在图 1 所示结构中,存在 SPP 模式,下面我们来求解它. 众所周知,贝塞尔函数有如下性质:普通贝塞尔函数随 r 的变化是振荡的;当 $r\to0$ 时,第一类修正贝塞尔函数趋于零,第二类修正贝塞尔函数趋于无穷;当 $r\to\infty$ 时,第一类修正贝塞尔函数趋于无穷,第二类修正贝塞尔函数趋于零[12]. 在离开金属表面后,SPP 的电磁场很快衰减,因此当 $r>R_\mathrm{II}$ 时,场量中只有第二类修正贝塞尔函数,故 $k_\mathrm{III}=\sqrt{\mu_\mathrm{III}\varepsilon_\mathrm{III}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2-\beta^2}$ 必须是虚数. 若我们选取波导所处环境的材料构成波导核心,即 Ⅰ、Ⅲ 区材料相同,则 $\mu_\mathrm{I}\varepsilon_\mathrm{I}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2=\mu_\mathrm{III}\varepsilon_\mathrm{III}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$,这导致核心中 $k_\mathrm{I}=\sqrt{\mu_\mathrm{I}\varepsilon_\mathrm{I}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2-\beta^2}$ 也必须是虚数,核心中场量也只能由修正贝塞尔函数叠加. 由于第二类修正贝塞尔函数在 $r\to0$ 时发散,因此当 $0\leqslant r<R_\mathrm{I}$ 时,场量中只有第一类修正贝塞尔函数. 金属的电容率查表可知[13],在金属包层中,我们研究的频率对应的金属电容率为负,故金属中 $k_\mathrm{II}=\sqrt{\mu_\mathrm{II}\varepsilon_\mathrm{II}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2-\beta^2}$ 也是虚数,金属中的场量由修正贝塞尔函数叠加.

对非磁性物质,$\mu_j=1$,在 k_j 均为虚数时,简化(1)式以便计算. 众所周知,在柱坐标系 (r,θ,z) 中对亥姆霍兹方程分离变量,可得与 r 有关的贝塞尔方程. 设赫兹矢量在波导轴线方向分量大小为 Π_z[14],从贝塞尔方程解出的函数实际上是 Π_z 依赖于径向坐标 r 的部分,下文中就用 $R(r)$ 代表. 我们所讨论的情况中所有 k_j 均为虚数,此时,$R(r)$ 所满足的方程为修正贝塞尔方程,其解为第一、第二类修正贝塞尔函数的叠加,叠加系数由边值关系及初始条件确定. 需要注意的是,修正贝塞尔函数中的变量为实数,所以需要去掉 k_j 的虚数单位 i,即取虚部[12],记为 $k_{j\mathrm{im}}=\sqrt{\beta^2-\mu_j\varepsilon_j\left(\frac{\omega}{c}\right)^2}$. 电磁波本征模的场量实际上是由 Π_z 与场量的关系求出的[14]:

$$
\begin{aligned}
E_r^j&=\left[\frac{\mathrm{i}\beta}{k_j^2}\frac{\mathrm{d}f_n^j(k_jr)}{\mathrm{d}r}-\frac{n\mu_j\omega}{k_j^2rc}g_n^j(k_jr)\right]S_n,\\
E_\theta^j&=\left[-\frac{n\beta}{k_j^2r}f_n^j(k_jr)-\frac{\mathrm{i}\mu_j\omega}{k_j^2c}\frac{\mathrm{d}g_n^j(k_jr)}{\mathrm{d}r}\right]S_n,\\
E_z^j&=f_n^j(k_jr)S_n,\\
H_r^j&=\left[\frac{n\varepsilon_j\omega}{k_j^2rc}f_n^j(k_jr)+\frac{\mathrm{i}\beta}{k_j^2}\frac{\mathrm{d}g_n^j(k_jr)}{\mathrm{d}r}\right]S_n,\\
H_\theta^j&=\left[\frac{\mathrm{i}\varepsilon_j\omega}{k_j^2c}\frac{\mathrm{d}f_n^j(k_jr)}{\mathrm{d}r}-\frac{n\beta}{k_j^2r}g_n^j(k_jr)\right]S_n,\\
H_z^j&=g_n^j(k_jr)S_n.
\end{aligned}
\tag{3}
$$

将 k_j 的虚部记为 $k_{j\mathrm{im}}$. 当 k_j 为虚数时,$\frac{1}{k_j^2}$ 为负数 $-\frac{1}{k_{j\mathrm{im}}^2}=\frac{1}{\mu_j\varepsilon_j\left(\frac{\omega}{c}\right)^2-\beta^2}$,修正贝塞尔函数中的 k_j 为正实数 $k_{j\mathrm{im}}=\sqrt{\beta^2-\mu_j\varepsilon_j\left(\frac{\omega}{c}\right)^2}$,所以 $f_n^j(k_jr)$ 或 $g_n^j(k_jr)$ 对 r 求导后,$\frac{1}{k_j^2}$ 约去正数 $k_{j\mathrm{im}}$,变为

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$-\frac{1}{\sqrt{\beta^2-\mu_j\varepsilon_j\left(\frac{\omega}{c}\right)^2}}=-\frac{1}{k_{j\mathrm{im}}}$. 因此,当 k_j 为虚数时,为表述方便,可以将场量中的$\frac{1}{k_j}$用$\frac{1}{-k_{j\mathrm{im}}}$代替,$\frac{1}{k_j^{\,2}}$用$\frac{1}{-k_{j\mathrm{im}}^{\,2}}$代替,贝塞尔函数中的 k_j 用 $k_{j\mathrm{im}}$ 代替,从而可设 $k_{j\mathrm{im}}$ 为正实数$\sqrt{\beta^2-\mu_j\varepsilon_j\left(\frac{\omega}{c}\right)^2}$. 综上,图 1 结构中的各区域场量分别为:

$$
\begin{aligned}
E_r^{\mathrm{I}} &= \left\{\frac{\mathrm{i}\beta}{-k_{\mathrm{Iim}}}a_n^{\mathrm{I}}\left[I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\right]'-\frac{n\omega}{-k_{\mathrm{Iim}}^{\,2}rc}b_n^{\mathrm{I}}I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
E_\theta^{\mathrm{I}} &= \left\{-\frac{n\beta}{-k_{\mathrm{Iim}}^{\,2}r}a_n^{\mathrm{I}}I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)-\frac{\mathrm{i}\omega}{-k_{\mathrm{Iim}}c}b_n^{\mathrm{I}}\left[I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\right]'\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
E_z^{\mathrm{I}} &= a_n^{\mathrm{I}}I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_r^{\mathrm{I}} &= \left\{\frac{n\varepsilon_{\mathrm{I}}\omega}{-k_{\mathrm{Iim}}^{\,2}rc}a_n^{\mathrm{I}}I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)+\frac{\mathrm{i}\beta}{-k_{\mathrm{Iim}}}b_n^{\mathrm{I}}\left[I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\right]'\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_\theta^{\mathrm{I}} &= \left\{\frac{\mathrm{i}\varepsilon_I\omega}{-k_{\mathrm{Iim}}c}a_n^{\mathrm{I}}\left[I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\right]'-\frac{n\beta}{-k_{\mathrm{Iim}}^{\,2}r}b_n^{\mathrm{I}}I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\right\}e^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_z^{\mathrm{I}} &= b_n^{I}I_n^{\mathrm{I}}(k_{\mathrm{Iim}}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)}.
\end{aligned}
\tag{4}
$$

$$
\begin{aligned}
E_r^{\mathrm{II}} &= \left\{\frac{\mathrm{i}\beta}{-k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}}\left[a_n^{\mathrm{II}}\left(I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'+a_n^{\mathrm{II}\prime}\left(K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'\right]-\right.\\
&\quad\left.\frac{n\omega}{-k_{I\mathrm{Iim}}^{\,2}rc}\left[b_n^{\mathrm{II}}I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)+b_n^{\mathrm{II}\prime}K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right]\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
E_\theta^{\mathrm{II}} &= \left\{\begin{array}{l}-\frac{n\beta}{-k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}^{\,2}r}\left[a_n^{\mathrm{II}}I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)+a_n^{\mathrm{II}\prime}K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right]-\\ \qquad\frac{\mathrm{i}\omega}{-k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}c}\left[b_n^{\mathrm{II}}\left(I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'+b_n^{\mathrm{II}\prime}\left(K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'\right]\end{array}\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
E_z^{\mathrm{II}} &= \left[a_n^{\mathrm{II}}I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)+a_n^{\mathrm{II}\prime}K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right]\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_r^{\mathrm{II}} &= \left\{\begin{array}{l}\frac{n\varepsilon_{\mathrm{II}}\omega}{-k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}^{\,2}rc}\left[a_n^{\mathrm{II}}I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)+a_n^{\mathrm{II}\prime}K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right]+\\ \frac{\mathrm{i}\beta}{-k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}}\left[b_n^{\mathrm{II}}\left(I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'+b_n^{\mathrm{II}\prime}\left(K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'\right]\end{array}\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_\theta^{\mathrm{II}} &= \left\{\begin{array}{l}\frac{i\varepsilon_{\mathrm{II}}\omega}{-k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}c}\left[a_n^{\mathrm{II}}\left(I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'+a_n^{\mathrm{II}\prime}\left(K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right)'\right]-\\ \frac{n\beta}{-k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}^{\,2}r}\left[b_n^{\mathrm{II}}I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)+b_n^{\mathrm{II}\prime}K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right]\end{array}\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_z^{\mathrm{II}} &= \left[b_n^{\mathrm{II}}I_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)+b_n^{\mathrm{II}\prime}K_n^{\mathrm{II}}(k_{\mathrm{II}\,\mathrm{im}}r)\right]\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)}.
\end{aligned}
\tag{5}
$$

$$
\begin{aligned}
E_r^{\mathrm{III}} &= \left\{\frac{\mathrm{i}\beta}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}}a_n^{\mathrm{III}}\left[K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\right]'-\frac{n\omega}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}^{\,2}rc}b_n^{\mathrm{III}}K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
E_\theta^{\mathrm{III}} &= \left\{-\frac{n\beta}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}^{\,2}r}a_n^{\mathrm{III}}K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)-\frac{\mathrm{i}\omega}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}c}b_n^{\mathrm{III}}\left[K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\right]'\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
E_z^{\mathrm{III}} &= a_n^{\mathrm{III}}K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_r^{\mathrm{III}} &= \left\{\frac{n\varepsilon_{\mathrm{III}}\omega}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}^{\,2}rc}a_n^{\mathrm{III}}K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)+\frac{\mathrm{i}\beta}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}}b_n^{\mathrm{III}}\left[K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\right]'\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_\theta^{\mathrm{III}} &= \left\{\frac{\mathrm{i}\varepsilon_{\mathrm{III}}\omega}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}c}a_n^{\mathrm{III}}\left[K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\right]'-\frac{n\beta}{-k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}^{\,2}r}b_n^{\mathrm{III}}K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\right\}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)},\\
H_z^{\mathrm{III}} &= b_n^{\mathrm{III}}K_n^{\mathrm{III}}(k_{\mathrm{III}\,\mathrm{im}}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(n\theta+\beta z-\omega t)}.
\end{aligned}
\tag{6}
$$

下面利用边值关系和初始条件求解色散关系和　　待定系数. 将界面两边的电场、磁场用下标 1、2 区

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

别,对该模型而言,没有自由电荷和自由电流,边值关系为[15]:

$$\begin{aligned}
&\hat{e}_n \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0,\\
&\hat{e}_n \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0,\\
&\hat{e}_n \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0,\\
&\hat{e}_n \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0.
\end{aligned} \tag{7}$$

对时谐波而言,(7)式中后两式可由前两式推导得到[15].因此,只有前两式独立,使用边值关系时,只需使切向电场、磁场连续即可.对于上述结构的SPP波导,边值关系为:

$$\begin{aligned}
&E_\theta^{\mathrm{I}}|_{r=R_{\mathrm{I}}} = E_\theta^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{I}}},\\
&E_z^{\mathrm{I}}|_{r=R_{\mathrm{I}}} = E_z^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{I}}},\\
&H_\theta^{\mathrm{I}}|_{r=R_{\mathrm{I}}} = H_\theta^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{I}}},\\
&H_z^{\mathrm{I}}|_{r=R_{\mathrm{I}}} = H_z^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{I}}},\\
&E_\theta^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{II}}} = E_\theta^{\mathrm{III}}|_{r=R_{\mathrm{II}}},\\
&E_z^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{II}}} = E_z^{\mathrm{III}}|_{r=R_{\mathrm{II}}},\\
&H_\theta^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{II}}} = H_\theta^{\mathrm{III}}|_{r=R_{\mathrm{II}}},\\
&H_z^{\mathrm{II}}|_{r=R_{\mathrm{II}}} = H_z^{\mathrm{III}}|_{r=R_{\mathrm{II}}}.
\end{aligned} \tag{8}$$

将(4)~(6)式中的相应场量代入(8),可以得到含有 a_n^{I}、b_n^{I}、a_n^{II}、$a_n^{\mathrm{II}'}$、b_n^{II}、$b_n^{\mathrm{II}'}$、a_n^{III}、b_n^{III} 8个待定系数的方程组.这是一个由8个方程组成的齐次方程组,故只能确定8个系数中的7个,最后一个可以由初始条件确定.设此方程组的系数矩阵为 M,根据克拉默法则[16],方程组有非零解存在的条件是其系数行列式为零,即:

$$\det[M] = 0. \tag{9}$$

在波导结构和模式阶数 n 确定后,(9)式中就只有 β 和 ω 待定,由此可以确定 β 和 ω 的关系,即色散关系,(9)式是色散方程.遗憾的是,(9)式是一个超越方程,没有解析解,只能求其数值解,每给定一个 ω,就能得到对应的 β.将 ω 和对应的 β 代入由边值关系得到的齐次方程组,结合初始条件,例如选取 $\left.\frac{E_z^{\mathrm{II}}}{S_1}\right|_{r=R_{\mathrm{II}}} = 1$,就可以得到全部待定系数,从而确定场量.

选取金属包层材料为银,核心及环境的电介质 $\varepsilon_{\mathrm{I}} = \varepsilon_{\mathrm{III}} = 10$,波导尺寸 $R_{\mathrm{I}} = 85$ nm,$R_{\mathrm{II}} = 90$ nm,对此波导应用上述方法求解待定系数.当SPP的光子能量为2.1 ev时,可以得到1~5阶模SPP的β和待定系数,见表1.

表1 SPP 1~5阶模的波矢及场量的系数

	n				
	1	2	3	4	5
$\frac{\beta}{k_0}$	11.618 905 54	11.604 023 51	11.579 176 98	11.544 300 66	11.499 301 94
a_n^{I}	$5.711\,146\,863\times10^{-14}$	$6.238\,373\,296\times10^{-14}$	$7.229\,900\,806\times10^{-14}$	$8.894\,675\,216\times10^{-14}$	$1.162\,473\,167\times10^{-13}$
b_n^{I}	$4.669\,680\,012\times10^{-16}$i	$1.021\,394\,367\times10^{-15}$i	$1.779\,219\,187\times10^{-15}$i	$2.926\,914\,677\times10^{-15}$i	$4.799\,371\,801\times10^{-15}$ i
a_n^{II}	$5.861\,242\,661\times10^{-15}$	$6.395\,756\,604\times10^{-15}$	$7.399\,564\,857\times10^{-15}$	$9.081\,353\,999\times10^{-15}$	$1.183\,137\,835\times10^{-14}$
$a_n^{\mathrm{II}'}$	$1.187\,980\,292\times10^{15}$	$1.088\,871\,377\times10^{15}$	$9.414\,088\,146\times10^{14}$	$7.673\,545\,911\times10^{14}$	$5.892\,775\,582\times10^{14}$
b_n^{II}	$-5.948\,817\,715\times10^{-17}$i	$-1.300\,058\,107\times10^{-16}$i	$-2.261\,368\,478\times10^{-16}$i	$-3.712\,493\,262\times10^{-16}$i	$-6.071\,370\,905\times10^{-16}$i
$b_n^{\mathrm{II}'}$	$1.314\,775\,911\times10^{13}$i	$2.412\,975\,495\times10^{13}$i	$3.135\,370\,312\times10^{13}$i	$3.416\,902\,102\times10^{13}$i	$3.291\,582\,009\times10^{13}$i
a_n^{III}	$7.881\,969\,770\times10^{15}$	$7.217\,039\,279\times10^{15}$	$6.229\,002\,887\times10^{15}$	$5.065\,113\,207\times10^{15}$	$3.877\,505\,226\times10^{15}$
b_n^{III}	$-6.149\,184\,659\times10^{13}$i	$-1.127\,594\,431\times10^{14}$i	$-1.463\,104\,542\times10^{14}$i	$-1.591\,299\,657\times10^{14}$i	$-1.528\,956\,030\times10^{14}$i

表1中的 k_0 是能量为2.1 ev的平面波在 $\varepsilon_{\mathrm{III}} = 10$ 的环境中的波矢大小,$k_0 = \sqrt{\varepsilon_{\mathrm{III}}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \approx 336\,537.038\,7\ \mathrm{cm}^{-1}$.为表述方便,表中仅列出了10位有效数字,在实际计算时,我们选取了200位有效数字.将表1中各阶的 β 和系数代回(4)~(6)式,可得相应的SPP场量.

下面说明各阶SPP的特点.由于各场量对 r 的依赖关系不明显,所以我们以一阶模为例,将此依赖关系展示在图2中.

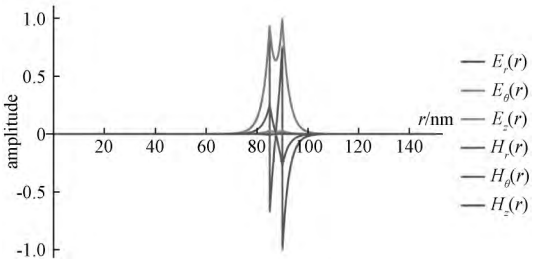


图2 SPP 1阶模场量随 r 的分布,横轴为 r,纵轴为各场分量的大小

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

由图 2 可知,电磁场在离开金属表面后急剧衰减,这符合 SPP 的特点. 其它阶模式对 r 的依赖关系也类似. 然而,不同阶 SPP 对 θ 的依赖关系却有着较大区别. 图 3 以 E_r 为例展示了场量在 SPP 波导横截面中的分布:

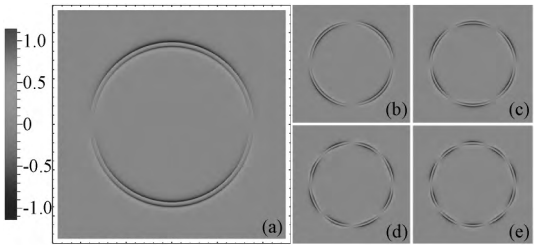


图 3　SPP 波导 $z=0$ 横截面中的 E_r 场分布: (a) ~ (e) 分别为 1 ~ 5 阶模 SPP 的 E_r 的场分布. 图中的颜色表示 $\vec{E}_r$ 的振幅,红色表示场沿 $\hat{r}$ 正方向; 蓝色表示场沿 $\hat{r}$ 负方向.

可以看到,随着 SPP 阶数的上升, E_r 随 θ 变化而变化的周期变小. 其它分量对 θ 的依赖关系随着阶数的上升也有着类似的变化. 这是由于场量中都含有因子 $e^{i(n\theta+\beta z-\omega t)}$,n 越大,相同的 θ 所引入的相位就越大,即场量随 θ 变化而变化得越快,故场量随 θ 分布的周期就越小.

以上讨论的是轴线为直线的旋转对称结构波导中的 SPP 本征模. 对于具有上述旋转对称结构的弯曲 SPP 波导,如果保证其中的 SPP 绝热地传播,即本征模之间不相互转化,则波导中的本征模仍然可以用(4) ~ (6) 式表示,只需将其中的 z 替换为沿着轴线距波源的距离 l 即可. 因此,当波导仍然由银和 $\varepsilon_{\mathrm{I}}=\varepsilon_{\mathrm{III}}=10$ 的材料构成,且 $R_{\mathrm{I}}=85$ nm, $R_{\mathrm{II}}=90$ nm,光子能量为 2.1 ev 时,待定系数仍为表 1 中的数值.

2　SPP 在螺旋波导中的传播与场分布在参数空间中的平移

几何相位的产生与曲面上的矢量平移有关,先来阐述什么是矢量在曲面上的平移. 设 C 是曲面 S 上的一条曲线,其参数是 s; $P(s)$ 是曲线 C 上参数为 s 的点, $T(s)$ 是曲面 S 在点 $P(s)$ 的切平面. 沿曲线 C 可定义切于曲面 S 的单位矢量 $\vec{X}(s)$, $\vec{X}(s)$ 总在曲面的切平面 $T(s)$ 中. 矢量在曲面上平移的定义如下: 在矢量 $\vec{X}(s)$ 随着参数 s 的变化而移动时,若绝对微商 $\frac{\mathrm{D}\vec{X}(s)}{\mathrm{d}s}=\left[\frac{\mathrm{d}\vec{X}(s)}{\mathrm{d}s}\right]^T=0$,即矢量 $\vec{X}(s)$ 对 s 的微商在切平面 T 中的投影恒为零,则称矢量 $\vec{X}(s)$ 在曲面 S 上沿着曲线 C 平移[17]. $\frac{\mathrm{D}\vec{X}(s)}{\mathrm{d}s}=0$ 意为没有沿曲面 S 法向的力矩使 $\vec{X}(s)$ 在切平面 T 中转动,所以,当 $\vec{X}(s)$ 沿曲线 C 移动时,不会产生沿曲面 S 法向的角速度, $\vec{X}(s)$ 沿曲线 C 平移. 当曲线 C 是闭曲线时,将 $\vec{X}(s)$ 沿着闭合曲线 C 平移一周回到初始点,可能会导致矢量在平移前、后的方向不一致,角度差别为[17]:

$$|B|=\left|\iint_D K\mathrm{d}\sigma\right|, \tag{10}$$

式中, K 表示曲面的 Gauss 曲率, $\mathrm{d}\sigma$ 表示面积分元, D 表示闭合曲线 C 在曲面 S 上围出的曲面区域.

当上述曲面为球面时,设球面为 S_β,如图 4 所示,其中 $o_{\mathrm{immobile}}-x_{\mathrm{immobile}}y_{\mathrm{immobile}}z_{\mathrm{immobile}}$ 为实验室坐标系. 此时, (10) 式中的 Gauss 曲率 K 为球面半径平方的倒数. 若沿 S_β 上的一条闭曲线平移矢量一周后,与平移前相比的角度差别为:

$$|B|=\left|\iint_D K\mathrm{d}\sigma\right|=\iint_D\frac{1}{R^2}\mathrm{d}\sigma=\frac{1}{R^2}\iint_D\mathrm{d}\sigma=\Omega, \tag{11}$$

式中, R 表示球面 S_β 的半径, Ω 表示闭曲线围出曲面所对的立体角. 当闭曲线由 φ 为常数的点构成时,将此闭曲线记为 C_β,则:

$$\begin{aligned}\Omega&=\int_0^{2\pi}\int_0^{\phi}\mathrm{d}\Omega=\int_0^{2\pi}\int_0^{\phi}\frac{\mathrm{d}\sigma}{R^2}=\int_0^{2\pi}\int_0^{\phi}\frac{R^2\sin\phi\cdot\mathrm{d}\phi\cdot\mathrm{d}\varphi}{R^2}\\&=\int_0^{2\pi}\int_0^{\phi}\sin\phi\cdot\mathrm{d}\phi\cdot\mathrm{d}\varphi=2\pi\int_0^{\phi}\sin\phi\cdot d\phi\\&=2\pi(1-\cos\phi).\end{aligned} \tag{12}$$

因此,

$$|B|=2\pi(1-\cos\phi). \tag{13}$$

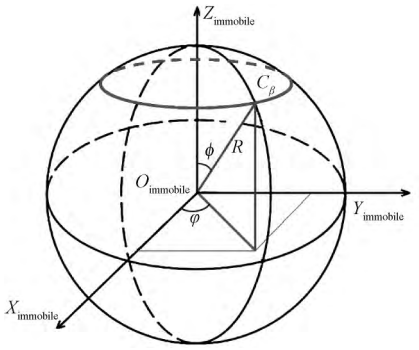


图 4　球面 S_β 及 $o_{\mathrm{immobile}}-x_{\mathrm{immobile}}y_{\mathrm{immobile}}z_{\mathrm{immobile}}$ 坐标系

现在将 SPP 在螺旋波导中的传播等效为场分布在参数空间中的平移. 可以这样等效的关键在于: 圆波导边界旋转对称且介质各向同性,所以在 SPP

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

绝热地传播时,波导的扭曲、弯折不会影响电磁场在波导横截面内的分布. 对某一波前,$e^{in\theta}$ 为常数,根据 $S_n = e^{i(n\theta+\beta l-\omega t)}$ 可知,$e^{i(\beta l-\omega t)}$ 必为常数,即 $\beta l - \omega t = con.$,$con.$ 表示常数,所以该波前在不同时刻有: $l = \frac{\omega t}{\beta} + \frac{con.}{\beta}$. 可以看出,SPP 沿着波导传播时,波前场分布整体向前平移. 另外,将沿传播方向的波矢设为 $\vec{\beta}$,因为 SPP 的传播方向总与 $\vec{\beta}$ 方向相同,所以可以通过波导的走向控制 SPP 的传播方向,从而间接控制 $\vec{\beta}$ 方向. 在 $\vec{\beta}$ 空间中,如果 $\vec{\beta}$ 大小不变,则所有方向的 $\vec{\beta}$ 矢端可以形成一个以 β 为半径的球面,这正是上文提到的球面 S_β. 由于波前所在的横截面总与 $\vec{\beta}$ 垂直,所以它对应的是球面 S_β 的切平面. 对形如图 5 的螺旋形波导,φ 为常数,其倾斜程度不变,所以在 SPP 沿螺旋波导传播一周的过程中,场分布的平移路径正好对应图 4 中的闭曲线 C_β. 综上,SPP 沿螺旋波导传播一周,等效为波前场分布随 $\vec{\beta}$ 在球面 S_β 上沿闭曲线 C_β 平移一周. 根据(13)式,一周后,场分布整体转过 $|B| = 2\pi(1-\cos\phi)$ 角度. B 的正负号选择取决于螺旋波导的螺旋方向: 对图 5(b)所示的螺旋方向,取负号; 对相反的螺旋方向,取正号.

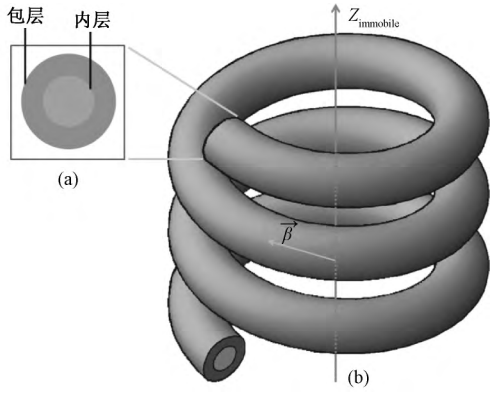


图 5 (a) SPP 波导横截面的双层结构; (b) SPP 螺旋波导的整体结构

为了方便地讨论问题,可以定义坐标系 xoy: 其坐标轴 ox、oy 的单位矢量 $\hat{e}_x$、$\hat{e}_y$ 在 C_β 各处保持平行,如图 6 中的红色坐标系. 平移一周后,坐标系 xoy 与平移前相比相差角度 $|B|$. 由于坐标系 xoy 与波前场分布固连在一起,所以可以用坐标系的旋转角度表示场分布的旋转角度. 在坐标系 xoy 中观察,场分布没有转动,相因子与(4) ~ (6)式中的 $S_n = e^{i(n\theta+\beta l-\omega t)}$ 相同. 回到初始点后与平移前相比,因子 $S_n = e^{i(n\theta+\beta l-\omega t)}$ 的 θ 中会多出 $-B$.

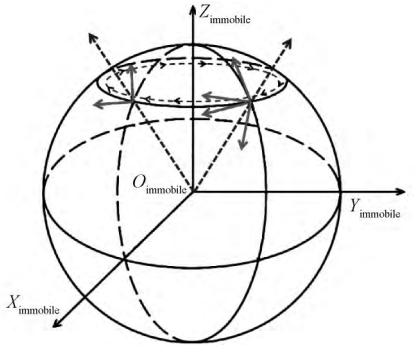


图 6 蓝色虚线箭头为球面的法向,红色坐标系 xoy 切于球面,绿色坐标系为平移一周后的坐标系 xoy

综上所述,在保证 SPP 在螺旋波导中绝热地传播时,场分布的旋转角度的正负只与波导的螺旋方向有关,大小只与演化路径即螺旋波导的整体的形状有关,而与局域部分的半径等几何参数、螺旋波导的大小以及波导材料等因素均无关.

3 螺旋波导中 SPP 的几何相位

根据上述讨论,SPP 在图 5 所示的螺旋波导中传播一周,场分布在波前所在横截面中整体旋转 $B = -2\pi(1-\cos\phi)$ 角度. 显然,如果 SPP 传播 N 周,场分布会旋转 $NB = -2\pi N(1-\cos\phi)$ 角度,这个旋转角度还不是相位,接下来我们从场分布的旋转和 SPP 本征模表达式出发推导出几何相位. 上述波导中的 n 阶 SPP 场量都具有如下形式:

$$F(r,\theta,l,t) = F_0(r)\cdot e^{in\theta}\cdot e^{i(\beta l-\omega t)}. \quad (14)$$

根据第三部分的讨论可知,场分布的旋转会导致 θ 发生变化,变为 $\theta - NB$,所以将(14)式中的 θ 替换为 $\theta - NB$ 后就可得到 SPP 在螺旋波导内传播 N 周后的场分布:

$$F(r,\theta,l,t) = F_0(r)\cdot e^{in(\theta-NB)}\cdot e^{i(\beta l-\omega t)}. \quad (15)$$

令

$$\gamma = nNB = \pm 2\pi nN(1-\cos\phi), \quad (16)$$

将(16)式代入(15)式并进一步处理,可得:

$$F(r,\theta,l,t) = F_0(r)\cdot e^{in\theta}\cdot e^{i(\beta l-\omega t)}e^{i\gamma}, \quad (17)$$

比较(14)和(17)式可知,SPP 在螺旋波导中传播 N 周后,所有场分量除了动力学相以外,都会多出一个相位: $\gamma = \pm 2\pi nN(1-\cos\phi)$,对确定的 SPP 本征模,这个相位只和演化路径的几何特征即螺旋波导整体几何形状有关,这就是几何相位.

虽然 SPP 在螺旋波导中传播一周后场分布旋转的角度都是 $B = -2\pi(1-\cos\phi)$,但根据(16)式

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

可知,几何相位的大小对于不同阶 SPP 是不同的. 例如,对基模而言,$n = 0$,因此几何相位为零. 从物理上分析,这是由于基模的场分布和角度 θ 无关,场分布是关于波导轴线旋转对称的,所以场分布的旋转不会给基模 SPP 引入几何相位,但对其它阶模,会产生几何相位. 例如,当 $\phi = \frac{\pi}{3}$ 时,波前所在横截面内的场分布发生 π 的旋转,各阶模式的 SPP 产生的几何相位见表 2.

表 2　SPP1 ~ 5 阶模的场量旋转角度及几何相位

n	1	2	3	4	5
B	π	π	π	π	π
γ	π	2π	3π	4π	5π

以 $\phi = \frac{\pi}{3}$ 的螺旋波导为例,在图 7 和图 8 中给出了加上几何相位前、后的 SPP 场分布.

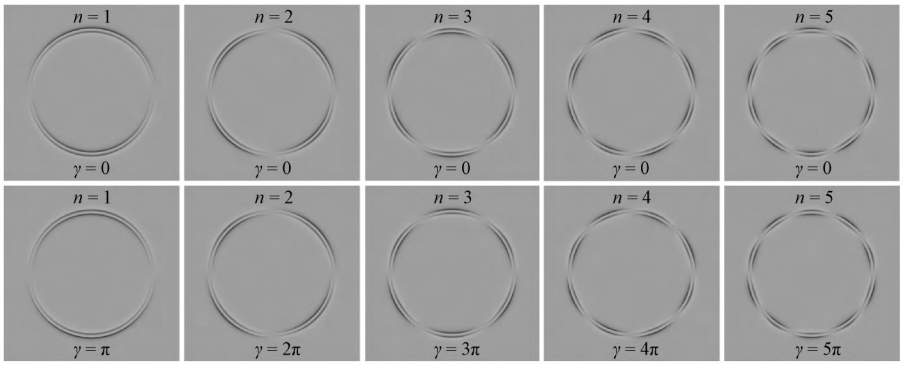


图 7　E_r 在垂直于波导轴线的横截面中的分布图. 上一行: 只考虑动力学相位; 下一行: 同时考虑动力学相位和几何相位

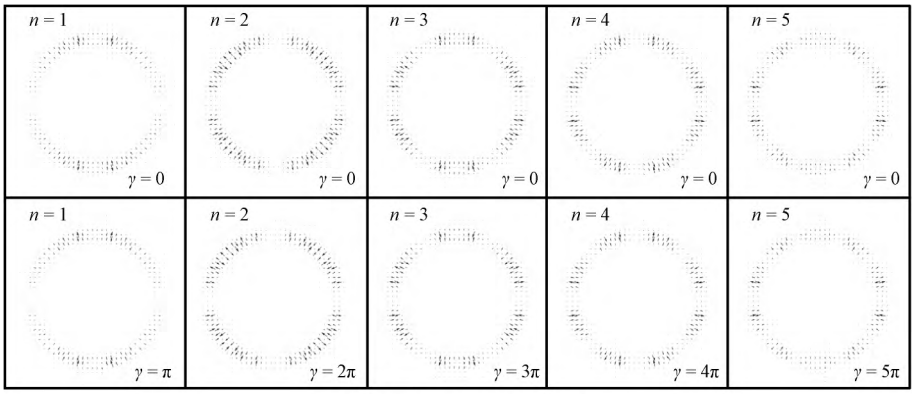
对文章第一部分所提到的波导结构,当 $\phi = \frac{\pi}{3}$ 时,图 7 中以 1 ~ 5 阶 SPP 的 E_r 分量为例,给出了只考虑动力学相位与同时考虑动力学相位和几何相位的 E_r 分布图,由于所有分量都有因子 $e^{i(n\theta+\beta l-\omega t)}$,所以 E_θ、E_z、H_r、H_θ、H_z 在加上几何相位后也有类似变化: 整体旋转角度 π. 图 8 给出了只考虑动力学相位与同时考虑动力学相位和几何相位的场分布矢量图. 设有两束相同阶数且具有相同动力学相位、初相位及振幅的 SPP,一束无几何相位,另一束具有表 2 所示的几何相位. 若使两束 SPP 发生干涉,根据表 2、图 7 和图 8 可知,奇数阶模干涉相消,场量振幅为零; 偶数阶模干涉相长,场量振幅达二倍. 以上所取 $\phi = \frac{\pi}{3}$ 造成了 γ 正好是 π 的整数倍,这只是为了结果简单. 如果 ϕ 不是 $\frac{\pi}{3}$,结果会复杂些,但没有本质的区别,这里就不再细致讨论了.

对于我们所选取的 SPP 频率,金属电容率 $\varepsilon_{\text{Ⅱ}}$ 的虚部 $\varepsilon_{\text{Ⅱ im}}$ 远小于实部 $\varepsilon_{\text{Ⅱ re}}$,故上述计算中忽略了 $\varepsilon_{\text{Ⅱ im}}$,所以上述结果是忽略了衰减的近似结果. 然而,由于金属损耗造成的衰减对实际应用有影响,我们以一阶模为例对衰减长度做一个估算. 在求解 SPP 场量时已经解出了金属层中的径向波矢 $k_{\text{Ⅱ}} = \mathrm{i}k_{\text{Ⅱ im}}$,因此,当 $\varepsilon_{\text{Ⅱ}}$ 为复数时,根据 $k_{\text{Ⅱ}}{}^2 = \varepsilon_{\text{Ⅱ}}\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2$,可以求解出 $\beta' = (3\,910\,192.273 + \mathrm{i}1\,282.726\,540)\ \mathrm{cm}^{-1}$. 由此可知,SPP 的传播长度约为 8 μm,即当 SPP 传播约 8 μm 后,振幅衰减至 $\frac{1}{e}$,这可以满足实际应用上的要求.

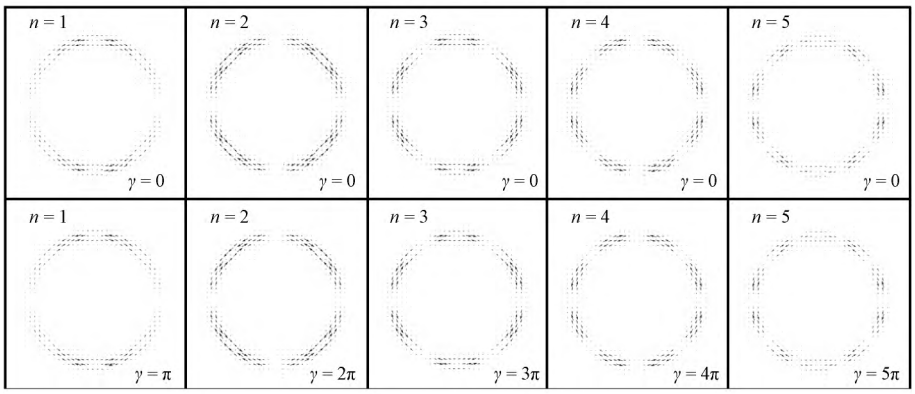
4　结　论

电磁波产生几何相位的关键在于: 场量分布与垂直于轴线的横截面中的方向有关,并且波导材料及波导边界各向同性,使得波导对场分布无轴向的广义力矩的作用,场分布可以在垂直于传播方向的横截面中自由转动. 当 SPP 绝热地在螺旋波导中传播 N 周后,产生大小为 $|\gamma| = 2\pi Nn(1 - \cos\phi)$ 的几何相位,该相位的大小只与角度 ϕ 即波导的形状有关,正负只与波导的螺旋方向有关,可见这个相位明显的几何特性.

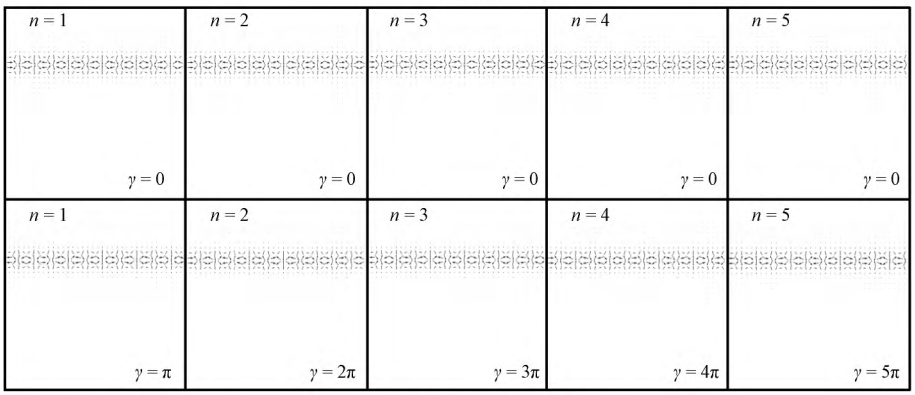
(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net



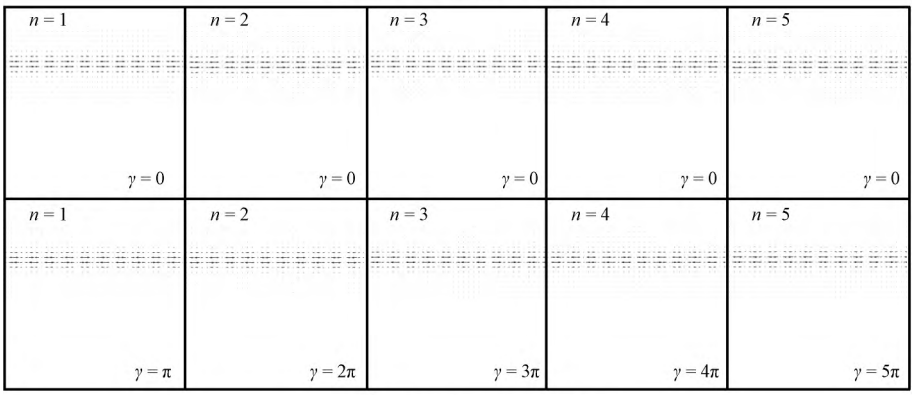
(a) 垂直于轴线的截面中的电场分布



(b) 垂直于轴线的截面中的磁场分布



(c) 平行于轴线的截面中的电场分布



(d) 平行于轴线的截面中的磁场分布

图 8　垂直和平行于波导轴线的截面中的场分布,(a) 列和(b) 列分别是垂直于轴线的截面中的电场和磁场分布;(c) 列和(d) 列分别是平行于轴线的截面中的电场分布和磁场分布.

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

参 考 文 献

[1] Yang P F,Gu Y,Gong Q H. Surface plasmon polariton and mode transformation in a nanoscale lossy metallic cylindrical cable [J]. Chin Phys B,2008,17(10):3880 - 3893.

[2] Okamato K,Niki I,Scherer A,et al. Surface plasmon enhanced spontaneous emission rate of InGaN/GaN quantum wells probed by time-resolved photoluminescence spectroscopy [J]. Appl Phys Lett,2005,87:071102.

[3] MacDonald K F,Samson Z L,Stockman M I,et al. Ultrafast active plasmonics [J]. Nature Photonics,2009,3:55 - 58.

[4] Boltasseva A,Bozhevolnyi S I,Nikolajsen T,et al. Compact Bragg gratings for long-range surface plasmon polaritons [J]. Journal of Lightwave Technology,2006,24(2):912.

[5] Berry M V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes [J]. Proc R Soc Lond A,1984,392:45 - 57.

[6] Chiao R Y,Wu Y S. Manifestations of Berry's topological phase for the photon [J]. Phys Rev Lett,1986,57:933.

[7] Tomita A,Chiao R Y. Observation of Berry's topological phase by use of an optical fiber [J]. Phys Rev Lett,1986,57:937.

[8] Bitter T,Dubbers D. Manifestation of Berry's topological phase in neutron spin rotation [J]. Phys Rev Lett,1987,59:251.

[9] He X G,Li X Q,McKellar B H J,et al. Berry phase in neutrino oscillations [J]. Phys Rev D,2005,72:053012.

[10] Doiron L N,Szkopek T,Pereg B T,et al. Berry phase in cuprate superconductors [J]. Phys Rev B,2015,91:245136.

[11] Schröter U,Dereux A. Surface plasmon polaritons on metal cylinders with dielectric core [J]. Phys Rev B,2001,64:125420.

[12] 梁昆淼,刘法,廖国庆. 数学物理方法(第四版) [M]. 北京: 高等教育出版社,2010:287 - 289.

[13] Palik E D. Handbook of optical constants of solids Ⅰ [M]. San Diego: Academic Press,1998:290 - 295.

[14] Stratton J A. Electromagnetic theory 1st Edition [M]. New York: McGraw-Hill Book Company Inc,1941:350 - 361.

[15] 郭硕鸿,黄邈本,李志兵,等. 电动力学 [M]. 3 版. 北京: 高等教育出版社,2008:28 - 117.

[16] 同济大学数学系. 工程数学线性代数 [M]. 5 版. 北京: 高等教育出版社,2007:21 - 25.

[17] 陈维桓. 微分几何初步 [M]. 北京: 北京大学出版社,1990:191 - 202.

Modulation of SPP Eigenmodes by Geometrical Phase in Metal Helical Waveguide

Jiang Ran　Yi Xiangdong

(Department of Physics,Capital Normal University,Beijing　100048)

Abstract

The use of geometric phase modulation of metal surface plasmon polariton(SPP) waves was an important approach to the application. In this paper,the SPP waves and the corresponding geometry phases in helical metal waveguide were calculated analytically. Based on the calculation results,the SPP eigenmodes modulated by the geometry phase were obtained and the influence of geometry phase was displayed intuitively.

Key words: SPP, geometrical phase, helical waveguide, parallel translation of field distribution.

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net