对称结构光子晶体的表面光学 Tamm 态

苏 安[1],蒙成举[1],唐秀福[1],潘继环[1],高英俊[2]

(1. 河池学院 物理与机电工程学院,广西 宜州 546300;
2. 广西大学 物理科学与工程技术学院,广西 南宁 530004)

摘 要: 利用传输矩阵理论和等效原理,从能级的角度研究对称结构光子晶体表面光学 Tamm 态,结果表明:当光子晶体的排列周期无限大时,入射介质与光子晶体间不满足阻抗匹配条件,从而不出现表面光学 Tamm 态;当光子晶体被截断成有限周期时,其表面可支持表面光学 Tamm 态的存在,且轴向传播时通带中出现 TM 和 TE 偏振的能级简并现象,离轴传播时从通带边缘分离出来的非简并能级被局域于光子晶体表面而形成了表面光学 Tamm 态;当光子晶体截断参数与最外层高折射率介质匹配时,容易形成束缚性较强的表面光学 Tamm 态,与最外层低折射率介质匹配时,则难以实现表面光学 Tamm 态;通过 ATR 全反射技术对光子晶体表面态进行激发可观察到被激发的耦合共振吸收现象。对称结构光子晶体表面光学 Tamm 态的特性可为光子晶体光波导和表面波传感器的研究和设计提供指导。

关键词: 光子晶体; 传输矩阵; 光学 Tamm 态; ATR 光谱

中图分类号: O431;O483;O734 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0817001

Optical Tamm state on the surface of photonic crystal of symmetric structure

Su An[1], Meng Chengju[1], Tang Xiufu[1], Pan Jihuan[1], Gao YingJun[2]

(1. Department of Physics and Electronic Engineering, Hechi University, Yizhou 546300, China;
2. College of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning 530004, China)

Abstract: Using transfer matrix and equivalent principle, the Tamm state on the surface of the symmetric photonic crystal was investigated in the new point of energy levels. The result shows that when the symmetric system is an infinite periodic structures for photonic crystal, there is impedance mismatch between incident medium and photonic crystal, thus the optical Tamm state on the surface doesn′t exist. When the photonic crystals is truncated to finite period structure, it supports the appearance of the optical Tamm state on the surface, and the doubly degenerated energy level of TE and TM polarization appears in the energy band. In optical off-axis transmission, the optical Tamm state form the passband edge non-degenerated energy which is restricted on on the surface of photonic crystal. When the truncation parameter is matched with the high refractive index of outmost layer, it is easy to form a strong optical Tamm state. But when it is matched with the lower refractive index of

收稿日期: 2019-03-11; **修订日期:** 2019-04-21

基金项目: 国家自然科学基金(51161003);河池学院 2018 年高层次人才科研启动费项目(XJ2018GKQ017);2018 年度广西高校中青年教师基础能力提升项目(2018KY0501)

作者简介: 苏安(1973-),男,教授,硕士,主要从事光电材料与器件方面的研究。Email: suan3283395@163.com

outmost layer, it is difficult to realize the surface state. When the surface state of photonic crystal is excited by the ATR total reflection technique, the coupled resonance absorption can be observed. The properties of optical Tamm state on the surface of photonic crystal can provide guidance for research and design of optical waveguide or surface wave sensor.

Key words: photonic crystal; transfer matrix; optical Tamm state; ATR spectrum

0 引 言

布洛赫表面波的概念[1]由 Pochi 等人在 1977 年提出，但直到 1999 年才由Robertson 通过实验成功地激发了表面波[2]，此时方引起人们的广泛关注[3-5]。由光子晶体理论和实验研究可知，当周期性光子晶体的晶格完整性受到破坏时，光子晶体与介质的界面处同样存在表面布洛赫波[6]，对应的电磁波模式被局域于不同材料界面处并形成一种新型的表面局域态，这种表面局域态类似于固体物理中半导体电子局域的 Tamm 态[7]，因此也称它为光子晶体表面光学 Tamm 态[8-9]，简称光学 Tamm 态。光学 Tamm 态在传感器、光波导、极化激光器等方面存在着广泛的应用前景[10-12]，因而成为最近研究的热点之一。基于光子晶体表面光学 Tamm 态的理论及实际应用价值，文中在构造由 P-N-P 结构周期排列组成的对称结构型光子晶体的基础上，由传输矩阵理论和等效原理[13]，通过计算机编程计算模拟仿真，研究光子晶体在排列周期无限大和有限周期情况下的能带结构特征，并揭示光子晶体表面 Tamm 态的形成机理，以及计算分析该光子晶体表面 Tamm 态对截断系数的响应规律和 Tamm 态的耦合激发等。研究结果可指导光子晶体表面波传感器和光波导[14]等器件研究和设计，并对光子晶体表面光学 Tamm 态的理论研究提供参考。

1 研究模型与方法

1.1 对称结构模型

如图 1 所示，研究的模型由基本排列单元 P-N-P 结构周期性排列而成。P-N-P 对称结构由两端的高折射率介质 P 夹着中间低折射率介质 N 而成，此结构可看成是光子晶体整体的一个基本周期排列单元，相当于晶格常数为 $a=2d_P+d_N$ 的一个晶胞。P-N-P 结构沿着 Z 方向周期性重复排列即形成光子晶体整体，排列周期数 m 可取任意正整数，$m\to\infty$ 时为无限周期光子晶体结构，即光子晶体的排列周期无限大，当光子晶体一端被截断或是被其他介质替代，则构成半无限周期光子晶体结构。基本单元 P-N-P 对应的介质及其参数分别为：P 为 ZnS，n_P=2.38，N 为 SiO_2，n_N=1.45。

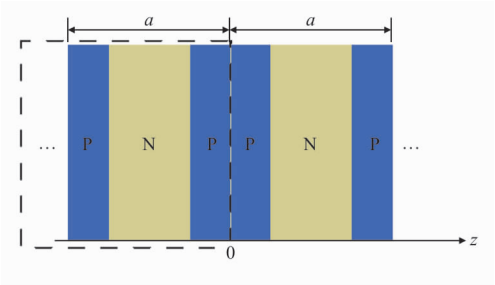

图 1 光子晶体结构模型

Fig.1 Structure of photonic crystal

1.2 传输矩阵等效法

研究方法主要采用传输矩阵法，并结合等效原理[13]把 P-N-P 基本结构单元等效为传输矩阵法中的单层介质来处理。分别以 δ_P、δ_N、η_P、η_N 表示介质 P 和介质 N 的相位厚度、光学导纳，则 P-N-P 结构的特征矩阵可写为：

$$M_{PNP}=M(\delta_P,\eta_P)M(\delta_N,\eta_N)M(\delta_P,\eta_P)=\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (1)$$

当把 P-N-P 等效于单层介质时，等效单层介质的传输矩阵为：

$$M_e=\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \cos\delta_e & \frac{i}{\eta_e}\sin\delta_e \\ i\eta_e\sin\delta_e & \cos\delta_e \end{bmatrix}=M_{PNP} \quad (2)$$

式中：δ_e、η_e 分别为等效相位厚度和等效光学导纳。

$$\delta_e=\arccos\left[\cos(2\delta_P)\cos(\delta_N)-\frac{1}{2}\left(\frac{\eta_P}{\eta_N}+\frac{\eta_N}{\eta_P}\right)\sin(2\delta_P)\sin(\delta_N)\right]+k\pi \quad (3)$$

$$\eta_e=\frac{\eta_P}{\sin(\delta_\varepsilon)}\left[\begin{array}{c}\sin(2\delta_P)\cos(2\delta_N)+\frac{1}{2}\left(\frac{\eta_P}{\eta_N}+\frac{\eta_N}{\eta_P}\right)\cos(2\delta_P)\sin(\delta_N)-\\ \frac{1}{2}\left(\frac{\eta_P}{\eta_N}-\frac{\eta_N}{\eta_P}\right)\sin(\delta_N)\end{array}\right] \tag{4}$$

式中：$k=0,\pm1,\pm2,\cdots$ 为整数。则由 m 个周期组成的 $(PNP)_m$ 结构的总传输矩阵可表示成：

$$M=M_{(PNP)_m}=\left[M(\delta_P,\eta_P)M(\delta_N,\eta_N)M(\delta_P,\eta_P)\right]^m=\left[M_e(\delta_e,\eta_e)\right]^m \tag{5}$$

在公式(1)的传输矩阵中，各介质的相位厚度为 $\delta_j=\frac{2\pi}{a}\bar{k}_{zj}d_j$，波矢垂直分量为 $\bar{k}_{zj}=\sqrt{n_j^2\bar{\omega}^2-\bar{\beta}^2}$，光学导纳在 TM 偏振时 $\eta_j=\eta_c n_j^2\bar{\omega}/\bar{k}_{zj}$，TE 偏振时 $\eta_j=\eta_c\bar{k}_{zj}/\bar{\omega}$，$\bar{\omega}=\omega a/2\pi c$，$\eta_c$ 为真空介质导纳，β 为平行于光轴的波矢分量。

2 计算结果与分析

2.1 无限周期结构光子晶体的能带结构

当排列重复周期数 $m\to\infty$ 时，即光子晶体的原胞个数为无限大时，光子晶体为对称无限周期结构。保持波矢分量 k_z 垂直于界面不变，根据传输矩阵和等效原理，通过计算机编程计算模拟，即可得出光子晶体的能带结构，如图 2 所示。图 2 横坐标为平行波矢分量 β，纵坐标为频率 ω，青色区域代表通带，白色区域表示禁带。

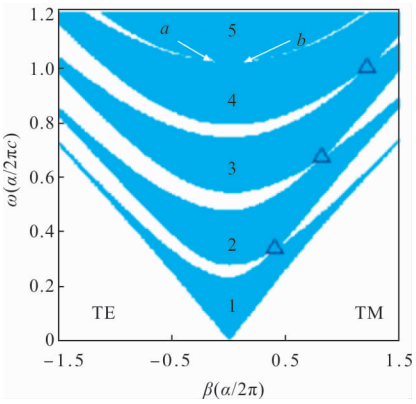

图 2 无限周期光子晶体带隙结构

Fig.2 Band gap structure for infinite periodic photonic crystal

由图 2 可见，沿着 ω 频率轴，依次出现通带和禁带交替现象，在 $\omega=0\sim1.2a/2\pi c$ 频率范围内就出现了 5 条通带。通带可用能带指数 n 标记，则沿着 ω 轴，第 1 条通带的能带指数为 $n=0$，第 2 条通带的能带指数为 $n=1,\cdots$，第 i 条通带的能带指数为 $n=i-1$，即能带指数沿着频率轴正向越来越高，对称无限周期结构光子晶体的这种能带结构亦符合普通光子晶体结构的带隙结构特征。

另外，从图 2 还看到，第 5 条通带和第 4 条通带在 $\beta=0$ 的附近出现交叠现象，交叠区域分布在 $\beta=0$ 的周围，TE 偏振对应 $\beta=0$ 的左侧，TM 偏振对应 $\beta=0$ 的右侧，如图 2 中的箭头 a 和箭头 b 所指的区域。交叠现象出现的原因是光子晶体周期性排列的交替所致。另外，当 $\beta=0$ 时，由于电场和磁场在光轴 z 周围满足旋转对称分布，光沿着轴向传播时不区分 TE 波和 TM 波。当光离轴传播，即 $\beta\neq0$ 时，TE 波和 TM 波不再满足旋转对称性，此时沿着 ω 轴两者的通带特征也不再相同。对于 TM 偏振，由于布儒斯特角的原因，将引起通带的交叠，并且交叠位置随着波矢分量 β 的增大而向高频方向移动，图 2 中以三角形“Δ”符号表示交叠的位置。而对于 TE 波则不存在这种现象。可见图 2 的能带结构不仅反映了光沿轴向的传输特性，同时也也反映了光离轴的传输特性。

2.2 有限周期光子晶体带隙的能级分布和 Tamm 态的形成

在实际设计中光子晶体的排列周期一般是有限的，所以研究有限周期的光子晶体结构更加有实际意义。取光子晶体的重复排列周期数（或是晶胞数）$m=8$，分别在 TE 偏振和 TM 偏振情况下计算模拟出光子晶体的带隙结构，如图 3 所示。图 3 中 TE 偏振

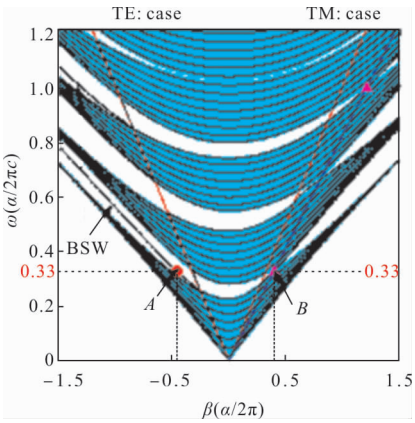

图 3 有限周期光子晶体能级分布图

Fig.3 Energy level distribution for finite periodic photonic crystal

情况对应波矢分量 $\beta<0$ 的区域，TM 偏振情况对应波矢分量 $\beta>0$ 的区域。

在图 3 中，可以把各通带中的黑色线条称为光子晶体的“能级”，从数量上可知，每条通带中的能级数目正好等于光子晶体的晶胞数量 8，即一个晶胞对应一个能级。类似于能带指数，通带中自下而上第1、2、3、4…条能级对应的能级指数分别为 m=0，1，2，3...，即沿着频率方向能级指数越高。在光波导的理论研究的实际实验中，能级指数和能带指数都是非常重要的参数指标，通常把它们定义为模阶数。对于 TE 偏振和 TM 偏振两种模式，光波导理论中一般以 TM_{mn} 和 TE_{mn} 表达[15]。

从图 3 可看出，当电磁波沿轴传播，即 β=0 时，由于电场和磁场沿着光轴 z 满足旋转对称分布而导致能级简并，于是在 β=0 时 TE 偏振和 TM 偏振的能级重合。当 $\beta\neq0$ 时，即光离轴传播，由于旋转对称性已经不再满足，则 TE 偏振和 TM 偏振的能级也不再重合，但是在同一通带里却出现能级简并现象，而且 β 值越大简并程度越强。如，无论在 TE 偏振和 TM 偏振区域，第 1 条和第 3 条通带中的能级均出现 7 合 1 的简并效果，但通带中的能级总数目仍然等于晶胞数目 m。当波矢分量 β 值增大，$\beta a/2\pi$ 的数值也随之增大，则光子晶体里相邻介质薄膜层里的局域模式交叠会越来越小，模式之间的频率差也逐渐变小，导致通带宽度变得越来越窄，显然当 β 值增大到一定数值后通带宽度将趋于零，亦即出现各通带的能级完全简并现象，所有束缚模式均变成 m 重简并状态。究其原因，主要是当波矢分量 β 趋于无穷大时，介质薄膜的介电函数在空间的周期性分布也消失，导致介质的带隙也将消失。

特别值得关注的是，当 $\beta\neq0$ 时，即光离轴传播时，图 3 中第 1 条和第 3 条通带的能级只产生 7 重简并，且非简并的能级(能级指数 m=7)进入禁带甚至更高一级的通带中，犹如从通带中分离出来的能级一样，这就是表面布洛赫波(Bloch surface wave，BSW)的色散曲线，如图 3 中第 1 条和第 3 条通带上边缘的黑线所示。其形成的主要原因是，当光子晶体被截断为有限周期后，光子晶体的结构与外部环境均发生了变化，尤其是光子晶体的界面处晶格的周期性突变，导致能级周期性分布的变化，即从周期性排列的通带中分离出来进入禁带中且被束缚于在光子晶体表面形成表面光局域态，称为光子晶体表面光学 Tamm 态，这种光局域态似于半导体电子的 Tamm 态。而当光子晶体的排列周期无限大时，入射介质与光子晶体间不满足这种阻抗匹配条件，从而不出现表面光学 Tamm 态。

另外，如果光子晶体的入射介质为空气时，可以由公式 $k_{zj}=\sqrt{n_j^2\bar{\omega}-\beta^2}=0$ 得到光线图，如图 3 中的红线所示。两条红线之间组成的区域通常称为入射光锥，当电磁模式位于光锥内即红线上方的区域位时可在入射介质中传播，这种电磁模式也称为辐射模或是传播态。相反，当在红线下方不在光锥内的电磁模式称为局域态 (束缚态)，即被束缚而不能被激发。若要使局域态(或束缚态)被激发，可以通过拓宽入射光锥范围来实现，通常是用一较高折射率的棱镜耦合装置置入射面，同时使光子晶体的出射介质为空气即可。

可见，当光子晶体排列周期无限大时，由于入射介质与光子晶体间不满足阻抗匹配条件，从而不出现表面光学 Tamm 态，当光子晶体被截断成有限周期时，光子晶体表面可实现光学 Tamm 态。另外，从空气入射到光子晶体表面时，电磁模式必须位于入射光锥内才能通过光子晶体。这些特性对光波导的研究和设计具有实际指导意义。

2.3 截断系数对表面 Tamm 态的影响

当光子晶体被截断成有限周期后，它的表面处附近就存在局域光子态，即光学 Tamm 态。因此，对光子晶体最外层的基本单元即晶胞 PNP 而言，被截断的位置不同，光子晶体的表面光学 Tamm 态度性质也一定不一样。仍然认为 P、N 介质层的厚度满足 $d_P=0.5d_N$，则一个晶格胞的晶格常数为 $a=2d_P+d_N$。当光子晶体被截断时，除了最外层的晶胞结构受到破坏外，其余的晶胞仍然是对称的 PNP 型基本单元结构。为研究方便，设定截断系数为 τ，当最外层为 P 介质时，τ=0~0.25，当最外层为 N 介质时，τ=0.25~0.75，显然当光子晶体刚好被截断一个晶胞时，τ=1。再进一步截断，则重复上述的截断规律，如图 4 所示。

为形成明显的对比效果，TE 偏振和 TM 偏振的水平波矢分量分别取值 $\beta a/2\pi$=1.6 和 $\beta a/2\pi$=−2，则在 τ=0~0.75 的截断系数范围内，光子晶体表面的光

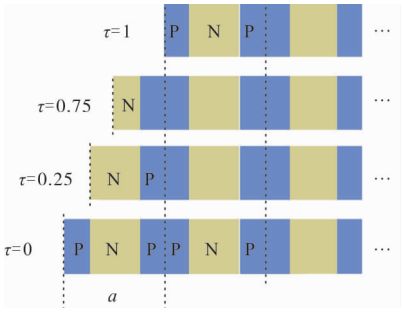

图 4 各种截断情况对应的光子晶体示意图

Fig.4 Photonic crystal with different truncation

学 Tamm 态色散变化，如图 5 所示。图 5 中，τ=0.25 处的蓝色虚线代表最外层为 N 介质即 P 介质完全被截断时对应的 Tamm 态；τ=0.75 处的蓝色虚线则代表最外层为 P 介质即 N 介质完全被截断时对应的 Tamm 态。

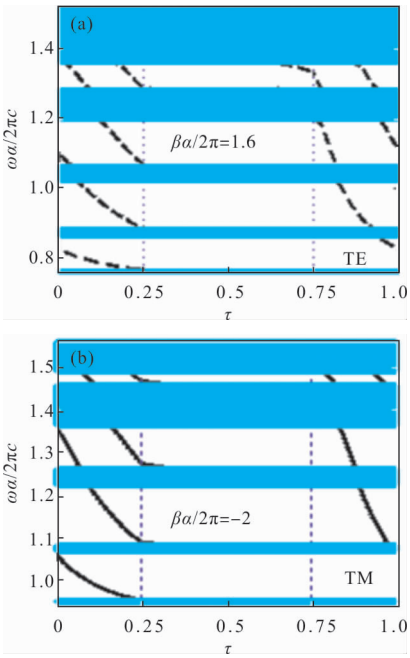

图 5 截断系数对表面 Tamm 态的影响（青色区域为通带，白色区域为禁带，白色区域中的虚线为 Tamm 态的色散曲线）

Fig.5 Effect of truncation coefficient on surface Tamm state (The blue region is the pass band and the white area is the band gap, and the line in the white area represents the dispersion curve of the Tamm state)

由图 5 可见，随着截断系数 τ 增大，TE 偏振和 TM 偏振的 Tamm 态色散仅存在微小的差别。当光子晶体最外层为高折射率介质 P 时，表面的 Tamm 态随着 τ 的增大向低频方向转移。从光子晶体尤其是最外层介质尺寸结构上看，截断系数越大即最外层越薄，则更加容易实现表面光学 Tamm 态。在 τ=0.25~0.75 的截断系数范围，即当最外层为低折射率介质 N 时，光子晶体不出现表面光学 Tamm 态。在 τ=0.75~1.0 的截断系数范围，即外层的晶胞的 P 和 N 介质被截断，这时候无论主 TE 偏振还是 TM 偏振，在低频范围内均不出现表面光学 Tamm 态，一直到当 τ=0.89 时，TE 偏振才出现表面光学 Tamm 态。

可见，光子晶体的表面光学 Tamm 态对截断系数的响应非常灵敏，而且对截断后最外层介质具有选择性。当光子晶体截断系数不为零，即光子晶体被截断时，若光子晶体的最外层介质为高折射率介质，则光子晶体容易出现局域性很强的表面光学 Tamm 态，同时截断系数越大，在低频率范围越容易出现表面光学 Tamm 态；若光子晶体的最外层介质为低折射率介质，则光子晶体很难出现表面光学 Tamm 态。这也从另一个角度印证了表面光学 Tamm 态的出现需要入射介质和光子晶体之间满足一定的阻抗匹配关系。因此，在设计光学波导器件时，可以根据需要设计的表面波模式，调整光子晶体的截断系数来实现所需要的表面光学 Tamm 态。

2.4 光子晶体表面 Tamm 态的耦合激发

根据 ATR 全反射技术装置[16]，选用玻璃棱镜耦合方式对该光子晶体表面波进行激发，棱镜的折射率 n_s=1.519 2，光子晶体周期数 m=8。以 TE 偏振为例，通过计算模拟，可得到激发后的光线色散关系，如图 6 所示。

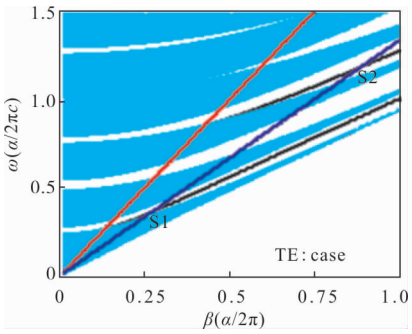

图 6 TE 偏振情况的色散图(红色为空气中的光线，蓝色为入射光线；S1、S2 为入射光线与表面 Tamm 态色散曲线的两个个交点)

Fig.6 Dispersion of TE polarization (The light for air is given in red line and the light for prism is given in blue line: The spot S1 and S2 are the intersection of the incident light and dispersion of Tamm state)

由图 6 可观察到,当用棱镜耦合时,在棱镜中传播的光线为图中的蓝色直线所示，因为棱镜的折射率大于空气,因此棱镜光线在空气光线的下方,从而与禁带中的 BSW 相交于两点 S1 和 S2,其位置对应的频率将被激发形成表面模。

取周期 m=8，观察到的 ATR 反射谱如图 7 所示。其中黑色实线对应的电磁波的水平波矢分量 $\beta a/2\pi$=0.532 5，黑色虚线对应的水平波矢分量为 1.701 5,在 ATR 反射谱中形成的两个共振吸收峰，刚好对应图 7 中的两个相交点，说明该位置收到入射电磁波的耦合激发。因此,本来被局域在禁带中的 BSW 是可以通过耦合激发的方式使得该表面波形成光子晶体表面模。

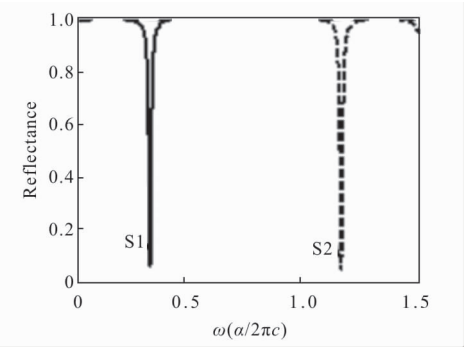

图 7 TE 偏振情况的光子晶体表面 ATR 反射谱(S1 和 S2 为耦合共振吸收峰,分别对应的波矢量为 $\beta a/2\pi$=0.532 5, 1.701 5)

Fig.7 Spectrum ATR of TE polarization on the surface of photonic crystal(S1 and S2 are the coupled resonance absorption peaks, repectively corresponding to wave vector: $\beta a/2\pi$=0.532 5, 1.701 5)

3 结 论

利用传输矩阵法和等效原理，研究对称结构光子晶体表面光学 Tamm 态,得出如下结论：

(1) 当对称结构光子晶体排列周期无限大时,光子晶体表面形成完整的带隙结构，但入射介质与光子晶体间不满足阻抗匹配条件，故不出现表面光学 Tamm 态;当光子晶体被截断为有限周期排列时,表面存在光学 Tamm 态。

(2) 光在轴向传播时通带中出现 TM 和 TE 偏振的能级简并现象，能级总数目由光子晶体的晶胞个数(或结构周期数)决定;离轴传播时,处于通带上边缘的能级从通带中分离出来进入禁带而形成的表面束缚态，并被局域于光子晶体表面形成表面光学 Tamm 态。

(3) 由截断参数控制光子晶体最外层介质及其厚度可实现不同频率的表面 Tamm 态。

(4) 通过 ATR 全反射技术对光子晶体表面态进行激发可实现被激发的耦合共振吸现象。

研究结果对光子晶体表面波传感器和光子晶体表面波导等器件的设计和研究等具有一定的指导意义。

参考文献：

[1] Pochi Y, Amnon Y, Chi-Shian H. Electromagnetic propagation in periodic stratified media [J]. ***Journal of the Optical Society of America B***, 1977, 67(4): 423-442.

[2] Barnes William L, Dereux Alain, Ebbesen Thomas W. Surface plasmons sub-wavelength optics [J]. ***Nature***, 2003, 424: 824-830.

[3] Xiamin Y, PochiYeh, John H. Nonexistence of well-confined surface waves on obliquely cut surfaces of one-dimensional photonic crystals [J]. ***Journal of the Optical Society of America B***, 2001, 18(3): 352-357.

[4] Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions [J]. ***Science***, 2006, 311: 189-193.

[5] Avendaño Carlos G, Reyes Adrián J. Photonic band structure in one-dimensional nonlinear crystal: analysis of harmonic stability[J]. ***Optics Communications***, 2015, 335(15): 16-22.

[6] Wang Lin, Wang Ligang. Photonic band structures in one-dimensional photonic crystals containing Dirac materials[J]. ***Physics Letters A***, 2015, 379(11): 1847-1851.

[7] Yang Yannan, Wang Xinqiang, Lu Liwu, et al. Surface states of InAlN film grown by MOCVD [J]. ***Acta Physica Sinica***, 2013, 62(17): 177302. (in Chinese)

[8] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. ***Physical Review Letters***, 1987, 58(20): 2059-2061.

[9] Jiang Yao, Zhang Weili, Zhu Yeyu. Surface states of InAlN film grown by MOCVD[J]. ***Acta Physica Sinica***, 2013, 62(16): 167303. (in Chinese)

[10] Hajian H, Soltani-Vala A, Kalafi M, et al. Surface plasmons of a graphen e parallel plate waveguide

bounded by Kerr-type nonlinear media [J]. ***Journal of Applied Physics***, 2014, 115(8): 083104.

[11] Wu Zhizheng, Yu Kun, Guo Zhiwei, et al. Electronic Tamm states of metamaterial -like semiconductor composite structures [J]. ***Acta Physica Sinica***, 2015, 64 (17): 107302. (in Chinese)

[12] Li Wensheng, Zhang Qin, Huang Haiming, et al. Polarization properties of Tamm state of one -dimensional photonic crystal containing single-negative materials [J]. ***Infrared and Laser Engineering***, 2014, 43(5): 1600-1604. (in Chinese)

[13] Gaspar -Armenta Jorge A, Francisco Villa. Band -structure properties of one -dimensional photonic crystals under the formalism of equivalent systems [J]. ***Journal of the Optical Society of America B***, 2004, 21 (2): 405-412.

[14] Lin N V, Smimov A I, Kondratiev I G. Metamaterial layer in rectangular waveguide [J]. ***Physics of Wave Phenomena***, 2010, 18(4): 227-283.

[15] Sakli Hedi, Wyssem Fathallah, Issa Khaled, et al. Guided modes in rectangular waveguides partially filled with single negative metamaterial slab [J]. ***Journal of Materials Science and Engineering***, 2013, A3(3): 205-208.

[16] Ruppin R. Surface polaritons of a left-handed medium [J]. ***Physics Letters A***, 2000, 277(1): 61-64.