

蜂巢光子晶格中光波的无衍射和反常折射

饶冰洁 刘圣 赵建林

Non-diffraction propagation and anomalous refraction of light wave in honeycomb photonic lattices

Rao Bing-Jie Liu Sheng Zhao Jian-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 234207 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.234207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.234207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

人工带隙材料的拓扑性质

Topological properties of artificial bandgap materials

物理学报.2017, 66(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.224203>

厚金属 Ag 膜的磁光法拉第旋转效应的增强

Magneto-optical Faraday rotation effect enhancement of a thick metal Ag

物理学报.2012, 61(16): 164210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164210>

利用介质光子晶体提高红光发光二极管的光通量的研究

Research of dielectric photonic crystal on red LED to increase luminous flux

物理学报.2012, 61(15): 154213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154213>

含特异材料的光量子阱频率特性研究

Properties of photonic quantum well structures containing left-handed materials

物理学报.2012, 61(13): 134210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.134210>

一维函数光子晶体的研究

Research on one-dimensional function photonic crystals

物理学报.2012, 61(13): 134208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.134208>

蜂巢光子晶格中光波的无衍射和反常折射*

饶冰洁 刘圣 赵建林†

(西北工业大学理学院, 陕西省光信息技术重点实验室, 西安 710072)

(2017年7月5日收到; 2017年8月8日收到修改稿)

空间频率模式的光子带隙反映了光波在周期性结构中的线性传输特性. 以这种线性传输特性为基础, 研究了蜂巢光子晶格中光波的无衍射和反常折射. 通过详细分析带隙结构第一通带上的衍射与折射特性, 得出了光波发生反常衍射和折射的入射条件. 匹配不同的入射条件, 数值模拟了光波的无衍射传输和反常折射现象. 结果表明: 将入射光束的波矢设置在蜂巢晶格布里渊区中正常、反常衍射区的交界处, 可使高斯光束沿 x 轴、 y 轴方向的衍射得到有效抑制; 以多光束干涉场作为入射光场, 可对蜂巢晶格进行模式匹配, 激发第二布里渊区的传输模式; 进一步将模式匹配后入射光场的波矢设置在反常折射区, 可实现光波的反常折射.

关键词: 光子晶格, 光子带隙, 反常衍射, 负折射

PACS: 42.70.Qs, 42.68.Ay, 42.25.-p, 42.25.Fx

DOI: 10.7498/aps.66.234207

1 引言

利用周期性结构实现对光波传输行为的调控, 一直是光学领域的一个研究热点. 光子晶格, 又称为光波导阵列, 作为一种典型的微米尺度周期性光子结构, 近年来已引起人们的极大关注. 在光子晶格中, 光波表现出一系列异于均匀介质的奇异传输行为, 如离散衍射^[1]、反常衍射和折射^[2-4]等. 利用这些奇异的光波传输特性, 不仅可以形成和控制非线性光子晶格中的空间孤子^[5,6], 也可以灵活地调控光波的线性传输行为^[7-9]. 与固体材料中的电子类似, 光波在光子晶格中的传输也可以由离散薛定谔方程来描述. 通过构建不同结构的光子晶格, 人们在其中发现了许多类电子的光波传输行为, 如光子能带^[10]、布洛赫振荡^[11,12]、安德森局域^[13]等, 并由此提出光场调控的新方法. 当光子晶格的折射率分布按蜂巢状排布时, 便形成具有石墨烯结构的蜂巢光子晶格. 蜂巢光子晶格中的光子态也与石墨烯的电子态类似, 因而可以从中观察到很多相似的物理现象, 如锥面衍射^[14]、光子的克莱因隧穿效

应^[15]和塔姆边界态^[16,17]等. 另外, 人们发现, 当蜂巢光子晶格被横向拉伸而发生非均匀形变时, 晶格中会产生赝磁场, 并形成光子朗道能级^[18]. 同时, 一种基于螺旋状蜂巢光子晶格结构的光学拓扑绝缘体被提出, 可减少光波在传输过程中的散射^[19]. 近期, 蜂巢光子晶格中的光子赝自旋效应被实验证实^[20,21]. 该赝自旋可与传输于其中的光子发生动量交换, 将其转化为轨道角动量, 并可实现其拓扑荷反转. 尽管蜂巢光子晶格中的“类石墨烯”现象已经被大量报道, 然而其光学机制仍需进一步讨论. 特别是研究光波传输过程中一些基本问题至关重要. 本文详细分析蜂巢光子晶格中带隙结构第一通带上的衍射与折射特性, 由此得出光束发生反常衍射和折射的入射条件, 并模拟研究光波的无衍射和负折射现象.

2 理论模型

单色光波在二维光子晶格中的传输可用无量纲化的薛定谔方程描述^[4-9]:

* 国家自然科学基金(批准号: 61675168, 11634010)和国家自然科学基金委员会中国工程物理研究院联合基金(批准号: U1630125)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jlzhaonwpu.edu.cn

$$\frac{\partial B}{\partial z} - \frac{j}{2} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \right) = j\Delta n B, \quad (1)$$

式中, B 表示光场复振幅, (x, y, z) 表示笛卡尔坐标系, z 为归一化传播距离, Δn 表示光子晶格的折射率分布. 对于光折变晶体中的光诱导光子晶格而言, 如果晶格诱导光场的强度分布为 I_1 , 则(1)式中折射率变化 Δn 可以表示为

$$\Delta n = \gamma \frac{I_1}{1 + I_1}, \quad (2)$$

式中, 常数 γ 为外加电场或光伏场强度. I_1 为蜂巢晶格的诱导光场, 可由多光束干涉场叠加而成, 即

$$I_1 = A \left[\left| \sum_{n=1,2,3} \exp(jg\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}_1) \right|^2 + \left| \sum_{n=1,2,3} \exp(jg\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}_2) \right|^2 \right], \quad (3)$$

式中, 常数 A 表示写入光的振幅, $\mathbf{k}_1 = (-1, 0)$, $\mathbf{k}_2 = (1, \sqrt{3})/2$, $\mathbf{k}_3 = (1, -\sqrt{3})/2$, $g = 4\pi/(3d)$, d 为光子晶格周期, $\mathbf{r}_1 = (x, y)$, $\mathbf{r}_2 = (x - 0.5d, y - 0.5d/\sqrt{3})$.

将蜂巢光子晶格中的线性本征传输模式表示为 $B(x, y, z) = u(x, y) \exp(j\beta z)$, 其中 β 为传播常数. 代入(1)式, 可得

$$\left[\beta - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right] u(x, y) = \Delta n u(x, y). \quad (4)$$

(4)式是一个本征函数问题, 本征函数 $u(x, y)$ 为本征值 β 对应的传输模式. 利用平面波展开法^[4-9] 求解该方程, 即可得到 β - (k_x, k_y) 关系曲面(光波衍射关系), 其中 (k_x, k_y) 表示本征传输模式的横向波矢.

3 数值计算结果与讨论

3.1 蜂巢光子晶格的衍射与折射特性

光波在光子晶格中传播时, 不仅会受到晶格波导间耦合的影响, 还受到晶格布拉格反射的作用. 在倒格空间(即空间频率域), 布里渊区边界处的光波散射分量会得到增强, 从而导致光波的衍射关系曲面 β - (k_x, k_y) 分离, 形成光子禁带. 蜂巢晶格的带隙结构可以由(4)式求解得到, 如图1所示. 其中, 图1(a)显示了蜂巢晶格的结构及其折射率分布(插图), 图1(b)显示了计算得到的蜂巢晶格的带隙结构, 从图中可以清楚地看到两个通带间有六个相交的狄拉克点. 图1(c)为蜂巢晶格的一阶通带等高线分布, 白色虚线框表示第一布里渊区. 利用该光子带隙结构, 可以分析光波在晶格中的衍射和折射特性.

对于二维光子晶格, 光波的衍射与折射分别定义为

$$\begin{cases} D_i = \frac{\partial^2 \beta}{\partial k_i^2}, \\ \Delta_i = \frac{\partial \beta}{\partial k_i} z, \end{cases} \quad i = x, y, \quad (5)$$

式中, D_i 描述光波沿 i 轴方向上的衍射展宽, $D_i < 0$ 表示正常衍射, $D_i > 0$ 表示反常衍射, $D_i = 0$ 则表示无衍射; Δ_i 描述光波在传输距离 z 处沿 i 轴方向上的平移量, $\Delta_i < 0$ 表示光波沿 i 轴方向折射, $\Delta_i > 0$ 表示光波沿 $-i$ 轴方向折射, $\Delta_i = 0$ 表示光波沿 z 轴传输.

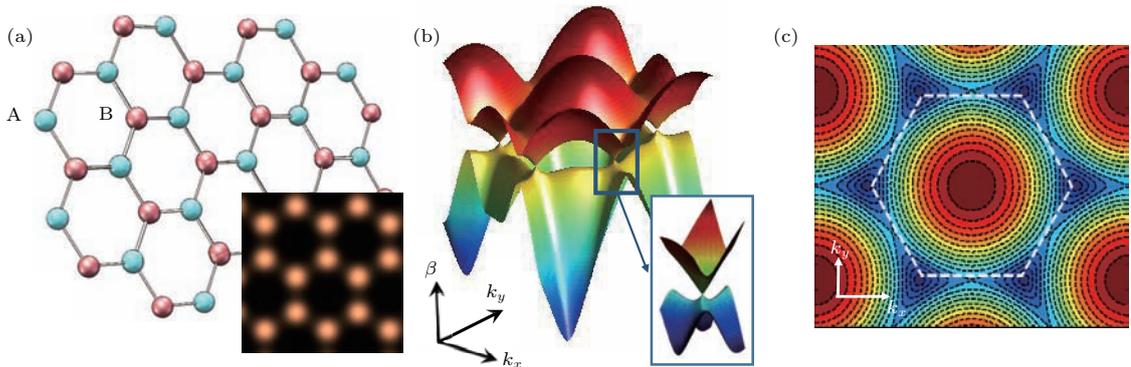


图1 (网刊彩色) 蜂巢晶格及其带隙结构 (a) 晶格结构; (b) 光子带隙; (c) 一阶通带

Fig. 1. (color online) Honeycomb photonic lattice and its band-gap structure: (a) Lattice structure; (b) photonic band-gap; (c) 1st transmission band.

图2描述了蜂巢晶格一阶通带的衍射与折射特性,其中图2(a)和图2(b)分别为蜂巢晶格沿 x 轴和 y 轴方向的衍射 D_x 和 D_y ,白色虚线框为第一布里渊区,黄色实线显示无衍射线($D_i = 0$).从图中可以看出,在第一布里渊区内的大部分区域,光波在 k_x 与 k_y 轴方向上均表现为正常衍射,只是在波矢位于无衍射线上时光波才不发生展宽.图2(c)和图2(d)分别为蜂巢晶格沿 x 轴和 y 轴方向的折

射 Δ_x 和 Δ_y ,其中,黄色区域为正常折射区,蓝色区域为反常折射区.从图中可以看出,在第一布里渊区内, k_x 方向上均为正折射,而在 k_y 方向上,大部分区域为正折射区,只有在狄拉克点附近的区域为负折射区.若要验证光波在蜂巢晶格中的衍射和折射特性,可以将入射光束的波矢匹配相应衍射区域,通过束传播法对晶格中光波的传输过程进行模拟.

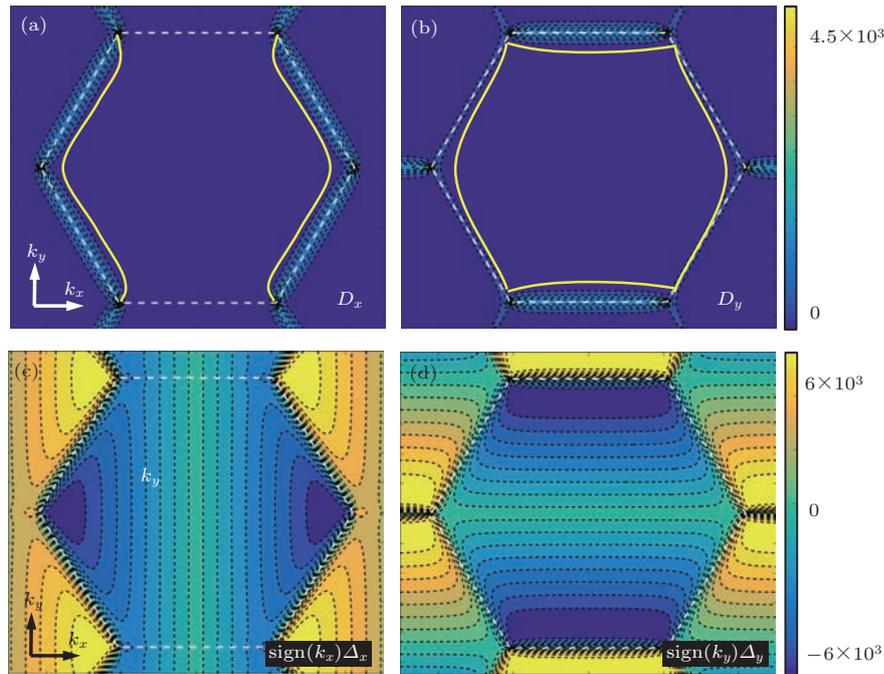


图2 (网刊彩色) 光波在蜂巢光子晶格中的衍射(a), (b)与折射(c), (d)特性, (a), (c)和(b), (d)分别对应沿 k_x 轴和 k_y 轴方向的衍射与折射

Fig. 2. (color online) Diffraction (a), (b) and refraction (c), (d) characteristics of light in honeycomb photonic lattice. (a), (c) and (b), (d) correspond to the diffraction and refraction along k_x and k_y axes, respectively.

3.2 光波在蜂巢晶格中的无衍射传播

图3(a)给出了在蜂巢晶格第一布里渊区内的衍射特性,其中,六边形表示蜂巢晶格布里渊区,黑色虚线和红色点线分别为 k_x 与 k_y 方向的无衍射线 $D_x = 0$ 和 $D_y = 0$,黄色点代表不同入射波矢在布里渊区的位置.从图中可以看出, $D_x = 0$ 和 $D_y = 0$ 在第一布里渊区内存在六个交点,入射光波波矢匹配这些点时,将在 x 和 y 方向表现出无衍射特性.设定蜂巢晶格周期为4,入射高斯光束束腰半径为15,其强度分布如图3(b)所示.该高斯光束分别以不同波矢(0, 0), (0, 0.688g), (0.419g, 0.712g), (0.82g, 0)入射.计算其传输距离 $z = 300$ 时出射光场的强度分布,结果分别如图3(c)—(e)

所示.图3(c)对应正入射(即波矢为(0, 0))时的出射光场,可以看出光束发生了明显的展宽,表现为正常衍射.当光束以波矢(0, 0.688g)入射时,如图3(d)所示,光束只在 x 轴方向发生展宽,而在 y 轴方向的衍射被抑制,这表明光波在 x 和 y 轴方向分别发生正常衍射和无衍射.而对于入射波矢为(0.419g, 0.712g)和(0.82g, 0)的光束(如图3(e)和图3(f)所示),其出射光在 x, y 轴方向并未发现严重展宽.也就是说,图3(a)中(e)点和(f)点是两个在 x, y 方向上均为无衍射的点.实际上,在蜂巢晶格第一布里渊区内共存在六个无衍射点,满足六重旋转对称性.

需要说明的是,由于图3(e)和图3(f)中光束的入射波矢均位于蜂巢晶格三重对称点附近,光束

在传播过程中会受到蜂巢晶格三重对称性的影响, 因而出射光场形状最终演化为三角形. 此外, 光波的非衍射条件需要严格满足 $D_x = D_y = 0$, 但由于入射光束尺寸有限, 其频谱在布里渊区会覆盖一定区域. 这导致光束在传输过程中发生轻微衍射, 从而使光束发生一定展宽, 如图 3 (d) 和图 3 (e) 所示. 为了减少这一影响, 可使用宽光束进行

激发.

与其他实现无衍射光束的手段 [22,23] 相比, 这里通过光子晶格实现的光束无衍射传输, 并不要求较复杂的相位或振幅调制, 只是对光束空间频谱的相对宽度有限制. 这从一定程度上提高了实现光束无衍射传输的便利性. 然而, 出射光场也会受晶格对称性影响, 如图 3 (e) 和图 3 (f) 所示.

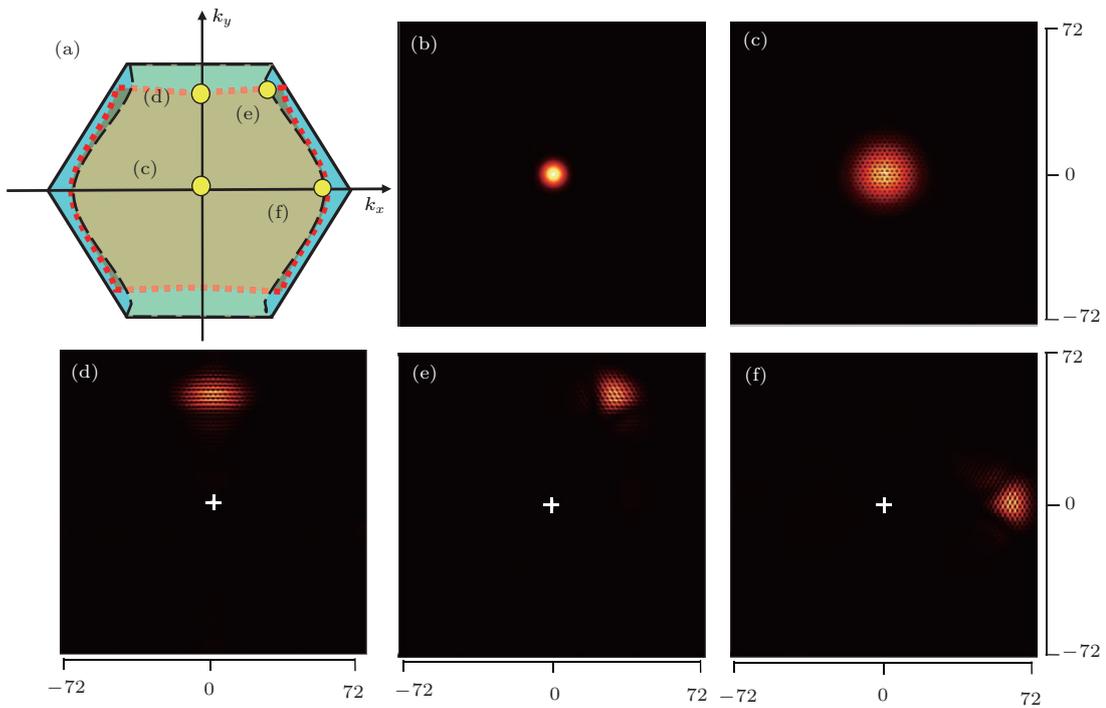


图 3 (网刊彩色) 蜂巢晶格中 Gaussian 光束的非衍射传输 (a) 衍射特性示意图, 其中黄色圆点表示不同入射波矢的位置; (b) 入射光束; (c)–(f) 不同入射波矢条件下 $z = 300$ 处的出射光场强度分布

Fig. 3. (color online) Non-diffraction propagation of a Gaussian beam in honeycomb lattice: (a) Schematic of diffraction, with input wave vectors marked by yellow circles; (b) input beam; (c)–(f) output fields at $z = 300$ corresponding to the wave vectors shown in (a).

3.3 光波在蜂巢晶格中的反常折射

为了验证光波在蜂巢晶格中的折射特性, 可选择不同波矢的高斯光束入射, 观察其出射位置. 根据入射光波波矢与出射位置可获得光波的折射特性. 例如, 当入射波矢位于坐标第一象限时 (即入射波矢满足 $k_x > 0$ 和 $k_y > 0$), 若沿 x, y 轴方向均为正折射, 则出射场位于第一象限; 若 x 方向为正折射而 y 方向为负折射, 则出射场位于第四象限; 若 x 方向为负折射而 y 方向为正折射, 则出射场位于第二象限; 若 x, y 方向均为负折射, 则出射场位于第三象限; 若入射波矢位于 y 方向无衍射曲线上, 则

出射光束位于 x 轴上.

图 4 (a) 给出了光波在蜂巢晶格第一布里渊区内沿 k_y 方向的折射特性, 其中虚线表示 $\Delta y = 0$ 的等高线, 白色区域为负折射区. 分别选取入射波矢为 $(0.3g, 0.14g)$ 和 $(0.837g, 0.14g)$, 模拟高斯光束在蜂巢晶格中的传输过程, 结果如图 4 (b) 和图 4 (c) 所示. 从图中可以看出, 当入射波矢位于 x, y 轴方向正折射区时 (如图 4 (b) 所示), 出射光斑位于第一象限, 说明光波在 x, y 轴方向均发生正常折射; 当波矢位于图 4 (a) 中的 (c) 点时, $\Delta y = 0$, 光束沿 y 轴方向的位移为 0, 出射光斑位于 x 轴上, 如图 4 (c) 所示, 表现出反常的折射现象.

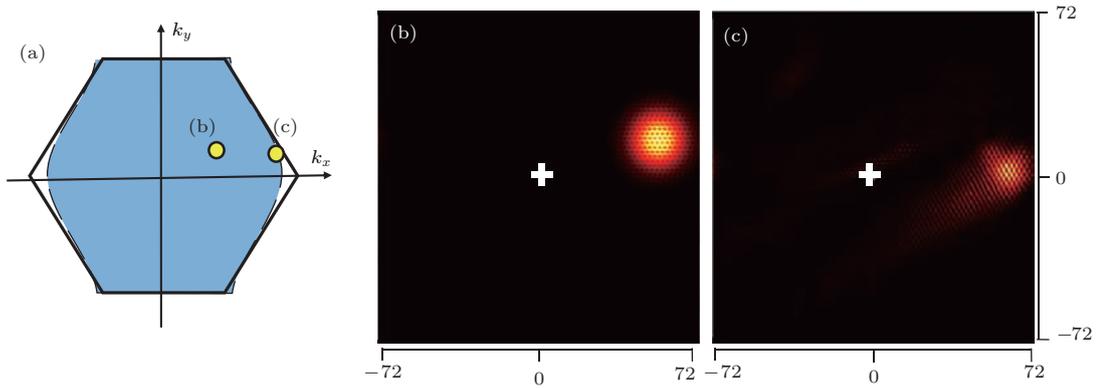


图4 (网刊彩色) 蜂巢光子晶格中光波的折射 (a) 波矢图, 其中黄色圆点表示入射波矢的位置; (b), (c) 不同入射波矢对应的出射光场

Fig. 4. (color online) Refraction of a Gaussian beam in honeycomb lattice: (a) Schematic of refraction, with input wave vectors marked by yellow circles; (b), (c) output fields corresponding to the wave vectors shown in (a).

3.4 光波在蜂巢晶格中的负折射

光波在第一布里渊区内的负折射很难实现, 通常利用模式匹配来获得第二布里渊区的传输模式, 从而激发出负折射现象^[4,7]. 图5为激发对应的布洛赫模式以形成负折射的模拟结果. 其中, 图5(a)给出了蜂巢晶格的折射特性示意图, 不同衍射区域用不同色块标记, 黄色圆点表示入射波矢(0.2g, 1.066g), (0.64g, 1.006g), (g, 1.066g), (1.2g, 0.2g)在布里渊区的位置; 图5(b)—(e)分别表示不同入射波矢对应的出射光场的强度分布, 其中白色十字

表示光场的入射位置(即坐标原点), 右上角插图为出射光场频谱分布, 六边形为第一布里渊区. 入射光场的波矢均满足 $k_x > 0$ 和 $k_y > 0$, 即沿坐标系右上方倾斜入射时, 对应正常折射的出射位置为坐标轴第一象限.

选择入射波矢为(0.2g, 1.066g)时, 如图5(b)所示, 入射光场匹配X点的布洛赫模式, 复振幅为 $E_0 \cos(\sqrt{3}gy)$, 其中 E_0 为高斯分布. 此时, 波矢位于 k_x 方向的正折射区、 k_y 方向的负折射区, 所以出射光场沿 x 轴正方向、 y 轴负方向均发生移动, 从第四象限出射. 选择波矢为(0.64g, 1.066g)和

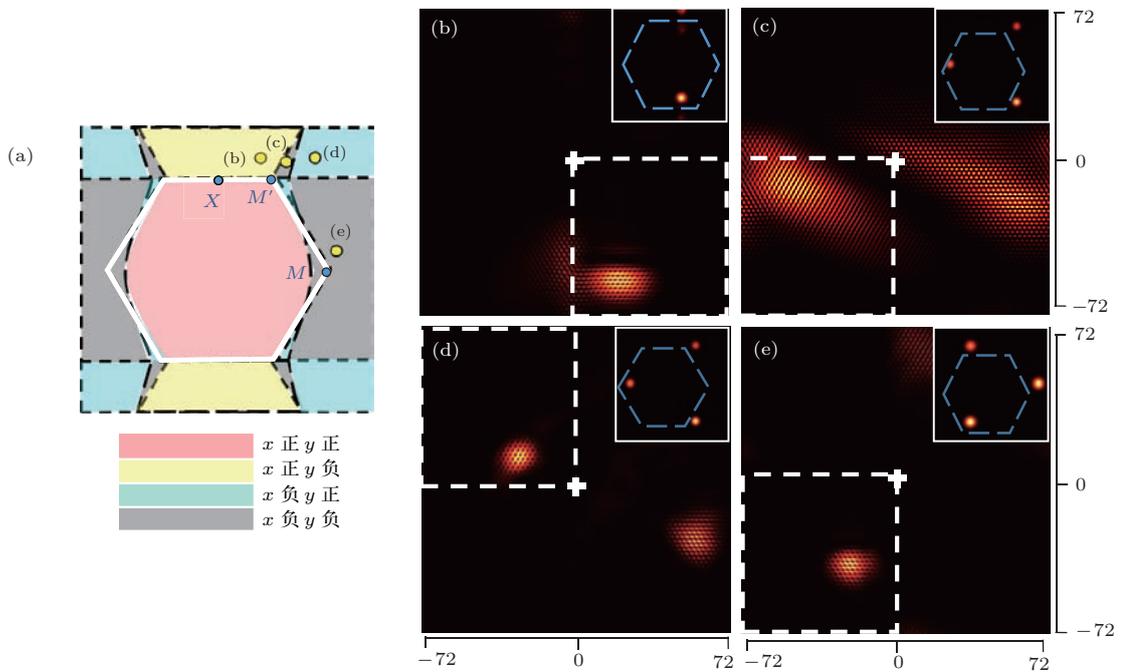


图5 (网刊彩色) 蜂巢光子晶格中光波的负折射 (a) 折射特性示意图; (b)—(e) 不同入射波矢对应的出射光场

Fig. 5. (color online) Negative refraction in honeycomb lattice: (a) Schematic of refraction; (b)—(e) output fields corresponding to the wave vectors shown in (a).

(1.2g, 0.2g) 时, 如图 5(c) 和图 5(e) 所示, 入射光场匹配 M' 点的布洛赫模式, 复振幅为 $E_0 \sum_{i=1}^3 \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})$. 由于入射波矢均位于 k_x 和 k_y 方向的负折射区, 则光波在这两个方向上均发生负折射, 出射位置在第三象限. 选择波矢为 $(g, 1.066g)$ 时, 如图 5(d) 所示, 入射光场匹配 M 点的布洛赫模式, 复振幅为 $E_0 \sum_{i=1}^3 \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})$. 此时波矢位于 k_x 方向的负折射区、 k_y 方向的正折射区, 因此, 光波从第二象限出射.

需要注意的是, 光波在传输过程中会发生不同程度的模式劈裂, 如图 5(b)—(e) 所示, 这是由于在这些情况下入射光场模式与蜂巢晶格的本征模式并不完全匹配. 入射光场除了包含蜂巢晶格第一阶通带的布洛赫模式以外, 还包含了高阶通带的简并模式^[4]. 第一阶通带中的布洛赫模式会依照上述理论发生反常折射, 如图 5(b)—(e) 中虚线框内的光场所示; 而高阶通带的本征模式则依照高阶通带的衍射、折射特性传输. 因此, 不同本征模式在传输过程中会分离.

4 结 论

理论分析了蜂巢光子晶格的第一阶通带模式的线性传输特性, 数值模拟研究了以不同波矢入射的光波在蜂巢晶格中的传输过程, 讨论了光波的无衍射传输和反常折射的激发. 通过理论计算得到蜂巢晶格的光子带隙结构, 并根据第一阶通带在 x, y 轴方向的衍射和折射定义, 将晶格的布里渊区划分为不同的衍射区和折射区, 得出了光波的反常衍射和折射的入射条件. 第一布里渊区内存在六个无衍射点, 当入射波矢匹配这些点时, 光波在晶格中传输时不发生明显展宽, 表现为无衍射传输; 当波矢匹配 $\Delta y = 0$ 等高线时, 光波沿 y 轴方向不发生偏移, 表现为反常折射; 通过匹配晶格的本征传输模式, 并将入射波矢调节到负折射区, 可观察到光波的负折射现象. 以上结论有望对研究蜂巢光子晶格中光子“类石墨烯”现象的光学机理提供一定的参考价值, 相关结论也可以延伸应用到其他蜂巢晶格结构中.

参考文献

- [1] Eisenberg H S, Silberberg Y S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1863
- [2] Pertsch T, Zentgraf T, Peschel U, Bräuer A, Lederer F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 093901
- [3] Rosberg C R, Neshev D N, Sukhorukov A A, Kivshar Y S, Krolikowski W 2005 *Opt. Lett.* **30** 2293
- [4] Liu S, Zhang P, Xiao F J, Yang D X, Zhao J L 2009 *Sci. China G* **52** 747
- [5] Zhang P, Liu S, Zhao J L, Lou C B, Xu J J, Chen Z G 2008 *Opt. Lett.* **33** 878
- [6] Liu S, Hu Y, Zhang P, Gan X T, Xiao F J, Lou C B, Song D H, Zhao J L, Xu J J, Chen Z G 2011 *Opt. Lett.* **36** 1167
- [7] Zhang P, Lou C B, Liu S, Zhao J L, Xu J J, Chen Z G 2010 *Opt. Lett.* **35** 892
- [8] Liu S, Hu Y, Zhang P, Gan X T, Lou C B, Song D H, Zhao J L, Xu J J, Chen Z G 2012 *Opt. Lett.* **37** 2184
- [9] Liu S, Hu Y, Zhang P, Gan X T, Lou C B, Song D H, Zhao J L, Xu J J, Chen Z G 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 061907
- [10] Yeh P, Yariv A, Hong C 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 423
- [11] Trompeter H, Krolikowski W, Neshev D N, Desyatnikov A S, Sukhorukov A A, Kivshar Y S, Pertsch T, Peschel U, Lederer F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 053903
- [12] Liu S, Rao B J, Wang M R, Zhang P, Xiao F J, Gan X T, Zhao J L 2017 *Opt. Express* **25** 7475
- [13] Schwartz T, Bartal G, Fishman S, Segev M 2007 *Nature* **446** 52
- [14] Peleg O, Bartal G, Freedman B, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 103901
- [15] Bahat-Treidel O, Peleg O, Grobman M, Shapira N, Segev M, Pereg-Barnea T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 063901
- [16] Rechtsman M C, Plotnik Y, Zeuner J M, Song D, Chen Z, Szameit A, Segev M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 103901
- [17] Plotnik Y, Rechtsman M C, Song D, Heinrich M, Zeuner J M, Nolte S, Lumer Y, Malkova N, Xu J, Szameit A 2014 *Nat. Mater.* **13** 57
- [18] Rechtsman M C, Zeuner J M, Tünnermann A, Nolte S, Segev M, Szameit A 2013 *Nat. Photon.* **7** 153
- [19] Rechtsman M C, Zeuner J M, Plotnik Y, Lumer Y, Podolsky D, Dreisow F, Nolte S, Segev M, Szameit A 2013 *Nature* **496** 196
- [20] Song D, Paltoglou V, Liu S, Zhu Y, Gallardo D, Tang L, Xu J, Ablowitz M, Efremidis N K, Chen Z 2015 *Nat. Commun.* **6** 6272
- [21] Song D, Liu S, Paltoglou V, Gallardo D, Tang L, Zhao J, Xu J, Efremidis N K, Chen Z 2015 *D Mater.* **2** 034007
- [22] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499
- [23] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901

Non-diffraction propagation and anomalous refraction of light wave in honeycomb photonic lattices*

Rao Bing-Jie Liu Sheng Zhao Jian-Lin[†]

(Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Science, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 5 July 2017; revised manuscript received 8 August 2017)

Abstract

Photonic band-gap of light wave in spatial frequency model depicts the linear propagation characteristics of the light wave in period structures, based on which the linear diffraction and refraction of light are defined. In this paper, we numerically study the non-diffraction propagation and anomalous refraction of light waves in honeycomb photonic lattices according to the diffraction relationship of the photonic band-gap.

By calculating the photonic band-gap structure, the linear propagation characteristics in the first transmission band are analyzed. The first Brillouin zone of the honeycomb lattice can be divided into different diffraction (D_x and D_y) and refraction regions (Δ_x and Δ_y), according to the definitions of light diffraction and refraction along the x - and y -axis. Light wave can present normal, anomalous diffraction and even non-diffraction when the wave vector matches the regions of $D_{x,y} < 0$, $D_{x,y} > 0$ and $D_{x,y} = 0$, respectively. And the wave experiences the positive, negative refractions, and non-deflection when the refraction region meets the conditions: $\Delta_{x,y} < 0$, $\Delta_{x,y} > 0$ and $\Delta_{x,y} = 0$, respectively.

By matching the input wave vectors to the contour lines of $D_x = 0$ and $D_y = 0$, we can realize the non-diffraction propagation along the x - and y -axis, respectively. When the input wave vector is set to be $(0, 0)$, the light wave experiences normal diffraction and beam size is broadened. When the wave vector matches the point where $D_y = 0$, the diffraction in the y -axis is obviously suppressed. To totally restrain the beam diffraction, the wave vector is set to be at the point where $D_x = D_y = 0$. There are six intersections on the contour lines of $D_x = 0$ and $D_y = 0$, and these intersections are named non-diffraction points.

The refraction of light can be also controlled by adjusting the input wave vector. When the wave vector is located on the contours of $\Delta_y = 0$, light wave propagates along the x -axis, without shifting along the y -axis. To excite the negative refractions, we need to match the input light wave to the eigen modes of the lattice, and adjust the wave vector to the negative refraction regions. We set the input wave vector to be $k_x > 0$ and $k_y > 0$, so that the beam would be output in the first quadrant of the coordinate if refracted normally. The eigen modes are approximated by multi-wave superposition, and the wave vector is adjusted to different refraction regions. From the numerical results of the light propagations, it is clearly seen that the propagations of a good portion of light energy follow the preconceived negative refractions, and output field is in the fourth, third, second, and third quadrant, respectively. Notably, the light waves generated by multi-wave superposition not only contain the eigen modes we need, but also include other modes. As a result, there are also energy outputs arising from the undesired modes in the other quadrants.

The above conclusions are expected to provide a reference for the optical mechanisms of graphene-like optical phenomena in honeycomb photonic lattices.

Keywords: photonic lattice, photonic band-gap, anomalous diffraction, negative refraction

PACS: 42.70.Qs, 42.68.Ay, 42.25.-p, 42.25.Fx

DOI: 10.7498/aps.66.234207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61675168, 11634010) and the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1630125).

[†] Corresponding author. E-mail: jlzhao@nwpu.edu.cn