

双重势垒一维光子晶体量子阱的光传输特性研究*

苏安^{1)†} 高英俊²⁾

1) (河池学院物理与电子工程系, 宜州 546300)

2) (广西大学物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

(2012年4月21日收到; 2012年5月14日收到修改稿)

利用传输矩阵法, 研究单势垒和双重势垒一维光子晶体量子阱结构的光传输特性. 结果表明: 垒层折射率总和大的单势垒光量子阱的透射峰更加精细, 内部局域电场更加强; 双重势垒光量子阱的透射峰比单势垒光量子阱的透射峰精细, 内部局域电场也比单势垒光量子阱的强; 随着垒层光子晶体周期数增大, 双重势垒光量子阱内部局域电场增强, 而且垒、阱层折射率总和之比越大, 双重势垒光量子阱的内部局域电场增强速度越快, 当双重垒层光子晶体周期数同时增大时, 双重势垒量子阱内部局域电场增强速度最快, 透射峰越加精细. 随着阱层光子晶体周期数的增大, 单势垒或双重势垒光量子阱的内部局域电场强度均下降, 但透射峰的透射率不随之改变. 该特性为设计新型可调高品质的量子光学器件提供指导.

关键词: 光子晶体, 双重势垒, 量子阱, 传输特性

PACS: 42.70.Qs, 41.20.Jb, 73.21.Fg

1 引言

光子晶体^[1-2]是介电常量周期性排列形成的人工光学微结构材料, 其最根本的特征是存在光子禁带和局域态, 处在禁带频率范围内的光在光子晶体中将被禁止传播, 利用这个特性可以实现人工控制光的行为. 因此, 自光子晶体概念提出后, 人们对其进行了大量而广泛的研究, 研究成果对信息技术材料的发展提供了新的方向和动力. 例如制作全新的光子晶体全反射镜、光子晶体激光二极管、光子晶体宽带滤波器和超窄带滤波器、光子晶体光纤、光子开关器件等^[3-7]. 最近几年, 为设计高品质和高性能的光子开关和光子超窄带滤波器, 对光子晶体超晶格材料提出了更高的要求, 需要深入研究光在光子晶体超晶格材料构成光量子阱中的传输特性. 目前这一研究领域已成为设计新型光子器件的关键和研究热点^[8-12].

将具有不同光子禁带的光子晶体合理组合在一起, 使中间层光子晶体的能带完全处于两侧光子晶体的禁带中, 可构成光子晶体量子阱结构, 则中间光子晶体可看成是光子晶体量子阱结构的阱, 两侧光子晶体可看成光子晶体量子阱结构的垒^[8-10,13-16]. 由于光子晶体量子阱对光的限制局域作用, 在光子晶体中传播的光将被局域在阱层光子晶体中, 并形成局域光子态, 这些被束缚的光子态, 将导致光频率的量子化. 利用光子晶体量子阱结构的这种光传输特性, 可以设计高品质的光学滤波器、光学放大器等量子光学器件^[8-12,16-18]. 目前, 国内外学者已对该领域开展了积极的研究, 并提出了许多光子晶体量子阱结构模型, 也发现了一些新的规律^[8-12,16-18]. 但对于双重对称结构(双重势垒)光量子阱结构的研究, 还未见报道.

基于此, 构造双重对称结构 $(GH)_k(AB)_m(BAB)_n(BA)_m(HG)_k$ 光子晶体模型, 研究其所构成的单势垒、双重势垒光子晶体量子阱结构对光传

* 国家自然科学基金项目 (批准号: 51161003, 50661001)、广西自然科学基金 (批准号: 2011GXNSFA018145, 2012GXNSFDA053001)、广西教育厅科研资助项目 (批准号: 201012MS206) 和广西高校优秀人才资助计划项目 (批准号: 桂教人 [2011]40 号) 资助的课题.

† E-mail: suan3283395@163.com

输的影响、光子局域产生的分立共振隧穿模和量子化效应的内在机理等,为设计新型高品质的量子光学器件等提供参考.

2 研究模型与理论

研究对象是对称结构一维光子晶体 $(\text{GH})_k(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m(\text{HG})_k$ 模型,其中 A 介质层为硫化砷 (AsS), B 介质层为二氧化硅 (SiO_2), G 介质层为碲化铅 (PbTe), H 介质层为二氧化硅 (SiO_2), 各介质层折射率及厚度分别为: $n_a = 2.6$, $d_a = 741 \text{ nm}$, $n_b = 1.45$, $d_b = 1329 \text{ nm}$, $n_g = 4.1$, $d_g = n_a d_a / n_g$, $n_h = 1.45$, $d_h = n_a d_a / n_h$, 即 G 层和 H 层介质的光学厚度与 A 层介质的光学厚度相等. k, m, n 分别是光子晶体排列的重复周期数,可取任意正整数. 该模型可看成由 $(\text{BAB})_n, (\text{AB})_m(\text{BA})_m$ 和 $(\text{GH})_k(\text{HG})_k$ 三块不同周期结构的一维光子晶体嵌套而成的对称结构模型,也可看成是由 $(\text{GH})_k(\text{BAB})_n(\text{HG})_k$ 和 $(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m$ 两个对称结构的一维光子晶体嵌套形成. 选定这种对称结构光子晶体模型的原因是: 对称结构光子晶体的透射能带谱一般也以某频率处为中心成对称结构分布,所构成的光子晶体量子阱结构及其透射谱一般也会对称分布于某频率处两侧,这种透射谱不仅结构简洁,而且分布和变化规律比较明显 [3,6,10,17].

研究理论和方法采用传输矩阵法 [3-8,10,16-17], 详见文献 [3,5,17], 在此不再重述.

3 双重势垒光量子阱结构的形成

通过 Matlab 科学软件编程计算模拟,可直观绘制出一维光子晶体 $(\text{BAB})_n, (\text{AB})_m(\text{BA})_m$ 和 $(\text{GH})_k(\text{HG})_k$, 其中 $n = 10, m = 5, k = 5$ 时的能带结构,如图 1 所示. 图 1(a) 是对称结构一维光子晶体 $(\text{BAB})_{10}$ 的能带结构,图 1(b) 为对称结构一维光子晶体 $(\text{AB})_5(\text{BA})_5$ 的能带结构,图 1(c) 为对称结构一维光子晶体 $(\text{GH})_5(\text{HG})_5$ 的能带结构.

从图 1 可见,光子晶体 $(\text{BAB})_{10}$ 的中心能带 (836—878 nm 频率范围)、光子晶体 $(\text{AB})_5(\text{BA})_5$ 的中心禁带 (834—879 nm 频率

范围) 和 $(\text{GH})_5(\text{HG})_5$ 的中心禁带 (824—891 nm 频率范围) 均对称分布于 856.4 nm 频率处两侧. 从能带和各禁带的频率范围可知,光子晶体 $(\text{BAB})_{10}$ 的中心能带完全处于光子晶体 $(\text{AB})_5(\text{BA})_5$ 和 $(\text{GH})_5(\text{HG})_5$ 的中心禁带之中,可分别构成单势垒光子晶体量子阱结构 $(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m$ 和 $(\text{GH})_k(\text{BAB})_n(\text{HG})_k$, 同时,光子晶体 $(\text{AB})_5(\text{BA})_5$ 的中心禁带又完全处于光子晶体 $(\text{GH})_5(\text{HG})_5$ 的中心禁带之中,亦即光量子阱 $(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m$ 又完全处于 $(\text{GH})_k(\text{HG})_k$ 的禁带之中,因此光子晶体 $(\text{BAB})_n$ 的中心能带和 $(\text{AB})_m(\text{BA})_m$ 及 $(\text{GH})_k(\text{HG})_k$ 的中心禁带,三者联合构成一个双重势垒的一维光子晶体量子阱结构 $(\text{GH})_k(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m(\text{HG})_k$. 其中光子晶体 $(\text{BAB})_n$ 是双重势垒光量子阱结构的阱,光子晶体 $(\text{AB})_m(\text{BA})_m$ 是双重势垒光量子阱结构的内垒,而光子晶体 $(\text{GH})_k(\text{HG})_k$ 则形成双重势垒光量子阱结构的外垒.

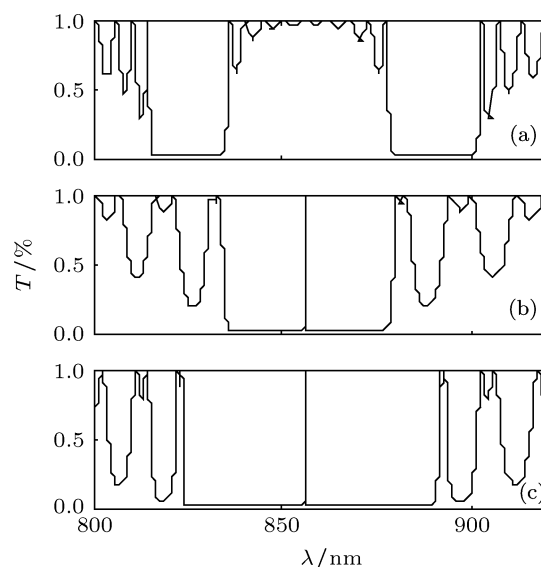


图 1 一维光子晶体透射能带谱 (a) $(\text{BAB})_{10}$; (b) $(\text{AB})_5(\text{BA})_5$; (c) $(\text{GH})_5(\text{HG})_5$

由于光子晶体 $(\text{BAB})_n, (\text{AB})_m(\text{BA})_m$ 和 $(\text{GH})_k(\text{HG})_k$ 均为周期性排列的对称结构模型,因此分别形成中心能带和中心禁带均对称分布于 $\lambda = 856.4 \text{ nm}$ 频率处两侧的能带结构,构成的光量子阱也是对称分布于该频率处两侧的单、双重势垒一维光子晶体量子阱结构. 由对称结构光子晶体的透射能带谱的特征可以推测,这些对称结构光量子阱的透射能带谱也一定对称分布于该

频率处两侧. 图 1(b) 与 (c) 的中心禁带中出现单条窄透射峰, 是镜像对称结构光子晶体 $(AB)_m(BA)_m$, $(GH)_k(HG)_k$ 的透射能带谱特征之一 [3,6,10,17].

当光子晶体构成光量子阱结构时, 处于阱层频率范围内的光在光子晶体中传播的时候, 由于受到势垒的限制作用而被禁止传播, 并被局域于阱层光子晶体内. 在这种强的局域作用下, 电磁波要想通过光子晶体, 一般以共振隧穿的方式通过 [8-12,16-18]. 在光子晶体 $(GH)_k(AB)_m(BAB)_n(BA)_m(HG)_k$ 内传播的电磁波, 不仅受到的内层光量子阱 $(AB)_m(BAB)_n(BA)_m$ 的限制作用, 且同时还受到外层光量子阱 $(GH)_k(BAB)_n(HG)_k$ 的限制作用, 形成双重势垒的局域限制效果. 这种双重势垒光量子阱对光的限制作用强弱, 或是光对它的隧穿效果和影响因素, 以及与单势垒光量子阱限制作用的区别等光传输特性, 可以通过下面的研究来了解.

4 一维光量子阱的光传输特性

4.1 单势垒光量子阱的光传输特性

首先, 取光子晶体重复周期 $m = 5$, $n = 1-5$ 时, 即改变阱层的周期数而垒层不变, 通过数值模拟, 可得单势垒光子晶体量子阱 $(AB)_5(BAB)_n(BA)_5$ 的透射谱及内部电场分布, 如图 2 和图 3 所示.

从图 2 可见, 当光在该单势垒光子晶体量子阱结构内传播时, 出现了明显的量子化效应, 体现为透射谱中与阱层光子晶体 $(BAB)_n$ 周期数 $n + 1$ 等值的分立透射峰条数. 另外, 光量子阱透射峰对称分布于 856.4 nm 频率处两侧, 且越靠近对称中心频率, 透射峰越精细.

单势垒量子阱透射谱出现分立透射峰的原因, 可由图 1 得知: 在 834—879 nm 频率范围内, 阱层光子晶体 $(BAB)_n$ 的中心能带完全处于垒层光子晶体 $(AB)_m(BA)_m$ 的中心禁带中, 构成光量子阱结构, 当频率处于光量子阱频率范围内的光在光子晶体中传播时, 将被光量子阱的势垒所限制而被禁止传播, 被禁止传播的光局域在阱层光子晶体内, 这些被限制的光子与半导体量子阱中的电子类似. 由于光量子阱限制作用将导致光频率的量子化, 这种情

况下光一般可以通过共振隧穿的方式透过光量子阱 [8-12,16-18], 则与量子化频率共振的光子可通过光子晶体, 而且这些量子化的局域光子态中, 光可完全透过光子晶体, 从而出现如图 2 所示的透射率均为 100% 的分立共振透射峰.

光场被光量子阱限制局域的效果可从光量子阱的内部电场看到: 如图 3 所示, 在光量子阱内部分布着很强的局域电场, 且局域电场极大值数目与透射峰条数一一对应, 如当 $n = 1$ 时, 透射谱中出现两条对称分布于 856.4 nm 频率处透射峰, 如图 2(a) 所示, 在光量子阱内部电场的中心位置两侧, 对应分布着两极极大值局域电场, 如图 3(a) 所示, $n = 2, 3, 4, 5$ 可依次类推, 如图 2 和图 3 所示. 另外, 从光量子阱内部电场分布图可看到, 越靠近对称中心, 局域电场越强, 这也是越靠近对称中心透射峰越精细的原因. 同时还看到, 当垒层周期数 m 不变, 随着阱层光子晶体周期数 n 的增大, 即阱层宽度加宽时, 局域范围扩大, 局域电场极大值数目增多 (宏观上表现为透射谱中透射峰条数增多), 但局域电场极大值的峰值却逐渐下降, 可见量子阱内部局域电场随阱层加宽而逐渐减弱 [10]. 如: 当 $n = 1$ 时, 光子晶体对称中心两侧两局域电场极大值为 $|E/E_0| = 10$, 当 $n = 5$ 时, 两极极大值 $|E/E_0| = 5.2$, 如图 3(a) 和图 3(e) 所示.

分立透射谱形成原因也可以从缺陷角度来解释: 当 $n = 1$ 时, 光子晶体量子阱可周期性排列成 AB AB AB AB ABABABA BA BA BA BA BA, 即在第 10 层和第 11 层之间、第 13 层和第 14 层之间缺少 A 介质层而形成两处空位缺陷 (文中以带边框阴影的 A 表示), 从而在透射谱中出现两个缺陷模 (透射峰), $n = 2, 3, 4, 5$ 可依次类推. 缺陷位置处存在强局域电场, 出现缺陷模的内在机理亦与上述相同 [3,17].

同理, $k = 5$, $n = 1-5$, 可计算模拟出单势垒光量子阱 $(GH)_5(BAB)_n(HG)_5$ 的透射能带谱及其内部电场分布, 如图 4 和图 5 所示. 从图 4 和图 5 可知, 该结构光量子阱的透射能带谱及其内部电场分布随周期数 n 的变化规律, 与 $(AB)_5(BAB)_n(BA)_5$ 光量子阱相似, 也出现对称分布于 856.4 nm 频率处两侧的 $n + 1$ 条分立的窄透射峰, 内部电场也出现与透射峰条数对应的局域电场极值数目, 而且随 n 的

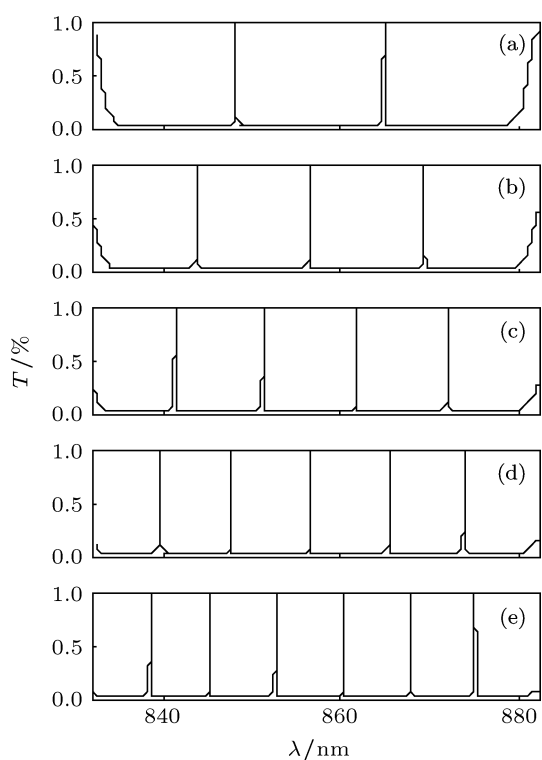


图2 一维光子晶体结构 $(AB)_5(BAB)_n(BA)_5$ 的透射谱 (a) $n = 1$; (b) $n = 2$; (c) $n = 3$; (d) $n = 4$; (e) $n = 5$

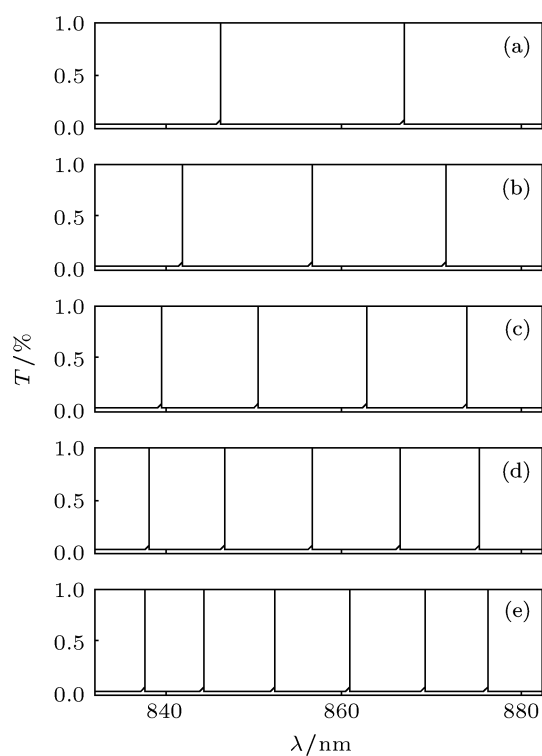


图4 一维光子晶体结构 $(GH)_5(BAB)_n(HG)_5$ 的透射谱 (a) $n = 1$; (b) $n = 2$; (c) $n = 3$; (d) $n = 4$; (e) $n = 5$

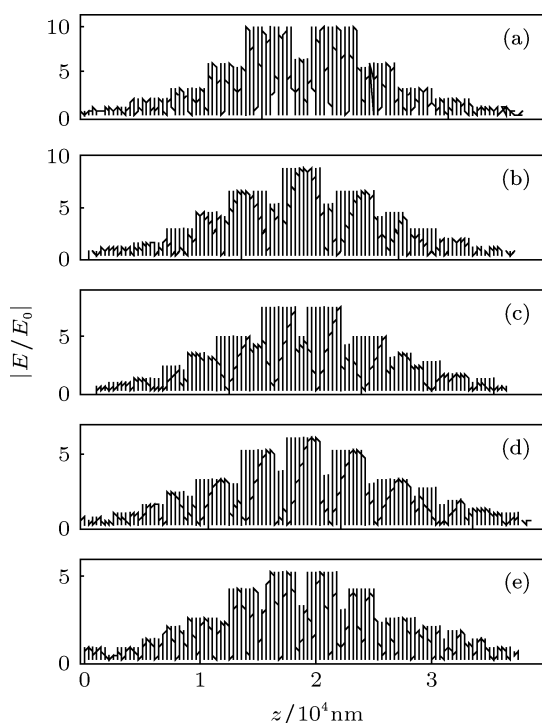


图3 一维光子晶体结构 $(AB)_5(BAB)_n(BA)_5$ 的电场分布 (a) $n = 1$; (b) $n = 2$; (c) $n = 3$; (d) $n = 4$; (e) $n = 5$

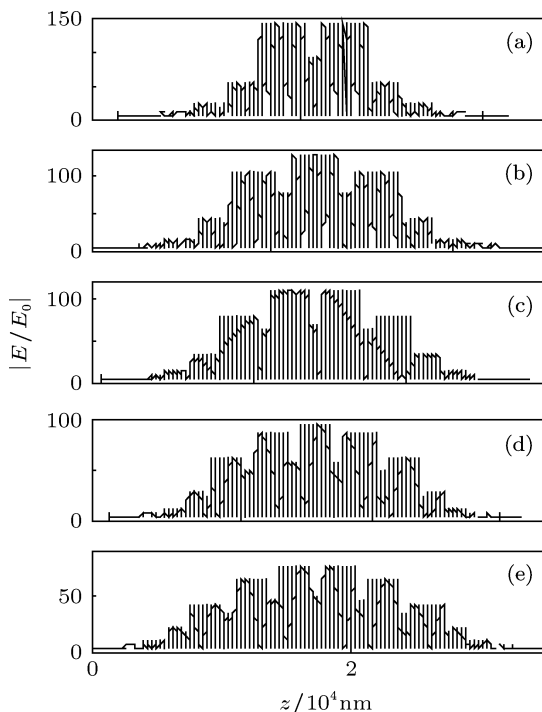


图5 一维光子晶体结构 $(GH)_5(BAB)_n(HG)_5$ 的电场分布 (a) $n = 1$; (b) $n = 2$; (c) $n = 3$; (d) $n = 4$; (e) $n = 5$

增大, 局域电场极值也逐渐下降. 两者不同在于: 光子晶体 $(GH)_5(BAB)_n(HG)_5$ 的透射峰

比 $(AB)_5(BAB)_n(BA)_5$ 的透射峰更加精细, 透射峰对应的局域电场极大值更高. 当 $n = 1$ 时, 对称中心

位置局域电场极大值 $|E/E_0| = 140.9$, 当 $n = 5$ 时, $|E/E_0| = 75.03$, 如图 5(a) 和图 5(e) 所示. 当电场被局域增强时, 光要通过光子晶体就逾难, 能通过或是能共振的光频率范围更窄, 即这种频率的量子化效应更加明显, 于是透射谱中出现的透射峰更加精细. 这也是光子量子阱 $(GH)_5(BAB)_n(HG)_5$ 的透射峰比 $(AB)_5(BAB)_n(BA)_5$ 透射峰精细的原因.

因此, 可以推测, 当限制作用增强到一定程度时, 量子阱结构中的光由于被高强度局域, 将导致高度量子化, 能通过光子量子阱的光将趋于分立的频率点. 此时, 在数值计算模拟上, 会出现超精细的分立透射峰, 也正是由于透射光趋于某些分立频率点, 所以计算精度将很高. 当计算精度达不到透射峰的频率范围时, 将显示不出完整的透射峰, 这时将出现全反射的“假象”, 进一步提高计算精度即可完全显示.

4.2 双重势垒光子量子阱的光传输特性

当光子量子阱 $(AB)_m(BAB)_n(BA)_m$ 和 $(GH)_k(BAB)_n(HG)_k$ 组合成双重势垒光子量子阱结构时, 仍然取 $k = 5, m = 5, n = 1-5$, 可计算模拟出双重势垒光子量子阱结构 $(GH)_5(AB)_5(BAB)_n(BA)_5(HG)_5$ 的透射能带谱和内部电场分布, 分别如图 6 和图 7 所示. 相比图 2—5 单势垒光子量子阱结构的光传输特性, 双重势垒光子量子阱的光传输特性具有如下特点.

1) 相同点. 双重势垒光子量子阱结构与单势垒光子量子阱结构的透射能带谱结构相同, 分立透射峰条数也等于层光子晶体 $(BAB)_n$ 重复周期数 $n + 1$, 并且也对称分布于 856.4 nm 频率处两侧, 如图 6 所示. 光子量子阱内部存在强局域电场, 且局域电场极值数目与透射峰条数相同, 同时越靠近光子晶体对称中心, 局域电场极值越大, 如图 7 所示.

2) 不同点. 双重势垒光子量子阱的所有透射峰均比单势垒的精细, 即全部趋于超窄, 但透射率仍然保持 100%, 内部出现明显强于单势垒光子量子阱的局域电场, 且越靠近光子晶体对称中心, 局域电场越强. $n = 1$ 时, 对称中心两局域电场极大值 $|E/E_0| = 1979.0$, 当 $n = 5$ 时, 对称中心两局域电场极大值 $|E/E_0| = 520.2$, 左右两侧第 1 条和第 6 条透射峰对应的局域电场极值达 $|E/E_0| = 242.6$, 如图 7(a) 和图 7(e) 所示.

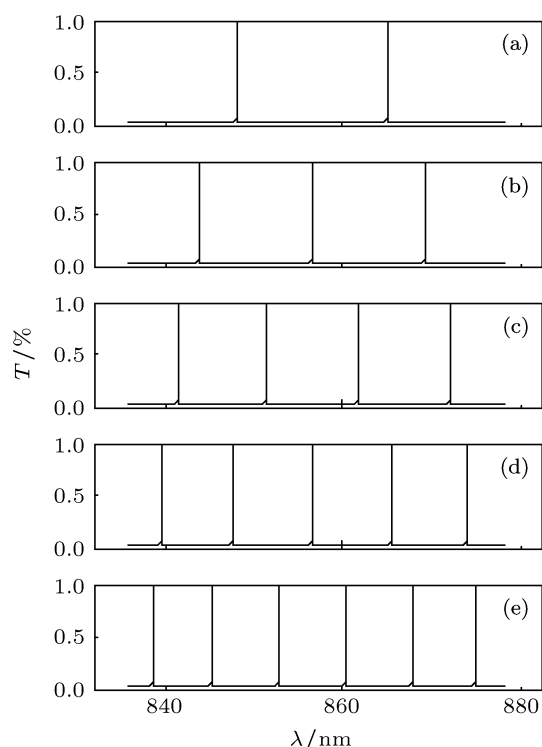


图 6 一维光子量子阱结构 $(GH)_5(AB)_5(BAB)_n(BA)_5(HG)_5$ 的透射谱 (a) $n = 1$; (b) $n = 2$; (c) $n = 3$; (d) $n = 4$; (e) $n = 5$

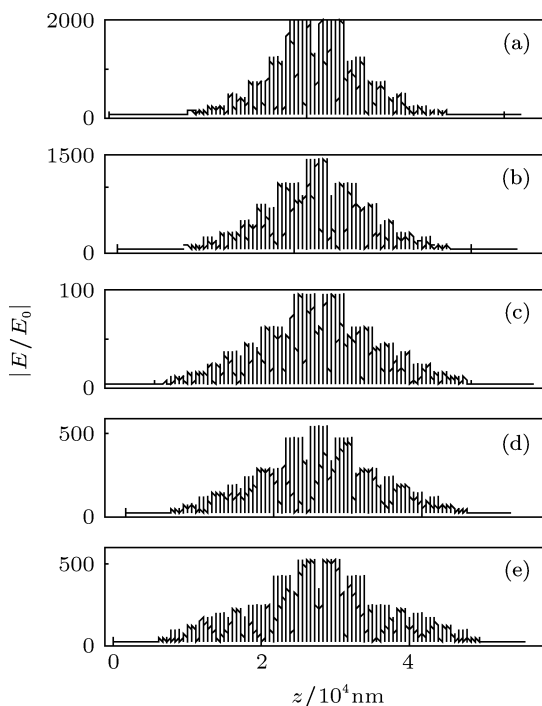


图 7 一维光子量子阱结构 $(GH)_5(AB)_5(BAB)_n(BA)_5(HG)_5$ 的电场分布 (a) $n = 1$; (b) $n = 2$; (c) $n = 3$; (d) $n = 4$; (e) $n = 5$

可见, 双重势垒作用下, 光子晶体量子阱对光场的局域作用比单势垒局域作用强得多. 原因是,

当双重势垒存在时,光在光子晶体中传播受到的限制作用更强,则光子晶体量子阱层中出现更强的局域电场,如图7所示.这种情况下光被局域导致量子化效应更加明显,分立的透射峰频率范围更加趋于某个频率点,即能隧穿通过光子晶体或者说与量子化频率共振的光频率范围亦更窄,因此透射谱中出现的分立透射峰更加锋锐,如图6所示.

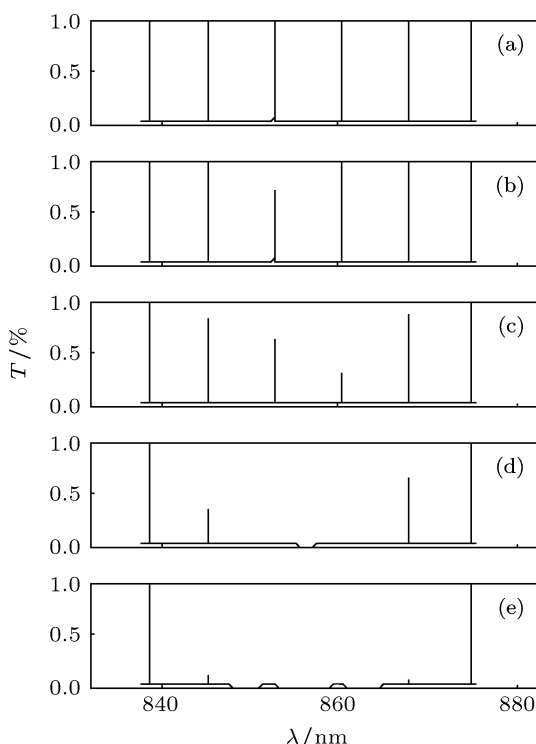


图8 一维光子量子阱结构 $(GH)_5(AB)_m(BAB)_5(BA)_m(HG)_5$ 的透射谱 (a) $m = 4$; (b) $m = 5$; (c) $m = 6$; (d) $m = 7$; (e) $m = 8$

从以上量子阱对光场的局域效果可知,单势垒光子量子阱 $(GH)_k(BAB)_n(HG)_k$ 的限制作用强于 $(AB)_m(BAB)_n(BA)_m$,而双重势垒光子量子阱 $(GH)_k(AB)_m(BAB)_n(BA)_m(HG)_k$ 的限制作用又明显强于单势垒光子量子阱.为进一步找出势垒层对光场限制作用的规律,分别改变 m, k ,观察双重势垒光子量子阱 $(GH)_k(AB)_m(BAB)_n(BA)_m(HG)_k$ 的光传输特性.取 $n = 5, m = 4-8, k = 4-8$,计算模拟得双重势垒光子量子阱 $(GH)_5(AB)_m(BAB)_5(BA)_m(HG)_5$ 和 $(GH)_k(AB)_5(BAB)_5(BA)_5(HG)_k$ 透射能带谱及内部电场分布,分别如图8—11所示.从图中可看到:当双重势垒光子量子阱的垒层厚度(周期数 m, k)较小时,光子量子阱透射谱中出现与阱层周期数 $n + 1$ 数值相对应的透射峰数目(6条),随着 m, k 的增加,

860 nm 频率左右两侧的透射峰的透射率开始下降,且 k 增大时的透射峰透射率下降速度大于 m 增大时的下降速度,透射峰透射率对 k 的反应更加灵敏.如图8和图10所示,当 $m = 8$ 或 $k = 5$ 时,860 nm 频率处的透射峰透射率趋于零.

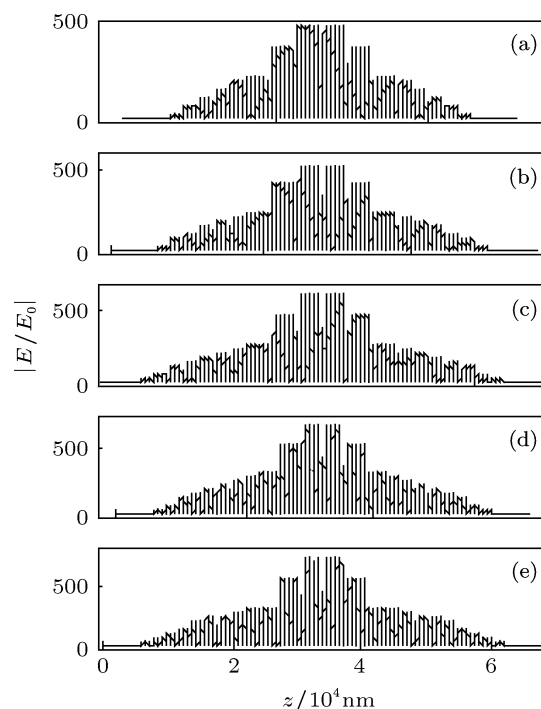


图9 一维光子量子阱结构 $(GH)_5(AB)_m(BAB)_5(BA)_m(HG)_5$ 的电场分布 (a) $m = 4$; (b) $m = 5$; (c) $m = 6$; (d) $m = 7$; (e) $m = 8$

出现透射峰透射率减小甚至趋于零现象的原因:比较图11、图9和图7可知, $(GH)_5(AB)_5(BAB)_5(BA)_5(HG)_5$ 的内部局域电场极大值为 $|E/E_0| = 242.6$,如图7(e)所示; $(GH)_5(AB)_8(BAB)_5(BA)_8(HG)_5$ 内部局域电场极大值为 $|E/E_0| = 548.8$,如图9(e)所示; $(GH)_8(AB)_5(BAB)_5(BA)_5(HG)_8$ 的内部局域电场极大值为 $|E/E_0| = 1573.0$,如图11(e)所示.可见随着垒层周期数的增加,光子量子阱内部局域电场增加,即局域限制作用也增强,而且随外垒周期数增加,局域限制作用更强,且限制作用增加速度更快,则光要通过光子晶体就更加困难.此时,被强烈局域在量子阱中的光,将产生极强的量子化效应,能通过光子晶体的光频率范围将无限接近于某个频率点.通过局部计算知, $k = 8$ 时,双重势垒光子量子阱 $(GH)_8(AB)_5(BAB)_5(BA)_5(HG)_8$ 在860 nm 频率附近的透射峰宽度仅为 $\Delta\lambda = 5 \times 10^{-8}$ nm (范围

在 860.24260985—860.2426099 nm), 即透射峰几乎已经只分布于 860.24261 nm 频率点上, 当提高计算精度 (步长) 达到 1×10^{-9} nm 数量级时, 该频率点透射峰的透射率为 99.98%, 如图 12 所示. 如果要完整地计算模拟出量子阱的所有透射峰, 则需要更高的精度及更大的运算量. 也正是因为计算精度局限, 使得 860 nm 频率周围的透射峰, 随着周期数 m, k 的增大, 出现透射率下降的“假象”, 如图 8 和图 10 所示. 进一步提高计算精度即可全部显示. 随着光子量子阱层或垒层周期数变化, 其内部局域作用或是透射率变化的内存机理, 可解释如下:

一般周期性排列的介质层折射率的差异 (比值) 大小, 将对光子晶体的透射谱特性会产生明显的影响, 从而可以推测光子量子阱的垒层与阱层的折射率的比值变化亦将对其透射谱特性产生影响. 若以 $\Sigma n_{\text{垒}} = (n_A + n_B) \times m$ 或 $(n_G + n_H) \times k$ 或 $(n_A + n_B) \times m + (n_G + n_H) \times k$ 表示量子阱结构垒层的折射率总和 (以垒层左侧或右侧各介质层折射率之和表示), 以 $\Sigma n_{\text{阱}} = (n_B + n_A + n_B) \times n$ 表示量子阱结构阱层的折射率总和, $R = \Sigma n_{\text{垒}} / \Sigma n_{\text{阱}}$ 表示垒层和阱层折射率总和之比. 对于单势垒量子阱 $(AB)_m(BAB)_n(BA)_m$, $(GH)_k(BAB)_n(HG)_k$ 和双重势垒量子阱 $(GH)_k(AB)_m(BAB)_n(BA)_m(HG)_k$, 如果分别取光子晶体重复周期 $k = 5, m = 5, n = 1$ —

5 时, 即改变阱层的周期数而垒层不变, 光子量子阱各垒、阱层的折射率总和及其之间比值随着周期数 n 的变化如表 1 所示.

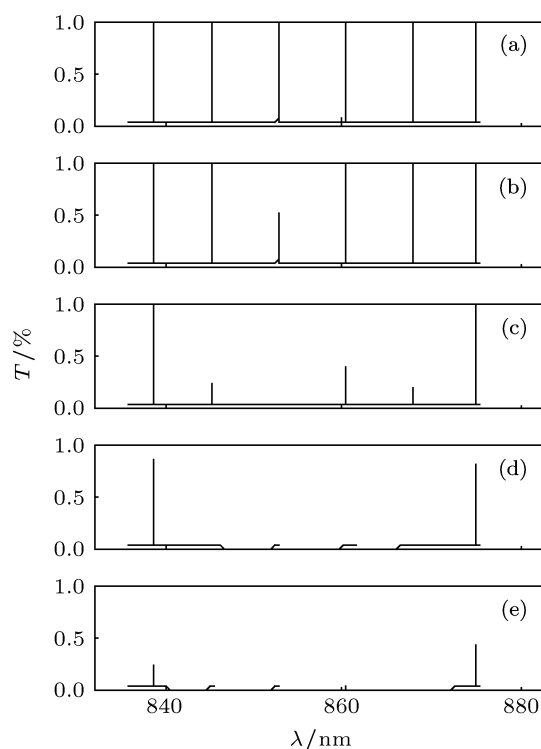


图 10 一维光子量子阱结构 $(GH)_k(AB)_5(BAB)_5(BA)_5(HG)_k$ 的透射谱 (a) $k = 4$; (b) $k = 5$; (c) $k = 6$; (d) $k = 7$; (e) $k = 8$

表 1 光子量子阱垒、阱层折射率总和及其比值随着阱层周期数的变化

单/双势垒光子晶体 (阱层周期变化)	$\Sigma n_{\text{垒}}$	$\Sigma n_{\text{阱}}$	$R = \Sigma n_{\text{垒}} / \Sigma n_{\text{阱}}$
$(AB)_5(BAB)_1(BA)_5$	20.25	5.500	3.68
$(AB)_5(BAB)_2(BA)_5$	20.25	11.00	1.84
$(AB)_5(BAB)_3(BA)_5$	20.25	16.50	1.23
$(AB)_5(BAB)_4(BA)_5$	20.25	22.00	0.92
$(AB)_5(BAB)_5(BA)_5$	20.25	27.50	0.74
$(GH)_5(BAB)_1(HG)_5$	27.75	5.500	5.05
$(GH)_5(BAB)_2(HG)_5$	27.75	11.00	2.52
$(GH)_5(BAB)_3(HG)_5$	27.75	16.50	1.68
$(GH)_5(BAB)_4(HG)_5$	27.75	22.00	1.26
$(GH)_5(BAB)_5(HG)_5$	27.75	27.50	1.01
$(GH)_5(AB)_5(BAB)_1(BA)_5(HG)_5$	48.00	5.500	8.73
$(GH)_5(AB)_5(BAB)_2(BA)_5(HG)_5$	48.00	11.00	4.36
$(GH)_5(AB)_5(BAB)_3(BA)_5(HG)_5$	48.00	16.50	2.91
$(GH)_5(AB)_5(BAB)_4(BA)_5(HG)_5$	48.00	22.00	2.18
$(GH)_5(AB)_5(BAB)_5(BA)_5(HG)_5$	48.00	27.50	1.75

表 2 光量子阱垒、阱层折射率总和及其比值随着垒层周期数的变化

双重势垒光子晶体 (垒层周期变化)	$\Sigma n_{\text{垒}}$	$\Sigma n_{\text{阱}}$	$R = \Sigma n_{\text{垒}} / \Sigma n_{\text{阱}}$
$(\text{GH})_5(\text{AB})_4(\text{BAB})_5(\text{BA})_4(\text{HG})_5$	43.95	27.5	1.60
$(\text{GH})_5(\text{AB})_5(\text{BAB})_5(\text{BA})_5(\text{HG})_5$	48.00	27.5	1.75
$(\text{GH})_5(\text{AB})_6(\text{BAB})_5(\text{BA})_6(\text{HG})_5$	52.05	27.5	1.89
$(\text{GH})_5(\text{AB})_7(\text{BAB})_5(\text{BA})_7(\text{HG})_5$	56.10	27.5	2.04
$(\text{GH})_5(\text{AB})_8(\text{BAB})_5(\text{BA})_8(\text{HG})_5$	60.15	27.5	2.19
$(\text{GH})_4(\text{AB})_5(\text{BAB})_5(\text{BA})_5(\text{HG})_4$	42.45	27.5	1.54
$(\text{GH})_5(\text{AB})_5(\text{BAB})_5(\text{BA})_5(\text{HG})_5$	48.00	27.5	1.75
$(\text{GH})_6(\text{AB})_5(\text{BAB})_5(\text{BA})_5(\text{HG})_6$	53.55	27.5	1.95
$(\text{GH})_7(\text{AB})_5(\text{BAB})_5(\text{BA})_5(\text{HG})_7$	59.10	27.5	2.15
$(\text{GH})_8(\text{AB})_5(\text{BAB})_5(\text{BA})_5(\text{HG})_8$	64.65	27.5	2.35

对于双重势垒光量子阱 $(\text{GH})_k(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m(\text{HG})_k$, 如果阱层周期 $n = 5$ 不变, 随着内、外垒层周期数 m, k 的变化, 其垒、阱层折射率总和及其之间比值如表 2 所示.

由表 1 可以看出, 不管是单势垒还是双重势垒光子晶体量子阱, 随着光量子阱阱层周期数 n 的增加, 垒层、阱层折射率总和之比值 $R (R = \Sigma n_{\text{垒}} / \Sigma n_{\text{阱}})$ 均呈现下降趋势, 分别对应的量子阱内部局域电场强度亦出现下降现象, 如图 3, 图 5 和图 7 所示; 相同周期数变化的情况下, 单势垒量子阱 $(\text{GH})_k(\text{BAB})_n(\text{HG})_k$ 的 R 值比 $(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m$ 的高, 而双势垒量子阱 $(\text{GH})_k(\text{AB})_m(\text{BAB})_n(\text{BA})_m(\text{HG})_k$ 的 R 值又远高于单势垒量子阱, R 值的不同将导致量子阱对电场局域强度的不同, 在宏观上则表现为透射峰的精细程度不同, 如图 2, 图 4 和图 6 所示.

由表 2 显见, 不管是内垒还是外垒周期数 m 或 k 的增加, 双重势垒光子晶体量子阱的垒层、阱层折射率总和之比值 R 均呈现上升趋势, 即分别对应的双重势垒量子阱内部局域电场强度亦出现增强现象, 如图 9 和图 11 所示; 外垒周期数 k 增加, R 值上升的速度比内垒周期数 m 增加时 R 值上升的速度快, 则分别对应的量子阱对光的局域强度也增强的快, 宏观上表现为透射峰更加锋锐, 当局域强度增强到一定程度后, 能通过光子晶体的光频率范围将更加窄, 量子化效应程度越强, 由于计算精度所限制, 从而出现透射峰透射率下降甚至全反

射“假象”, 且 R 值上升的速度快的透射峰透射率下降的“假象”越明显, 如图 8 和图 10 所示. 这种假象可以通过提高计算精度消除.

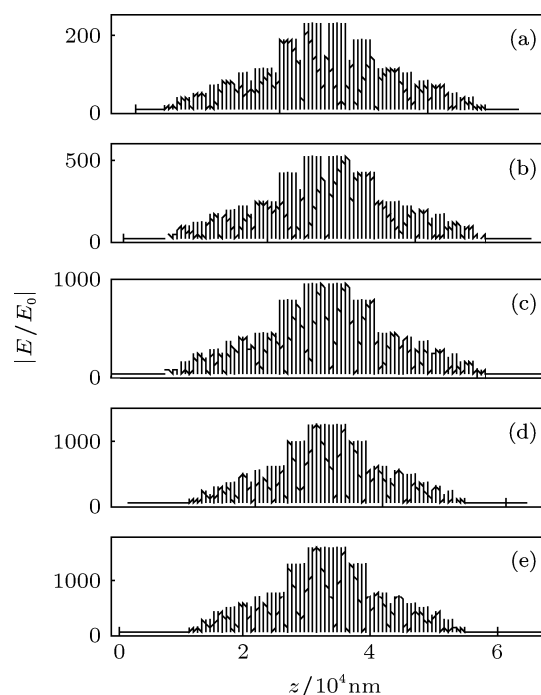


图 11 一维光量子阱结构 $(\text{GH})_k(\text{AB})_5(\text{BAB})_5(\text{BA})_5(\text{HG})_k$ 的电场分布 (a) $k = 4$; (b) $k = 5$; (c) $k = 6$; (d) $k = 7$; (e) $k = 8$

从光子晶体相关研究报道可知, 当组成光子晶体的两基元介质折射率比值越大, 光子晶体禁带的宽度就越宽, 同时禁带中的透过带或透射峰越窄; 缺陷层介质的折射率变小, 光子晶体产生的超窄滤波性能会越好 [19-23]. 从表 1 和表 2 的统

计结果及分析知道,光子晶体构成单势垒、双重势垒光量子阱时,阱层光子晶体 $(BAB)_n$ 可看成是插入到光子晶体 $(AB)_m(BA)_m$, 或 $(GH)_k(HG)_k$, 或 $(GH)_k(AB)_m(BA)_m(HG)_k$ 中的一块缺陷光子晶体. 因此,当光子晶体量子阱的垒层、阱层折射率总和之比值 R 变化时,就会出现光量子阱内部局域电场强度变化,进而导致透射谱变化的结果.

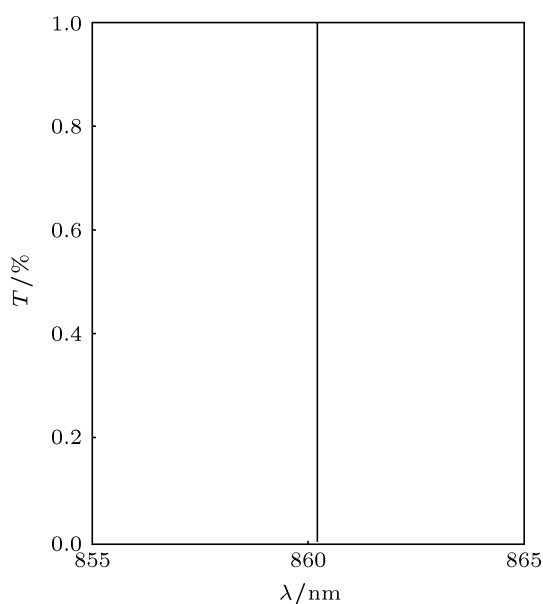


图 12 一维光量子阱结构 $(GH)_8(AB)_5(BAB)_5(BA)_5(HG)_8$ 的局部透射峰

5 结论

构造一维光子晶体 $(GH)_k(AB)_m(BAB)_n(BA)_m$

$(HG)_k$ 模型,用传输矩阵法理论研究其所构成的单势垒与双重势垒光量子阱结构的光传输特性,得出如下结论:

1) 无论是单势垒还是双重势垒光量子阱,内部均存在强的局域电场,并出现明显的量子化效应,透射谱中出现结构相同、数目和位置可调的分立的透射峰.

2) 单势垒光量子阱 $(GH)_k(BAB)_n(HG)_k$ 的透射峰比 $(AB)_m(BAB)_n(BA)_m$ 的透射峰精细,且对应的内部局域电场前者也比后者的强. 原因是垒层光子晶体 $(GH)_k$ 折射率总和比 $(AB)_m$ 的折射率总和大; 双重势垒光量子阱的透射峰比单势垒光量子阱的透射峰精细,且前者内部局域电场也比后者强很多.

3) 随着垒层光子晶体周期数 k 或 m 增大,双重势垒光量子阱 $(GH)_k(AB)_m(BAB)_n(BA)_m(HG)_k$ 内部局域电场均增强,且随着 k 的增大,双重势垒光量子阱内部电场增强的速度大于 m 增大时内部电场增强的速度,同时双重势垒光量子阱内部电场增强越快,透射谱中透射峰越精锐,由于计算精度所限制而出现透射率下降的“假象”也越明显.

4) 随着阱层光子晶体周期数的增加,单层势垒或双重势垒光量子阱内部局域电场强度均下降.

该双重势垒光子晶体量子阱的光传输特性,可为光子晶体设计新型可调高品质的多通道光学滤波器、光学开关等量子光学器件提供指导,并对光子晶体的理论研究具有一定的参考作用.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Su A 2011 *Infrar. Laser. Eng.* **40** 1101 (in Chinese)[苏安 2011 红外与激光工程 **40** 1101]
- [4] Liu Q H, Hu D S, Yin X G, Wang Y Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094101 (in Chinese) [刘其海, 胡冬生, 尹小刚, 王彦庆 2011 物理学报 **60** 094101]
- [5] Su A, Zhang N 2010 *Chin. J. Lumin.* **31** 439 (in Chinese) [苏安, 张宁 2010 发光学报 **31** 439]
- [6] Zhang Z R, Long Z W, Yuan Y Q, Diao X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 587 (in Chinese) [张正仁, 隆正文, 袁玉群, 刁心峰 2010 物理学报 **59** 587]
- [7] Chen X F, Jiang M P, Shen X M, Jin Y, Huang Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5709 (in Chinese) [陈宪锋, 江美萍, 沈小明, 金钰, 黄正逸 2008 物理学报 **57** 5709]
- [8] Qiao F, Zhang C, Wan J, Zi J 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3698
- [9] Fei H M, Zhou F, Yang Y B, Liang J Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074225 (in Chinese) [费宏明, 周飞, 杨毅彪, 梁九卿 2011 物理学报 **60** 074225]
- [10] Su A, Liang Y J 2011 *1st International Conference on High Performance Structures and Materials Engineering* Beijing China, May 5–6, 2011 p1696
- [11] Bian T T, Zhang Y 2009 *Optik.* **120** 736
- [12] Xu C, Xu X C, Han D Z, Liu X H, Liu C P, Wu C J 2007 *Opt. Commun.* **280** 221
- [13] Esaki L, Tsu R 1970 *IBMJ. Res. Dev.* **14** 61
- [14] Mendez E E, von Klitzing K 1987 *Physics and Application of Quantum Wells and Superlattices* (New York: Plenum) pp79–98
- [15] Jiang Y, Niu C, Lin D L 1999 *Phys. Rev. B* **59** 9981
- [16] Dong H X, Jiang H T, Yang C Q, Shi Y L 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 2245 (in Chinese) [董海霞, 江海涛, 杨成全, 石云龙 2007 光学学报 **27** 2245]

- [17] Su A, Gao Y J 2010 *Acta Photo. Sin.* **39** 842 (in Chinese) [苏安, 高英俊 2010 光子学报 **39** 842]
- [18] Liu J, Sun J Q, Huang D X, Huang C Q, Wu M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2281 (in Chinese) [刘靖, 孙军强, 黄德修, 黄重庆, 吴铭 2007 物理学报 **56** 2281]
- [19] Wang X D, Yan K Z, Liu F 2003 *Optoelectronics-Laser* **14** 1063 (in Chinese) [王旭东, 闫珂柱, 刘芳 2003 光电子·激光 **14** 1063]
- [20] Fang S F, Li J S, Su S, Zhang H Z 2009 *J. Jilin Univ.* (Science Edition) **47** 98 (in Chinese) [房淑芬, 李集思, 苏适, 张汉壮 2009 吉林大学学报 (理学版) **47** 98]
- [21] Gong Y L, Xu Z Y, Zhang R J 2004 *J. Tongji Univ.* (Science Edition) **32** 920 (in Chinese) [龚益玲, 许震宇, 张若京 2004 同济大学学报 (自然科学版) **32** 920]
- [22] Wang Y L, Gao Y J, Wang N 2007 *Guangxi Sci.* **14** 56 (in Chinese) [王玉玲, 高英俊, 王娜 2007 广西科学 **14** 56]
- [23] Gao Y J, Wang Y L, Huang C G, Chen H B, Wang N 2007 *Phys. Scr.* **T129** 349

Light propagation characteristics of one-dimensional photonic crystal with double-barrier quantum well*

Su An^{1)†} Gao Ying-Jun²⁾

1) (Department of Physics and Electronic Engineering, Hechi University, Yizhou 546300, China)

2) (Department of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning 530004, China)

(Received 21 April 2012; revised manuscript received 14 May 2012)

Abstract

The light transfer characteristics of one-dimensional photonic crystal with single and double-barrier quantum well are studied by transfer matrix method. The results show that when the refractive index of the barrier layer is high, the transmission peaks in single-barrier quantum well of photonic crystal will be narrower and the inner localized field will be stronger, that the peak in the double-barrier is narrower than the one in the single-barrier, and also the inner localized field is stronger in the double-barrier, that with the number of period layer in the photonic crystal increasing, the inner localized field in the double-barrier well is enhanced, furthermore, the bigger the refractive index ratio between barrier and dielectric layers of well, the stronger the inner localized field in the photonic crystal quantum well is. In addition, when the periodicity of the barrier layer in the photonic crystal with a thicker refractive index increases, the inner localized field will strengthen faster, and accordingly, the transmittance of the transmission peak will decrease more quickly. Both of the strengthening and decreasing will work at the top speed when all periods in different barriers increase at the same time. While the period number of the photonic crystal in well layers increases, the inner localized fields in both single and double-barrier will increase, but their transmittances of the transmission peak will keep the same. The characteristics above can provide guidance for designing new high-quality quantum optical devices.

Keywords: photonic crystal, double barrier, quantum well, propagation characteristics

PACS: 42.70.Qs, 41.20.Jb, 73.21.Fg

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51161003, 50661001), the Natural Science Foundation of Guangxi, China (Grant Nos. 2011GXNSFA018145, 2012GXNSFDA053001), the Scientific Research Foundation of the Education Department of Guangxi, China (Grant No. 201012MS206), and Program for Excellent Talents in Guangxi Higher Education Institutions, China (Grant No. [2011]40).

† E-mail: suan3283395@163.com