

含负折射率介质的多层结构中倏逝波传播及隧道效应的分析

陈 龙 何赛灵 沈林放

(浙江大学光学仪器国家重点实验室, 光与电磁波研究中心, 杭州 310027)

(2002 年 12 月 12 日收到, 2003 年 1 月 10 日收到修改稿)

研究了倏逝波在含负折射率介质的多层平板结构中的传播特性, 解析地分析了倏逝波在不同结构参数下的放大或衰减规律及其原因以及能流的分布, 并着重讨论了负折射率介质的损耗对隧道效应的影响, 最后通过模拟高斯光束在该结构中的传播和能量储存, 形象地给出了负折射率介质的损耗对倏逝波的影响和对光子隧道效应的减弱.

关键词: 负折射率介质, 倏逝波, 隧道效应

PACC: 0340K, 4110H

1. 引 言

负折射率介质, 即介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时小于零的材料, 也称左手介质(left-handed media, 因为在这种介质中电场、磁场和波矢构成左手系), 早在 1964 年即由 Veselago 提出并分析了电磁波在其中传播的异常性质, 如负折射, 反向的多普勒频移和 Cherenkov 辐射的逆转等^[1].

近年来, 随着人工负折射率材料在射频波段的实现^[2], 以及 Pendry 提出负折射率介质能放大倏逝波甚至能用于构成完美透镜^[3]之后, 负折射率介质引起了人们的强烈兴趣^[4,5]. Pendry 指出在正折射率介质中指数衰减的倏逝波进入负折射率介质后随即指数增长. Zhang 等人的研究^[6]发现负折射率材料能极大地增强光子隧道效应. 以上的研究都是在负折射率介质没有任何损耗的理想情况下所作的讨论. 文献^[7]表明, 负折射率介质不可避免地带有损耗和色散等性质. 这对倏逝波的放大和隧道效应可能会有很大的影响.

本文将讨论倏逝波在含负折射率介质的多层平板结构中的传播特性, 解析地分析倏逝波在不同结构参数下的变化规律, 并着重讨论损耗对于平板结构中的隧道效应的影响.

2. 物理模型

考虑如图 1 所示的多层平板结构. 假设该结构

沿 x 和 y 方向均匀变化. 各介质层的参数分别记为 (n_l, μ_l) ($l=1, 2, 3, 4$), d_2, d_3 分别为中间两层平板的厚度. 我们考虑介质层 3 为负折射率介质, 即 $n_3 < 0, \mu_3 < 0$. 在 $z < 0$ 和 $z > d_2 + d_3$ 的区域, 材料均匀无限延伸.

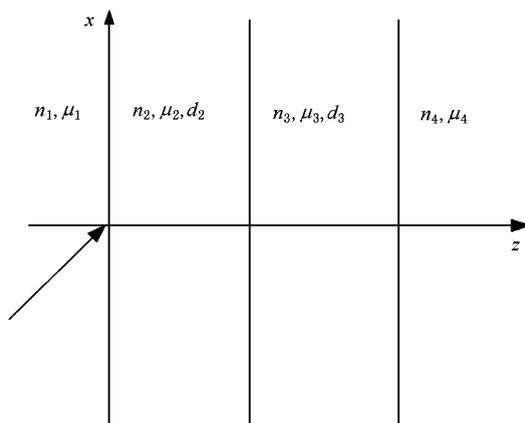


图 1 多层平板结构示意图 n_l, μ_l 为第 l 层介质参数, d_2, d_3 为中间两层介质的厚度

图 1 所示结构存在着 E 偏振(电场沿 y 方向)和 H 偏振(磁场沿 y 方向)两种模式. 本文仅考虑 E 偏振(根据 Maxwell 方程中 (E, ϵ) 与 $(-H, \mu)$ 的对称性, H 偏振有相似的规律), 并假设有平面波入射在 $z=0$ 界面上, 时谐因子为 $\exp(-i\omega t)$. 在该结构的任一介质区域, 电场可写成正向和反向传播的平面波叠加的形式^[6]

$$E_l(x, z) = [A_l \exp(ik_{lz}(z - z_{l-1})) + B_l \exp(-ik_{lz}(z - z_{l-1}))] \exp(ik_x x), \quad (1)$$

其中 $l=1, 2, 3, 4$, 分别表示从左往右的 4 个区域; $z_0 = z_1 = 0$, $z_l = z_{l-1} + d_l$ ($l=2, 3$); k_x 为平面波波矢在 x 方向的分量; k_{lz} 表示介质 l 中平面波波矢在 z 方向的分量: 当波为行波时, $k_{lz} = \sqrt{k_0^2 n_l^2 - k_x^2}$, 其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$, 为真空中的波数; 当波为倏逝波时, $k_{lz} = i\sqrt{k_x^2 - k_0^2 n_l^2}$ (由(1)式的形式知, 如果取 $k_{lz} = -i\sqrt{k_x^2 - k_0^2 n_l^2}$ 将不会影响本文的讨论).

各区域中的能流密度即坡印亭矢量, 可写为如下形式: 当波为行波, 即 $k_{lz} = \sqrt{k_0^2 n_l^2 - k_x^2}$ 时,

$$\begin{aligned} S_{xl}(z) &= \frac{k_x}{2\omega\mu_1} (|A_l|^2 + |B_l|^2) \\ &\quad + \frac{k_x}{\omega\mu_1} \operatorname{Re}\{A_l B_l^* \exp(i2k_{zl}(z - z_{l-1}))\}, \\ S_{zl}(z) &= \frac{k_{zl}}{2\omega\mu_1} (|A_l|^2 - |B_l|^2) \\ &\quad - \frac{k_{zl}}{\omega\mu_1} \operatorname{Im}\{A_l B_l^* \exp(i2k_{zl}(z - z_{l-1}))\}, \end{aligned} \quad (2a)$$

当波为倏逝波, 即 $k_{lz} = i\sqrt{k_x^2 - k_0^2 n_l^2} \equiv i\beta$ 时,

$$\begin{aligned} S_{xl}(z) &= \frac{k_x}{2\omega\mu_1} [|A_l|^2 \exp(-2\beta \cdot (z - z_{l-1})) \\ &\quad + |B_l|^2 \exp(2\beta(z - z_{l-1}))] \\ &\quad + \frac{k_x}{\omega\mu_1} \operatorname{Re}\{A_l B_l^*\}, \\ S_{zl}(z) &= -\frac{k_{zl}}{\omega\mu_1} \operatorname{Im}\{A_l B_l^*\}, \end{aligned} \quad (2b)$$

其中 $l=1, 2, 3, 4$ 表示各区域, B_l^* 为系数 B_l 的复共轭, Re 和 Im 分别取复数的实部和虚部, 脚标 x, z 表示能流密度沿这两个方向的分量, $S_{yl} = 0$. 对于只有单个方向传播的波即 A_l 或 $B_l = 0$ 的情形 (2a) 式退化为常见的均匀平面波传播的能流公式, 沿 x, z 两个方向的能流密度均为常数, 其相对大小由行波的传播方向确定 (2b) 式则表明对于 A_l 或 $B_l = 0$ 的情形倏逝波沿 z 方向的能流密度为 0, 而沿 x 方向的能流密度则以指数形式衰减 (或增长).

由电场和磁场的切向分量在分界面 $z = z_l$ 处的连续条件, 可确定各区域中电场分量系数 A_l, B_l 的传输矩阵^[6]. 令 $A_1 = 1$ (归一化入射波), $B_4 = \alpha$ (即第

四层介质区域内不存在向左传播的波部分) 即可得到各系数. 平板结构的反射系数和透射系数即由 $r = B_1$ 和 $t = A_4$ 确定. 能量的反射率和透射率可以表达为

$$R = |r|^2, \quad (3a)$$

$$T = \frac{k_{4z}}{k_{1z}} |t|^2. \quad (3b)$$

3. 倏逝波的放大和传播规律分析

首先考虑中间两层分别为理想的正折射率介质和负折射率介质 (即没有损耗) 时倏逝波的变化规律. 类似文献 [6], 取如下参数: 令 $n_1 = 4, n_2 = -n_3 = 1, \mu_1 = \mu_2 = -\mu_3 = 1$. 当 $k_x > k_0$ 时, 入射波将在 $z = 0$ 分界面满足几何光学中的全反射条件, 由此在 $z > 0$ 区域产生倏逝波. 由于 k_{2z} 与 k_{3z} 均为纯虚数, 可记为 $k_{2z} \equiv i\beta, k_{3z} = i\beta$ ($\beta > 0$). 这里介质 2, 3 中的电场分布为

$$E_2 = A_2 \exp(-\beta \cdot z) + B_2 \exp(\beta \cdot z) \quad 0 < z < d_2, \quad (4a)$$

$$E_3 = A_3 \exp(-\beta \cdot (z - d_2)) + B_3 \exp(\beta \cdot (z - d_2)), \quad d_2 < z < d_2 + d_3, \quad (4b)$$

即电场为指数衰减和指数增长的两个部分的叠加, 其变化规律由两个部分的相对强度决定. 令 $B_2/A_2 \equiv r_2 \exp(i\varphi_2), A_3/A_3 \equiv r_3 \exp(i\varphi_3)$, 考虑到 $B_4 = 0$, 当 $n_4 < k_x/k_0$ 时, 容易得到

$$\begin{cases} r_2 = \frac{1 - \beta_4/\beta}{1 + \beta_4/\beta} \exp(2\beta(d_3 - d_2)), \\ r_3 = \frac{1 + \beta_4/\beta}{1 - \beta_4/\beta} \exp(-2\beta d_3), \end{cases} \quad (5a)$$

其中 $k_{4z} = i\sqrt{k_x^2 - n_4^2 k_0^2} \equiv i\beta_4$, 而当 $n_4 \geq k_x/k_0$ 时,

$$\begin{cases} r_2 = \exp(2\beta(d_3 - d_2)), \\ r_3 = \exp(-2\beta d_3), \end{cases} \quad (5b)$$

此时 r_2, r_3 与 n_4 值无关. 利用(4)式及 r_2, r_3 的定义, 电场的变化特征可由以下方程描述:

$$\frac{d|E_2|^2}{dz} = 2\beta \cdot |A_2|^2 \cdot \exp(2\beta \cdot z) \times (r_2^2 - \exp(-4\beta \cdot z)), \quad (6a)$$

$$\frac{d|E_3|^2}{dz} = 2\beta \cdot |A_3|^2 \cdot \exp(2\beta(z - d_2)) \times (r_3^2 - \exp(-4\beta \cdot (z - d_2))). \quad (6b)$$

可见幅度在介质 2 中任一点 z 的放大(即 $\frac{d|E_2|^2}{dz} > 0$)或衰减(即 $\frac{d|E_2|^2}{dz} < 0$)的变化趋势由与 $\exp(-2\beta \cdot z)$ 的相对大小决定;类似地,在介质 3 中由 r_3 与 $\exp(-2\beta \cdot (z - d_2))$ 确定.先考虑平面波沿 45° 角入射($k_x = n_1 k_0 \cos 45^\circ$) $z = 0$ 界面.如果介质 4 与介质 3 阻抗匹配,即 $n_4 = 1, \mu_4 = 1$ 此时 $k_{4z} = i\beta_4 = i\beta, B_2 = A_3 = 0$,即只有单个方向的倏逝波存在(此时 $r_2 = 0, r_3 = \infty$),电场在正、负折射率介质层中分别以指数衰减和增长,倏逝波在负折射率介质中是一个完全放大的过程(如图 2(a)所示).增大 n_4 使介质 4 和介质 3 阻抗不再匹配,界面 $z = d_2 + d_3$ 处的反射增强(此时 $0 < r_2 < \exp(2\beta(d_3 - d_2))$),且 r_2 随 n_4 的增大而逐渐增大($r_3 > \exp(-2\beta \cdot d_3)$)且随 n_4 的增大逐渐减小),从行波的角度来理解,即经过负折射率介质层放大的波,部分地反射回介质 3 和介质 2 中(由(4)式知在介质 3 中的反射波指数衰减,而在介质 2 中反射波指数增长),并由界面 $z = d_2$ 和 $z = d_2 + d_3$ 处的多重反射,建立起稳定的场分布.正向传播和反

向传播的两个部分(一个增长,一个衰减)的叠加,使得电场在介质 2,3 的每个区域先衰减而后增长,极小值位置由(6)式确定(即对应于 $r_2 = \exp(-2\beta \cdot z)$ 及 $r_3 = \exp(-2\beta(z - d_2))$),且随着 n_4 的增大而分别逐渐接近 $z = d_2 - d_3$ 和 $z = d_2 + d_3$ (参见图 2(a),(b)中当 n_4 分别取 1.0,1.001 和 1.20 时极小点位置的移动,此时 $d_2 = d_3$).可以看出,阻抗的较小失配(n_4 从 1.0 变化到 1.001)即引起了场分布的很大变化.当 n_4 增大到满足 $n_4^2 k_0^2 > k_x^2$ (在本例中对应于 $n_4 = 2\sqrt{2}$)时,由(5)(6)式可以分析出 $r_3 = \exp(-2\beta \cdot d_3)$,电场在介质层 3 中将始终单调衰减;而在介质层 2 中的电场变化规律则取决于 d_2 与 d_3 的相对大小:当 $d_3 \geq d_2$ 时(此时 $r_2 \geq 1$),电场在介质层 2 始终单调地增大,见图 2(c),其中 $n_4 = 4.0, d_2 = d_3 = \lambda$;当 $d_3 < d_2$ 时(此时 $\exp(-2\beta \cdot d_2) < r_2 < 1$,且 r_2 随 d_3 的增大逐渐增大),电场在介质层 2 中将先衰减而后增长,极小值位置为 $z = d_2 - d_3$,见图 2(d),其中 $n_4 = 4.0, d_2 = 2d_3 = \lambda$.

倏逝波在本文所考虑的平板结构中的传播,可

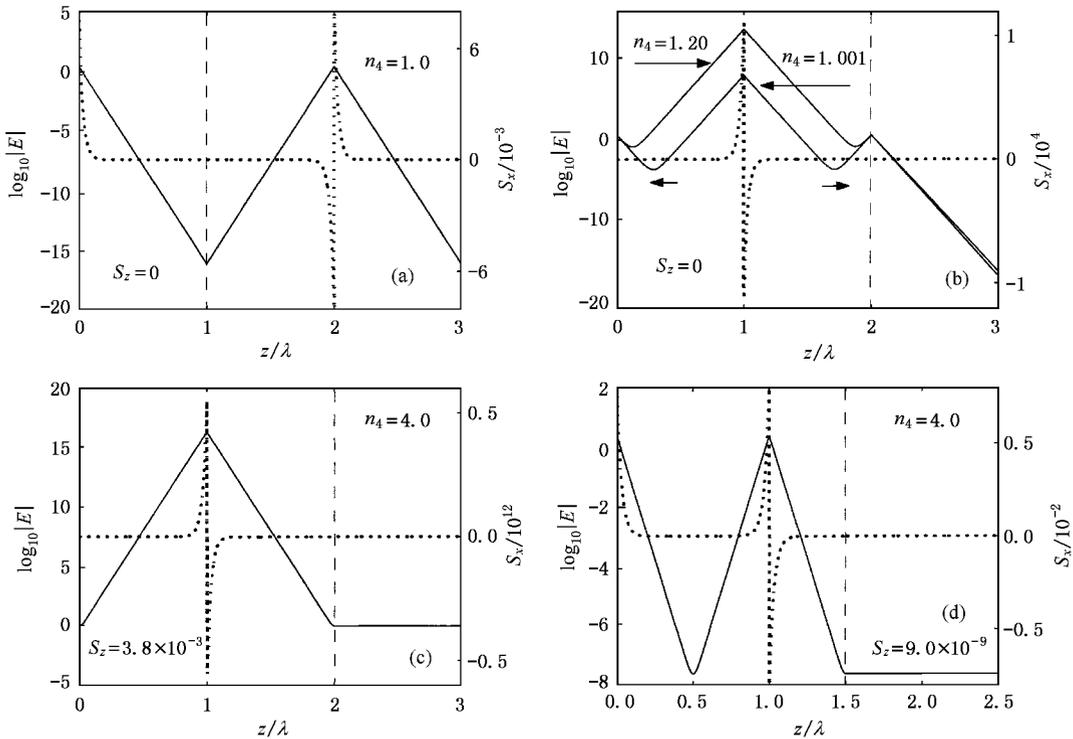


图 2 不同参数下的电场强度(实线)及沿 x 方向能流分布(点线)($k_x = 2\sqrt{2}k_0$, 细虚线表示不同介质区域的分界面)(a) $d_2 = d_3 = \lambda$ 且阻抗匹配 $n_4 = 1.0$ (b) $d_2 = d_3 = \lambda$ 且 n_4 分别为 1.001 和 1.20, 短箭头表示极小值移动的方向 (c) $d_2 = d_3 = \lambda$ 且 $n_4 = 4.0$ (d) $d_2 = 2d_3 = \lambda$ 且 $n_4 = 4.0$. S_2 为常数,直接标注如图.注意(c)中远离跳变界面的 S_x 值为 $\pm S_2$ (远小于其跳变峰值)对应的能流方向为原 45° 入射方向及其反常偏折的对称方向)

以从能流的角度来解释. 不考虑介质的吸收损耗时, 能量守恒要求稳态时沿 z 方向的能流密度保持不变. 从 (2b) 式可以看出, 单个倏逝波, 无论是指数衰减或指数增长的形式, 在 z 方向都不传播能量. 因此, 从物理上, 所考虑平板结构中的倏逝波传播可分为两类情形. 当 $n_4^2 k_0^2 < k_x^2$ 时, 介质 4 中为单个的倏逝波. 稳态时沿 z 方向没有能量的传播. 倏逝波在平板结构中的放大效应只是一个能量的存储过程, 电场强度在分界面的极值分布(一定程度上反映了能量的分布)就对应了这种存储, 见图(2a)(b)中 $S_z = 0$, 其中 S_z 表示即为沿 z 方向的能流. 当 $n_4^2 k_0^2 > k_x^2$ 时, 介质 4 中电磁波为幅度恒定的行波. 倏逝波在平板结构中不仅有稳态前能量的存储过程, 还有在稳态后能量沿 z 方向的输运过程, 见图(2c)(d). 条件 $n_4^2 k_0^2 > k_x^2$, 就是通常的光子隧道效应条件. 负折射率介质存在时对倏逝波的放大作用, 则极大地增强了这种隧道效应.

由(2)式可知, 与平板结构中电场分布密切联系的是沿 x 方向的能流. 图(2a)~(d)中的点线反映了 x 方向的能流分布(其中图(2b)中对应的是 $n_4 = 1.001$ 的情形), 其在正、负折射率介质中总是方向相反, 并在正负折射率介质的分界面迅速增大并发生突变, 沿分界面反对称分布. 突变的幅度取决于分界面附近的电场强度(见图 2 中突变幅度与电场强度的对应关系. 界面电场强度很弱时能流的突变观察不到, 如图(2a)中 $z = d_2$ 处). 这种突变是由于正负折射率介质界面处 μ 的突变($\mu_2 = \mu_4 = -\mu_3$)引起的, 可以由边界连续条件容易推知, 并已在负折射率介质的文献[8]中被注意到. 沿 x 方向的能流密度在正负折射率介质分界面附近的迅速增大(图(2c)中至 10^{12} 量级), 从物理的角度, 也是可以接受的. 能流密度的突变和反对称性质, 使得在分界面两边沿 x 方向的能流的积分相互抵消, 不违背能量守恒定律. 但分界面附近极大的能流密度, 要求在达到稳态之前能量的极大储存.

我们再仔细考虑图(2c)对应的完全透射时的能流密度分布. 考虑能流密度矢量, 我们发现, 尽管在界面 $z = 0$ 处入射波满足全反射条件, 区域 1 中的行波仍然在此界面完全透射, 并在进入区域 2 后直到分界面 $z = d_2$ 附近, 其能流密度的强度和方向都几乎保持不变. 在 $z = d_2$ 附近, 沿 x 方向的能流密度的迅速增大使得在界面附近的能流方向趋于平行于分界面, 穿过界面时能流强度不变, 并在穿过分

界面后沿与入射方向相对称的方向传播. 在分界面 $z = d_2 + d_3$ 附近, 能流密度再次发生跳变, 并在穿过界面后立即回到原来的入射方向, 且其强度与入射的强度相同, 表明此时的能量透射率为 1. 若以能流来衡量倏逝波的传播方向, 我们发现, 与行波的传播规律相似^[8]. 在该平板结构中倏逝波在正、负折射率介质分界面同样发生异常折射, 并在经过负折射率介质平板后引入反常的侧向位移. 这种异常折射和反常的侧向位移, 可以在我们的高斯光束模拟结果中观察到(参见图 5(c)).

4. 损耗对光子隧道效应的影响

倏逝波在负折射率介质中的放大效应和传播规律, 使负折射率介质有可能应用在光子隧道效应(光耦合)和完善透镜等方面. 已有的研究表明, 当介质 2 和介质 3 阻抗匹配即 $n_3 = -n_2 = 1$, $\mu_2 = -\mu_3 = 1$ 时, 介质 1 与介质 4 之间的光子隧道效应随着负折射率介质层厚度 d_3 的增大而增强, 在 $d_3 = d_2$ 时透射率达到极大值, d_3 继续增大时隧道效应又逐渐减弱. 若行波区 $n_1 = n_4$ 则隧道效应可产生全透射. 然而已有的研究表明, 负折射率介质不可避免地带有损耗和色散. 下面来考虑损耗对这种隧道效应的影响. 令 $n_3 = -1 + i\delta$, $\mu_3 = -1$, 损耗由复数 ϵ 引入, 其中虚部对应引入的损耗. 我们不妨取 $n_1 = n_4$ (即对应于最强的透射).

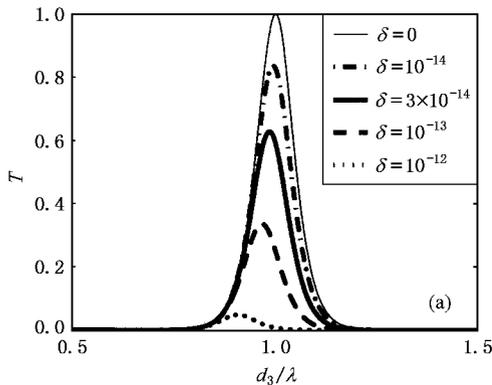
首先考虑 k_x 固定时光子隧道效应随引入损耗 δ 和负折射率介质层厚度 d_3 的变化规律. 为和文献[6]中研究的理想情况对比, 我们同样取 45° 入射即 $k_x = 2\sqrt{2}k_0$. 当存在损耗时, 作为隧道层(第 2, 3 层)的正、负折射率介质层阻抗不再匹配, 在界面 $z = d_2$ 的局部反射随引入损耗的增大而近似线性地增长(在小损耗范围内). 入射波的多次反射减弱了总的光子隧道效应. 损耗增大时, 透射率仍然随着 d_3 的变化在 $d_3 = d_2$ 附近出现峰值, 但幅度随 δ 的增大而减小, 见图(3a). 和理想情况下的完全透射相比, 我们发现, 极小的损耗引入也会强烈地减弱隧道效应. 在损耗参数 δ 增大到 10^{-13} 时, 透射率即已下降到 0.35 左右, 而 δ 增大到 10^{-10} 时, 已观察不到任何明显的隧道效应. 另外我们发现, 能量的损耗(定义为 $L \equiv 1 - R - T$)随 d_3 的增大逐渐增大并趋于稳定值, 且随 δ 的增大而增大, 而当 δ 进一步增大时, 能

量损耗的稳定值反而随 δ 的增大而减小,见图 3 (b) 其中 δ 逐渐增大并分别取如下值: 1) $\delta = 0$ 2) $\delta = 10^{-14}$ 3) $\delta = 3 \times 10^{-14}$ 4) $\delta = 10^{-13}$ 和 5) $\delta = 10^{-12}$. 这仍可以从 $z = d_2$ 处的反射来解释. 损耗影响很大时,一方面,在有损介质层中传播单位距离的能量损耗将增大,而另一方面,分界面处的强烈反射的更大部分的能量直接反射回入射介质中. 这可以和正常介质材料(如金属)的吸收损耗做一个类比来解释.

与理想情况(即隧道层阻抗匹配,厚度匹配;外层折射率匹配 $n_4 = n_1$)相比(那里任意 $k_x > k_0$ 的倏逝波都能发生强烈的光子隧道效应而近于完全透射)损耗的引入可以强烈地减弱光子隧道效应. 我们的研究表明这种隧道效应还密切依赖于波矢分量 k_x 的大小. 一定损耗参数下,我们考虑不同 k_x 对应的透射率随 d_3 的变化规律. 如图 4(a),倏逝波透射率仍在 $d_3 = d_2$ 附近达到极大值. 透射率极值在 $k_x \rightarrow k_0$ 时趋于 1,且随 k_x 的增大而单调地减小. 隧道层相当于一个空间频率的低通滤波器,只有一定 k_x 范围的分量能够由光子隧道效应有效地透射. 在 $d_3 = d_2$ 下,我们将在某一损耗下透射率下降到 0.5 时对应的 k_x 值定义为此低通滤波的截止频率 k_{xc} . $\delta = 0$ 时 $k_{xc} = \infty$. 随着损耗的增大, k_{xc} 单调减小. 数值计算表明, k_{xc} 与 $\log_{10}(\delta)$ 满足近似的线性关系,见图 4(b). 且在相同的损耗参数下,截止频率 k_{xc} 随着隧道层厚度的增大而下降,即在相同的 k_x 参数下,隧道层厚度增大时透射率随损耗的变化更加敏感,参见图 4(b)中的两条曲线的比较.

5. 高斯光束入射分析

为了更直观地观察倏逝波在图 1 所示平板结构中



中的传播规律,我们引入一束单色高斯光束进行分析(与平面波入射不同,此时反射波与入射波可在空间上分开). 在区域 1 中,入射光束表示为^[8]

$$E_1 = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \exp[i(k_x x + k_{1z} z)] \varphi(k_x), \quad (7)$$

其中

$$\varphi(k_x) = \frac{g}{2\sqrt{\pi}} \exp[-g^2(k_x - k_{ix})^2/4], \quad (8)$$

其中 k_{ix} 为高斯波角谱的中心, g 为光束宽度参数. 为保证在 $z > 0$ 的区域中仅有倏逝波分量,我们采用空间频谱截断. 对上式中的积分限截断,截止下限 $k_{xl} = k_0$,截止上限 k_{xu} 对称地取为 $k_{xu} = 2k_{ix} - k_{xl}$. 我们选择 $k_{ix} = 2.5k_0$, $g = 0.6\lambda$.

此时,各区域的电场为各平面波分量的叠加,记为积分形式

$$E_l = \int_{k_{xl}}^{k_{xu}} dk_x \varphi(k_x) \{ A_l \exp(ik_{lz}(z - z_{l-1})) + B_l \exp(-ik_{lz}(z - z_{l-1})) \} \exp(ik_x x) \quad (9)$$

其中 $A_1 = 1, D_2 = 0$,其余各系数针对不同的 k_x 分量由边界条件确定.

为观察倏逝波的放大,我们令 $n_4 = 1, \mu_4 = 1$. 理想情况下,由各倏逝波分量的变化规律易知:入射的高斯波在分界面 $z = 0$ 处全反射,在 $z = d_2 + d_3$ 附近形成一明显的亮斑,对应于倏逝波在该分界面处储存的能量,如图 5(a). 考虑损耗时,分界面 $z = d_2$ 和 $z = d_2 + d_3$ 处阻抗不匹配引起反射,反射分量的叠加使得除在分界面 $z = d_2 + d_3$ 处出现亮斑外,在分界面 $z = d_2$ 处也出现一较弱的亮斑,如图 5(b),其中 $\delta = 0.005, d_2 = d_3 = 0.5\lambda$.

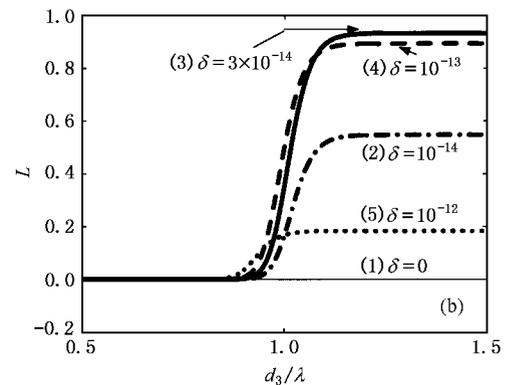


图 3 在不同损耗参数下 (a) 能量透射率 (b) 能量损耗率随平板厚度 d_3 的变化,这时 $k_x = 2\sqrt{2}k_0$

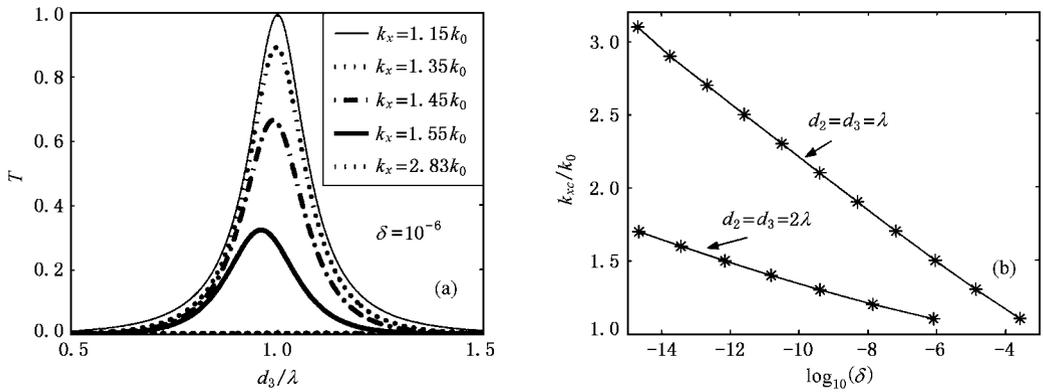


图4 (a) $\delta = 1.0e - 6$ 时,不同 k_x 参数下透射率随厚度 d_3 的变化 (b)截止频率 k_{xc} 随损耗 δ 的变化

为观察隧道效应,我们令 $n_4 = n_1 = 4$. 理想情况下 $d_2 = d_3$ 时发生最大的光子隧道效应. 由各倏逝波分量的变化规律易知在分界面 $z = d_2$ 处形成明显的亮斑,整个波包完全透射,不存在明显的反射波,并可以观察到光束通过负折射率介质层后沿 x 方向的反常向下位移^[7],和我们讨论平面波传播时的能流密度分布相吻合,如图 5(c),其中 $d_2 = d_3 = 0.1\lambda$ (为便于观察,我们选择了较小的厚度值). 损

耗的引入削弱光子的隧道效应,透射率降低,而相应的反射率增大. 为和理想情况对比,我们同样选择 $d_2 = d_3 = 0.1\lambda$ 并取 $\delta = 1$ (此时隧道层厚度很薄,对 δ 不很敏感,因此我们取较大的 δ 值以便于对比; δ 更大时则无法观察到明显的隧道效应. 参见上节的分析),如图 5(d) (注意不同的灰度标度). 容易发现,损耗存在时透射的波包由于透射率的降低而强度变弱,且由于高频分量(空间频率 k_x)的丢失而变

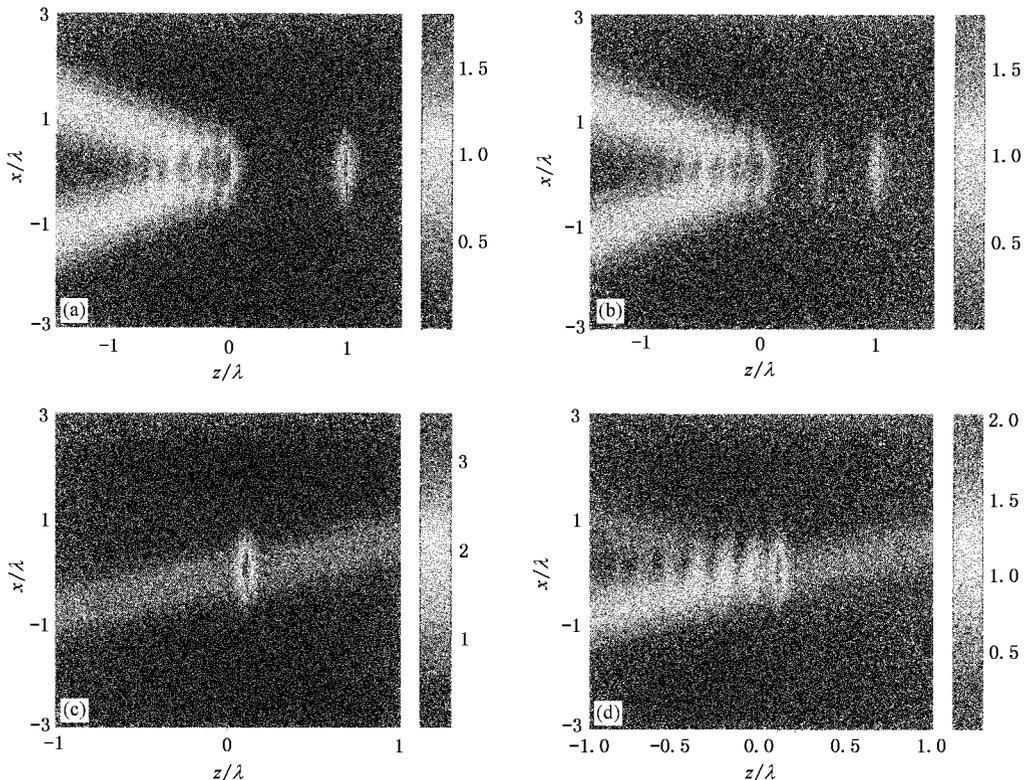


图5 有无损耗时高斯光入射场分布的对比,虚线表示各个质层的分界面 (a)(b) $\delta = 0$ 与 $\delta = 0.005$ 时的电场分布,这时 $d_2 = d_3 = 0.5\lambda$ (c)(d) $\delta = 0$ 与 $\delta = 1$ 时的隧道效应,这时 $d_2 = d_3 = 0.1\lambda$

得更加模糊.

6. 结 论

本文研究了倏逝波在含负折射率介质的多层平板结构中的传播特性和变化规律,并讨论了能流的分布,及负折射率介质的损耗对隧道效应的影响.我们发现,微弱的损耗引入即会极大地减弱这种隧道

效应.另外在考虑损耗时,这种隧道效应还密切依赖于空间频率的大小.我们发现所研究的平板结构相当于一个空间频率的低通滤波器,在弱损耗下其低通截止频率与损耗的对数值满足近似的线性关系.我们还通过模拟高斯光束在该结构中的传播,形象地给出了带损耗负折射率介质对倏逝波的局部放大或衰减和能量储存的影响,以及对光子隧道效应.

-
- | | |
|--|---|
| [1] Veselago V G 1986 <i>Sov. Phys. Usp.</i> 10 509 | [5] Fredkin D R and Ron A 2002 <i>Appl. Phys. Lett.</i> 81 1753 |
| [2] Shelby R A , Smith D R and Schultz S 2001 <i>Science</i> 292 77 | [6] Zhang Z M and Fu C J 2002 <i>Appl. Phys. Lett.</i> 80 1097 |
| [3] Pendry J B 2000 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 85 3966 | [7] Smith D R and Kroll N 2000 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 85 2933 |
| [4] Valanju P M , Walser R M and Valanju A P 2002 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 88 187401 | [8] Kong J A , Wu B L and Zhang Y 2002 <i>Microwave. Opt. Tech. Lett.</i> 33 136 |

Analysis for the propagation of evanescent waves and the photo tunneling effect in a multi-layered structure containing materials with negative refractive index

Chen Long He Sai-Ling Shen Lin-Fang

(Centre for Optical and Electromagnetic Research ,
State Key Laboratory for Modern Optical Instrumentation ,
Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China)

(Received 12 December 2002 ; revised manuscript received 10 January 2003)

Abstract

The propagation properties of evanescent waves in a multi-layered structure containing materials with negative refractive index are analyzed. The decay or magnification of the amplitude of evanescent waves in different situations is explained analytically in detail. In particular, the influence of the dissipation of the negative refractive index medium on the photon tunneling effect is discussed. The propagation and energy storage of evanescent waves are shown clearly by using the incidence of a Gauss beam.

Keywords : negative refractive index , evanescent wave , photon tunneling

PACC : 0340K , 4110H