

文章编号: 0253-2239(2005)12-1676-6

含负折射率层的多层体系的反常光子隧穿*

徐旭明 方利广 刘念华

(南昌大学物理系, 南昌 330047)

摘要: 研究了多层体系含负折射率层的光学传输特性,通过传输矩阵方法,给出了体系透射率的一般表达式,并讨论了含负折射率层的四层结构在入射角大于临界角时的反常光子隧穿现象。当体系参量完全匹配时,对于任意入射光波长及大于临界角的入射,透射率均为 1;仅衬底层不匹配时,对于给定的衬底参量,透射率和入射波长无关,仅和入射角相关。对于 TM 波,存在多层体系的布儒斯特角,使得透射率等于 1。对于 TE 波则没有类似现象;在衬底不匹配的情况下,提高出射端的折射率将增加体系的透射率;中间层的厚度或者折射率不匹配时,透射率关于匹配位置对称分布且随着失谐的增加指数衰减,随着入射角的增加,衰减速度加快。

关键词: 非线性光学; 光子反常隧穿; 传输矩阵方法; 多层体系; 负折射率材料

中图分类号: O434.14 文献标识码: A

Unusual Photonic Tunneling in Multilayer System with a Negative Refraction Index Layer

Xu Xuming Fang Liguang Liu Nianhua

(Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330047)

Abstract: The optical character of the multiplayer system with a negative refractive index layer is investigated. By means of a transfer matrix method, the exact analytical expression of transmissivity has been derived. Unusual photonic tunneling in the multilayer system with a negative refraction index layer has been analyzed. For all frequency and incident angle, if all parameter are matching, the transmittance reaches unity. When only the backdrop is not matching, the transmittance is independent of the incident wavelength, but depends on the incident angle. For the TM wave, there is a special angle, known as Brewster's angle, with which the transmittance reaches unity, and a larger refractive index of the end will enlarge the transmittance. When the thickness or the refractive index of the medial layer is mismatching, the transmittance distributed symmetrically about the mismatching position decays with the increase of the disharmony, and there appears a faster decay when the incident angle increases.

Key words: nonlinear optics; unusual photonic tunneling; transmit matrix method; multiplayer system; negative refractive index

1 引 言

1968 年,前苏联物理学家 Veselago^[1]在理论上研究了介电常量 ϵ 和磁导率 μ 都为负值的物质的电磁学性质,发现与常规材料(RHM)不同的是,当 ϵ 和 μ 都为负值时,电场、磁场和波矢之间构成左手关系,他称这种假想的物质为左手性介质(left-handed materials, LHM)。左手性介质中电磁波的行为与

在右手性介质中有很大的不同,比如光的负折射,负的切伦科夫效应(Reversed Cerenkov radiation),反多普勒效应(Reversed Doppler effect)等等。尽管左手性介质有很多新奇的性质,但自然界中并不存在天然的左手性物质,因此他的研究只是停留在理论上,并且在随后的 30 年里没有得到太大的重视。

直到 1996 年英国皇家学院 John Pendry 指出,

* 国家自然科学基金(60268001),江西省主要学科学术和技术带头人和江西省科技攻关计划资助课题。

作者简介:徐旭明(1964~),男,江西贵溪市人,博士研究生,主要从事光与物质的相互作用研究。

E-mail: ncxmxcn@ncu.edu.cn

收稿日期:2005-03-16;收到修改稿日期:2005-05-31

可以用细金属导线阵列构造介电常量为负的人工媒质^[2],1999年,Pendry等^[3]又预言利用某种特定的谐振环阵列可以制作出在某一频率区间满足 $\mu < 0$ 的物质,而且将这种材料与介电常量 $\epsilon < 0$ 的物质(比如金属线阵列)组合起来就能够制造出左手性材料^[4~6]。

2001年,加州大学圣迭戈(University of California at San Diego,UCSD)分校的Smith等物理学家根据Pendry等人的建议,利用以铜为主的复合材料首次制造出在微波波段具有负介电常量、负磁导率的物质^[7~9],证明了左手性介质的存在,而且通过实验观测到了光线的负折射现象^[9,10]。详细的理论分析^[11,12]同样证明,当 ϵ, μ 同时小于零时,折射率 n 应该取负值。

当光以大于临界角的人射角由光密媒质射向光疏媒质,将发生全反射,能量不会传递到光疏媒质。

电磁波在光疏媒质中仅存在于距界面波长范围内,且沿界面方向传播,而在垂直界面方向指数衰减。若光疏媒质后放置折射率足够大的第三种媒质时,则发生所谓的光子隧穿现象,光子隧穿第二种介质进入第三种介质^[13,14]。这一性质已应用于扫描光子隧穿显微术及衰减全反射分光计。本文在Zhang等^[15]工作的基础上,利用传输矩阵,导出体系透射率的一般表达式;通过数值计算,给出不同参量匹配下的透射行为;分析透射率的变化和参量匹配之间的关系。

2 模型及反射、透射系数的一般表达式

考虑如图1所示的一维多层体系结构,对于TM波 $\mathbf{B} = B_x(y, z)\mathbf{e}_x$,第 j 层($z_{j-1} < z < z_j$)的解可表为

$$B_x^{(j)}(y, z) = \exp[ik_y^{(j)} \Delta y^{(j)}] \{ B_x^{(+)}(y_{j-1}, z_{j-1}) \exp[ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] + B_x^{(-)}(y_{j-1}, z_{j-1}) \exp[-ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \} \equiv \exp[ik_y^{(j)} \Delta y^{(j)}] \{ B_{j-1,x}^{(+)} \exp[ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] + B_{j-1,x}^{(-)} \exp[-ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \},$$

其中 $k_y^{(j)} = k^{(j)} \sin \theta_{(j)}$, $k_z^{(j)} = k^{(j)} \cos \theta_{(j)}$, $\Delta y^{(j)} = y^{(j)} - y_{j-1}$, $\Delta z^{(j)} = z^{(j)} - z_{j-1}$,相应地,

$$E_x^{(j)}(y, z) = 0,$$

$$E_y^{(j)}(y, z) = -\frac{c \cos \theta_{(j)}}{\sqrt{\mu_j} \sqrt{\epsilon_j}} \exp[ik_y^{(j)} \Delta y^{(j)}] \{ B_{j-1,x}^{(+)} \exp[ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] - B_{j-1,x}^{(-)} \exp[-ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \},$$

$$E_z^{(j)}(y, z) = \frac{c \cos \theta_{(j)}}{\sqrt{\mu_j} \sqrt{\epsilon_j}} \exp[ik_y^{(j)} \Delta y^{(j)}] \{ B_{j-1,x}^{(+)} \exp[ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] + B_{j-1,x}^{(-)} \exp[-ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \},$$

其中 μ_j, ϵ_j 分别为第 j 层的相对磁导率、相对介电常量。当两者均小于零即双负材料时, $\sqrt{\mu_j} \sqrt{\epsilon_j}$ 为负;当两者一正一负即单负时, $\sqrt{\mu_j} \sqrt{\epsilon_j}$ 为虚数。

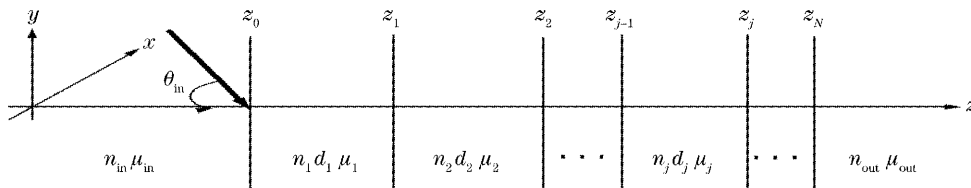


图1 多层结构体系

Fig. 1 Schematic of a multiplayer systems

令 $p_{(j)} = \frac{\cos \theta_{(j)}}{\sqrt{\mu_j} \sqrt{\epsilon_j}}$,根据边界条件,建立二分量矩阵:

$$\begin{bmatrix} B_x^{(j)}(y, z) \\ -E_y^{(j)}(y, z)/c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp[ik_y^{(j)} \Delta y^{(j)}] \{ B_{j-1,x}^{(+)} \exp[ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] + B_{j-1,x}^{(-)} \exp[-ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \} \\ p_{(j)} \exp[ik_y^{(j)} \Delta y^{(j)}] \{ B_{j-1,x}^{(+)} \exp[ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] - B_{j-1,x}^{(-)} \exp[-ik_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \} \end{bmatrix} = \exp[ik_y^{(j)} \Delta y^{(j)}] Y_{j-1,1} \begin{bmatrix} \cos[k_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] & i \frac{1}{p_{(j)}} \sin[k_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \\ i p_{(j)} \sin[k_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] & \cos[k_z^{(j)} \Delta z^{(j)}] \end{bmatrix} \mathbf{M}_{j-1,1} \begin{bmatrix} B_{in,x}(y_{in}) \\ -E_{in,y}(y_{in})/c \end{bmatrix},$$

其中 $Y_{j-1,1} \equiv \exp[ik_y^{(j-1)} \Delta y_{j-1}] \cdots \exp[ik_y^{(1)} \Delta y_1]$,

$$\mathbf{M}_{j-1,1} \equiv \begin{bmatrix} \cos[k_z^{(j-1)} d_{j-1}] & i \frac{1}{p_{(j-1)}} \sin[k_z^{(j-1)} d_{j-1}] \\ i p_{(j-1)} \sin[k_z^{(j-1)} d_{j-1}] & \cos[k_z^{(j-1)} d_{j-1}] \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} \cos[k_z^{(1)} d_1] & i \frac{1}{p_{(1)}} \sin[k_z^{(1)} d_1] \\ i p_{(1)} \sin[k_z^{(1)} d_1] & \cos[k_z^{(1)} d_1] \end{bmatrix},$$

这里 Δy_{j-1} 为光在整个 $j-1$ 层沿 y 方向的位移。那么,连接 N 层体系结构的出射和入射端切向分量关系式为

$$\begin{bmatrix} B_{\text{out},x}(y_N) \\ -E_{\text{out},y}(y_N)/c \end{bmatrix} = Y_{N,1} M_{N,1} \begin{bmatrix} B_{\text{in},x}(y_{in}) \\ -E_{\text{in},y}(y_{in})/c \end{bmatrix},$$

于是有

$$r = \frac{[p_{\text{in}} m_{22} - p_{\text{out}} m_{11}] - [p_{\text{in}} p_{\text{out}} m_{12} - m_{21}]}{[p_{\text{in}} m_{22} + p_{\text{out}} m_{11}] - [p_{\text{in}} p_{\text{out}} m_{12} + m_{21}]},$$

$$t = \frac{2p_{\text{in}}}{[p_{\text{in}} m_{22} + p_{\text{out}} m_{11}] - [p_{\text{in}} p_{\text{out}} m_{12} + m_{21}]},$$

上式中 r, t 分别为反射系数和透射系数; $m_{l,k}$ 为 $\mathbf{M}_{N,1}$ 的矩阵元。相应地,反射率、透射率为^[16]

$$R = |r|^2, \quad T = \frac{p_{\text{out}}}{p_{\text{in}}} |t|^2,$$

同理,可以导出 TE 波的反射系数、透射系数:

$$r = \frac{[q_{\text{in}} m_{22} - q_{\text{out}} m_{11}] - [q_{\text{in}} q_{\text{out}} m_{12} - m_{21}]}{[q_{\text{in}} m_{22} + q_{\text{out}} m_{11}] - [q_{\text{in}} q_{\text{out}} m_{12} + m_{21}]},$$

$$t = \frac{2q_{\text{in}}}{[q_{\text{in}} m_{22} + q_{\text{out}} m_{11}] - [q_{\text{in}} q_{\text{out}} m_{12} + m_{21}]},$$

及反射率、透射率:

$$R = |r|^2, \quad T = \frac{q_{\text{out}}}{q_{\text{in}}} |t|^2,$$

这里 $q_{(j)} = \sqrt{\mu_j} \sqrt{\epsilon_j} \cos \theta_{(j)}$ 。

3 数值结果

考虑在半无界的入射端和半无界的出射端之间插入常规材料和左手性介质材料,在入射角大于全反射发生时的临界角时,光子的反常隧穿特性和体

系参量匹配之间的关系。由透射率的一般表达式,容易得到:

对 TM 波:

$$T_{\text{TM}} = \frac{4p_{\text{in}} p_{\text{out}}}{[p_{\text{in}} m_{22} + p_{\text{out}} m_{11}]^2 + [p_{\text{in}} p_{\text{out}} m_{12} + m_{21}]^2},$$

对 TE 波:

$$T_{\text{TE}} = \frac{4q_{\text{in}} q_{\text{out}}}{[q_{\text{in}} m_{22} + q_{\text{out}} m_{11}]^2 + [q_{\text{in}} q_{\text{out}} m_{12} + m_{21}]^2},$$

当 $n_{\text{in}} = n_{\text{out}}, n_1 = -n_2, \mu_1 = -\mu_2, d_1 = d_2$, 代入透射率表达式,可以直接从上式得到:对于任意入射角(大于临界角)、任意入射频率(波长)的光入射,透射率均等于 1,即完全匹配。由此可以看出,在不考虑色散及损耗的前提下,通过插入负折射率材料,完全匹配时,可以使光子反常隧穿通过厚度远大于其波长的介质,这点也和无负折射率层的三层体系存在显著的差别。

当 $n_1 = -n_2, \mu_1 = -\mu_2, d_1 = d_2$, 而 $n_{\text{in}} \neq n_{\text{out}}$ 时,由表达式可得

$$T_{\text{TM}} = \frac{4p_{\text{in}} p_{\text{out}}}{(p_{\text{in}} + p_{\text{out}})^2},$$

$$T_{\text{TE}} = \frac{4q_{\text{in}} q_{\text{out}}}{(q_{\text{in}} + q_{\text{out}})^2},$$

即透射率和入射光的波长无关,仅和入射端、出射端的折射率及初始入射角度有关。对于 TM 波,如果入射角度 $\theta_{\text{in}} = \arcsin(n_{\text{out}}/\sqrt{n_{\text{in}}^2 + n_{\text{out}}^2})$, 相当于 $\theta_{\text{in}} + \theta_{\text{out}} = 90^\circ$, 即入射角 θ_{in} 为布儒斯特角(Brewster), 尽管体系没有完全匹配($n_{\text{in}} \neq n_{\text{out}}$), 仍可使得透射率等于 1 [图 2(a)]。此即表明,只要中间正负折射率层完全匹

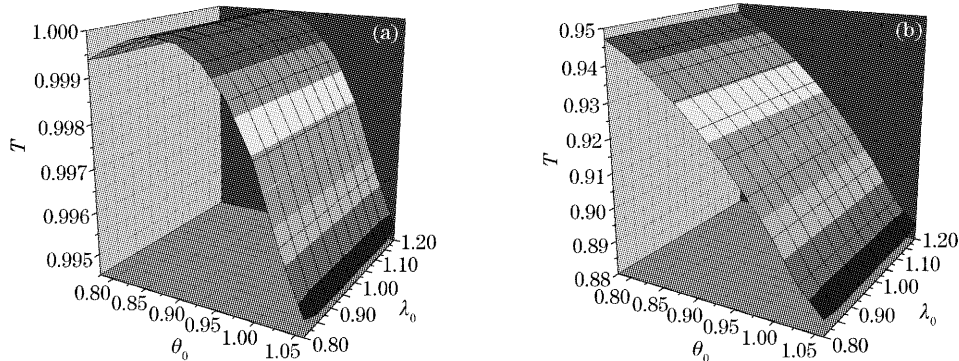


图 2 $n_{\text{in}} = 1.5, n_{\text{out}} = 1.8, n_1 = -n_2 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, d_1 = d_2 = 1$, TM (a), TE (b) 透射率随着入射角、入射波长的变化

Fig. 2 Transmittance (TM) (a), (TE) (b) versus incident angle and wavelength for $n_{\text{in}} = 1.5, n_{\text{out}} = 1.8$,

$$n_1 = -n_2 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, d_1 = d_2 = 1,$$

配,入射角使得入射端和出射端满足布儒斯特定律,这时相当于中间层的影响完全抵消, TM 波没有反射波。入射波(模为 1 个单位)在常规材料中指数衰减,在左手性介质指数上升(图 3)。而对于 TE 波,则不会出现类似情形[图 2(b)]。

改变 n_{in} 及 n_{out} , 对于 TM、TE 波, 当 $n_{in} > n_{out}$ 时, 随着 n_{out} 的增加, 透射率相应上升直至等于 1; 同样, 当 $n_{in} < n_{out}$ 时, 透射率随着 n_{in} 向 n_{out} 的趋近而增加直至 1。在 n_{in} 与 n_{out} 偏差相同的情况下, $n_{in} > n_{out}$ 比 $n_{in} < n_{out}$ 时的透射率小, 这点和无左手性介质层的三层体系的情形相似, 如图 4 所示。

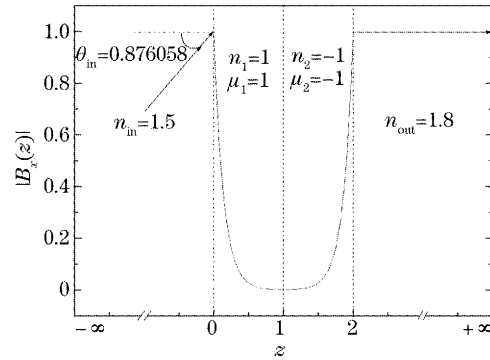


图 3 以布儒斯特角入射时 TM 模的场分布
Fig. 3 The field distribution (TM) when the incident angle is Brewster's angle

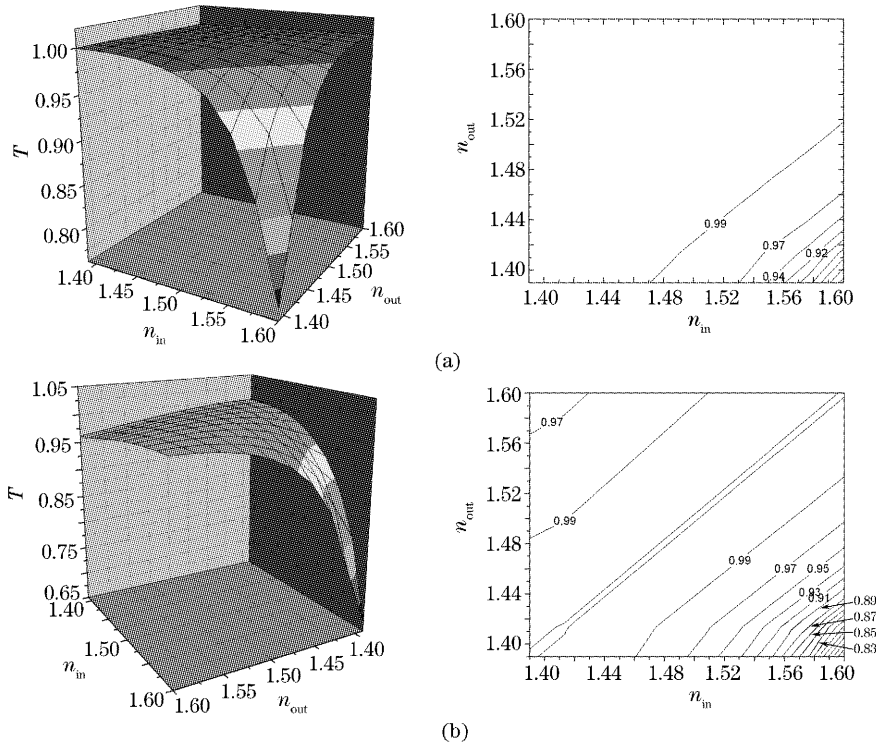


图 4 $n_1 = -n_2 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, d_1 = d_2 = 1, \lambda = 1, \theta_{in} = 60^\circ$, TM(a), TE (b) 波透射率随 n_{in}, n_{out} 的变化

Fig. 4 Transmittance (TM) (a), (TE) (b) versus n_{in}, n_{out} for $n_1 = -n_2 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, d_1 = d_2 = 1, \lambda = 1, \theta_{in} = 60^\circ$

当 $n_{in} = n_{out}, n_1 = -n_2, \mu_1 = -\mu_2 = 1$ 而 $d_1 \neq d_2$ 时(取入射光波长为 1 个长度单位), 对透射率的表达式进行简化, 可以得到

$$T_{TM} = \frac{4p_0^2}{4p_0^2 \text{ch}^2[(2\pi/\lambda) \sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta_0 - n_1^2} (d_2 - d_1)] + [p_0^2 / |p_1| - |p_1|]^2 \text{sh}^2[(2\pi/\lambda) \sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta_0 - n_1^2} (d_2 - d_1)]},$$

$$T_{TE} = \frac{4q_0^2}{4q_0^2 \text{ch}^2[(2\pi/\lambda) \sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta_0 - n_1^2} (d_2 - d_1)] + [q_0^2 / |q_1| - |q_1|]^2 \text{sh}^2[(2\pi/\lambda) \sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta_0 - n_1^2} (d_2 - d_1)]},$$

透射率分布关于 $d_1 = d_2$ 对称, 且随着 Δd 的增加指数衰减, 如图 5(a) 和图 5(b) 所示。

当 $n_{in} = n_{out}, n_1 \neq -n_2, \mu_1 = -\mu_2, d_1 = d_2$ 时, 中间层折射率的微小偏差会引起透射率的显著变化, 且随入射角的增加而更陡峭(图 6)。这是因为, 随着入射角的增加, 横向波矢 $k_z^{(j)}$ 的虚部 $(2\pi/\lambda) \sqrt{n_{in}^2 \sin^2 \theta_{in} - n_{(j)}^2}$ 随之增加, 使得指数衰减或指数上升速度加快。因此, 当中间层的折射率 $n_1 \neq -n_2$, 应用时应选择入射角稍大于临界角入射。

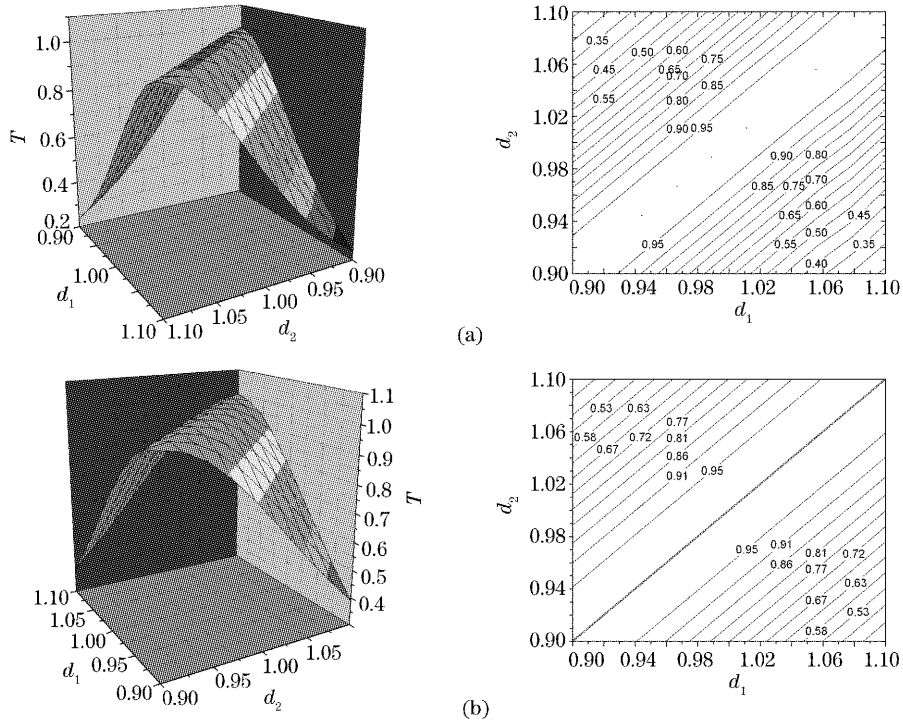


图 5 $n_{in} = n_{out} = 1.5, n_1 = -n_2 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, \theta_{in} = 60^\circ, \lambda = 1$ 时, TM(a), TE(b) 波的透射率随 d_1, d_2 的变化
 Fig. 5 Transmittance (TM) (a), (TE) (b) versus d_1, d_2 for $n_1 = -n_2 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, n_{in} = n_{out} = 1.5, \lambda = 1, \theta_{in} = 60^\circ$

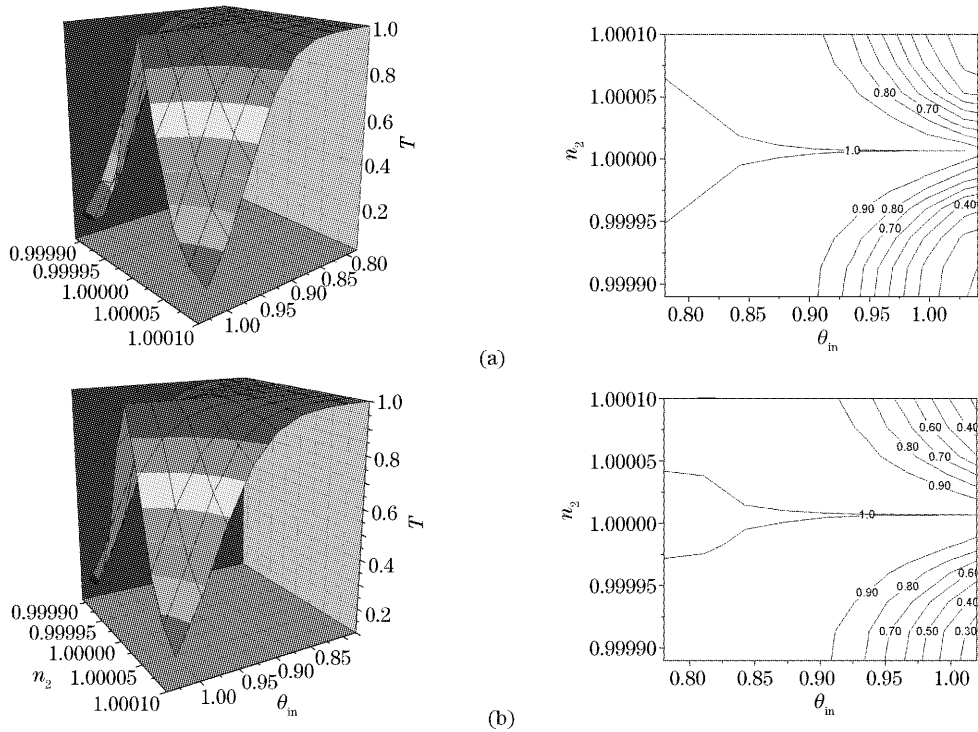


图 6 $n_{in} = n_{out} = 1.5, n_1 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, d_1 = d_2 = 1, \lambda = 1$ 时, TM(a), TE(b) 透射率随入射角、
 左手性介质层的折射率的变化

Fig. 6 Transmittance (TM) (a), (TE) (b) versus θ_{in}, n_2 (LHM) for $d_1 = d_2 = 1, \mu_1 = -\mu_2 = 1, n_{in} = n_{out} = 1.5, \lambda = 1, n_1 = 1$

4 结 论

研究了含负折射率层的多层体系的反常光子隧穿,求出了体系透射率的一般表达式。当 $n_{\text{in}} = n_{\text{out}}$, $n_1 = -n_2$, $\mu_1 = -\mu_2$, $d_1 = d_2$, 从表达式中可以直接得到,对于任意入射光波长及大于临界角入射,透射率为 1。此即表明,在不考虑色散及损耗时,此体系的光子隧穿范围远大于其波长;当 $n_1 = -n_2$, $\mu_1 = -\mu_2$, $d_1 = d_2$, 而 $n_{\text{in}} \neq n_{\text{out}}$ 时,透射率和入射波长无关,仅和入射角相关。同时,对于 TM 波,存在一特殊的入射角,使得透射率等于 1,通过分析发现,此乃多层体系的布儒斯特现象。对于 TE 波则没有类似现象;在 n_{in} 与 n_{out} 偏差相同的情况下,得到和无左手性介质层的三层体系的情形相似的结果,即 $n_{\text{in}} < n_{\text{out}}$ 比 $n_{\text{in}} > n_{\text{out}}$ 时的透射率大;仅中间两层的厚度不匹配时,透射率关于匹配位置对称分布且随着失配的增加指数衰减;由于中间层横向波矢 $k_z^{(j)}$ 的虚部 ($2\pi/\lambda$) $\sqrt{n_{\text{in}}^2 \sin^2 \theta_{\text{in}} - n_{(j)}^2}$ 随入射角增加而上升,使得失谐时 ($n_1 \neq -n_2$, $d_1 \neq d_2$) 透射分布随入射角的增加指数衰减速度加快。

参 考 文 献

- 1 V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509~514
- 2 J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart *et al.*. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(25): 4773~4776
- 3 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Magnetism from conductors and enhance nonlinear phenomena[J]. *IEEE, Trans. MTT*, 1999, **47**(11): 2075~2084
- 4 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Low frequency plasmons in thin-wire structures[J]. *J. Phys. Condens Matter*, 1998, **10**: 4785~4808
- 5 D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll *et al.*. Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(5): 645~647
- 6 Z. L. Pokrovsky, A. L. Efros. Electrodynamics of metallic photonic crystals and the problem of left-handed materials[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**: 093901~093904
- 7 R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77~79
- 8 D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier *et al.*. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- 9 R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser *et al.*. Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **78**(4): 489~491
- 10 C. G. Parazzoli, R. B. Gregor, K. Li *et al.*. Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(10): 107401~107404
- 11 David R. Smith, Norman Kroll. Negative refractive index in left-handed materials[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(14): 2933~2936
- 12 Richard W. Ziolkowski, Ehud Heyman. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability[J]. *Phys. Rev. (E)*, 2001, **64**(5): 056625~056639
- 13 Pendry J B. Radiative exchange of heat between nanostructures[J]. *J. Phys.: Condens. Matter*, 1999, **11**: 6621~6633
- 14 Yeh Pochi. *Optical Waves in Layered Media* [M]. New York: Wiley, 1988
- 15 Z. M. Zhang, C. J. Fu. Unusual photon tunneling in the presence of a layer with a negative refractive index[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(6): 1097~1099
- 16 Born M, Wolf E. *Principles of Optics* [M]. 7th (expanded) ed. Cambridge, England: Cambridge University Press, 1999