

窄光束在掠反射条件下的特性*

余 辉 江晓清† 杨建义 戚 伟 王明华

(浙江大学信息与电子工程学系 杭州 310027)

(2007 年 10 月 15 日收到, 2007 年 10 月 29 日收到修改稿)

在掠入射条件下, 由于部分平面波分量无法直接入射到反射面, 从而不能按照常规方式被反射和透射. 而反射透射模式的逆过程被用来描述非直接入射的这部分平面波分量与反射区的相互作用. 基于这两个模式, 采用平面波展开法导出了窄光束掠入射条件下出射光的场分布. 理论计算结果与采用 BPM 方法的模拟值完全一致.

关键词: 掠反射, 平面波展开法, 导波模式, 光波导开关

PACC: 4225F, 4282

1. 引 言

反射和透射是光学以及电磁学研究中的永恒主题之一, 长久以来, 人们从各个角度深入分析了光的反射和透射规律. 其中, 对于有限束宽光束的反射, 人们往往关注反射光的出射位置^[1]和出射方向^[2,3]相对于几何光学所确定的反射路径的偏移. 基于这两点分析思路, 有限束宽光束在各种结构中的反射规律都得到过深入的研究^[4-6]. 此外, 一些特殊的入射角(如布鲁斯特角^[7], 临界角^[8], 谐振角^[9])下反射光的异常行为也引起过大家的注意. 近年来, 光在各种新颖介质中的传输规律成为了大家关心的热点, 因而负折射率介质^[10]、负介电常数介质^[11]、手性介质^[12-14]等各种特殊介质中的反射和透射规律也得到了广泛的讨论. 尽管如此, 仍然有一类特殊的入射情况一直为大家所忽略, 那就是窄光束的掠入射, 而这类入射在集成光学中有着直接的应用: 全内反射型的光波导开关就是工作在这种入射条件下的. 对于这类特殊的入射, 无论是其基本的物理图像, 还是反射光和透射光的性质, 都与常规的入射和反射问题有着很大的区别. 因此, 研究它也就有着重要的理论和实际意义. 在之前的工作中, 我们推导了这类入射条件下的入射光与反射光互相叠加时的等效反射系数和叠加后的频谱^[15], 在本文中, 将进一步对其物理本质做深入的探讨.

2. 平面波与分层介质相互作用的两种模式

处理有限束宽光束的反射和透射, 最基本的方法就是平面波展开法, 即通过傅里叶变换将入射光展开为一系列平面波的叠加, 对每一个平面波分量单独进行处理, 分别求其反射系数和透射系数, 最后将反射和透射后的平面波重新积分形成反射场和透射场. 在对每一个平面波分量进行处理时, 均会用到图 1(a)中所绘的平面波与介质相互作用的模式: 作为激励源的电矢量振幅为 A 的平面波入射到分层介质处会改变传输方向并分裂为幅度分别为 B 和 C 的反射波和透射波. 假设 $m_{11}, m_{12}, m_{21}, m_{22}$ 分别为分层介质的特性矩阵里的四个元素, 则有^[16]

$$r = \frac{B}{A} = \frac{(m_{11} + m_{12} p_N) p_1 - (m_{21} + m_{22} p_N)}{(m_{11} + m_{12} p_N) p_1 + (m_{21} + m_{22} p_N)} \quad (1)$$

$$t = \frac{C}{A} = \frac{2 p_1}{(m_{11} + m_{12} p_N) p_1 + (m_{21} + m_{22} p_N)} \quad (2)$$

r 和 t 即分别为平面波的反射系数和透射系数, 其中 $p_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos \varphi_1$, $p_N = \sqrt{\frac{\epsilon_N}{\mu_N}} \cos \varphi_N$, $r \sqrt{\epsilon_N} \sin \varphi_N = \sqrt{\epsilon_1} \sin \varphi_1$.

根据光的可逆性, 以上过程的逆过程也满足亥姆霍兹方程和分层介质各界面处的边界条件, 即做激励源的平面波分量 A' 的波矢背离而非入射到分

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 60436020)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2007CB613405)资助的课题.

† E-mail: iseejq@zju.edu.cn

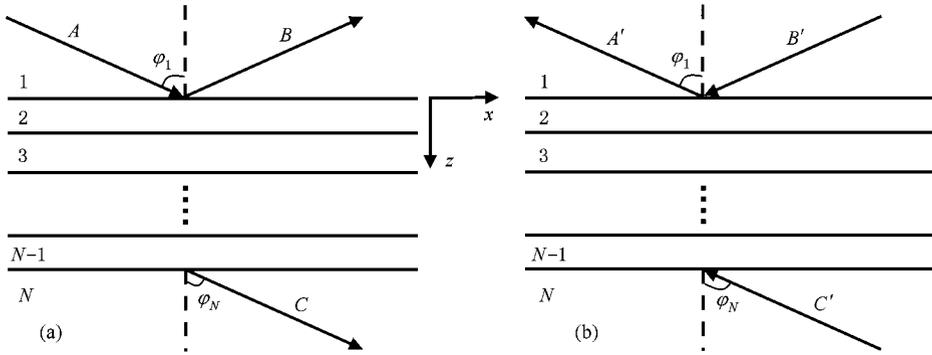


图 1 平面波与分层介质相互作用的两种模式

层介质, 从而不改变传输方向, 但为了满足分层介质的边界条件仍会在其两侧激励起电矢量幅度为 B' 和 C' 的平面波, 如图 1(b) 所示. 对于这种情况, 容易推得

$$r' = \frac{B'}{A'} = \frac{(m_{11} - m_{12} p_N) p_1 + (m_{21} - m_{22} p_N)}{(m_{11} - m_{12} p_N) p_1 - (m_{21} - m_{22} p_N)} \quad (3)$$

$$t' = \frac{C'}{A'} = \frac{2p_1}{(m_{11} - m_{12} p_N) p_1 - (m_{21} - m_{22} p_N)} \quad (4)$$

对于我们最关注的单层均匀介质膜反射, r, t, r', t' 的表达式为

$$r = \frac{r_{12} + r_{23} \exp 2i\beta}{1 + r_{12} r_{23} \exp 2i\beta}, \quad t = \frac{t_{12} t_{23} \exp i\beta}{1 + r_{12} r_{23} \exp 2i\beta} \quad (5)$$

$$r' = \frac{r_{23} + r_{12} \exp 2i\beta}{r_{12} r_{23} + \exp 2i\beta}, \quad t' = \frac{t_{12} t_{23} \exp i\beta}{r_{12} r_{23} + \exp 2i\beta} \quad (6)$$

其中 $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 d \cos \varphi_2$, $r_{ij} = \frac{p_i - p_j}{p_i + p_j}$, $t_{ij} = \frac{2p_j}{p_i + p_j}$, λ_0 是真空中波长, d 是均匀介质膜的厚度. 对于此逆过程而言, 一直认为仅在数学上成立而无实际的物理过程与之对应. 我们将看到, 对于窄光束的掠入射而言, 这种模式有着重要的物理意义. 在掠入射条件下无法直接入射的那平面波分量只有采用这第二种模式来处理, 才是合理和有效的.

3. 窄光束的掠入射

图 2 所示是一束一维的束腰宽度为 w 的窄高斯光入射到一厚度为 d 的均匀介质膜上的示意图. 简单起见, 我们这里只考虑 TE 模入射的情况. 在入射面 $z=0$ 处, 高斯光的电场分布为 $\exp(-x^2/w^2)$, 其光束发散角为 $\theta = \arctan\left(\frac{\lambda_0}{\pi n_1 w}\right) \cong \frac{\lambda_0}{\pi n_1 w}$. w 减小

时, θ 会增大, 若其超过了光轴与均匀介质膜的夹角 θ_0 (如图 2 所示), 这种情况就是我们所要讨论的窄光束的掠入射.

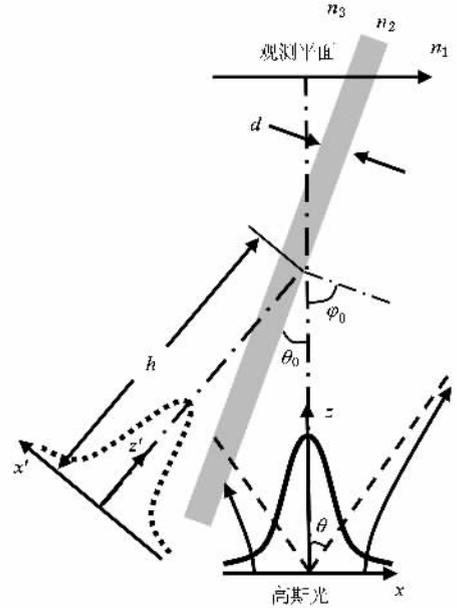


图 2 窄光束的掠入射示意图

从频谱的角度来看, 入射高斯光的频谱为 $f(k_x) = \sqrt{\pi} w \exp\left(-\frac{w^2}{4} k_x^2\right)$. 其中, 横向波矢 k_x 位于 $(-\infty, k_0 n_1 \sin \theta_0)$ 区间范围内的平面波分量可以直接入射到均匀介质膜上, 毫无疑问, 它们将按照平面波与分层介质相互作用的反射透射模式来处理. 然而, 对于 k_x 位于 $(k_0 n_1 \sin \theta_0, +\infty)$ 区间内的平面波分量而言, 其波矢方向不是朝向均匀介质膜, 而是指向其反方向. 这部分的平面波分量, 只有应用前文中提到的反射透射模式的逆模式才能满足波动方程及各界面的边界条件. 对于窄光束的掠入射而言,

由于 $\theta > \theta_0$, 即有

$$f(k_0 n_1 \sin \theta_0) > f(k_0 n_1 \sin \theta) = \frac{\sqrt{\pi} w}{e} = \frac{f(0)}{e} \quad (7)$$

(7) 式意味着 , 有相当部分的平面波分量无法直接入射 , 而必须按照反射透射模式的逆模式来进行处理 . 这种情况下 , 均匀介质膜对各平面波分量的作用可统一表示为

$$R(k_x) = \begin{cases} r, & k_x < k_0 n_1 \sin \theta_0, \\ r', & k_x > k_0 n_1 \sin \theta_0, \end{cases} \quad (8)$$

$$T(k_x) = \begin{cases} t, & k_x < k_0 n_1 \sin \theta_0, \\ t', & k_x > k_0 n_1 \sin \theta_0. \end{cases} \quad (9)$$

显然 , 对于横向波矢 k_x 大 $k_0 n_1 \sin \theta_0$ 的平面波分量 , 为了满足分层介质的边界条件而在其两侧所激发出的平面波已经不是常规意义上的反射和透射了 , 但是这里 , 我们仍不妨把 $R(k_x)$ 和 $T(k_x)$ 理解为一种广义的反射和透射系数 .

图 3 中的是 $R(k_x)$, $T(k_x)$ 以及归一化后的高斯光谱 $f(k_x)$ 的示意图 , 计算中所选取的参数都是全内反射型光波导开关中的典型参数 . 从图中可见 , 对于窄光束的掠入射而言 , $R(k_x)$ 在频谱 $f(k_x)$ 分布的范围内是一个带通滤波函数 ; 相应的 , $T(k_x)$ 在频谱 $f(k_x)$ 的分布范围内是一个带阻滤波函数 , 它们的中心频率为 $k_0 n_1 \sin \theta_0$. 从图中可见 , 频谱 $f(k_x)$ 有相当一部分是落在 $k_x > k_0 n_1 \sin \theta_0$ 的区间内 . 对于常规的入射问题而言 , 高斯光束腰宽度 w 很大 , 频谱 $f(k_x)$ 很窄 , 另一方面 θ_0 很大 , 最终导致 $R(k_x)$ 及 $T(k_x)$ 的中心频率 $k_0 n_1 \sin \theta_0$ 远离频谱 $f(k_x)$ 所分布的区间范围 , 即所有的平面波分量都只需按照常规的入射、反射和透射来处理 , 以至平面波与分层介质作用的第二种模式一直为人们所忽视 . 只有在高斯光的发散角 θ 大于入射角的余角 θ_0 这种特殊的入射条件下 , 才会有平面波分量需要用反射和透射的逆模式来进行处理 .

4. 光场分布的表达式

在给出了窄光束掠入射条件下的广义反射系数 $R(k_x)$ 和透射系数 $T(k_x)$ 后 , 就可以给出图 2 中各区域光场的表达式 . 在均匀介质膜的右侧 , 由于 $\theta > \theta_0$, 入射光无法完全投射介质膜上 , 这种入射条件下在均匀介质膜的右侧得到的场将不是纯粹的反

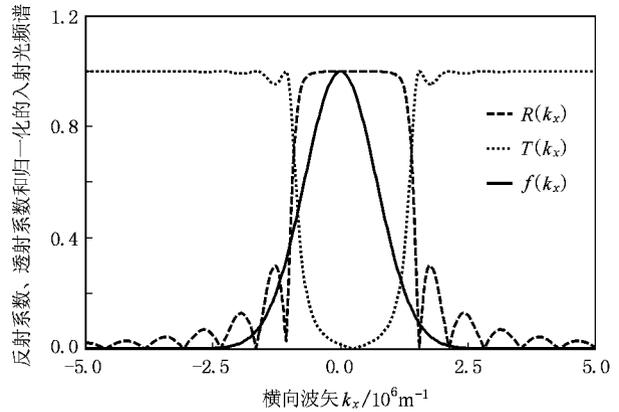


图 3 掠入射下的反射系数 , 透射系数 , 以及归一化的入射光谱谱 (计算中的相关参数为 $\theta_0 = 1^\circ$, $w = 2 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$, $n_1 = n_3 = 3.37$, $n_2 = 3.36$, $d = 4 \mu\text{m}$)

射光 , 而是反射光场和入射光场的干涉叠加 , 其表达式为

$$E_1 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(k_x) \exp\{i[k_x \cdot x + (k_0^2 n_1^2 - k_x^2)^{1/2} z]\} dk_x + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(k_x) R(k_x) \exp\{i[k_x \cdot x' + (k_0^2 n_1^2 - k_x^2)^{1/2} z']\} dk_x, \quad (10)$$

式中的前半部分为入射场 , 后半部分为反射场 , $R(k_x)$ 即为(8)式中的广义反射系数 . (x, z) 和 (x', z') 分别为入射光坐标系和反射光坐标系下的坐标 (如图 2 所示) , 二者通过下面的坐标变换关系式相联系 :

$$x = -x' \cos 2\theta_0 - (h - z') \sin 2\theta_0, \quad z = z' \cos 2\theta_0 + (x' + h \tan \theta_0) \sin 2\theta_0, \quad (11)$$

$$x' = -x \cos 2\theta_0 - (h - z) \sin 2\theta_0, \quad z' = z \cos 2\theta_0 + (x + h \tan \theta_0) \sin 2\theta_0, \quad (12)$$

h 是入射光沿其光轴到反射壁的距离 . 借助 (11) 式和 (12) 式 , 就可以给出任一独立坐标系下的介质膜右侧的场分布 .

入射光坐标系下的透射光表达式为

$$E_2(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(k_x) T(k_x) \alpha(k_x) \times \exp\{i[k_x \cdot x + (k_0^2 n_1^2 - k_x^2)^{1/2} z]\} dk_x, \quad (13)$$

其中 相位因子 $\alpha(k_x)$ 的表达式为

$$\alpha(k_x) = \begin{cases} \exp[-ik_0 n_1 d \cos \varphi(k_x)], & k_x < k_0 n_1 \sin \theta_0, \\ \exp[ik_0 n_1 d \cos \varphi(k_x)], & k_x > k_0 n_1 \sin \theta_0, \end{cases} \quad (14)$$

$\varphi(k_x)$ 为各平面波分量的波矢与法线的夹角,它是横向波矢 k_x 的函数,即

$$\varphi(k_x) = \begin{cases} \pi - \arccos \frac{k_x}{k_0 n_1} - \theta_0, & k_x < k_0 n_1 \sin \theta_0, \\ \arccos \frac{k_x}{k_0 n_1} + \theta_0, & k_x > k_0 n_1 \sin \theta_0. \end{cases} \quad (15)$$

图 4 给出了根据(10)式和(13)式计算出的一组介质膜折射率取不同值时某 z 平面上的光场分布. 为了验证本文的模型,图中还给出了采用 BPM 法的 beamporp 软件所模拟出的光场分布. 从图中可见,软件模拟值同理论计算值完全重合. 所以,对于介质膜的折射率满足 $\Delta n = n_1 - n_2 > 0$ 的情况,本模型是完全准确和有效的. 这种情况也是我们在研究全内反射型光波导开关时所最关心的情况.

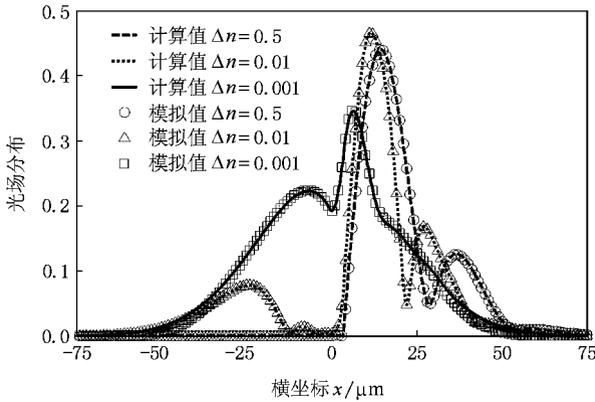


图 4 介质膜折射率取不同值时 $z = 400 \mu\text{m}$ 平面上的光场分布 (图中介质膜的折射率变化 $\Delta n = n_1 - n_2$ 分别取 0.001, 0.01 和 0.5. 计算中的其他参数为 $\theta_0 = 1^\circ$, $w = 2 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$, $n_1 = n_3 = 3.37$, $d = 4 \mu\text{m}$, $h = 200 \mu\text{m}$)

5. 介质膜中的导波模式

对于窄光束的掠入射,有一点必须予以注意的是多层膜中可能产生的导波模式,其存在将对本文给出的处理模型的准确性产生影响,这里我们仍然具体针对单层均匀介质膜的情况来说明问题.

图 5 中给出了两组 $\Delta n = n_1 - n_2 = -0.01 < 0$ 时光场分布的理论计算值与软件模拟值的对比,均匀介质膜的位置由两条竖直虚线标出. 可以看到,在图 5(a)中,理论计算值在介质膜内部及附近区域与软件模拟值有较大的差别. 其原因就在于:当 $\Delta n = n_1 - n_2 < 0$ 时,均匀介质膜可视为一根波导,在掠

入射时其内部会激励出导波模式. 我们在进行平面波展开时,只能把入射光在介质膜以外的自由空间展开为横向波矢为实数的平面波;而对于可能激励出的导波模式而言,其横向波矢在介质膜以外的自由空间是一个虚数. 因此,平面波展开法无法反映出介质膜内部的导波模式,所以求解的场分布在介质膜内部和靠近介质膜的区域会有一些的误差. 图 5(a)中,入射位置距离均匀介质膜的垂直距离很近,一部分入射光即会耦合入介质膜内形成导模. 模拟结果在介质膜内部的峰即是导波模式造成的. 理论计算值不能反映出耦合过程,因此在介质膜内部及附近区域与模拟值有差异,而在远离介质膜的区域则与模拟值很符合. 在图 5(b)中,我们加大了入射位置距离均匀介质膜的垂直距离,从而有效减小了入射光到导波模式的耦合. 在导波模式可以忽略的情况下,理论计算值与软件模拟值就非常符合了.

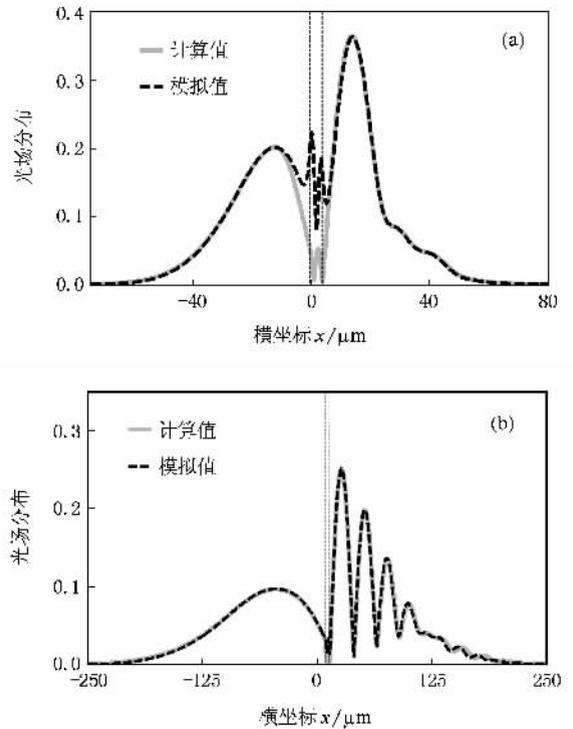


图 5 $\Delta n = n_1 - n_2 < 0$ 时理论计算值与软件模拟值的对比((a)和(b)中入射面位置和观察面位置分别为 $h = 200 \mu\text{m}$, $z = 400 \mu\text{m}$ 和 $h = 750 \mu\text{m}$, $z = 1500 \mu\text{m}$. 其中, $\Delta n = -0.01$. 其余参数与图 4 中一致)

由于介质膜仅仅在 $\Delta n < 0$ 时其内部能形成导波模式,而对于我们最关心的全内反射型光波导开关,由于 $\Delta n > 0$,不存在导波模式,因此本文的模型是完全准确和有效的.

事实上,对于所有的入射条件,只要 $\Delta n = n_1 - n_2 < 0$,介质膜中均可能存在导波模式.但对于一般情况 θ_0 较大(几十度),且入射位置到均匀介质膜的垂直距离很远,故入射场到导波模式的耦合效率很低,介质膜中的导波模式完全可以忽略.因此之前的研究也就都没有考虑导模的存在对平面波展开法的影响.但对于掠入射而言, θ_0 很小,在 $\Delta n < 0$ 时入射光很容易耦合进介质膜形成导波模式,尤其是在入射位置距离介质膜的垂直距离很近时.这种情况下就必须注意导波模式的存在可能会对模型的准确性造成的影响.

6. 结 论

对于窄光束的掠入射这一特殊的入射问题,本

文针对其在全内反射型光波导开关中的应用,给出了清晰的物理模型.长期以来,受到直观经验的影响,人们认为平面波在遭遇分层介质时只有反射和透射这一模式,而其逆模式,根据光的可逆性认为仅仅是数学上成立,而无实际的物理意义.但对于窄光束的掠入射这一极端情况,有相当部分的平面波分量是无法套用反射和透射模式的,这部分的分量与分层介质作用的方式与反射透射过程刚好相反.运用平面波与分层介质相互作用的这两种模式,我们给出了详细的解析模型来分析这种入射条件光的传输行为.通过与 BPM 法模拟的对比,对模型的准确性进行了验证,并讨论了其适用范围.窄光束掠入射条件下反射光的性质也与常规情况下有很大的不同,我们将应用本文提出的模型继续深入研究这种条件下光的传播行为和应用.

-
- [1] Goos F, Hänchen H 1947 *Ann. Phys.* **1** 333
- [2] White I A, Snyder A W, Pask C 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 703
- [3] Anter Y M, Boerner W M 1974 *Can. J. Phys.* **52** 962
- [4] Tamir T, Bertoni H L 1971 *J. Opt. Soc. Am.* **61** 1397
- [5] Riesz R P, Simon R 1985 *J. Opt. Soc. Am. A* **2** 1809
- [6] Shah V, Tamir T 1983 *J. Opt. Soc. Am.* **73** 37
- [7] Lai H M, Chan S W 2002 *Opt. Lett.* **27** 680
- [8] Horowitz B R, Tamir T 1971 *J. Opt. Soc. Am.* **61** 587
- [9] Wang L G 2005 *Opt. Lett.* **30** 2936
- [10] Berman P R 2002 *Phys. Rev. E* **66** 067603
- [11] Lai H M, Kwok C W, Loo Y W, Xu B Y 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7330
- [12] Wang L G, Zhu S Y 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 221102
- [13] Zheng Q, Zhao X P, Fu Q H, Zhao Q, Kang L, Li M M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5683 (in Chinese) [郑 晴、赵晓鹏、付全红、赵乾、康 雷、李明明 2005 物理学报 **54** 5683]
- [14] Shi G, Cen J P, Fan L, Liu Y J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4653 (in Chinese) [石 刚、岑洁萍、樊 莉、刘拥军 2007 物理学报 **56** 4653]
- [15] Yu H, Jiang X Q, Yang J Y *et al* 2006 *Opt. Lett.* **31** 2747
- [16] Born M, Wolf E 2005 *Principles of Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p55 (in Chinese) [马科斯·波恩、埃米尔·沃尔夫 2005 光学原理 (北京:电子工业出版社)第 55 页]

Characteristic of a narrow beam under the grazing reflection condition *

Yu Hui Jiang Xiao-Qing[†] Yang Jian-Yi Qi Wei Wang Ming-Hua

(*Department of Information Science and Electronic Engineering , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China*)

(Received 15 October 2007 ; revised manuscript received 29 October 2007)

Abstract

For the grazing incidence of a narrow beam , a part of plane wave components can not reach the reflecting interface directly , so they can not be reflected and transmitted in the traditional way . The inverse mode of reflection and transmission is proposed in this paper to describe the interaction between the non-incident plane wave components and the reflection region . Based on the two modes , the plane wave expansion method is utilized to derive exact distribution of the output optical field . Theoretical calculation agrees well with the simulation result which employs the BPM algorithm .

Keywords : grazing reflection , plane wave expansion method , guided mode , optical waveguide switch

PACC : 4225F , 4282

* Project supported by the State Key Program of National Natural Science Foundation of China(Grant No.60436020) and the State Key Development Program for Basic Research of China(Grant No.2007CB613405).

[†] E-mail : iseejq@zju.edu.cn