

文章编号: 1001-4322(2007)05-0785-05

周期介质膜压缩光栅中的导模共振效应*

杨春林, 马 平

(成都精密光学工程研究中心, 成都 610041)

摘 要: 使用耦合波法以及特征矩阵法计算了周期膜堆结构以及介质压缩光栅的本征值,研究了介质型压缩光栅产生导模共振现象的条件,并计算了导模共振点附近光栅的衍射效率曲线。针对导模共振效应对光栅应用的影响,提出了一种避开该效应的方法。计算结果表明:当介质折射率呈周期变化时,取光栅周期为 $0.667 \mu\text{m}$,深度为 $0.6 \mu\text{m}$ 时,可以避开导模共振效应。

关键词: 压缩光栅; 导模共振; 介质膜; 光栅周期

中图分类号: O436.1 **文献标识码:** A

建立在激光脉冲啁啾放大(CPA)和压缩基础上的亚皮秒或皮秒超短脉冲激光器是目前激光惯性约束聚变(ICF)领域的重要研究方向^[1]。CPA的核心元件之一就是压缩光栅。早期的压缩光栅的制备采用在金属薄膜上进行刻蚀,这种光栅可以得到很高的衍射效率,但是激光损伤阈值比较低。美国 LLNL 与法国 JY 公司等研究机构先后进行了大口径全介质型压缩光栅的研制工作^[2],并于 1995 年首次报道了利用 ZnS 和 ThF₄ 交替镀制多层膜,并在顶端 ZnS 膜层上刻制成的介质膜反射型光栅^[3]。相对金属膜光栅而言,介质膜光栅具有更高的激光损伤阈值。

由于介质性压缩光栅是在多层介质膜堆的顶端刻蚀光栅结构,光传输到光栅然后发生衍射的过程中,将要同时受到光栅自身结构与多层介质膜形成的平面光波导结构的作用。光栅内高级次传播波在参数上与光栅波导所支持的导模接近时,光能量重新分布,这就产生了导模共振效应。介质型压缩光栅的导模共振效应是不可避免的,因此在具体设计和使用前必须对该效应进行研究。

1965 年, Hessel 和 Oliner 研究了共振型和 Rayleigh 型光栅中的导模共振现象,及其在波导耦合中的用途,并给出了一个数学模型^[4]。随后,基于平面波导光栅窄带滤波器的大量潜在用途也被相继提出^[5],如窄带滤波器、宽带反射器、极化光学元件、激光选频元件等。然而,现有的文献通常只针对折射率渐变膜堆情况进行分析,本文则针对周期膜堆结构以及光栅进行了研究。

1 基本理论

本文分析的多层周期膜堆光栅结构如图 1 所示,为了便于讨论图中对整个膜堆结构分层进行了编号, i 从 0 到 $L+1$ 。其中 0 层是入射区,即空气层, $L+1$ 层是基底,光栅刻在第一层($i=1$)。

在周期膜堆光栅中传输的光波,其 x 方向的波矢为 $\beta = k_0 n_i \sin \theta_i$, n_i 是第 i 层膜的折射率, θ_i 是光入射到每一层膜上对应的入射角, k_0 是入射光在真空中的波矢,在导波光学中 β 也被称为传播常数。根据电磁边界条件或者折射定律,在均匀介质中,所有各层的横向波矢 β 必须相等。由于光栅不是均匀介质层,其中的光波存

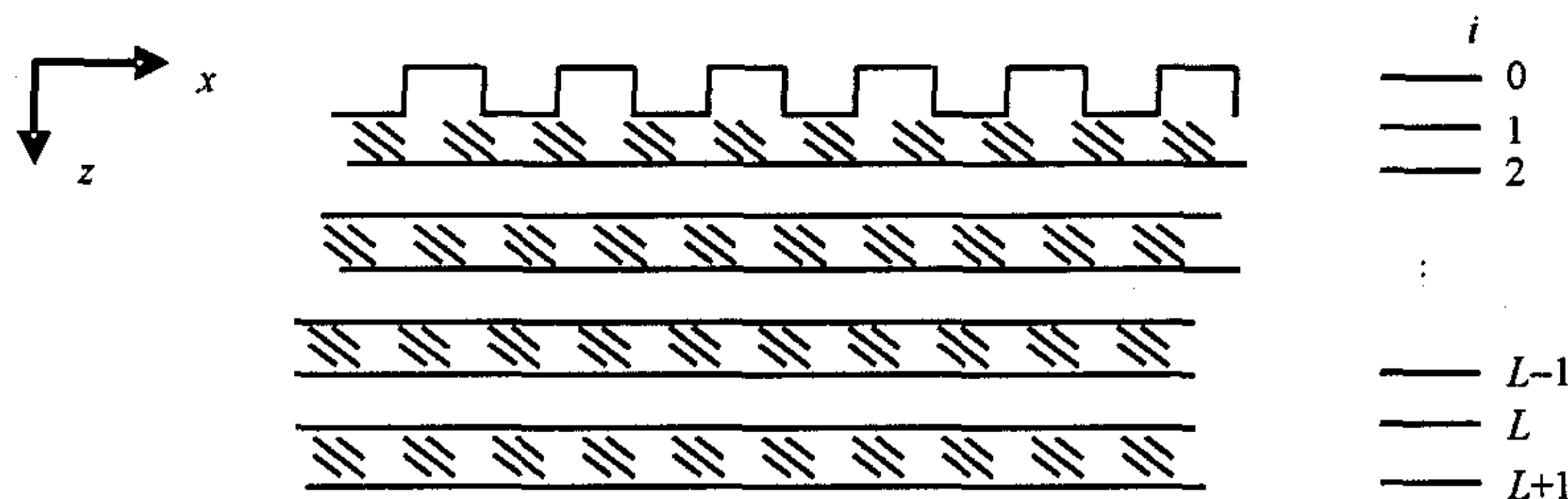


Fig. 1 Sketch map of the compressed grating with periodic stack structure

图 1 周期介质膜压缩光栅结构示意图

* 收稿日期:2006-08-07; 修订日期:2006-12-04
基金项目:中国工程物理研究院基金资助课题(20060318)
作者简介:杨春林(1972—),男,硕士,主要从事衍射光学方向的研究工作; yangchunlin@hotmail.com。

在很多不同的 x 方向的波矢, 对应光栅不同的衍射级。根据光栅方程, x 方向上的波矢可以写为 $k_x = k_0 n \sin \alpha_s = k_0 (s\lambda/\Lambda + n_0 \sin \theta_0)$, $s=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 对应着相应的衍射级, Λ 是光栅周期。

等效折射率特性矩阵法和耦合波方法都可以用来分析膜堆光栅的导模共振效应。文献[6]指出特性矩阵方法不及耦合波方法准确, 因为必须对光栅层采用等效折射率近似。但是相对耦合波法而言, 特性矩阵方法的分析过程更为简洁, 所以本文重点介绍特性矩阵方法的公式。利用薄膜光学的公式, 定义 $p_i = \sqrt{n_i^2 - \beta^2/k_0^2}$, 则膜堆中任意一层的特性矩阵元素为^[7]

$$\begin{aligned} m_{11,i} &= \cos(k_0 z_i p_i) \\ m_{12,i} &= -j \sin(k_0 z_i p_i) / p_i \\ m_{21,i} &= -j \sin(k_0 z_i p_i) p_i \\ m_{22,i} &= \cos(k_0 z_i p_i) \end{aligned} \quad (1)$$

式中: $j = \sqrt{-1}$; $k_z = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta^2}$ 是波矢在 z 方向上的分量。全膜堆结构的 ABCD 特性矩阵是各层膜特性矩阵的乘积, 该矩阵提供了关于膜层顶和膜层底的电磁场之间的联系, 则 $L+1$ 层中透射电场 E_t 以及 0 层中透射电场 E_{t0} 和入射场 E_{i0} 在膜堆上下边界必须满足方程

$$\begin{bmatrix} -1 & A + Bp_{L+1} \\ p_0 & C + Dp_{L+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{t0} \\ E_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{i0} \\ p_0 E_{i0} \end{bmatrix} \quad (2)$$

当没有光入射时, 即 $E_{i0} = 0$ 的时候, 如果方程有非零解, 则系数矩阵行列式的值必须等于零。这就是膜堆结构的本征方程

$$\begin{vmatrix} -1 & A + Bp_{L+1} \\ p_0 & C + Dp_{L+1} \end{vmatrix} = y = 0 \quad (3)$$

产生导模共振的条件是满足相位匹配条件, 即

$$k_x = k_0 (s\lambda/\Lambda + n_0 \sin \theta_0) = \beta_t \quad (4)$$

其中 $\beta_t (t=1, 2, 3, \dots)$ 表示方程(3)的所有解。由于 k_x 可随入射角和波长等参数的变化而变化, 而膜堆或者膜堆光栅的本征值只与自身结构有关, 因此, 应当先求解本征值, 这样利用相位匹配条件, 就可以了解光栅结构的光学特性。

2 本征值的求解

2.1 周期膜堆结构的本征值

根据定义 $p_i = \sqrt{n_i^2 - \beta^2/k_0^2}$, 因此公式(3)中的 y 实际上是波矢 β 的函数, 如果膜堆结构确定, 则 $y=0$ 时解出的 β 值就是膜堆的本征值。膜堆本征值的物理意义是能够在该膜堆结构中传输的导波模的传播常数, 因此求得几个本征值就表示对应膜堆中有多少导波模。由于方程(3)难以得到解析解, 给全面分析带来困难, 本文主要依靠数值解来进行分析。

膜堆各层的设计参数如下: 折射率 $n_H = 2, n_L = 1.48$, 厚度 $z_H = (\lambda/t)/n_H, z_L = (\lambda/r)/n_L, \lambda = 1 \mu\text{m}$ 是入射光波长, 基底材料与膜层低折射率材料相同。讨论 2 组 4 种典型的膜堆结构。

第一组: 仅有 1 层薄膜, 即膜堆结构写为 H; 膜堆有 3 层, (HL)H; 5 层膜堆结构, (HL)²H;

第二组: 15 层膜堆结构, (LH)⁷H。

图 2 是利用公式(3)计算得到的不同膜堆结构本征值, y 是复数, 所以图中纵坐标取了绝对值, 因为 $y=0$ 处对应膜堆结构的本征值, 曲线与 x 轴的交点数, 就是该结构的本征值数目。从图中可以看到, 单层膜结构 ($L=1$), 只有一个本征值, 这说明它相当于一个平面单模波导; 当 $L>1$ 时, 具有多个本征值, 意味着膜堆的本征值发生了分裂。膜层越多本征值也越多, 对应的导波模也越多。由于具有多个本征值, 如果光栅刻在这样的膜堆上, 其衍射效率曲线将含有相应的多个导模共振峰。

2.2 光栅结构的本征值

针对压缩光栅结构, 如果采用特性矩阵方法来计算其本征值, 光栅层的光学特性需要使用等效折射率 $n_{\text{eff}} = (1/T) \int_{\pm T/2} n(x) dx$ 来描述。为了与耦合波法计算相比较, 我们同时利用了耦合波法与特性矩阵法进行了计算, 耦合波法的具体计算方法可参见文献[2]。耦合波计算将直接给出衍射效率曲线, 从中可以看到导模共振发生的位置和衍射效率的变化, 特性矩阵法只给出导模共振发生的位置。

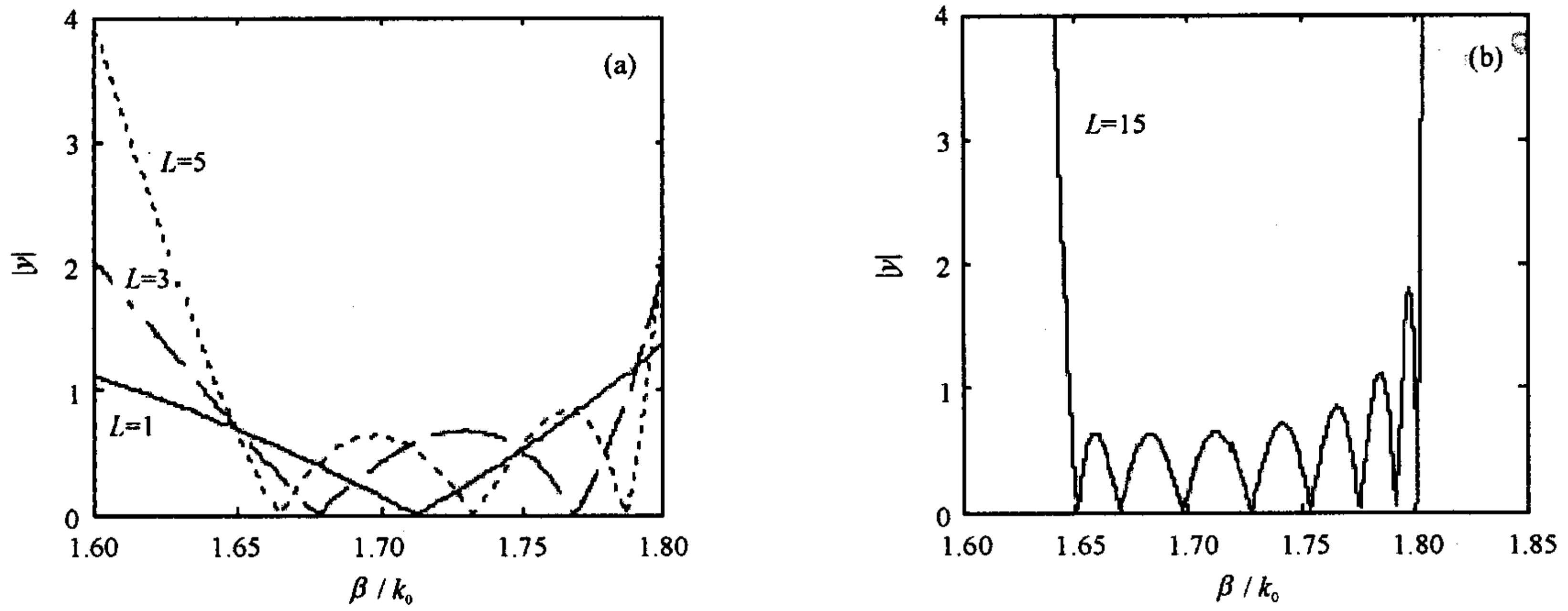


Fig. 2 Eigenvalues of the stacks with different structure

图 2 不同膜堆结构本征值计算结果

膜堆各层折射率设计同前。同时设光栅结构为矩形, 占空比为 0.5, 周期为 $1 \mu\text{m}$, 光栅层的厚度为 $1/4$ 波长, $n_{\text{eff}}=1.5$ 。设计 2 组 6 种膜堆光栅结构, 并分别利用特性矩阵法和耦合波法计算各种膜堆结构的本征值, 计算结果如图 3, 4 所示。

第一组: 1 层膜堆结构 H; 3 层膜堆结构 (HL)H; 5 层膜堆结构 (HL)²H; 光栅刻蚀层折射率为 n_H ;

第二组: 2 层膜堆结构 (LH); 4 层膜堆结构 (LH)²; 6 层膜堆结构 (LH)³, 光栅刻蚀层折射率为 n_L 。

图 3 是利用特征矩阵法计算得到的结果, 其中图 3(a), (b) 分别表示的是第一、二组膜堆结构的本征值。从图中可知, 当光栅刻在高折射率材料上时, 如果只有一层介质膜, 曲线与 x 轴无交点, 该介质膜光栅没有本

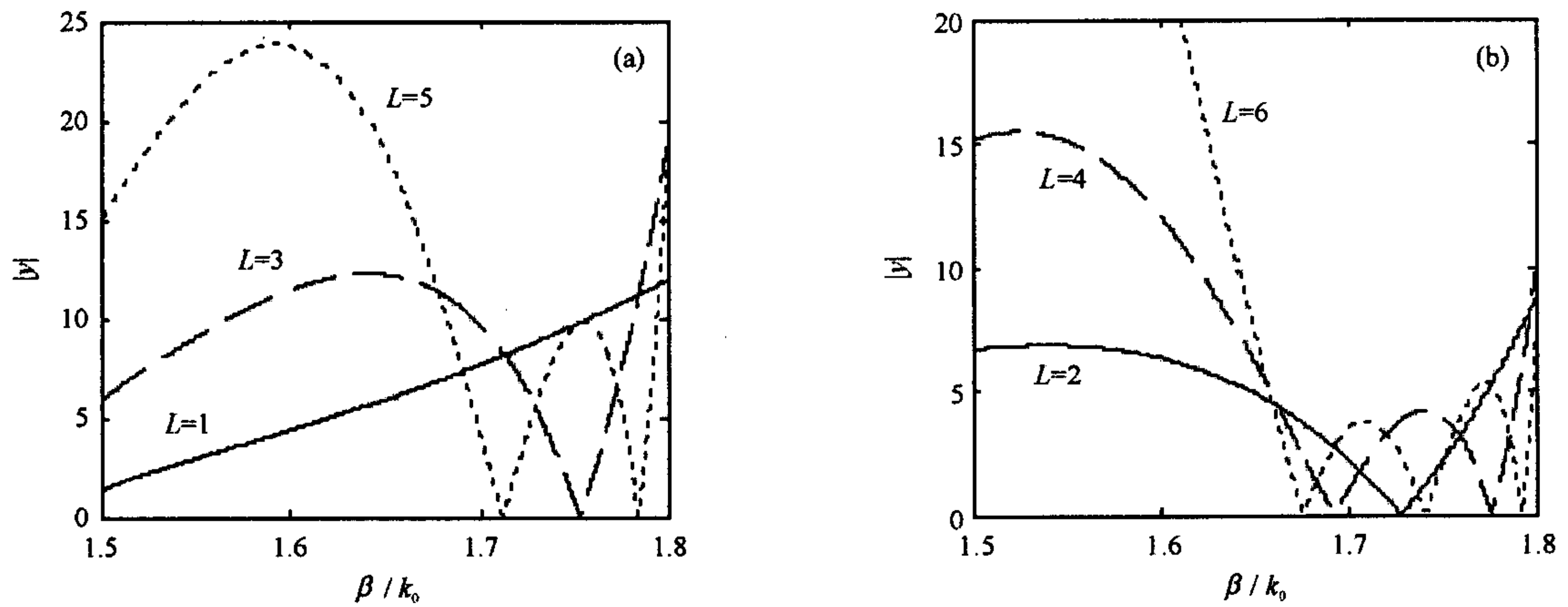


Fig. 3 Eigenvalues of the compressed grating calculated by characteristic matrix

图 3 特征矩阵的计算结果

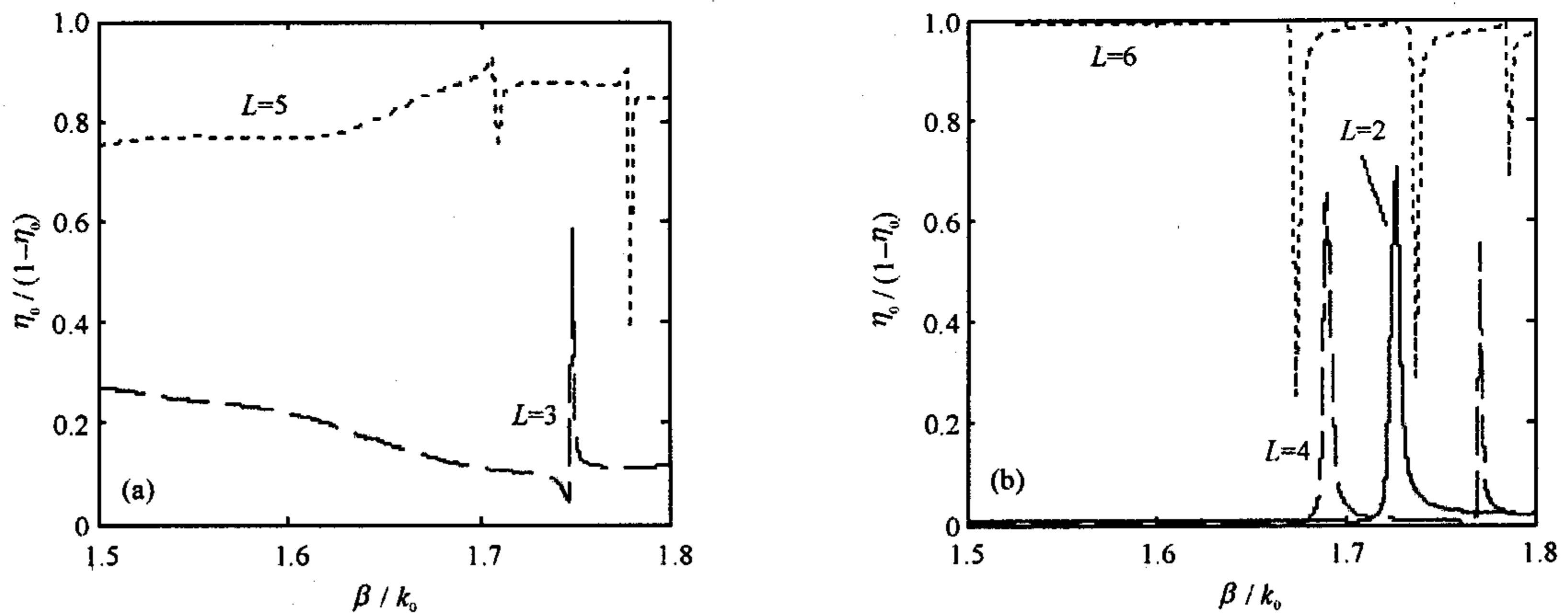


Fig. 4 Eigenvalues of the compressed grating calculated by coupled-wave method

图 4 耦合波计算结果

征值解, 也就是说没有导模共振; 如果具有 3 层、5 层膜结构时, 对应的本征值分别是 1 个和 2 个。如果光栅刻

在低折射率材料上时,膜堆层数分别是 2,4,6 时,膜堆结构的本征值对应为 1,2,3 个。图 4 是利用耦合波方法计算得到的结果,图中纵坐标 η_0 表示光栅反射光的 0 级衍射效率,为了便于显示, $L=5,6$ 时曲线表示的是 $1-\eta_0$ 。曲线的一个峰(谷)值代表对应膜结构本征值导致的导模共振点,比较图 3 和 4,两种不同方法计算得到的结果很接近,都能说明导模共振发生的位置。图 4 清楚地显示,当膜堆层数增加时,的确出现了多个衍射峰。另外比较两种计算方法得到的结果,说明特征矩阵法与耦合波法在计算周期介质膜压缩光栅的本征值上是等价的。

3 压缩光栅的导模共振效应

根据光栅方程,各级衍射光波矢的横向分量会随入射角或入射波长的变化而发生变化,这就可能满足导模共振的相位匹配条件。从本征值的计算中得知,在膜堆上刻划光栅,由于膜堆的周期性结构造成膜堆本征值分裂,必然会形成很多导模共振点。这些导模共振点将把光栅的衍射效率曲线分割开,不利于脉冲压缩或者展宽时的应用。图 5 显示了光栅一级衍射效率曲线被导模共振点分割的情况。

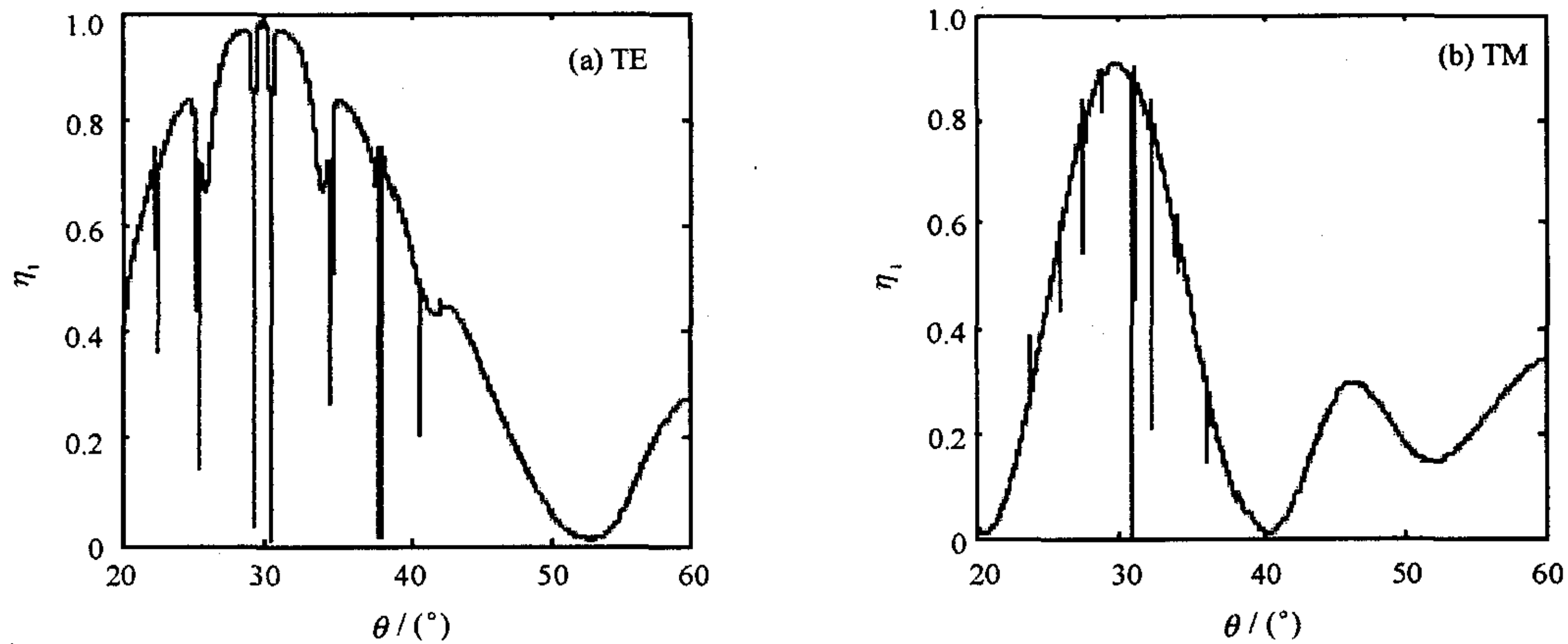


Fig. 5 Guided-mode resonance of the compressed grating

图 5 压缩光栅的导模共振

TE 波 30° 入射,光栅周期 $1 \mu\text{m}$ 、厚度 $0.7 \mu\text{m}$ 、光栅折射率 1.46。除去基底和空气层, $\lambda/4$ 模堆 19 层 $(\text{HL})^9\text{H}$ 。TM 波 30° 入射,光栅周期 $1 \mu\text{m}$ 、厚度 $1.1 \mu\text{m}$ 、光栅折射率 1.46。缓冲层厚度 $0.3 \mu\text{m}$ 。所谓缓冲层,是紧接着光栅的下面一层膜,通常是与光栅相同的材料。根据文献[2],设置缓冲层对实现压缩光栅的高衍射效率具有重要的作用。除去缓冲层、基底和空气层, $\lambda/4$ 模堆 19 层 $(\text{HL})^9\text{H}$ 。

为了获得高衍射效率,压缩光栅通常被设计成只有一个非零衍射级,该衍射光的光栅方程可以写为 $k_x = k_0\lambda/\Lambda + k_0\sin\theta$ 。同时,膜堆结构基本确定,即 $\lambda/4$ 模堆 19 层 $(\text{HL})^9\text{H}$ 。 $n_H=1.9, n_L=1.46$,最上面增加一层 n_L 材料用于刻制光栅,光栅结构待定。此时,即可利用公式(4)估计膜堆光栅结构的本征值。数值计算的结果如图 6 所示,本征值的取值范围是 $1.5k_0 < \beta_i < 1.75k_0$ 。因此,再结合光栅方程,当 $\lambda/\Lambda + \sin\theta > 1.75$ 时,相位匹配

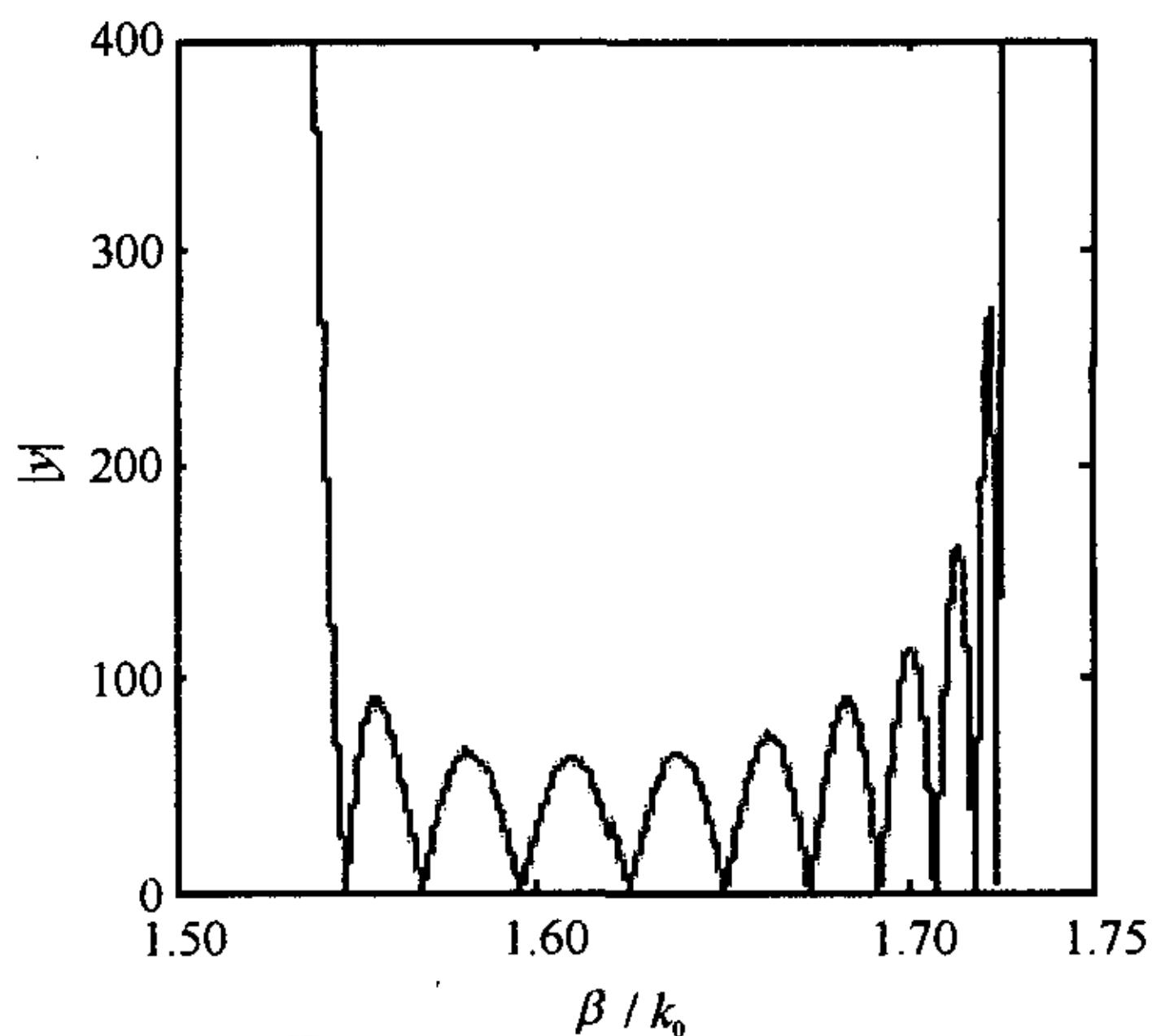


Fig. 6 Eigenvalue of the film-stack grating under the guided-mode resonance effect

图 6 导模共振时膜堆光栅结构的本征值

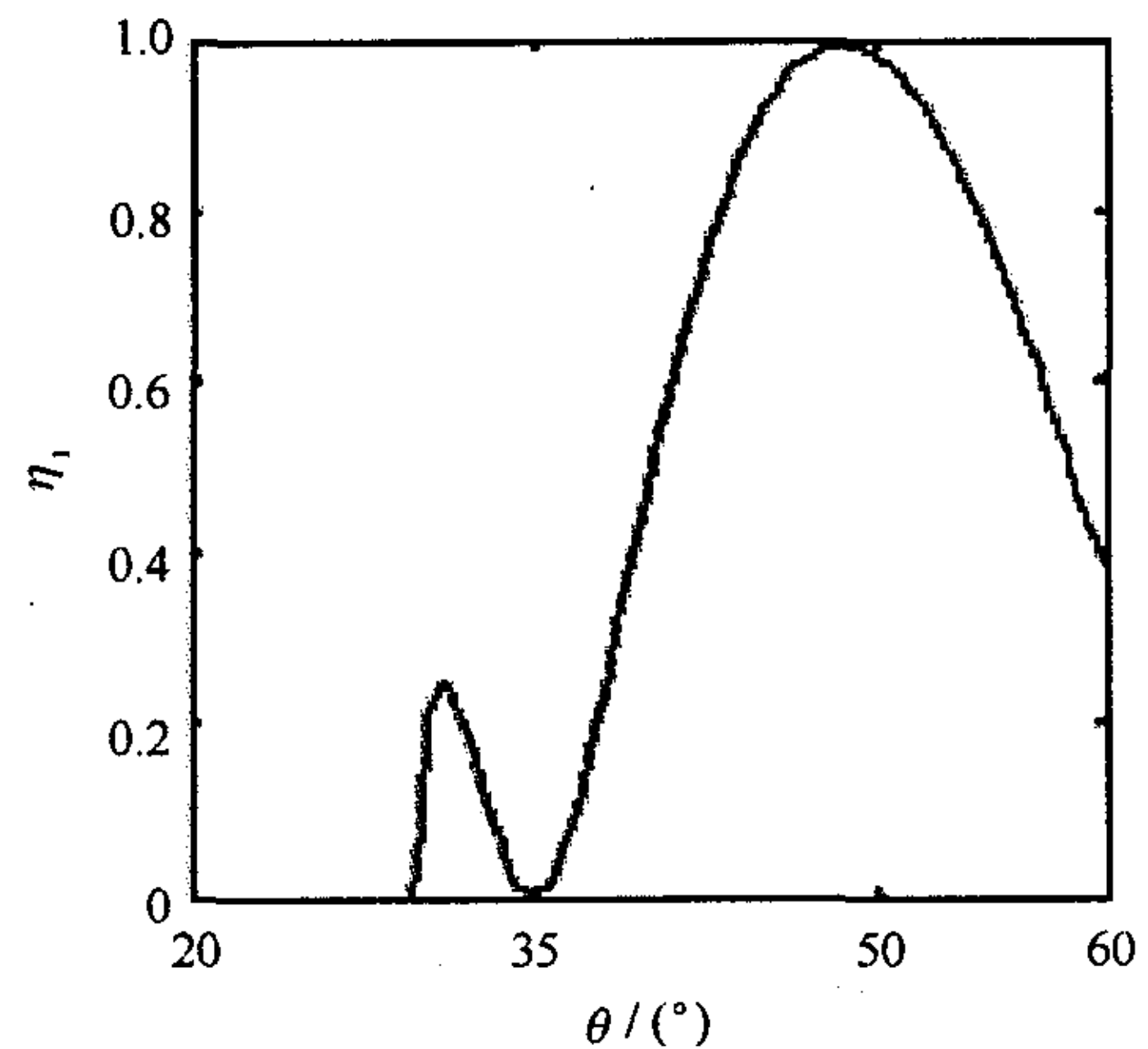


Fig. 7 Diffractive efficiency of the grating avoided the guided-mode resonance effect

图 7 避开导模共振后的衍射效率曲线

条件 $k_x = \beta_i$ 不能满足, 不会产生导模共振。

为此, 重新设计光栅和其工作状态。设 TE 波入射, 入射角 $\theta = 51^\circ$, 光栅周期 $\Lambda = 0.667 \mu\text{m}$, 深度为 $0.6 \mu\text{m}$, 光栅为简单矩形刻槽, 占空比 0.5, 缓冲层厚度 $0.12 \mu\text{m}$, 计算可得, $\lambda/\Lambda + \sin\theta = 2.27 > 1.75$, 不会产生导模共振。

图 7 显示了重新淡化后光栅膜堆结构的一级衍射效率函数, 在很大的人射角范围内, 光栅成功地避开了导模共振, 获得了非常光滑的衍射效率曲线。但是这里的要求显然较高, 即光栅条纹更密, 入射角更大因而光栅尺寸更大。

4 结 论

导模共振是在光栅应用中容易遇到的一种反常现象, 主要表现为在某些入射角或者入射波长的情况下, 衍射光强度出现突然升高或者突然下降的情况。产生导模共振的条件是入射波能激发起某种能够沿光栅表面传播的表面波, 这种激发被称为传输波与表面波之间的耦合, 其发生的条件首先是表面波的存在, 其次是入射波与表面波的相位匹配。在耦合发生时, 入射波能量的一部分被转移到表面波中去, 导致光栅各衍射级能量的重新分配, 由此造成衍射效率在相位匹配点附近的急剧起伏。在满足一级高衍射效率的介质膜光栅结构中, 可能产生导模共振效应, 导模共振效应把衍射效率曲线分割为一系列小区间, 这对压缩光栅的使用是不利的。通过改变压缩光栅的周期, 可以避开导模共振效应。

参考文献:

- [1] 孔伟金, 范正修, 邵建达. 全电介质脉宽压缩光栅的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2005, 42(1):32. (Kong W J, Fan Z X, Shao J D. Development of all dielectric pulse compressor grating. *Laser and Optronics Progress*, 2005, 42(1): 32)
- [2] Shore B W, Perry M D, Britten J A, et al. Design of high-efficiency dielectric reflection gratings[J]. *J Opt Soc Am A*, 1997, 14, 1124-1136.
- [3] Li L F, Hirsh J. All-dielectric high-efficiency reflection gratings made with multilayer thin-film coatings[J]. *Opt Lett*, 1995, 20(11):1349.
- [4] Hessel A, Oliner A A. A new theory of Wood's anomalies on optical gratings[J]. *Appl Opt*, 1965, 10:1275-1297.
- [5] Wang S S, Magnusson R. Theory and applications of guided-mode resonance filters[J]. *Appl Opt*, 1993, 32:2606-2613.
- [6] Peng S, Michael M G. Resonant scattering from two-dimensional gratings[J]. *J Opt Soc Am A*, 1996, 13:993.
- [7] Wang S S, Magnusson R. Multilayer waveguided-grating filters[J]. *Appl Opt*, 1995, 34:2414-2420.

Guided-mode resonance analysis of compressed grating with periodic stack structure

YANG Chun-lin, MA Ping

(Chengdu Fine Optical Engineering Research Center, P. O. Box 450, Chengdu 610041, China)

Abstract: The guided-mode resonance effect of the compressed grating is studied. The characteristic matrix method and the coupled-wave method are used to calculate the eigenvalues of the stack structure and the grating structure. The precondition of this effect in the dielectric compressed grating has been analyzed. The diffractive efficiency near the grating is calculated. To avoid the disadvantage of the guided-mode resonance effect, the grating periods should be $0.667 \mu\text{m}$ and the depth should be $0.6 \mu\text{m}$.

Key words: Compressed grating; Guided-mode resonance; Dielectric thin film; Grating period