

倏逝波及其能流密度研究

晁会萍, 谷同凯, 张引科

(西安建筑科技大学理学院, 陕西西安, 710055)

摘要 全反射的倏逝波具有特殊的性质和重要的应用。针对现有能量流动特点研究都略显简单或缺乏系统性的问题,应用电磁场理论,推导了线偏振光全反射时倏逝波的电场强度、磁场强度、能流密度和平均能流密度数学表达式;通过数值计算,分析了倏逝波平均能流密度大小及方向与入射角、入射光矢量方向之间的关系。得出以下主要结论:一般情况下,倏逝波的能量流动不仅被限制在介质分界面处的一个薄层内,平均能流密度的大小与入射角有关,而且平均能流密度的方向与入射面有一定夹角;只有当入射光矢量平行或垂直于入射面时,倏逝波的平均能流密度方向才平行于入射面。

关键词 全反射;倏逝波;电磁场理论;能流密度

DOI 10.3969/j.issn.1009-3516.2014.03.019

中图分类号 O435.1 **文献标志码** A **文章编号** 1009-3516(2014)03-0080-05

Research on Evanescent Wave and Its Energy Flux Density

ZAN Hui-ping, GU Tong-kai, ZHANG Yin-ke

(School of Science, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, Chian)

Abstract: Evanescent wave in total internal reflection has special characteristics and important applications. It is very necessary to research on the characteristics of the energy flow of evanescent wave. But the existing studies are simple or incomplete. In this paper, based on the theory of electromagnetic field, the mathematical expressions of electric field intensity, magnetic field intensity, energy flux density and average energy flux density(AEFD) of the evanescent wave are derived, as the incident light is linearly polarized. By numerical computation, the links between the modulus and direction of AEFD of evanescent wave to the incident angle and incident light vector direction, are analyzed. The conclusions include that the energy flow of evanescent wave is limited within a thin layer near the interface of media, the modulus of AEFD is influenced by incident angle, and there is an angle between the direction of AEFD and incident plane, as well; only as the incident light vector is parallel with or perpendicular to the incident plane, the direction of AEFD of evanescent wave is in the incident plane. These mathematical expressions of these physical quantities and conclusions are helpful for understanding the evanescent wave and doing the related studies.

Key words: total internal reflection; evanescent wave; theory of electromagnetic field; energy flux density

收稿日期:2013-12-16

基金项目:陕西省教育厅专项科研计划资助项目(2013JK0639)

作者简介:晁会萍(1963-),女,陕西泾阳人,副教授,主要从事光电信息处理研究.E-mail:zanhui ping@163.com.

引用格式:晁会萍,谷同凯,张引科.倏逝波及其能流密度研究[J].空军工程大学学报:自然科学版,2014,15(3):80-84. ZAN Hui ping, GU Tongkai, ZHANG Yinke. Research on evanescent wave and its energy flux density[J]. Journal of air force engineering university: natural science edition, 2014, 15(3): 80-84.

全反射是光学中的常见现象。当发生全反射时,入射光的能量被全部反射回入射方介质中,折射方介质的深部没有能量传播,只是在靠近介质分界面的薄层中有能量沿分界面传播,这就是倏逝波传递的能量。倏逝波已经在多项技术中得到应用^[1-4]。光学教材^[5-6]和一些专门的光学著作^[7-9]对全反射时反射光波的相位变化和倏逝波的振幅衰减进行了描述,有的还对倏逝波的能流密度进行分析,文献[10-12]也对倏逝波的特点及能流密度进行了简单探讨。这些文献有的只是根据从菲涅耳公式得出的全反射时振幅反射系数等于1,便指出能量被全部反射回入射介质;有的推导出了倏逝波的振幅随深度指数衰减的规律,用来证明折射方介质中虽有能量进入,但能量只能存在于很薄的一层介质中;有的用特殊情况下能流密度表达式来分析倏逝波的能量流动特性,研究过于简单且不够全面深入。本文应用电磁场理论,推导了线偏振光全反射时倏逝波电场强度、磁场强度、能流密度和平均能流密度的数学表达式;通过数值计算,分析了倏逝波平均能流密度大小及方向与入射角的关系。

1 全反射的倏逝波

光的反射与折射情况见图1。

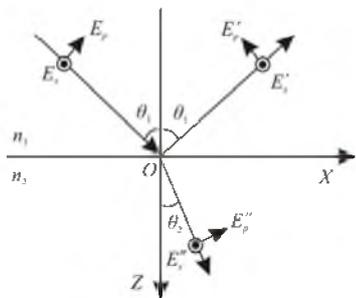


图1 光在介质分界面上的反射与折射

Fig.1 Reflection and refraction of light at interface of media

如图1所示,均匀介质1和介质2的分界面是 $z=0$ 坐标面,单色平面光波从介质1向介质2入射,在介质分界面上发生反射和折射。介质1和介质2的折射率分别为 n_1 和 n_2 ,入射面是 $y=0$ 坐标面,入射角和反射角都是 θ_1 ,折射角是 θ_2 。将入射光矢量、反射光矢量和折射光矢量均分解为垂直于入射面的 s 分量和平行于入射面的 p 分量,图中标出了垂直分量和平行分量的正方向。设入射光矢量 \mathbf{E} 、反射光矢量 \mathbf{E}' 和折射光矢量 \mathbf{E}'' 分别表示为:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] \\ \mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{r})] \\ \mathbf{E}'' = \mathbf{E}''_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] \end{cases} \quad (1)$$

式中: \mathbf{E}_0 、 \mathbf{E}'_0 和 \mathbf{E}''_0 分别为入射光、反射光和折射光矢量的振幅; \mathbf{k}_1 、 \mathbf{k}'_1 和 \mathbf{k}_2 分别为入射、反射和折射光波的波矢量; ω 为光波频率; \mathbf{r} 为介质分界面上点的位置矢量。在介质分界面上,光矢量垂直分量的振幅透射系数 t_s 与平行分量的振幅透射系数 t_p 由菲涅耳公式^[8]给出:

$$t_s = \frac{\mathbf{E}_s'}{\mathbf{E}_s} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = t_{s0} e^{i\delta'_s} \quad (2)$$

$$t_p = \frac{\mathbf{E}_p'}{\mathbf{E}_p} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} = t_{p0} e^{i\delta'_p} \quad (3)$$

式中: \mathbf{E}_s 和 \mathbf{E}_p 分别为入射光矢量垂直分量和平行分量的振幅; \mathbf{E}'_s 和 \mathbf{E}'_p 分别为反射光矢量垂直分量和平行分量的振幅; $i = \sqrt{-1}$ 为虚数单位; $n_{21} = n_2/n_1$,以及:

$$\begin{aligned} \delta'_s &= -\tan^{-1}(\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2} / \cos \theta_1), \\ \delta'_p &= -\tan^{-1}(\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2} / n_{21} \cos \theta_1) \\ t_{s0} &= 2 \cos \theta_1 / \sqrt{1 - n_{21}^2}, \\ t_{p0} &= 2 n_{21} \cos \theta_1 / \sqrt{(1 - n_{21}^2) [1 - (1 + n_{21}^2) \cos^2 \theta_1]} \end{aligned} \quad (4)$$

没有发生全反射时,透射系数采用第2个等号后的形式;发生全反射(即 $\sin \theta_1 > n_{21}$)时,透射系数用第3个等号后的形式,本文中采用这种形式。

根据电磁场的边值条件可以得出,波矢量 \mathbf{k}_1 和 \mathbf{k}_2 在 x 轴方向的分量相等,即:

$$\mathbf{k}_1 \sin \theta_1 = \mathbf{k}_2 \sin \theta_2 = k_{2x} \quad (6)$$

波矢量 \mathbf{k}_2 在 z 轴方向的分量为:

$$k_{2z} = \sqrt{\mathbf{k}_2^2 - k_{2x}^2} = iK \quad (7)$$

式中

$$K = \mathbf{k}_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2} \quad (8)$$

在入射角大于临界角时, K 是正值。把波矢量 \mathbf{k}_2 代入式(1) \mathbf{E}'' ,则折射光矢量表示为:

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{E}''_0 \exp(-Kz) \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_{2x} \cdot \mathbf{x})] \quad (9)$$

它是一个沿 x 轴传播、振幅沿 z 轴方向衰减的平面波,并且由于衰减导致其只能存在于介质2中靠近分界面很薄的一层介质内,故称其为倏逝波。倏逝波的等相面垂直于 x 轴,等幅面垂直于 z 轴。

2 倏逝波的能流密度

入射光波在介质分界面上的振幅是:

$$\mathbf{E}_0 = E_p \cos \theta_1 \mathbf{i} + E_s \mathbf{j} - E_p \sin \theta_1 \mathbf{k} \quad (10)$$

式中: \mathbf{i} 、 \mathbf{j} 和 \mathbf{k} 为3个坐标轴方向上的单位矢量。进入介质2的折射光波在介质分界面上的振幅为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}''_0 &= \mathbf{E}''_p \cos \theta_2 \mathbf{i} + \mathbf{E}''_s \mathbf{j} - \mathbf{E}''_p \sin \theta_2 \mathbf{k} = t_p \mathbf{E}_p \cos \theta_2 \mathbf{i} + \\ & t_s \mathbf{E}_s \mathbf{j} - t_p \mathbf{E}_p \sin \theta_2 \mathbf{k} = \mathbf{E}_{x0} \exp \left[i \delta'_p + \frac{\pi}{2} \right] \mathbf{i} + \\ & \mathbf{E}_{y0} \exp(i \delta'_s) \mathbf{j} + \mathbf{E}_{z0} \exp(i \delta'_p + \pi) \mathbf{k} \quad (11) \end{aligned}$$

式中: $\mathbf{E}_{x0} = \frac{t_{p0} \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2}}{n_{21}} \mathbf{E}_p$; $\mathbf{E}_{z0} = \frac{t_{p0} \sin \theta_1}{n_{21}} \mathbf{E}_p$;
 $\mathbf{E}_{y0} = t_{s0} \mathbf{E}_s$ 。

将式(11)代入式(9),倏逝波的光矢量可表示为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'' &= \exp(-\mathbf{Kz}) \{ \mathbf{E}_{x0} \exp[-i(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p - \frac{\pi}{2})] \mathbf{i} + \\ & \mathbf{E}_{y0} \exp[-i(\omega t - k_{2x}x - \delta'_s)] \mathbf{j} + \\ & \mathbf{E}_{z0} \exp[-i(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p - \pi)] \mathbf{k} \} \quad (12) \end{aligned}$$

取其实部即为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'' &= \exp(-\mathbf{Kz}) [\mathbf{E}_{x0} \sin(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p) \mathbf{i} + \mathbf{E}_{y0} \cdot \\ & \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_s) \mathbf{j} - \mathbf{E}_{z0} \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p) \mathbf{k}] \quad (13) \end{aligned}$$

根据麦克斯韦电磁场方程 $-\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t = \nabla \times \mathbf{E}$,
 得到与光矢量式(13)相联系的磁场强度矢量为:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}'' &= \frac{\exp(-\mathbf{Kz})}{\mu_0 \omega} \{ -\mathbf{K} \mathbf{E}_{y0} \sin(\omega t - k_{2x}x - \delta'_s) \mathbf{i} + \\ & (k_{2x} \mathbf{E}_{z0} - \mathbf{K} \mathbf{E}_{x0}) \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p) \mathbf{j} + \\ & k_{2x} \mathbf{E}_{y0} \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_s) \mathbf{k} \} \quad (14) \end{aligned}$$

把相关表达式代入式(13)和式(14),经过推导
 和整理,倏逝波电场强度和磁场强度分别表示为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'' &= t_{s0} \exp(-\mathbf{Kz}) \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2}}{n_{21}} \left(\frac{t_{p0}}{t_{s0}} \right) \mathbf{E}_p \sin(\omega t - \right. \\ & k_{2x}x - \delta'_p) \mathbf{i} + \mathbf{E}_s \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_s) \mathbf{j} - \frac{\sin \theta_1}{n_{21}} \left(\frac{t_{p0}}{t_{s0}} \right) \cdot \\ & \left. \mathbf{E}_p \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p) \mathbf{k} \right] \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}'' &= \frac{k_1 t_{s0}}{\mu_0 \omega} \exp(-\mathbf{Kz}) \left[-\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2} \mathbf{E}_s \sin(\omega t - \right. \\ & k_{2x}x - \delta'_s) \mathbf{i} + n_{21} \left(\frac{t_{p0}}{t_{s0}} \right) \mathbf{E}_p \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p) \mathbf{j} + \\ & \left. \sin \theta_1 \mathbf{E}_s \cos(\omega t - k_{2x}x - \delta'_s) \mathbf{k} \right] \quad (16) \end{aligned}$$

以上2式表明,电场强度矢量(光矢量)是沿 x
 轴传播的波,3个分量并不同相, x 轴方向和 z 轴方
 向的分量与入射光矢量的平行分量 \mathbf{E}_p 成正比, y
 轴方向的分量与入射光矢量的垂直分量 \mathbf{E}_s 成正比;
 磁场强度也有类似的特点。

电场强度 \mathbf{E}'' 和磁场强度 \mathbf{H}'' 的标量积为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'' \cdot \mathbf{H}'' &= -\frac{n_1 (\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2)}{\mu_0 c n_{21}} \cos(\delta'_p - \delta'_s) \cdot \\ & (t_{s0} \mathbf{E}_s) (t_{p0} \mathbf{E}_p) \exp(-2\mathbf{Kz}) \quad (17) \end{aligned}$$

显然,这个标量积与 x 坐标和时间无关。当入
 射光矢量既有平行分量也有垂直分量(即 $\mathbf{E}_s, \mathbf{E}_p \neq$

0)时, \mathbf{E}'' 和 \mathbf{H}'' 的标量积一般不等于零,说明 \mathbf{E}'' 与 \mathbf{H}''
 不垂直;当入射光矢量只有平行分量或只有垂直分
 量(即 $\mathbf{E}_s, \mathbf{E}_p = 0$)时, \mathbf{E}'' 和 \mathbf{H}'' 的标量积等于零, \mathbf{E}'' 与
 \mathbf{H}'' 垂直。

倏逝波能流密度为:

$$\mathbf{S}'' = \mathbf{E}'' \mathbf{H}'' = S''_x \mathbf{i} + S''_y \mathbf{j} + S''_z \mathbf{k} \quad (18)$$

式中:

$$\begin{aligned} S''_x &= \frac{n_1 \sin \theta_1}{\mu_0 c} \exp(-2\mathbf{Kz}) [(t_{s0} \mathbf{E}_s)^2 \cos^2(\omega t - \\ & k_{2x}x - \delta'_s) + (t_{p0} \mathbf{E}_p)^2 \cos^2(\omega t - k_{2x}x - \delta'_p)]; \\ S''_y &= \frac{n_1 \sin \theta_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2}}{\mu_0 c n_{21}} (t_{s0} \mathbf{E}_s) (t_{p0} \mathbf{E}_p) \cdot \\ & \sin(\delta'_p - \delta'_s) \exp(-2\mathbf{Kz}); \\ S''_z &= \frac{n_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2}}{2\mu_0 c} \exp(-2\mathbf{Kz}) \{ (t_{s0} \mathbf{E}_s)^2 \cdot \\ & \sin[2(\omega t - k_{2x}x - \delta'_s)] + (t_{p0} \mathbf{E}_p)^2 \sin[2(\omega t - k_{2x}x \\ & - \delta'_p)] \} \quad (19) \end{aligned}$$

能流密度的平均值为:

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= S_x \mathbf{i} + S_y \mathbf{j} = \frac{2 \cos \theta_1 \sin(2\theta_1)}{1 - n_{21}^2} \mathbf{I} \exp(-2\mathbf{Kz}) \cdot \\ & \left\{ [\sin^2 \beta + \frac{n_{21}^2}{1 - (1 + n_{21}^2) \cos^2 \theta_1} \cos^2 \beta] \mathbf{i} + \right. \\ & \left. \frac{\sin(2\beta) \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_{21}^2} \sin(\delta'_p - \delta'_s)}{\sqrt{1 - (1 + n_{21}^2) \cos^2 \theta_1}} \mathbf{j} \right\} \quad (20) \end{aligned}$$

式中: c 为真空中的光速; β 为入射光矢量与入射面
 之间的夹角; $\tan \beta = \mathbf{E}_s / \mathbf{E}_p$; $\mathbf{I} = n_1 (\mathbf{E}_s^2 + \mathbf{E}_p^2) /$
 $(2c\mu_0)$ 为入射光的强度。从式(19)可见,能流密度
 的 x 分量非负,说明倏逝波总有能量沿 x 轴正方向
 流动,大小与入射光矢量的垂直分量和平行分量都
 有关、与时间有关;能流密度的 y 分量一般不等于
 零,与入射光矢量垂直分量和平行分量的乘积成正
 比,但与时间及 x 坐标无关,只与 z 坐标有关,意
 味着当 $\mathbf{E}_s, \mathbf{E}_p \neq 0$ 时有恒定的能量沿 y 轴方向流
 动;能流密度的 z 分量是沿 x 轴传播的正弦波,说
 明有能量沿 z 轴方向振荡流动。从式(20)看出,当
 入射光矢量既有平行分量也有垂直分量时,平均能
 流密度有 x 分量和 y 分量,但没有 z 分量,说明
 沿 z 轴没有能量流动,能量不会进入介质2的深处。
 沿 y 轴能量流动的方向与入射光矢量垂直分量与
 平行分量乘积的正负有关,当入射光矢量只有平行
 分量或只有垂直分量时,平均能流密度只有 x 分量,
 能量只沿 x 轴方向有流动。

图2给出了 S_x / S_x 与入射角的关系,其中 $S_{x0} =$
 $2\mathbf{I} \exp(-2\mathbf{Kz})$ 。可以看出,随着入射角的增加,平均

能流密度的 x 分量单调减小,当入射角接近 $\pi/2$ 时趋于零。 S_y/S_{y0} 与角 β 无关,这里 $S_{y0} = 2I\sin(2\beta)\exp(-2Kz)$ 。图 3 给出了 S_y/S_{y0} 与入射角的关系。随着入射角的增加,平均能流密度的 y 分量先增加后减小,当入射角接近临界角或 $\pi/2$ 时也趋于零;当入射光只有垂直于入射面的分量($\beta = \pi/2$)或只有平行于入射面的分量($\beta = 0$)时,平均能流密度的 y 分量等于零;当入射光垂直于入射面的分量与平行于入射面的分量相等($\beta = \pi/4$)时,平均能流密度的 y 分量总体最大。

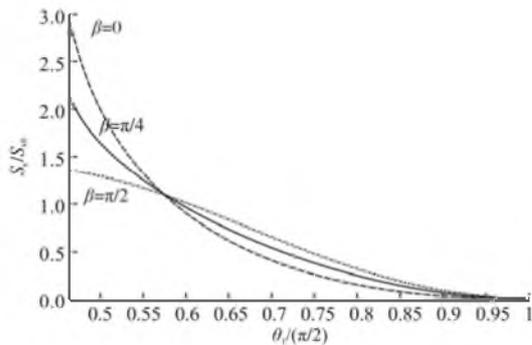


图 2 S_x/S_{x0} 与入射角的关系

Fig.2 Relation between S_x/S_{x0} and incident angle

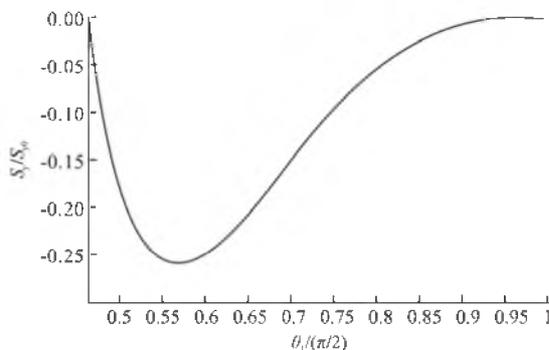


图 3 S_y/S_{y0} 与入射角的关系

Fig.3 Relation between S_y/S_{y0} and incident angle

平均能流密度的方向与 x 轴的夹角 α 为:

$$\tan \alpha = \frac{2\sin(\delta_p' - \delta_s') \{(\sin^2 \theta_i - n_{z1}^2)[1 - (1 + n_{z1}^2)\cos^2 \theta_i]\}^{1/2} (\mathbf{E}_s \mathbf{E}_p)}{[1 - (1 + n_{z1}^2)\cos^2 \theta_i] \mathbf{E}_s^2 + n_{z1}^2 \mathbf{E}_p^2} \quad (22)$$

图 4 给出了不同 $\mathbf{E}_s/\mathbf{E}_p$ 值时平均能流密度方向与 x 轴夹角 α 与入射角的关系。随着入射角的增加,平均能流密度方向与 x 轴的夹角 α 先增大后减小;当入射角等于临界角或 $\pi/2$ 时, α 等于零,说明能量只沿 x 轴方向流动;当入射光矢量垂直于入射面的分量与平行于入射面的分量相差较大时, α 总体较小;当入射光矢量垂直于入射面的分量与平行于入射面的分量相等时, α 总体最大。

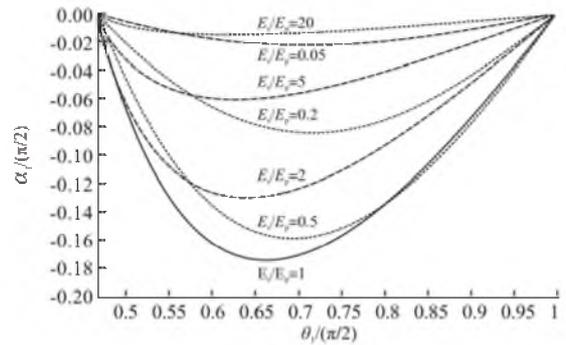


图 4 夹角 α 与入射角 θ_i 的关系

Fig.4 Relation between angle α and incident angle θ_i

3 结语

本文给出了线偏振光全反射时倏逝波的电场强度、磁场强度、能流密度和平均能流密度数学表达式;分析了倏逝波平均能流密度大小及方向与入射角、入射光矢量方向之间的关系。研究发现倏逝波的能量流动不仅被限制在介质分界面处的一个薄层内,而且能量流动方向与入射面有一定夹角;只有当入射光矢量平行或垂直于入射面时,倏逝波的平均能量密度方向才平行于入射面。这一结论对于进一步全面理解倏逝波的能流特点并指导相关应用具有一定的借鉴意义。

参考文献 (References):

- [1] Donggyu Kim, Keumyoung Seo, Wonjun Choi, et al. Detection of evanescent waves using disordered nanowires[J]. Optics communications, 2013(297): 1-6.
- [2] Raimond Grimberg, Adriana Savin, Rozina Steigmann. Electromagnetic imaging using evanescent waves[J]. NDT & E international, 2012(46): 70-76.
- [3] Philip-Chandy R, Scully P J, Eldridge P, et al. An optical fiber sensor for biofilm measurement using intensity modulation and image analysis[J]. IEEE j sel top quantum electron, 2000, 6 (5): 764-772.
- [4] John M S, Kishen A, Lim C S, et al. Determination of bacterial activity by use of an evanescent-wave fiber-optic sensor[J]. Appl opt, 2002, 41(34): 7334-7338.
- [5] 姚启钧. 光学教程[M]. 2 版. 北京: 高等教育出版社, 1989: 166-169.
YAO Qijun. Course of optics [M]. 2nd ed, Beijing: Higher education press, 1989: 166-169. (in Chinese)
- [6] Ghatak A. Optics [M]. 4th ed. Beijing: Tsinghua university press, 2010.
- [7] 季家谔. 高等光学教程: 光的基本电磁理论[M]. 北京: 科学出版社, 2007: 74-79.

- JI Jiarong. Advanced course of optics: the electromagnetism of light[M]. Beijing: Science press, 2007: 74-79. (in Chinese)
- [8] 赵建林. 高等光学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002: 36-44.
- ZHAO Jianlin. Advanced optics[M]. Beijing: National defense industry press, 2002: 36-44. (in Chinese)
- [9] Born M, Wolf W. Principles of Optics [M]. 6th ed. Oxford: pergamon press ltd, 1980: 47-51.
- [10] 李林, 肖循. 光的全反射中倏逝波的研究[J]. 武汉科技学院学报, 2006, 19(12): 37-39.
- LI Lin, XIAO Xun. Study on evanescent wave in the total internal reflection of light[J]. Journal of wuhan university of science and engineering, 2006, 19(12): 37-39. (in Chinese)
- [11] 张晋鲁. 全反射中的倏逝波及其应用[J]. 重庆师范学院学报: 自然科学版, 1995, 12(S): 87-89.
- ZHANG Jinlu. A study on evanescent wave in the total reflection[J]. Journal of chongqing teacher's college: natural science edition, 1995, 12(S): 87-89. (in Chinese)
- [12] 胡三珍. 全内反射和倏逝波[J]. 华中师范大学学报: 自然科学版, 1996, 30(2): 169-173.
- HU Sanzhen. Total internal reflection and evanescent wave[J]. Journal of central China normal university: natural science edition, 1996, 30(2): 169-173. (in Chinese)
- (编辑: 徐敏)

(上接第 79 页)

- [7] 于艳华, 宋梅, 潘阳发. 改进的基于支持向量机的网络综合评估策略[J]. 北京邮电大学学报, 2007, 30(6): 85-88.
- YU Yanhua, SONG Mei, PAN Yangfa. Comprehensive evaluation strategy of network based on improved support vector machine[J]. Journal of Beijing university of posts and telecommunications, 2007, 30(6): 85-88. (in Chinese)
- [8] 杨雅辉, 李小东. IP 网络性能指标体系的研究[J]. 通信学报, 2002, 23(11): 1-7.
- YANG Yahui, LI Xiaodong. The study of a framework for IP network performance metrics[J]. Journal of communication, 2002, 23(11): 1-7. (in Chinese)
- [9] 罗赞筹, 夏靖波, 陈天平. 网络性能评估中客观权重确定方法比较[J]. 计算机应用, 2009, 29(10): 2624-2626, 2631.
- LUO Yunqian, XIA Jingbo, CHEN Tianping. Comparison of objective weight determination methods in network performance evaluation[J]. Journal of computer application, 2009, 29(10): 2624-2626, 2631. (in Chinese)
- [10] 万中, 梁文冬, 卢宗娟. 模糊数的隶属度区间分布函数[J]. 重庆理工大学学报: 自然科学版, 2011, 25(1): 107-112.
- WAN Zhong, LIANG Wendong, LU Zongjuan. Study on the membership interval distribution function for fuzzy sets[J]. Journal of Chongqing university of technology: natural science edition, 2011, 25(1): 107-112. (in Chinese)
- [11] 白亮. 基于熵权模糊综合评价法的情报融合性能评估[J]. 舰船电子工程, 2013, 33(4): 32-35.
- BAI Liang. Performance evaluation of intelligence fusion based on entropy fuzzy comprehensive evaluation [J]. Ship electronic engineering, 2013(4): 32-35. (in Chinese)
- [12] Gao yang, Qiu Tianshuang. Narrowband time delay estimation based on correlation coefficient[J]. Journal of systems engineering and electronics, 2009, 20(5): 937-942.
- [13] Chen T Y, Tsao C Y. The interval-valued fuzzy TOPSIS method and experimental analysis[J]. Fuzzy sets and systems, 2008, 159(11): 1410-1428.
- (编辑: 徐楠楠)