

文章编号: 0253-2239(2004)04-536-6

# 隐失驻波全内反射荧光显微术的数值计算\*

王 琛 王桂英 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

**摘要:** 从理论上详细计算了在全内反射的条件下, 两束入射光产生的隐失干涉场(即隐失驻波)的强度分布, 并分析了其不同于传统传播波干涉场的特点。同时使用数值模拟证明了利用隐失干涉场, 即隐失驻波的激发方式, 可以提高系统的分辨力, 在横向实现超经典分辨的荧光成像。具体的分析表明, 两束光以相等的角度入射, 同时振幅相等, 偏振态相同, 所形成干涉条纹的反衬度最高, 此时成像系统的有效点扩展函数最优化; 入射介质 1 的折射率越大, 隐失干涉场的空间周期越短(空间频率越高), 其对应的调制点扩展函数中心瓣的半峰全宽越小, 可能分辨更小的物体, 但同时旁瓣的强度也增强, 最终成像的分辨力受两者的共同制约。

**关键词:** 荧光显微术; 隐失驻波成像; 有效点扩展函数; 全内反射

中图分类号: TH742.65 文献标识码: A

## A Numerical Calculation of Super-Resolution Fluorescence Microscopy by Evanescent Standing Wave Illumination

Wang Chen Wang Guiying Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optical and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 2 January 2003; revised 6 May 2003)

**Abstract:** Standing wave total internal reflection imaging technique can obtain high resolution images of a sample along both axial and lateral directions. The variations of the interference patterns with incident condition of excitation light as well as refractive index of medium, and the differences between standing evanescent wave and standing propagating wave are theoretically investigated. The analysis shows that when contrast of the evanescent interference pattern is 1, optimal point spread function (PSF) can be obtained. Due to the narrowed FWHM of PSF, the lateral resolution increases with the decrease of period of the evanescent interference patterns. However, the intensity of PSF side bands increases, which will lower imaging quality.

**Key words:** fluorescence microscopy; evanescent standing wave imaging; effective point spread function; total internal reflection

## 1 引 言

光学显微镜广泛应用于活体生物组织的生物医学研究中。但是光学显微镜的一个最主要的限制是它无法分辨相距几百纳米以内的物体。光学显微镜

的这种分辨力限制主要来自光的夫琅和费衍射。瑞利将之进行了归纳, 即传统光学显微镜的分辨力受系统的点扩展函数的半峰全宽的制约, 存在分辨力极限  $\Delta r \approx \lambda_e / 2NA$ 。大量的相干激发和探测技术如共焦、4- $\pi$  显微术与高数值孔径的物镜结合可以进行纵向超分辨探测<sup>[1,2]</sup>, 并且允许三维成像。然而, 它们对横向分辨力的提高却很有限, 典型的分辨力是  $\Delta r \approx \lambda_e / 3$  (使用高数值孔径的物镜  $NA \approx 1$ )。另一个提高光学显微镜分辨力的方法是非线性激发<sup>[3,4]</sup>。绝大多数非线性方法例如双光子、抽运探针显微术也可以提供三维的层析分辨, 但同样地对

\* 国家自然科学基金(60078025)、国家科技部重大基础研究基金(G1999075200)、上海市科学技术发展基金(01DJGK018)资助课题。

E-mail: wangchen@siom.ac.cn

收稿日期: 2003-01-02; 收到修改稿日期: 2003-05-06

横向分辨力的提高也很有限。

驻波激发是另一种提高光学显微镜分辨力的很有前途的方法。它首先在 1993 年由 Brent 等<sup>[5]</sup>提出,当时成功的将纵向分辨力提高了 10 倍,但对横向分辨力却没有改善。后来,Cragg 等<sup>[6]</sup>提出可将这种激发方式引入到全内反射的结构中,从而可以在横向上实现超分辨。

在本文中,我们详细分析了全内反射荧光显微术中隐失驻波的干涉场的强度分布,并分析了其不同于传统传播波干涉场的特点;从理论上研究了各种入射条件对分辨力的影响。提出了利用驻波激发时提高分辨力的最优化设计原则。

## 2 隐失波的基本理论

### 2.1 隐失场

我们知道,当光波从光密介质以大于临界角的入射角入射到光疏介质中时会发生全反射。在发生全反射时,第二介质中会有一种特殊形式的透射波电场,称为隐失场。它是一个非均匀波,沿界面方向为传播场形式,在垂直界面方向为瞬逝场,即强度随离开界面的距离呈指数衰减。全内反射荧光显微术就是利用光在两种介质界面处的全反射,激发低折射率介质中荧光分子发出荧光,从而实现成像<sup>[7,8]</sup>。

### 2.2 隐失电场的表达

将两种介质(折射率分别为  $n_1, n_2$ , 相对折射率为  $n$ )的分界面定义为  $x-y$  平面,入射面为  $x-z$  平

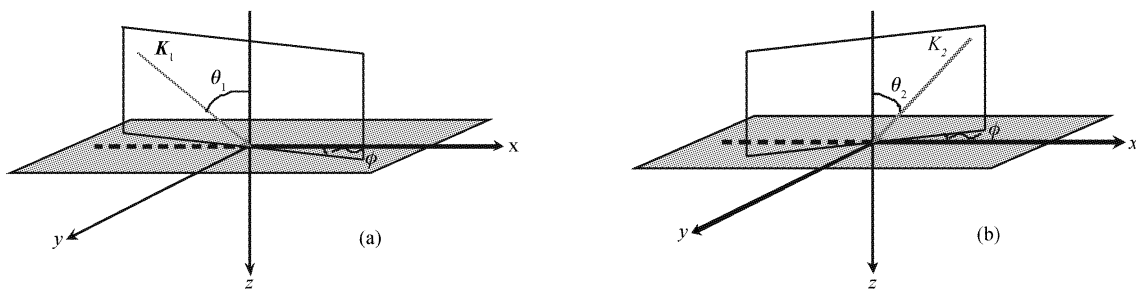


Fig. 1 Two beam falling on the interface of two media with different incident angles. (a) Incident plane of beam 1 makes an angle  $-\phi$  from axis  $x$ , (b) Incident plane of beam 2 makes an angle  $\phi$  from axis  $x$

面。入射光 1 所在的坐标系为  $x'y'z$ , 入射光 2 所在的坐标系为  $x''y''z$ 。

由于光束 1 的入射面与  $x$  轴成  $-\phi$  角度,因此坐标系  $x'y'z$  可看成坐标系  $xyz$  绕  $z$  轴旋转角度  $-\phi$  而得到(图 2)。对应的旋转矩阵为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

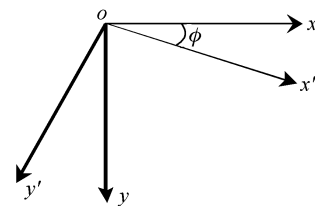


Fig. 2 Comparison of coordinate  $x'y'z$  with  $xyz$   
同理,入射光 2 所在的坐标系  $x''y''z$  可看成坐

面。入射光的振幅为  $A_0$ ,其偏振与入射面成  $\alpha$  角度。这样,我们可将入射电场分解为垂直于入射面和平行于入射面的两个分量,即

$$E_{\perp} = E_0 \sin \alpha, \quad E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha, \quad (1)$$

经计算得到在两种介质的分界面处,即  $z = 0$  的平面上隐失场各分量的表达式为

$$\begin{cases} E_{ex} = -\frac{2i \sqrt{\sin^2 \theta - n^2} \cos \theta_i}{n^2 \cos \theta_i + i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}} A_0 \cos \alpha x, \\ E_{ey} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}} A_0 \sin \alpha y, \\ E_{ez} = \frac{2n \cos \theta_i}{n^2 \cos \theta_i + i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}} A_0 \cos \alpha z. \end{cases} \quad (2)$$

## 3 隐失场的干涉

根据前面讨论的隐失场的特性,我们来具体分析隐失场的干涉强度分布(以下讨论均限定在  $z = 0$  平面处,故将隐失场的衰减因子略去)。

设两束相同频率  $\omega$  的入射光同时入射到介质 1 和介质 2 的分界面上。一般情况下,两束入射光并不会严格在一个平面内。将两束光所在的两入射面的角平分线作为  $x$  轴,同时仍然将介质的分界面作为  $x-y$  平面。入射光 1 的振幅为  $A_1$ ,偏振为  $\alpha$ ,入射角为  $\theta_1$ ,入射平面与  $x$  轴成  $-\phi$ ;入射光 2 的振幅为  $A_2$ ,偏振为  $\beta$ ,入射角为  $\theta_2$ ,入射平面与  $x$  轴成  $\phi$ 。如图 1 所示。

标系  $xy z$  绕轴旋转  $\phi$  而得到的(图 3)。对应的旋转矩阵为

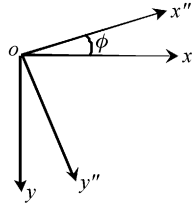


Fig. 3 Comparison of coordinate  $x''y''z$  with  $xy z$

$$\begin{bmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

按照前面的讨论,在坐标系  $x'y'z$  中,入射光 1 产生的隐失场完全可按照(2)式来表示,此时  $\theta_i = \theta_1$ ;同理,在坐标系  $x''y''z$  中,入射光 2 产生的隐失场也可按照(2)式表示,此时表达式中的  $\theta_i = \theta_2, \alpha = \beta$ 。现在我们要把入射光 1 和 2 的隐失场统一在坐标系  $xy z$  中描述出来,则根据计算有

$$\begin{bmatrix} E_{1ex} & E_{1ey} & E_{1ez} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E'_{ex} & E'_{ey} & E'_{ez} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E'_{ex} & E'_{ey} & E'_{ez} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} E_{2ex} & E_{2ey} & E_{2ez} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E''_{ex} & E''_{ey} & E''_{ez} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E''_{ex} & E''_{ey} & E''_{ez} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (4)$$

这里  $E_{1ex}, E_{1ey}, E_{1ez}; E_{2ex}, E_{2ey}, E_{2ez}$  分别表示在坐标系  $xy z$  中光束 1 和光束 2 产生的隐失场各分量的大小;  $E'_{ex}, E'_{ey}, E'_{ez}$  表示在坐标系  $x'y'z$  中光束 1 产生的隐失场;  $E''_{ex}, E''_{ey}, E''_{ez}$  表示在坐标系  $x''y''z$  中光束 2 产生的隐失场;它们均为复数。同时,两光束产生的隐失场的波矢  $k_1, k_2$  分别为

$$k_1(\theta_1) = k_1(\cos \phi x + \sin \phi y), \quad k_1 = \frac{2\pi n_1 \sin \theta_1}{\lambda}, \quad (5)$$

$$k_2(\theta_2) = k_2(-\cos \phi x + \sin \phi y), \quad k_2 = \frac{2\pi n_1 \sin \theta_2}{\lambda}, \quad (6)$$

两隐失场的干涉强度可写为

$$\begin{cases} I = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2^*) = |\mathbf{E}_1|^2 + |\mathbf{E}_2|^2 + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 = I_1 + I_2 + I_3, \\ I_1 = (|E_{1ex}|^2 + |E_{1ey}|^2 + |E_{1ez}|^2) + (|E_{2ex}|^2 + |E_{2ey}|^2 + |E_{2ez}|^2), \\ I_2 = 2(|E_{1ex}| |E_{2ex}| + |E_{1ey}| |E_{2ey}|) \cdot \cos[(k_1 + k_2)\cos \phi x + (k_1 - k_2)\sin \phi y], \\ I_3 = 2|E_{1ey}| |E_{2ey}| \cdot \cos[(k_1 + k_2)\cos \phi x + (k_1 - k_2)\sin \phi y]. \end{cases} \quad (7)$$

1) 如果我们取入射角  $\theta_1 = \theta_2$ , 则有  $k_1 = k_2$ , 这样可将  $I$  写成

$$I = I_1[1 + \gamma \cos(k_1 + k_2)\cos \phi x], \quad \gamma = \frac{2(|E_{1ex}| |E_{2ex}| + |E_{1ey}| |E_{2ey}| + |E_{1ez}| |E_{2ez}|)}{I_1} = 1, \quad (8)$$

2) 如果我们取两束入射光均为 p 偏振的线偏光, 则有  $E_{1ey} = E_{2ey} = 0$

$$I = I_1\{1 + \gamma \cos[(k_1 + k_2)\cos \phi x + (k_1 - k_2)\sin \phi y]\}, \quad \gamma = \frac{2(|E_{1ex}| |E_{2ex}| + |E_{1ez}| |E_{2ez}|)}{I_1}, \quad (9)$$

3) 如果我们取两束入射光均为 s 偏振的线偏光, 则有  $E_{jex} = E_{jz} = 0 (j = 1, 2)$ ;

$$I = I_1\{1 + \gamma \cos[(k_1 + k_2)\cos \phi x + (k_1 - k_2)\sin \phi y]\}, \quad \gamma = \frac{2|E_{1ey}| |E_{2ey}|}{I_1}. \quad (10)$$

从以上讨论中, 我们可看出隐失场产生的干涉场不同于普通的传播波的干涉场的显著特点。1) 两个波长同为  $\lambda$  的传播场的干涉, 干涉条纹的空间周期约为  $\lambda/2$ , 如图 4(a) 所示; 而两个波长同为  $\lambda$  的传播波形成的隐失场, 其干涉条纹的空间周期约为  $2\pi/(k_1 + k_2) = \lambda/2n_1$ , 如图 4(b) 所示。这个公式表明, 一方面, 通过改变发生全反射介质的折射率  $n_1$ , 很容易改变隐失

干涉场的空间频率。另一方面, 典型隐失场的干涉条纹周期可达到 100 nm 左右, 即此干涉场中包含衍射极限的空间频率分量。2) 传播场干涉条纹的反衬度  $\gamma$  只与两束光的振幅比  $A_1:A_2$  有关, 而隐失干涉场的反衬度的分析则要复杂的多, 需要根据不同的入射情况进行讨论。

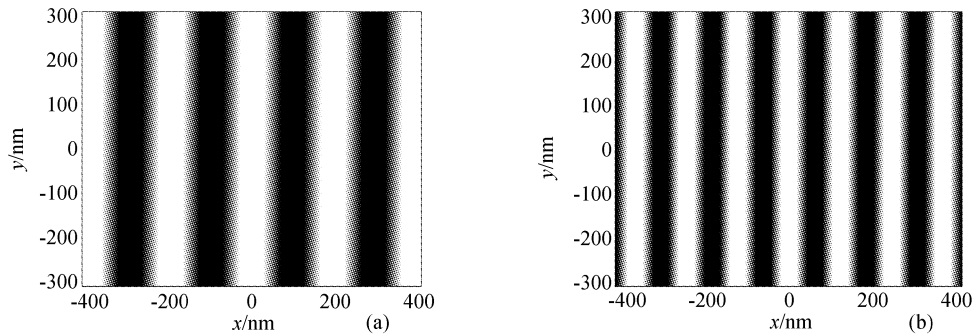


Fig. 4 Graphs of evanescent wave interference patterns. (a) Periodicity is 188 nm, i. e.  $n_1 = 1.51$ ; (b) Periodicity is 118 nm, i. e.  $n_1 = 2.4$  (parameters:  $n_2 = 1.33$ ,  $\phi = 5^\circ$ ,  $\theta_1 = 70^\circ$ ,  $\theta_2 = 80^\circ$ ,  $\alpha = \beta = 45^\circ$ ,  $A_1 = A_2 = 1$ )

#### 4 隐失驻波激发下的分辨力的提高

我们知道,普通荧光显微镜的像函数可表为<sup>[9]</sup>

$$I(\mathbf{r}) = o(\mathbf{r}) * P(\mathbf{r}), \quad (11)$$

$o(\mathbf{r})$  表示荧光物体的分布, $P(\mathbf{r})$  为系统成像的点扩展函数,\* 表示卷积。

在驻波激发的条件下,像函数的表达式将变成

$$I(\mathbf{r}) = [o(\mathbf{r})I_{ex}(\mathbf{r})] * P(\mathbf{r}), \quad (12)$$

$I_{ex}(\mathbf{r})$  表示激发光场的强度分布。

如果将我们的讨论限定在一维,同时改变激发场的相位,例如使其相对相位分别为  $0, \pi/2, \pi$ 。将三种激发场下得到的图像按相应的权重因子进行叠加,(12) 式可写为<sup>[10,11]</sup>

$$I'(x) = \sum_x f(x, x') \int_{-\infty}^{\infty} o(x'') I_{ex}(x'' - x') P(x - x'') dx'', \quad (13)$$

改变积分和求和的顺序之后,有

$$I'(x) = \int_{-\infty}^{\infty} o(x'') \left[ \sum_x f(x, x') I_{ex}(x'' - x') \right] P(x - x'') dx'' = \int_{-\infty}^{\infty} o(x'') I_{ex}(x - x'') P(x - x'') dx'', \quad (14)$$

即  $I'(x) = o(x) * [I_{ex}(x)P(x)]$ , (15)

从上两式,我们可看出,激发场对物函数的调制可等效于激发场对点扩展函数的调制。将  $I_{ex}(x)P(x)$  定义为调制之后的有效点扩展函数。从图 5 可知,调制之后的点扩展函数的半峰全宽 (FWHM) 比传统的点扩展函数的半峰全宽明显减小。这就是说,这

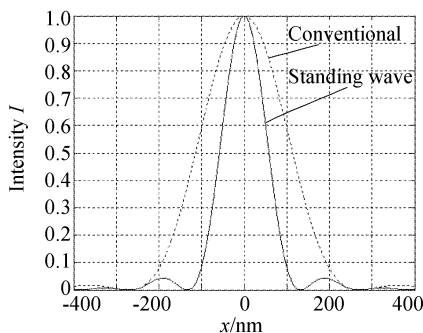


Fig. 5 Comparison of point spread function of conventional microscope with effective point spread function after modulation. (Parameters:  $\phi = 5^\circ$ ,  $\theta_1 = \theta_2 = 70^\circ$ ,  $A_1 = A_2 = 1$ ,  $\lambda = 432$  nm,  $NA = 1.2$ ,  $n_1 = 1.51$ )

种隐失驻波激发的方式可以实现超经典的分辨。

虽然,上面我们的讨论限定在一维,对于二维情况,如果干涉条纹是在  $x$  方向,则  $x$  方向被调制, $y$  方向的点扩展函数保持不变;如果干涉条纹同时存在于两个方向,则两个方向同时被调制。

##### 4.1 $\gamma$ 对有效点扩展函数的影响

在第 3 节中我们看到,不同的入射条件,形成的隐失波干涉条纹的对比度也将不同,这将最终影响系统的有效点扩展函数。图 6 中画出了  $\gamma = 0.65, 0.8, 1$  三种情况下的点扩展函数。可以看到,当对比度  $\gamma$  越大时,对应的有效点扩展函数中心瓣的半峰全宽也越窄,并且旁瓣的强度影响也越小。当  $\gamma = 1$  此时的点扩展函数是最优化的。

##### 4.2 干涉条纹周期对有效点扩展函数的影响

图 7 中画出了干涉条纹周期分别为 188 nm, 158 nm 和 118 nm 时(对应的  $n_1$  分别取 1.51, 1.8 和 2.4 时)的调制的点扩展函数,可以看出,当入射介质 1 的折射率越大时,隐失驻波的干涉条纹周期越

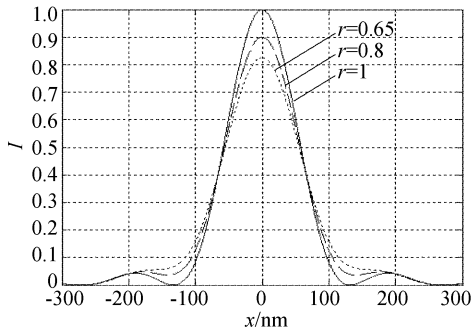


Fig. 6 Effective point spread function with  $g=0.65, 0.8, 1$  小,对应的有效点扩展函数中心瓣的半峰全宽也越窄,这样,就有可能实现更高的分辨力。

为了进一步直观地看出隐失驻波激发对分辨力的提高,我们以相距200 nm,100 nm,80 nm相对于原点对称的两个点源为例。即物函数

$$o(x) = \begin{cases} 1 & x = -100 \text{ nm}, x = 100 \text{ nm} \\ 0 & \text{else} \end{cases}$$

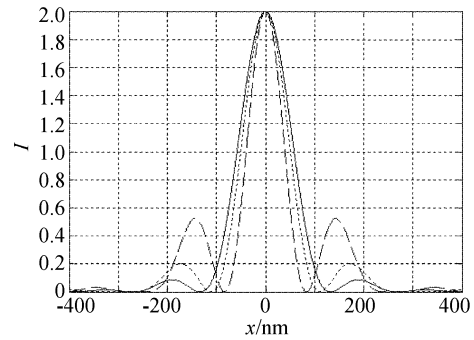


Fig. 7 Effective point spread function of  $n_1=1.51, 1.8, 2.4$

$$o(x) = \begin{cases} 1 & x = -50 \text{ nm}, x = 50 \text{ nm} \\ 0 & \text{else} \end{cases}$$

$$o(x) = \begin{cases} 1 & x = -40 \text{ nm}, x = 40 \text{ nm} \\ 0 & \text{else} \end{cases}$$

分析它们分别经过传统显微镜和隐失驻波激发的全内反射显微镜的成像,如图8所示。

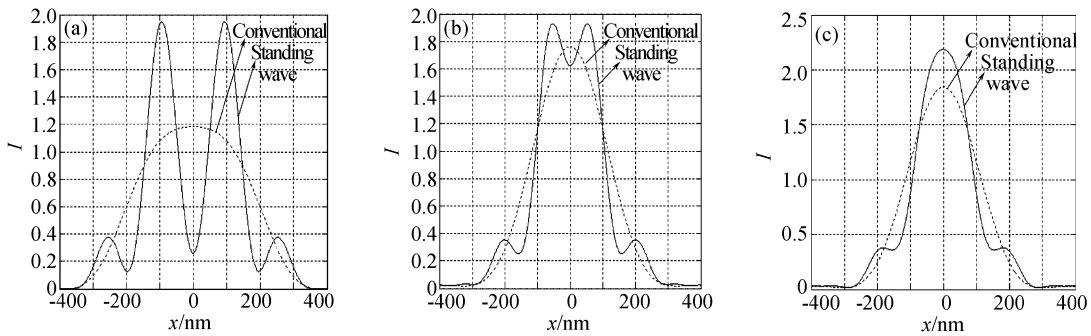


Fig. 8 Conventional; imaging of two point objects by conventional fluorescent microscope; standing wave; images of two point object by standing evanescent wave fluorescent microscope. (parameters:  $\phi = 5^\circ, \theta_1 = \theta_2 = 70^\circ, A_1 = A_2 = 1, \lambda = 532 \text{ nm}, NA = 1.2, n_2 = 1.51$ )

从图8中,我们很容易看到,在典型条件下,无法通过传统荧光显微镜分辨相距为200 nm的两个点源物体。但是,同样条件下在隐失驻波激发的全内反射显微镜中,它们是可以分辨的。并且,数字模

拟的结果显示,利用隐失驻波激发的方式,我们还可以分辨相距为160 nm,140 nm,120 nm(此两图文中未显示),100 nm的点源物体,当两点源间隔的达到80 nm时,就无法分辨了。

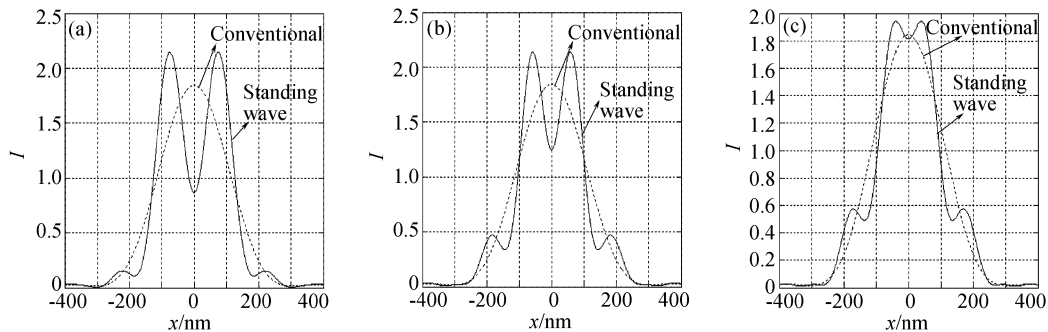


Fig. 9 Conventional; imaging of two-point object by conventional fluorescent microscope; standing wave; images of two-point object by standing evanescent wave fluorescent microscope (parameters:  $\phi = 5^\circ, \theta_1 = \theta_2 = 70^\circ, A_1 = A_2 = 1, \lambda = 532 \text{ nm}, NA = 1.2, n_1 = 1.80$ )

进一步的分析表明,当我们改变入射介质的折射率,使  $n_1=1.8$ ,而其它条件保持不变,可以达到更高的分辨力,如图 9 所示。但是,另一方面,当折射率增大时,点扩展函数中旁瓣的强度增强,对成像的影响也加大了,将可能引起像面上的强度极大点相对于物面上强度极大点的空间位置移动,我们在对  $n_1=2.4$  的模拟计算中明显观察到这一点。

**结论** 由于全内反射产生的隐失波的独特特性,使得两束隐失波形成的干涉场也具有与传播波的干涉场显著不同的特点:它具有比普通干涉场高的多的空间频率;不同的偏振光入射时,其产生的隐失干涉场具有不同的相位移动。利用这种隐失干涉场,即隐失驻波照明可以提高系统的分辨力,实现横向的超经典分辨。分析表明,两束光以相等的角度入射,同时振幅相等,偏振态相同,所形成干涉条纹的反衬度最高, $\gamma=1$ ,此时成像系统的有效点扩展函数最优化;入射介质 1 的折射率越大,隐失干涉场的空间周期越短(空间频率越高),其对应的调制点扩展函数中心瓣的半峰全宽越小,可能分辨更小的物体,但同时旁瓣的强度也增强,最终成像的分辨力受两者的共同制约。

### 参 考 文 献

1 Hell S W, Stelzer E H. Properties of a 4Pi confocal

fluorescence microscope. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1992, **9** (12):2159~2166

2 Schrader M, Hell S W, van der Voot. H T M *et al.*. Three-dimensional super-resolution with a 4Pi confocal microscope using image restoration. *J. Appl. Phys.*, 1998, **84**(8):4033~4042

3 So P T C, Dong C Y, Master B R *et al.*. Two-photon excitation fluorescence microscopy. *Annu. Rev. Biomed. Engng.*, 2000, **2**:399~429

4 Buehler C, Dong C Y, So P T C *et al.*. Time-resolved polarization imaging by pump-probe (stimulated emission) fluorescence microscopy. *Biophys. J.*, 2000, **79**(1):536~549

5 Bailey B, Farkas D L, Taylor D L *et al.*. Enhancement of axial resolution in fluorescence microscopy by standing-wave excitation. *Nature*, 1993, **366**(6450):44~47

6 Cragg G E, So P T C. Latel resolution enhancement with standing evanescent waves. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(1):46~48

7 Axelrod D. Total internal reflection fluorescence microscopy in cell biology. *Traffic*, 2001, **2**:764~774

8 Born M, Wolf E. *Principles of Optics*. London: Cambridge, 1999. 49~51

9 Goodman J W. *Introduction of Fourier Optics* (傅立叶光学导论). Zhan Dasan transl., Beijing: Science Press, 1976. 64~80

10 So P T C, Kwon Hyuk-Sang, Dong C Y *et al.*. Resolution enhancement in standing-wave total internal reflection microscopy. *Opt. Soc. Am. (A)*, 2001, **18** (11):2833~2845

11 Krishnamurthi V, Bailey B, Lanni F. Image processing in 3-D-standing-wave fluorescence microscopy. *Proc. SPIE*, 1996, **2655**:18~25

\*\*\*\*\*

## 征 订 启 事

由中国电子学会和中国光学学会联合主办,中国科学院上海光学精密机械研究所承办的第十六届全国激光学术会于 2003 年 10 月 19~22 日在上海举行,会议论文集已由《中国激光》编辑部以增刊形式出版。

本期增刊共收录了 172 篇论文,约 530 页,除以纸质媒体出版外,还将出版光盘版,出版时间为 2004 年 3 月。该文集全面反映了近年来我国激光科学技术研究、应用和产业化的最新成果,显示了激光科学技术对国家 863 计划、重大项目、国家基金和产业发展等方面的重要作用与贡献。增刊定价为每册 100 元,光盘版为每张 50 元。如需订阅的单位或个人请将款项由邮局汇至:上海市 800-211 信箱光学期刊联合编辑部,邮编:201800。

光学期刊联合编辑部

2004 年 4 月