

# 细菌视紫红质膜的实时读写特性研究

王 锋 刘立人

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

李庆国

(复旦大学生理与生物物理系 上海 200433)

**提要** 对细菌视紫红质(BR)膜作为实时全息介质的读写特性作了理论和实验研究,分析了两种读出模式:连续读出模式和脉冲读出模式。结果表明连续读出模式的强度很小,而脉冲读出模式可以实现高强度的读出。对脉冲读出的技术要求作了理论上的探讨。

**关键词** 细菌视紫红质,实时全息,衍射效率,光循环,热中间态

## 1 引 言

细菌视紫红质(BR)是一种存在于紫膜中的生物蛋白,其作用相当于光驱动的质子泵<sup>[1,2]</sup>。当 BR 分子吸收一个光子,将发生一个复杂的光循环:首先 BR 被光激发至 J 中间态,然后通过热弛豫,历经 K, L, M, N, O 中间态,回到基态 BR,而各中间态也可以被光激发直接回到基态 BR(见图 1)。各中间态之间及中间态和基态之间的吸收谱存在显著的移动,特别是 M 态和基态之间。由于 M 态的寿命远远长于其它中间态,故 M 态是最重要的中间态。伴随着 BR 的光循环,材料的折射率也将发生显著的变化<sup>[3]</sup>,基于这种效应,BR 已成为一种重要的实时全息材料<sup>[4-6]</sup>。和其它的全息材料(如光折变晶体)相比较,BR 有非常快速的写入和擦除速度,由此最适于实时应用。

本文从影响读出强度的主要参数入手,着重研究实时全息的两种读出模式,一种是连续光作为读出光,一种是光脉冲充当读出光。对于相同的 BR 膜(厚度和 M 态的寿命不变),前者的衍射光强主要决定于写入光强和读出光强;而后者在符合一定条件的脉冲频率下,占空比越大则越接近于连续读出,当占空比足够小时,衍射强度不但取

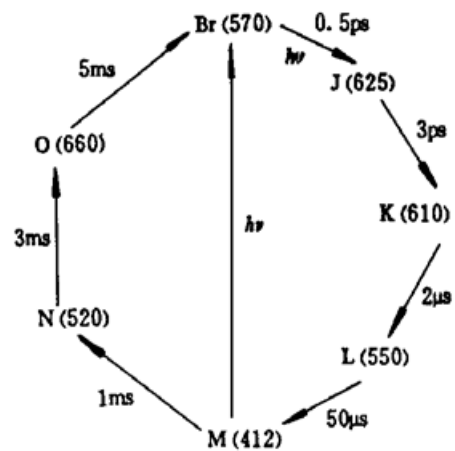


图 1 BR 分子的光循环和热弛豫。字母为中间态名称,括号里的数字为其吸收峰值,箭头边上的数字代表弛豫时间

Fig. 1 Photochemical and thermal cycle of the BR molecule. The thermal intermediates and their absorption maximum are denoted by letters and numbers. The thin arrows show the thermal decay path and the near numbers show the decay times. Only two photoreactions concerned are denoted by thick arrows

决于写入和读出光强,还强烈依赖于脉冲宽度。理论和实验都表明,前者无法实现高衍射光强,而后者可以得到比前者高得多的衍射光强。

## 2 基本方程

由于 M 态寿命比其它中间态要长得多,所以可以把 BR 的光循环简化为一个二能级系统<sup>[6]</sup>,基态记为 Br, M 态记为 M。为简单起见,设写入和读出在同一波长下进行(在以下的理论和实验中,我们全部使用 Ar<sup>+</sup> 激光器的 514 nm 光),则有速率方程

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= K_B B - K_M M - \frac{M}{\tau_M} \\ B + M &= B_0 \end{aligned} \quad (1)$$

B 和 M 分别表示基态 Br 和中间态 M 的分子数浓度, B<sub>0</sub> 为 BR 总粒子数浓度, τ<sub>M</sub> 为 M 态寿命, K<sub>B</sub> 和 K<sub>M</sub> 分别表示光激发 Br→M 和 M→Br 的速率常数,可以表达为

$$K_i = \frac{2.3026\Phi_i\epsilon_i I(x)}{N_a h c} = k_i I(x) \quad (2)$$

其中 Φ<sub>i</sub> (i = B, M) 分别表示光激发 Br→M 和 M→Br 的量子效率, ε<sub>i</sub> (i = B, M) 分别为 Br 和 M 的分子吸收系数, N<sub>a</sub> 为 Avogadro 常数, h 为 Plank 常数, I(x) 代表光强, λ 和 c 分别为光波长和光速。

全息记录基于 Br 态和 M 中间态的折射率差异,而折射率的改变量可以从 Kramers-Kronig 公式算出:

$$\delta n = \frac{(n_0^2 + 1)^2}{6000n_0} (R_M - R_B) M = \delta n_0 \frac{M}{B_0} \quad (3)$$

R<sub>B</sub> 和 R<sub>M</sub> 分别为 Br 态及 M 态的分子折射率。从上式可以看出折射率的改变正比于 M 态分子数浓度。可见调制的光场激发出调制的 M 态分子数浓度分布,产生调制的折射率分布,完成了全息的建立过程。忽略热吸收光栅,记读写稳态平衡时的折射率的调制振幅为 Δn,则由著名的 Kogelnik 公式<sup>[7]</sup>,读出效率为

$$\eta = \sin^2 \left[ \frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos \theta} \right] \exp \left[ - \frac{\alpha d}{\cos \theta} \right] \quad (4)$$

θ 为写入光的入射角(假定为对称入射), α 为 BR 膜的实时吸收系数。读出光的衍射光强为

$$I_D = \eta I_R \quad (5)$$

I<sub>R</sub> 和 I<sub>D</sub> 分别为读出光强及其衍射光强。

## 3 实时全息的写入特性

假设两束写入光束对称入射到 BR 膜上,其干涉强度分布为 I<sub>w</sub>(x) = I<sub>w0</sub>(1 + m cos kx), m 为调制度, k 为波矢。由方程(1)解出 M 态粒子数浓度分布为

$$M_w(x) = K_B \tau_0 B_0 [1 - \exp(-t/\tau_0)] = M_{w0}(x) [1 - \exp(-t/\tau_0)] \quad (6)$$

τ<sub>0</sub> 为全息的写入时间,定义为 M 态粒子数浓度达到稳态浓度的 1/e 时所需的时间

$$\tau_0 = \tau_M / [1 + (K_B + K_M) \tau_M] \quad (7)$$

$$\frac{M_{w0}(x)}{B_0} = \frac{k_B I_{w0}(1 + m \cos kx)}{(k_B + k_M) I_{w0}(1 + m \cos kx) + \tau_M} \quad (8)$$

全息干涉的振幅决定于 M 态粒子数浓度的变化幅度。稳态时我们考虑  $M_{w0}(x)$  的变化幅度  $\delta M_{w0}$ , 显然其值为  $kx$  取 0 和  $\pi$  时的 M 态粒子数浓度之差

$$\delta M_{w0} = \frac{2k_b I_{w0} m \tau_M}{[(k_B + k_M) I_{w0} + \tau_M]^2 - [(k_B + k_M) I_{w0} m]^2} B_0 \quad (9)$$

可见,  $\delta M_{w0}$  并不随写入光的的增长一味地增长, 其将出现饱和特性。图 2 显示了  $\delta M_{w0}$  随光强  $I_{w0}$  的变化情况。计算参数:  $\lambda = 514 \text{ nm}$ ,  $\theta = \pi/10$ ,  $\tau_M = 300 \text{ ms}$ ,  $OD = 3.2$ ,  $\epsilon_B = 42000 \text{ M}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\epsilon_M = 0$ ,  $\phi_{Br} = 0.68$ ,  $d = 130 \mu\text{m}$ 。  $m = 1$  时, 随着光强  $I_{w0}$  的增加,  $\delta M_{w0}$  由小而大, 最终达到饱和值。  $m$  为小于 1 的某一确定值时(更符合一般情况),  $\delta M_{w0}$  由小而大, 达到其最大值之后, 便随着  $I_{w0}$  的继续增加而减小, 呈现出类高斯分布的特性。因此对于确定的 BR 膜(M 态寿命及膜厚一定), 存在一个最佳的写入光强。

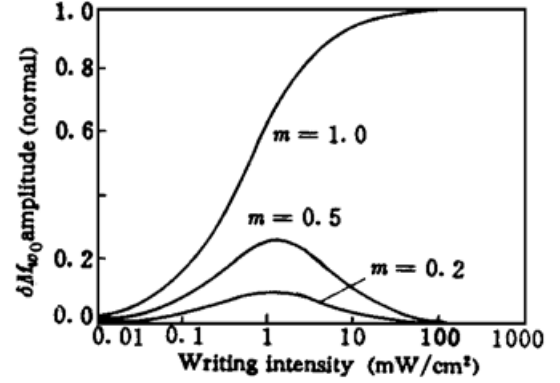


图 2 全息记录时的饱和特性

Fig. 2 The saturation feature of the written hologram

## 4 读出特性

我们知道, 读出光对写入的全息光栅存在着破坏作用。本节从两种读出模式入手, 即连续读出模式和脉冲读出模式, 立足于方程(1)的解的时间特性, 分析 BR 膜中实时全息的读出特性。为简单起见, 在以下的分析中我们设定写入光强分布中的调制度  $m$  为 1。

### 4.1 连续读出模式的读出特性

写入光强分布为理想的等光强干涉分布, 即  $I_w(x) = I_{w0}(1 + \cos kx)$ ,  $k$  为波矢, 读出光分布为强度为  $I_R$  的均匀分布, 则总作用光强为  $I_w(x) + I_R$ , 由速率方程(1)可以直接解出稳态 M 态分子浓度分布为

$$M(x) = \frac{k_B [I_{w0}(1 + \cos kx) + I_R]}{(k_B + k_M) [I_{w0}(1 + \cos kx) + I_R] + 1/\tau_M} \quad (10)$$

从上式可以看出, 当  $I_R \ll I_{w0}$  时,  $M(x)$  主要取决于写入光强的分布, 此时可实现所谓的无破坏

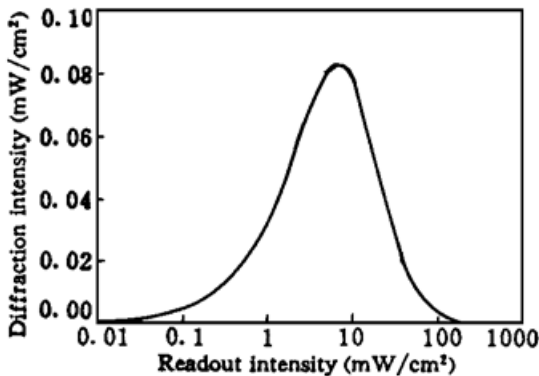


图 3 连续读出模式下衍射强度和读出光强度的关系

Fig. 3 The diffraction intensity as a function of the reading intensity for the continuous readout mode

读出。尽管此时的衍射效率很高, 但由于读出光的光强太小, 故衍射光强也非常小。另一方面, 当写入光强太大时, 引起所谓的饱和吸收, 会降低调制折射率振幅, 引起衍射效率的下降。增大读出光强  $I_R$ , 会引起  $M(x)$  的调制度下降, 其缘由也是饱和吸收, 故当  $I_R \gg I_{w0}$  时, 尽管有大的读出光强, 由于折射率光栅的调制度很小, 同样得不到大的衍射光强。图 3 是数值结果, 计算中的参数设置为:  $\lambda = 514 \text{ nm}$ ,  $\theta = \pi/10$ ,  $\tau_M = 300 \text{ ms}$ ,  $OD = 3.2$ ,  $\epsilon_B = 42000 \text{ M}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\epsilon_M = 0$ ,  $\phi_{Br} = 0.68$ ,  $d = 130 \mu\text{m}$ ,  $I_{w0} = 10 \text{ mW/cm}^2$ 。

## 4.2 脉冲读出模式的读出特性

考虑这样的读写结构: 写入全息稳定后再打开读出光脉冲, 则方程(1)的初始条件应为  $M(x, t)_{t=0} = M_{w0}(x)$ , 重解方程(1)得

$$M(x, t) = M_{w0}(x) \exp\left[-\frac{t}{t_0}\right] + \frac{k_B[I_R + I_{w0}(1 + \cos kx)]}{(k_B + k_M)[I_R + I_{w0}(1 + \cos kx)] + 1/\tau_M} \left[1 - \exp\left[-\frac{t}{t_0}\right]\right] \quad (11)$$

$t_0$  为读写总光强对原写入全息的擦除时间, 表达式为

$$t_0 = \frac{\tau_M}{1 + (k_B + k_M)[I_R + I_{w0}(1 + \cos kx)]} \quad (12)$$

从(11)式可以看出, 此时光栅包括两个部分, 一部分是原有光栅的衰减和破坏, 另一部分是读写总光强在 0 到  $t$  时间内建立的新的光栅。如果  $t$  相对于  $t_0$  足够小, 则第一部分(原有写入光栅)基本未被破坏, 第二部分的贡献(重新写入的光栅)几乎为零, 同样实现了无破坏读出。值得注意的是, 这里允许高强度的读出光, 因此, 脉冲读出模式可以实现高的衍射光强, 这是一个非常诱人的优点。

还必须注意的是, 两个相邻的光脉冲之间必须有足够的时间间隔  $t_f$ , 以便写入光对衰减和破坏了的全息光栅进行恢复, 尽管在足够小的  $t$  的情况下破坏程度也极其小。可以证明, 若使  $t_f > \tau_M$ , 则这一条件可以在任何读写强度下都得到满足。

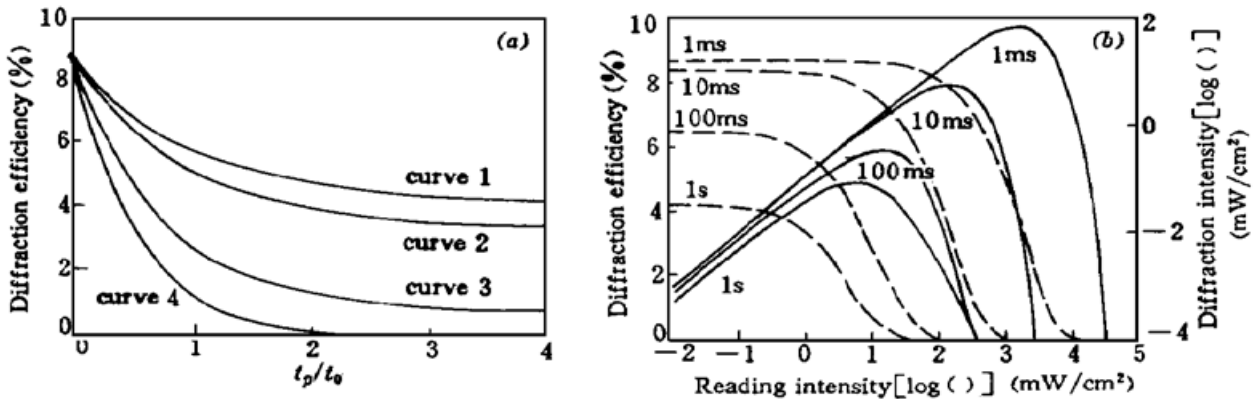


图4 (a) 衍射效率随读出光脉冲宽度的变化情况; (b) 衍射效率和衍射光强随读出光强度的变化情况。参数设置见文中

Fig. 4 (a) The theoretical diffraction efficiency as a function of the width of the readout light-pulse, with the parameters given in the text. The values of  $I_R/I_{w0}$  for curves 1 to 4 are  $10^{-3}$ ,  $10^{-1}$ , 1, and  $\geq 10$ , respectively; (b) The dependences of the diffraction efficiency (dotted curves, the left coordinate axis is valid) and the diffraction intensity (solid curves, the right coordinate axis is valid) on the intensity of the readout beam. Each curve is calculated for a specific pulse-width (see the inset numbers). The other parameters are the same as those of (a)

图4(a)是衍射效率随读出脉冲宽度的变化情况, 运算是结合方程(3), (4)和(11)进行的。计算中的参数设置为  $\lambda = 514 \text{ nm}$ ,  $\theta = \pi/10$ ,  $\tau_M = 300 \text{ ms}$ ,  $OD = 3.2$ ,  $\epsilon_B = 42000 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$ ,  $\epsilon_M = 0$ ,  $\Phi_{Br} = 0.68$ ,  $d = 130 \mu\text{m}$ ,  $I_{w0} = 10 \text{ mW/cm}^2$ 。低读出光强时, 衍射效率随着脉冲宽度  $t_p$  的增加并不显著地减弱, 相当于连续读出模式时的无破坏读出。高光强读出时, 衍射效率强烈地依赖于脉冲宽度: 在窄脉冲宽度情况下 ( $t_p/t_0 < 0.1$ ), 衍射效率很高, 近似于无破坏读出; 而

较宽的脉冲读出( $t_p/t_0 > 3$ ) 将严重地降低衍射效率, 此时的效率相当于连续读出模式时的破坏读出。

图 4 (b) 是衍射效率和衍射强度随读出强度的变化情况。读出光强度相同时, 小的脉冲宽度将导致强的衍射强度。对于每一固定的脉冲宽度, 最大衍射强度总会在某一读出强度时出现, 减小脉冲宽度即意味着增加最大读出强度。

## 5 实验及结果

实验装置如图 5 所示。一束波长为 514 nm 的 Ar 离子激光束被分束器分成两束光束, 其中一束再被分束后用于全息的记录, 另一束用于读出。记录光和读出光的强度分别用衰减器和两个检偏器加以控制。读出光及衍射光强度分别由两个探测器监测。读出光由一个电控快门调制成  $t_p \cdot t_f = 10 \text{ ms} \cdot 400 \text{ ms}$  的光脉冲, 写入总光强为  $10 \text{ mW/cm}^2$ 。我们采用较一般的方法制备出 BR 膜<sup>[6]</sup>, 其厚度为  $130 \mu\text{m}$ , 在 514 nm 处的光学密度  $\sim 3.2$ , M 态寿命  $\sim 300 \text{ ms}$ 。图 6 是衍射强度随读出强度变化的实验结果, 其中曲线是理论值。在读出光强为  $350 \text{ mW/cm}^2$  时, 我们得到了高达  $11 \text{ mW/cm}^2$  的衍射强度。理论曲线和实验值之间的误差来源于两方面, 一是我们的理论中忽略了热吸收光栅的影响(高光强时很小), 一是实验误差。

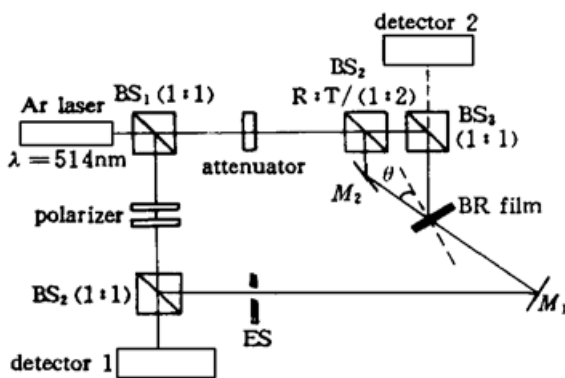


图 5 用脉冲光读出实时全息的光路图

Fig. 5 Schematic diagram of the experimental setup for reading the real-time hologram with laser pulses

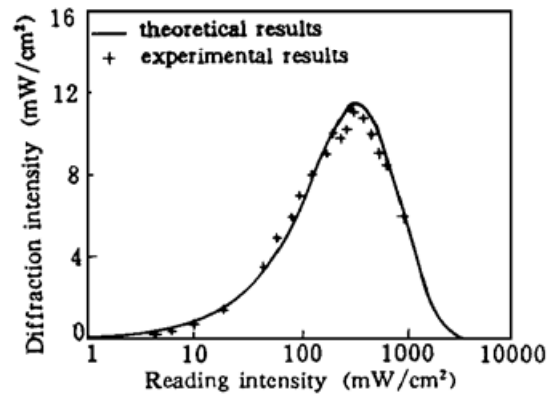


图 6 衍射强度随读出光强度的变化  
(×为实验点, 曲线为理论值)

Fig. 6 The experimental diffraction intensity as a function of the readout intensity. The solid curve represents the theoretical results

## 参 考 文 献

- 1 R. R. Birge. Photophysics and molecular electronic applications of the rhodopsin. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 1990, **41**: 683
- 2 R. R. Birge. Protein-based optical computing and memories. *Computer*, 1992, **25**: 56
- 3 D. Zeisel, N. Hampp. Spectral relationship of light-induced refractive index and absorption change in BR films containing wild Br<sub>w1</sub> and the variant BR<sub>D96N</sub>. *J. Phys. Chem.*, 1992, **96**: 7788
- 4 R. Thoma, N. Hampp. Real-time holographic correlation of two video signals by using bacteriorhodopsin films. *Opt. Lett.*, 1992, **17**: 1158
- 5 O. Werner, B. Fischer, A. Lewis *et al.*. Saturable absorption, wave mixing, and phase conjugation with bacteriorhodopsin. *Opt. Lett.*, 1990, **15**: 1117
- 6 Q. W. Song, C. Zhang, R. Biemer *et al.*. Chemically enhanced bacteriorhodopsin thin film space light

modulator. *Opt. Lett.*, 1993, **18** : 1373

7 H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48** : 2909

## Read-write Properties of the Real-time Hologram in a Bacteriorhodopsin Film

Wang Feng   Liu Liren

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

Li Qingguo

(*Department of Physiology & Biophysics, Fudan University, Shanghai 200433*)

**Abstract** The behaviors of the writing and readout of the real-time hologram in a bacteriorhodopsin film are investigated. Due to the saturation absorption, there is a most suitable writing intensity. Two readout modes are discussed, and the results show that high diffraction intensity can be obtained for the pulse-readout mode.

**Key words** bacteriorhodopsin film, real-time hologram, diffraction efficiency, photocycle, thermal intermediate