

## 高速湍流流场气动光学传输效应研究\*

刘纯胜<sup>1</sup>, 张天序<sup>1</sup>, 殷兴良<sup>2</sup>

(1. 华中科技大学 图像识别与人工智能研究所, 湖北 武汉 430074;

2. 中国航天科工集团公司, 北京 100854)

**摘要:** 高速飞行器在大气层中高速飞行时, 其头罩表面受大气气流的影响产生严重的气动光学效应。头罩周围湍流流场的高频变化, 将影响来自目标的红外辐射光线的传输, 使导引头成像器中目标图像产生模糊、抖动、偏移和能量衰减, 给红外成像末制导带来不利影响, 降低导引头对目标的探测、跟踪与识别能力, 进而影响末制导精度。以红外成像制导技术在高速拦截器上的应用需求为背景, 进行了高速湍流流场光学传输效应理论计算基本方法的分析, 介绍了建立的数学模型和仿真软件, 最后给出了典型状态下的计算结果。

**关键词:** 气动光学效应; 红外导引头; 湍流流场; 数字仿真; 点扩散函数

**中图分类号:** O43 **文献标识码:** A **文章编号:** 1007-2276(2005)06-0681-06

## Aero-optical transmission effects through the high-speed turbulent flow field\*

LIU Chun-sheng<sup>1</sup>, ZHANG Tian-xu<sup>1</sup>, YIN Xing-liang<sup>2</sup>

(1. Institute of Pattern Recognition and Artificial Intelligence, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China; 2. China Aerospace Science & Industry Corporation, Beijing 100854, China)

**Abstract:** The aerodynamic flow about an aircraft or other vehicles in flight has a marked influence on the performance of the onboard optical sensor system. Missile interceptor seeker windows undergo significant heating and stress during supersonic flight. These effects lead to window and flow field distortions that can significantly degrade the image quality on the seeker. A method is developed to predict the optical transmission of the turbulence flow field. The approach and some computer simulation results are presented.

**Key words:** Aero-optical effects; Infrared seeker; Turbulence field; Numerical simulation; Point spread function

### 0 引言

在未来局部高技术战争需求的牵引下, 新一代防

空武器朝着高速化、精确制导化方向发展, 高速飞行器在大气层中高速飞行时, 其头罩表面受大气气流的影响产生严重的气动光学效应<sup>[1]</sup>。头罩周围湍流流场

收稿日期: 2005-05-08; 修订日期: 2005-06-20

\* 基金项目: 国家 973 计划资助项目

作者简介: 刘纯胜(1971-), 男, 山东烟台人, 博士生, 主要从事光电探测制导、信息信号处理方面的研究。

的高频变化,将影响来自目标的红外辐射光线的传输,使导引头成像器中目标图像产生模糊、抖动、偏移和能量衰减,显然这种气动光学效应给红外成像末制导带来了不利影响,降低了导引头对目标的探测、跟踪与识别能力,进而影响末制导精度。

## 1 高速飞行器湍流流场结构分析与建模

红外末制导系统光学头罩周围的高速流场将呈现层流和湍流两种状态。当雷诺数较大时,湍流所具有的动能比其耗散能大得多,且呈现的湍流特征与初始条件的相关性也随之降低,甚至不受初始条件的影响,流场运动几乎是完全随机的、无规则的,这时可以只用统计特性来描述流场的流体运动规律。

湍流的完全数学描述  $Q(x, y, z, t)$  ( $Q$  表示描述流场的物理量如压力、速度、温度、密度,  $x, y, z$ , 分别表示流场划分子栅格的空间坐标,  $t$  表示时间) 依赖流场的直接数字解(DNS) 进行描述,但目前还难以做到这一点。现在比较成熟的方法就是应用 Navier-Stork 方程进行流场计算,在此基础上添加  $K-\varepsilon$  湍流模型<sup>[2,3]</sup> 求出湍流流场的描述。应用此方法可得出的流场描述参量有: 流场各物理量的平均值  $\bar{Q}(x, y, z)$ , 流场密度起伏均方值  $\sqrt{\Delta\rho^2}(x, y, z)$ , 湍流流场密度起伏各向积分尺度  $l_x, l_y, l_z$ , 边界层厚度  $L$ 。

为了得到湍流的瞬间空间分布特性,应用流场“冻结”概念,在每一瞬间“冻结”状态,高速流场的湍流完全可以引入以下前提。

前提一:湍流流场是一个随机场  $\zeta(r, t)$  ( $r$  为空间坐标  $(x, y, z)$ ,  $\zeta$  为表示湍流的物理量),且随机变量对于时间是独立的、平稳的,满足各态历经性。从理论上讲,如果知道随机场的概率分布  $F_n$ ,就可以对  $\zeta(r, t)$  提供一个完整的描述。但就目前湍流流场计算能力而言,这样的概率分布函数也不能获得,为了对湍流流场进行分析,引入研究随机场常用的各阶统计矩来描述。

(1) 湍流流场密度起伏方差:  $\Delta\rho^2(r) = \langle \Delta\rho^2(r) \rangle$

(2) 湍流流场密度起伏相关函数:  $\Gamma\Delta\rho(r_1, r_2) = \langle \Delta\rho(r_1)\Delta\rho(r_2) \rangle$

由随机过程理论分析可知,若随机场  $\zeta(r)$  相应点

$(r_1, r_2, \dots, r_m)$  的随机变量  $[\zeta(r_1), \zeta(r_2), \dots, \zeta(r_m)]$  之间具有确定的相关性,则该随机场  $\zeta(r)$  是确定的。以  $[\zeta(r_1), \zeta(r_2), \dots, \zeta(r_m)]$  具有联合 Gauss 随机变量特性为例,它的特征方程为:

$$M_U(\omega) = \exp\left\{i\bar{\mathbf{u}}^T\omega - \frac{1}{2}\omega^T\mathbf{C}\omega\right\} \quad (1)$$

式中

$$\bar{\mathbf{u}} = \begin{bmatrix} -u_1 \\ -u_2 \\ \vdots \\ -u_n \end{bmatrix} \quad \omega = \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \vdots \\ \omega_n \end{bmatrix} \quad (2)$$

而  $\mathbf{C}$  是一个  $n \times n$  协方差矩阵,它的第  $i$  行第  $k$  列元素定义为:

$$\sigma_{ik}^2 = E[(u_i - \bar{u}_i)(u_k - \bar{u}_k)] \quad (3)$$

可以证明,相应的概率密度函数为:

$$P_n(\mathbf{u}) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} |\mathbf{C}|^{1/2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}})^T \mathbf{C}^{-1} (\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}})\right\} \quad (4)$$

式中  $|\mathbf{C}|$  为行列式;  $T$  为转置;  $-1$  为矩阵求逆。

可见,当随机场  $[\zeta(r_1), \zeta(r_2), \dots, \zeta(r_m)]$  之间的相关性确定,只要知道每一点的均值和方差,该随机场的特性就被确定。湍流流场密度起伏的相关函数可用如下几个模型来描述。

前提二:高速飞行器湍流流场密度起伏空间相关模型。

第一模型: Von Karman 模型:

$$C(x, y, z) = \frac{1.5874n'^2}{\Gamma(1/3)} \left( \frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} + \frac{z^2}{l_z^2} \right)^{1/6} \times K_{1/3} \left[ \left( \frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} + \frac{z^2}{l_z^2} \right)^{1/2} \right] \quad (5)$$

式中  $\Gamma(1/3)$  为  $\Gamma(\alpha)$  函数

$$\Gamma(\alpha) = \int_0^{\infty} P^{\alpha-1} e^{-p} dp \quad \alpha=1/3 \quad (6)$$

$K_{1/3}$  为第二类修正 Bessel 函数。 $K_n(p)$  定义为:

$$K_n(p) = \frac{1}{2} \frac{\pi \{I_{-n}(p) - I_n(p)\}}{\sin n\pi} \quad (7)$$

$$n = 1/3, p = \left( \frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} + \frac{z^2}{l_z^2} \right)^{1/2} \quad (8)$$

而  $I_n$  为第一类修正 Bessel 函数, 定义为:

$$I_n(p) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{p^{n+2m}}{2^{n+2m} m! \Gamma(n+m+1)} \quad (9)$$

第二模型: 指数模型

$$C(x, y, z) = \overline{n'^2} \exp \left\{ - \left( \frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} + \frac{z^2}{l_z^2} \right)^{1/2} \right\} \quad (10)$$

第三模型: 高斯模型

$$C(x, y, z) = \overline{n'^2} \exp \left\{ - \left( \frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} + \frac{z^2}{l_z^2} \right) \right\} \quad (11)$$

另外, 由于目前流场计算不能给出时间上的谱分布, 但是对于高速湍流流场, 它具有各态历经性, 于是可以引入横向风的理论作为湍流流场时间相关性的分析前提。

前提三: 高速飞行器湍流流场密度起伏对穿过其中的波前产生扰动, 这种扰动类似于一个随机相位屏对波前的影响, 且这个随机相位屏将以给定的速度  $\bar{V}$  沿流场介质流动的方向移动。

基于这个基本前提, 我们建立起湍流起伏的时间变化特性。虽然这种描述不是完全意义上的湍流起伏随时间变化的确切数值解, 但它完全描述了密度起伏的时间统计特性。

## 2 湍流的光学传输效应<sup>[5-7]</sup>

### 2.1 湍流折射率起伏功率谱分布

由于湍流尺度远大于光谱波长, 波动光学理论仍然适应湍流流场的光学传输效应分析, 应用 Gladstone-Dale 公式将湍流流场转换成因折射率变化而形成的随机相位屏, 它具有如下特性。

(1) 由湍流密度起伏引起的折射率起伏方差为  $\Delta n'^2(x, y, z)$ :

$$\overline{\Delta n'^2}(x, y, z) = \beta^2 \overline{\Delta \rho^2}(x, y, z) \quad (12)$$

$\beta$  为 Gladstone-Dale 系数, 且由于湍流折射率起伏构成的随机相位屏厚度为与湍流流场湍流区的厚度相当, 记做  $L$ 。

(2) 折射率起伏具有空间相关性, 其相关模型为: Von Karman 模型、指数模型和高斯模型。

(3) 折射率起伏具有时间相关。它为“冻结”状态下随机相位屏的横向移动, 移动速度近似为湍流移动的平均速度。

根据以上特性, 湍流起伏引起的沿导引头视线方向 (LOS) 的折射率起伏协方差函数为:

$$\Phi(x, y) = \int_0^L \int_{-z}^{L-z} \overline{\Delta n'^2}(x, y, z) C(x, y, z') dz' dz \quad (13)$$

从而平面波穿过湍流介质后引起的相位起伏相关函数为:

$$C_\Phi(x, y) = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \Phi(x, y) \quad (14)$$

对上式进行傅里叶变换的相位起伏的功率谱为:

$$F_\Phi(K_x, K_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_\Phi(x, y) \exp[-j2\pi(K_x x + K_y y)] dx dy \quad (15)$$

显然功率谱的低频部分将产生图像的抖动, 高频部分将产生图像的模糊, 即:

$$F_\Phi(K_x, K_y) = F_{\Phi\text{抖}}(K_x, K_y) + F_{\Phi\text{模}}(K_x, K_y) \quad (16)$$

式中  $F_{\Phi\text{抖}}(K_x, K_y)$  为低频部分, 产生图像抖动;  $F_{\Phi\text{模}}(K_x, K_y)$  为高频部分, 产生图像模糊。

### 2.2 湍流的光学传输效应

导引头红外成像系统对穿过湍流流场的目标成像可以看作是目标穿过各瞬态 (Frozen) 湍流随机相位屏所得焦面图像在探测器积分时间内的叠加, 显然这个“瞬态 (Frozen)”概念是相对的, 它与湍流的空间相关性、时间相关性密切相连。为了分析方便, 引入几个基本定义。

定义 1 内时间尺度  $\tau_{in}$

$$\tau_{in} = \frac{5q_1 l_\Phi}{V_{\text{MAXTurb}}} \quad (17)$$

式中  $l_\Phi$  为湍流流场相位相关尺度;  $V_{\text{MAXTurb}}$  为湍流流场最大速度;  $q_1$  为内比例因子。

定义 2 瞬态 (Frozen) 空间截止频率  $k_{FZ}$

$$k_{FZ} = \frac{1}{5q l_\phi} \quad (18)$$

定义 3 外时间尺度  $\tau_{out}$

$$\tau_{out} = \frac{2q_2 D}{\bar{V}} \quad (19)$$

式中  $D$  为导引头光学口径;  $\bar{V}$  为湍流流场速度;  $q_2$  为外比例因子。

目前红外导引头采用了凝视焦面阵成像技术,其帧积分时间一般不小于内时间尺度。于是可以分两种情形来讨论湍流光学传输特性:(1) 当红外导引头成像的帧积分时间  $\tau$  大于外时间尺度,称此时的导引头成像相对于湍流流场为长曝光成像;(2) 当红外导引头成像的帧积分时间  $\tau$  大于内时间尺度、小于外时间尺度,称此时的导引头成像相对于湍流流场为短曝光成像。

### 2.2.1 湍流流场的长曝光成像

根据湍流与导引头光学系统的关系,建立如图 1 所示的坐标系。

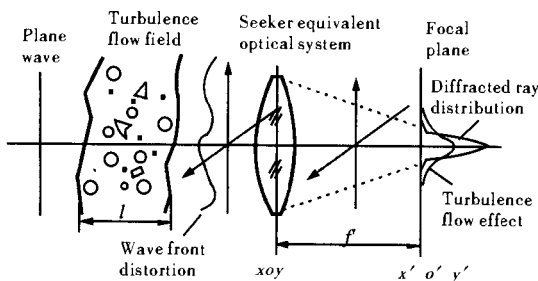


图 1 湍流流场与导引头光学系统成像关系

Fig.1 Relationship of turbulence flow field and optical imaging system of seeker

在不考虑衍射的情形下,根据湍流结构特性,湍流的光学传递函数为:

$$\langle H(K_x, K_y) \rangle = \exp[C_\phi(\lambda f K_x, \lambda f K_y) - C_\phi(0, 0)] \quad (20)$$

故长曝光时间条件下湍流流场的特性为:

(1) 扩散函数  $PSF_{Lurb}$

$$PSF_{Lurb}(x, y) = F^{-1}[\langle H(K_x, K_y) \rangle] \quad (21)$$

(2) 光学传递函数

$$OTF_{Lurb} = \langle H(K_x, K_y) \rangle \quad (22)$$

### 2.2.2 湍流流场的短曝光成像

红外导引头成像积分时间一般在微秒、毫秒量级,因此,在研究湍流流场对红外导引头成像的影响时,可以将亚微秒级的内时间尺寸作为建立 Frozen 状态下相位起伏功率谱滤波的截止频率,于是 Frozen 高通滤波器可设计成:

$$\Pi(K_x, K_y) = \begin{cases} 1 & k_x \geq k_{cutFz} \text{ 和 } k_y \geq k_{cutFz} \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (23)$$

对湍流产生的相位起伏相关函数进行傅里叶变换,可得其相位起伏功率谱为:

$$F_\phi(K_x, K_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_\phi(x, y) \exp[-j2\pi(K_x x, K_y y)] dx dy \quad (24)$$

应用  $\Pi(K_x, K_y)$  对  $F_\phi(K_x, K_y)$  进行滤波,可得:

$$\begin{aligned} F_{\phi B}(K_x, K_y) &= F_\phi(K_x, K_y) \Pi(K_x, K_y) \\ F_{\phi J}(K_x, K_y) &= F_\phi(K_x, K_y) (1 - \Pi(K_x, K_y)) \end{aligned} \quad (25)$$

(1) 湍流短曝光时模糊分量计算

$F_{\phi B}(K_x, K_y)$  是湍流在探测器短曝光时模糊分量的主要贡献者,其对应的相位起伏相关函数为:

$$C_{\phi B}(x, y) = \iint F_\phi(K_x, K_y) \Pi(K_x, K_y) e^{j2\pi(K_x x, K_y y)} dK_x dK_y \quad (26)$$

从而得模糊分量数学期望对应的光学传递函数为:

$$\langle H_{SB}(K_x, K_y) \rangle = \exp\{C_{\phi B}(\lambda f K_x, \lambda f K_y) - C_{\phi B}(0, 0)\} \quad (27)$$

模糊分量数学期望对应的点扩散函数为:

$$PSF_{SB}(x, y) = F^{-1}[\langle H_{SB}(K_x, K_y) \rangle] \quad (28)$$

(2) 湍流短曝光时抖动分量计算

抖动的特性由  $F_{\phi J}(K_x, K_y)$  决定,对  $F_{\phi J}(K_x, K_y)$  进行傅里叶变换可得引起图像抖动的湍流随机相位起伏的相关函数  $C_{\phi J}(x, y)$ :

$$C_{\phi J}(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{\phi J}(K_x, K_y) e^{j2\pi(K_x x, K_y y)} dK_x dK_y \quad (29)$$

从而引起的图像抖动的频谱特性为:

$$J(K_x, K_y) = \exp\{C_{\phi}(\lambda f K_x, \lambda f K_y) - C_{\phi}(0, 0)\} \quad (30)$$

于是抖动的分布规律为:

$$P_J(x_1, y_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J(K_x, K_y) e^{j2\pi(K_x x_1 + K_y y_1)} dK_x dK_y \quad (31)$$

### 2.3 湍流流场光学传输特性

显然湍流流场的光学传输特性由其带来的模糊分量和抖动分量共同构成,从而在一次积分时间内湍流流场对点目标能量积分产生的分布为:

$$PSF_{Sturb} = PSF_{SB} PSF_J \quad (32)$$

对  $PSF_{Turb}$  进行变换归一化后即可得到一次曝光的湍流光学传输特性:

$$OTF = f^{-1}\{PSF_{Sturb}\} \quad (33)$$

## 3 湍流流场光学传输效应仿真结果

### 3.1 长曝光时间下的仿真计算结果

长曝光时间下湍流流场光学传输效应计算结果应用点扩散函数(PSF)和调制传递函数(MTF)来表示。图2、图3分别给出了正入射情形下的湍流流场

长曝光时间下 PSF 二维图和三维图。

### 3.2 短曝光时间下的计算结果

短曝光时间下湍流流场光学传输效应应用脉动相位功率谱高频模糊分量和低频抖动分量来表示。图4为湍流流场短曝光时间下模糊分量 PSF 三维图,图5为抖动分量在抖动范围内的概率分布三维图。

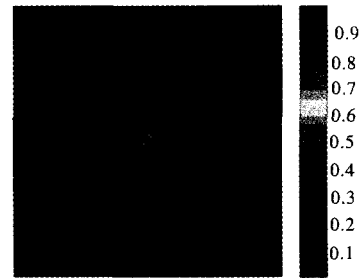


图2 湍流流场长曝光时间下 PSF

Fig.2 PSF exposed for long time in turbulence flow field

湍流流场短曝光时间下光学传输效应由模糊分量和抖动分量共同确定,并且和导引头的成像的帧积分时间密切相关。图6~图8分别为积分时间为1、0.5 ms、100 μs 时的湍流流场引起的 PSF 分布三维示图。

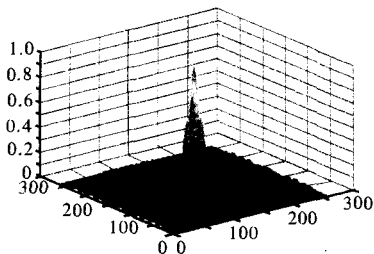


图3 湍流流场长曝光时间下 PSF

Fig.3 PSF exposed for long time in turbulence flow field

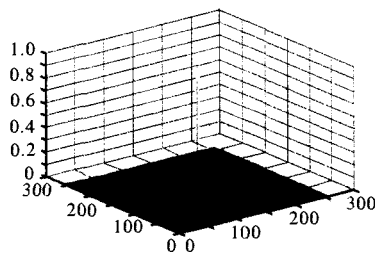


图4 湍流流场短曝光时间下模糊分量的 PSF

Fig.4 PSF of blurring weight exposed for short time in turbulence flow field

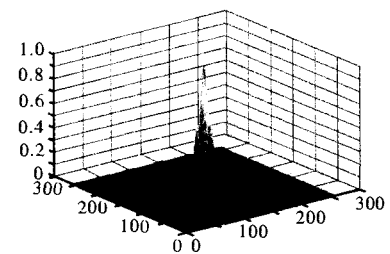


图5 抖动分量概率分布

Fig.5 Distribution of dithering weight probability

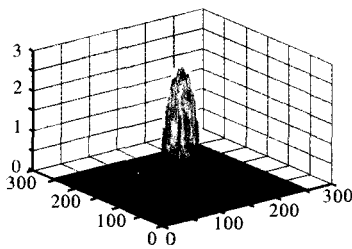


图6 1 ms 积分时间的湍流流场引起的 PSF 分布

Fig.6 PSF integral distribution of 1 ms in turbulence flow field

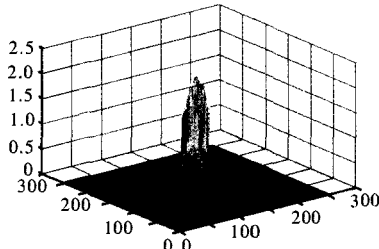


图7 0.5 ms 积分时间的湍流流场引起的 PSF 分布

Fig.7 PSF integral distribution of 0.5 ms in turbulence flow field

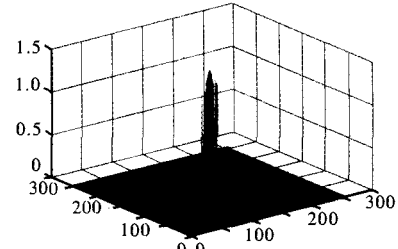


图8 100 μs 积分时间湍流流场引起的 PSF 分布

Fig.8 PSF integral distribution of 100 μs in turbulence flow field

## 参考文献:

- [1] YIN Xing-Liang. Principle of Aero-Optics[M]. Beijing: China Astronautics Press(殷兴良. 气动光学原理. 北京: 中国宇航出版社), 2003.
- [2] Robert E Childs. Prediction and control of turbulent aero-optical using large eddy simulation[A]. 2nd Annual AIAA SDIO Interceptor Technology Conference. AIAA 93-2670[C]. Albuquerque. 1993.1
- [3] Wolfe W L; SUN Zai-long, HE Qi-yu, CHEN Guang-yu, et al. Infrared Manual (Vol.4)[M]. Tianjin: Infrared and Laser Engineering Editorial Board(W.L. 沃尔夫; 孙再龙, 何启予, 陈光余, 等. 红外手册(第四分册). 天津: 《红外与激光工程》编辑部), 1980. 339-358.
- [4] LI Xiao-tong. Design of Geometry-Optics and Optics[M]. Zhejiang University Press(李晓彤. 几何光学和光学设计. 杭州: 浙江大学出版社), 1997. 157-166.
- [5] Richardson M B, Clark R L. Prediction of image degradation through a turbulent medium [A]. SPIE[C]. 1987, 788. 75-85.
- [6] Pond J E, Welh C T, Sutton G W. Side mounted IR window aero-optic and aerothermal analysis[A]. SPIE[C]. 1999, 3705. 266-275.
- [7] Michele Banish, Rod Clark, Alan Kathman. A validated code to predict the performance of onboard broadband optical seekers through a turbulent transonic flow[A]. AIAA SDIO Annual Interceptor Technology Conference. AIAA 92-2792[C]. Huntsville, 1992. 1-6.
- [8] ZHAO Yan, ZHANG Shi-jun, ZONG Yun-hua, et al. IBD algorithm for image restoration in aero-optics[J]. Infrared and Laser Engineering (赵剡, 张世军, 宗云花, 等. 气动光学效应图像恢复 IBD 算法研究. 红外与激光工程), 2004, 33(2): 169-173.

(上接第 675 页)

或者通过对光纤非线性偏振旋转的控制来选择高强度脉冲通过, 从而抑制调 Q 现象的产生。当然, 也可以采用具有小饱和通量的 SESAM。

## 3 结束语

利用新型的透过式半导体可饱和吸收镜对掺 Yb<sup>3+</sup> 双包层光纤激光器进行锁模实验的研究, 获得调 Q 锁模脉冲输出。这种透过式半导体可饱和吸收镜的使用, 使得锁模光路比反射式吸收镜更加简单。在泵浦功率为 1.8 W 时, 激光平均输出功率 45 mW, 调 Q 包络半高宽 500 ns, 重复频率 110 kHz, 锁模脉冲重复频率 26.7 MHz。

## 参考文献:

- [1] Hofer M, Fermann M E, Goldberg L. High-power side-pumped passively mode-locked Er-Yb fiber laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1998, 10: 1247-1249.
- [2] Paschotta R, Haring R, Keller U, et al. Passively Q-switched 0.1 mJ fiber laser system at 1.53[J]. Optics Letters, 1999, 24: 388-390.
- [3] Leitner M, Glas P, Sandrock T, et al. Self-starting mode locking of a Nd:glass fiber laser by use of the third-order nonlinearity of low-temperature-grown GaAs [J]. Optics Letters, 1999, 24: 1567-1569.
- [4] Lefort L, Price J H V, Richardson D J, et al. Practical low-noise stretched-pulse Yb<sup>3+</sup>-doped fiber laser[J]. Optics Letters, 2002, 27: 291-293.
- [5] Luis A Gomes, Lasse Orsila, Tomi Jouhti, et al. Picosecond SESAM-based ytterbium mode-locked fiber lasers[J]. IEEE J of Selected Topics in Quantum Electronics, 2004, 10: 129-136.
- [6] Matei Rusu, Robert Herda, Oleg G, et al. Passively synchronized erbium (1550 nm) and ytterbium (1040 nm) mode-locked fiber lasers sharing a cavity[J]. Optics Letters, 2004, 29: 2246-2248.
- [7] JIA Yu-lei, WEI Zhi-yi, ZHENG Jia-an, et al. Diode-pumped self-starting mode-locked Nd:YVO<sub>4</sub> laser with semiconductor saturable absorber output coupler[J]. Chinese Physics Letters, 2004, 21(11): 2209-2211.
- [8] WANG Yong-gang, MA Xiao-yu, FU Sheng-gui, et al. Passive Q-switched modelocking of double-cladding Yb: fiber laser with ion-implanted GaAs[J]. Acta Physica Sinica (王勇刚, 马晓宇, 付圣贵, 等. 离子注入 GaAs 实现双包层掺镱光纤激光器被动调 Q 锁模. 物理学报), 2004, 53(6): 1810.
- [9] Kärtner F X, Brovelli L R, Kopf D, et al. Control of solid-state laser dynamics by semiconducting devices[J]. Opt Eng, 1995, 34: 2024-2036.
- [10] Hönninger C, Paschotta R, Morier-Genoud F, et al. Q-switching stability limits of CW passive modelocking[J]. J Opt Soc Am, 1999, 16(1): 46-56.