

文章编号: 0253-2239(2003)07-0850-5

# 激光脉冲水中传输时域展宽特性的分析计算\*

章正宇<sup>1,2</sup> 周寿桓<sup>2</sup> 眭晓林<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)  
(<sup>2</sup> 华北光电技术研究所, 北京 100015)

**摘要:** 推导出不同距离、水质和探测参量情况下激光脉冲在水中传输的时域展宽表达式, 并提出光波门选通法来代替传统的脉宽检测方法, 计算结果与实际相符, 对水下激光探测应用有重要的实际意义。

**关键词:** 激光技术; 时域展宽; 波形分析计算; 实验验证

中图分类号: TN247 文献标识码: A

## 1 引 言

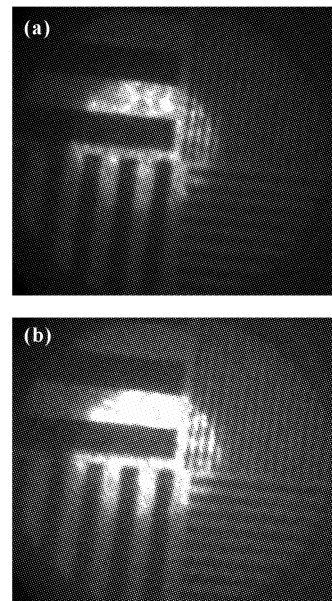
激光脉冲在水中传输时将发生严重散射, 其结果除光束的空间扩散外, 波形展宽是另一重要特征。经过多次散射后的光子仍有一部分会进入到接收视场中, 散射后的能量与未经散射的能量到达接收器的路径不同, 前者比后者长, 因此引起激光脉冲展宽。

理论和实验表明, 脉冲时域展宽, 对单脉冲成像效果将产生显著影响。实现单脉冲距离选通最佳成像效果的一个条件是要求接收脉宽匹配, 即  $\tau = \tau_1$ , 其中  $\tau$  为距离选通光波门宽度,  $\tau_1$  为激光水中传输后的脉宽, 如果忽略激光脉冲在水中时域展宽对成像效果的影响,  $\tau_1$  可取为激光发射脉宽  $\tau_0$ <sup>[1]</sup>, 因此  $\tau$  值也与  $\tau_0$  相等, 且应固定不变。但通过成像实验发现: 这样的结果并不能达到最佳成像效果, 如图 1(a)。如适度增加光波门宽度  $\tau$  值, 将明显改善成像效果, 如图 1(b)。 $\tau$  值大小受水中传输距离、水质和接收视场角等参量影响较大。可以看出, 水体散射造成  $\tau_1 \neq \tau_0$ , 因此研究激光脉冲水中传输的时域特性, 对预计不同水中传输距离、水质和接收视场角等参量条件下的  $\tau_1$  值, 确定  $\tau$  值, 从而获得最佳成像效果具有重要的实际意义。

由于日光属于连续光, 因此经典海洋光学<sup>[2]</sup> 关于散射特性的研究局限于空间域, 而没有时域散射特性的研究。国外关于激光时域展宽的研究成果中, 比较成功的是美国的 Mooradian 等<sup>[3]</sup>, 获得了理想 delta 时域激光脉冲在水中传输时的波形表达式:

$$f(\delta) = a^2 \delta \exp(-a\delta), \quad (1)$$

其中  $\delta = \Delta r/r$ ,  $r$  为激光脉冲在水中传输距离。(1) 式中  $a$  值与传输距离  $r$ 、水质和接收视场角  $\gamma$  有密切关系。水质用体积衰减系数  $C$  和漫射衰减系数  $K$  表征, 因此要计算不同距离和水质情况下的时域波形  $f(\delta)$ , 首先需要计算  $a$  值。



Submarine target imaging effect by single-pulse imaging for different  $\tau$ . (a)  $\tau = \tau_0$ ; (b)  $\tau = \tau_1$

Giovanni 等<sup>[4]</sup> 采用实验测量吸收功率和衰减功率的方法求得  $a$ , 但只能得到特定水质和有限距离情况下的  $f(\delta)$  表达式。本文采用唯像方程模拟方法代替实验测量, 推导出较完整的  $f(\delta)$  随不同参量变化的时域展宽解析式, 结果与实验相符, 在脉冲激光水中应用的大部分领域均可以推广, 包括激光成像、测距和通信等。

\* 国家“十五”预研资助课题。

E-mail: zzy-1234@263.net

收稿日期: 2002-05-10; 收到修改稿日期: 2002-08-12

## 2 分析计算

### 2.1 激光脉冲在水中传输时的等效衰减系数

激光脉冲时域展宽是由于在水中传输时的前向散射造成,前向散射不仅造成强烈的光能衰减,而且还造成严重的光束时间、空间扩散。在大多数情况下,对光探测有效的只是在一定前向散射角度区域内的光通量  $P(\theta, r)$ ,因此激光在水中传输时前向散射造成衰减的大小除受水质影响外,还与距离  $r$  和前向散射角  $\theta$  有关。本文采用等效衰减系数  $k_{\text{equiv}}$  表征不同角度区域内和水质环境下前向散射的衰减程度,如下式所示:

$$\phi(\theta, r) = \exp(-k_{\text{equiv}} \cdot r) \quad (2)$$

其中,  $\phi(\theta, r)$  为  $r$  处球面上夹角小于  $\theta$  范围内的光通量与出射激光功率之比,Pauls<sup>[5]</sup> 对光束空间扩散  $\phi(\theta, r)$  作如下模拟:

$$\phi(\theta, r) = F_s(\theta, r) [\phi_2(r) - \exp(-Cr)] + \exp(-Cr), \quad (3)$$

式中,  $\phi_2(r)$  为  $r$  处整个球面的光通量与出射激光功率的比值,  $F_s(\theta, r)$  为  $r$  处球面上夹角小于  $\theta$  的散射光通量占  $r$  处整个球面散射光通量的比例系数,其值在 0 ~ 1 之间。

由(2)式可获得

$$k_{\text{equiv}} = -\ln[\phi(\theta, r)]/r. \quad (4)$$

对表 1 所示不同水质以及不同前向散射角,由(4)式获得  $k_{\text{equiv}}$  与距离  $r$  关系如图 2 所示,由图可看出

1) 同一种水质情况下,前向散射角越大,  $k_{\text{equiv}}$  值越小,这是由于随着前向散射角增大,接收能量中包括更多散射光。

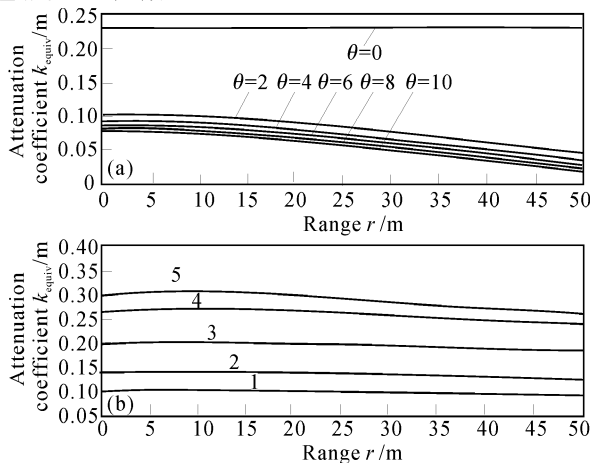


Fig. 2 (a) Relation curves of  $k_{\text{equiv}}$  and  $r$  in the condition of water 1° for different forward scattering angle; (b) Relation curves of  $k_{\text{equiv}}$  and  $r$  in the condition of 5° forward scattering angle for different water clarity

2) 随着水质变混浊,  $k_{\text{equiv}}$  值变大;同样条件下,距离增加  $k_{\text{equiv}}$  略有减小,最后趋于定值。

Table 1 Water clarity and attenuation coefficient for different turbidity water

Water clarity	Turbidity grade / (°)	$C / \text{m}^{-1}$	$K / \text{m}^{-1}$
1	1.67	0.231	0.07
2	4	0.479	0.133
3	5	0.575	0.144
4	9	1.013	0.250
5	15	1.316	0.270

### 2.2 理想激光脉冲时域展宽模拟计算

基于等效衰减系数  $k_{\text{equiv}}$  的计算值,下面模拟激光脉冲在水中传输的时域展宽结果。设理想激光脉冲在水中传输距离  $r$  后,其能量为  $E_r$ ,则  $E_r = E_c + E_s$ ,  $E_c$  为准值光的能量,  $E_s$  为散射光的能量。

假定准值光经过的距离  $r$ , 散射光经过的距离为  $r + \Delta r$ 。因为  $\delta = \Delta r / r$ , 并定义有关能量概率密度函数为  $f(\delta)$ 。则  $f(\delta) d\delta$  代表经过  $r(1 + \delta)$  和  $r(1 + \delta + d\delta)$  之间距离的光子能量,所以  $f(\delta)$  的形状就是理想激光脉冲源经过散射后的波形。

当  $\delta = 0$  时,  $f(\delta)$  反映了准值光在水中传输后的能量概率密度。  $f(\delta)$  与许多因素有关,如距离,水质和接收视场角  $\gamma$  等,  $\gamma$  取值与前向散射角度  $\theta$  值相对应。

由于水体的吸收和散射,经过  $r(1 + \delta)$  长度后的激光能量为  $E_r(a, S)$ , 其中,  $a$  为水体吸收系数,  $S$  为水体散射系数。在  $\gamma, r$  较小情况下,可以写出如下表达式:

$$\frac{E_r(a, S)}{E_0} = \int_0^{\infty} \exp[-k_{\text{equiv}}(1 + \delta)] f(\delta) d\delta = \exp(-k_{\text{equiv}}) \int_0^{\infty} \exp(-k_{\text{equiv}}\delta) f(\delta) d\delta. \quad (5)$$

根据概率密度函数的性质

$$\int_0^{\infty} f(\delta) d\delta = 1,$$

所以  $\int_0^{\infty} \exp(-k_{\text{equiv}}\delta) f(\delta) d\delta \leq 1$ 。

$$\langle \exp(-k_{\text{equiv}}\delta) \rangle = \int_0^{\infty} \exp(-k_{\text{equiv}}\delta) f(\delta) d\delta,$$

$$\text{则 } \langle \exp(-k_{\text{equiv}}\delta) \rangle = \frac{E_r(a, S)/E_0}{\exp(-k_{\text{equiv}})}. \quad (6)$$

若  $k_{\text{equiv}}$  比较小,用泰勒展开的方法可获得  $\delta$  的

低阶矩 $\langle \delta^n \rangle$ :

$$\langle \exp(-k_{\text{equiv}}\delta) \rangle = \langle 1 - k_{\text{equiv}}\delta + k_{\text{equiv}}^2\delta^2/2 - k_{\text{equiv}}^3\delta^3/6 + \dots \rangle. \quad (7)$$

在保持  $S$  不变的前提下,改变  $a$ ,取三种等效衰减系数值  $k_{\text{equiv}1}, k_{\text{equiv}2}, k_{\text{equiv}3}$ ,组成如下方程组:

$$\mathbf{AX} = \mathbf{b}, \quad (8)$$

其中

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} k_{\text{equiv}1} & -k_{\text{equiv}1}^2/2 & k_{\text{equiv}1}^3/6 \\ k_{\text{equiv}2} & -k_{\text{equiv}2}^2/2 & k_{\text{equiv}2}^3/6 \\ k_{\text{equiv}3} & -k_{\text{equiv}3}^2/2 & k_{\text{equiv}3}^3/6 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} \langle \delta \rangle \\ \langle \delta^2 \rangle \\ \langle \delta^3 \rangle \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{b} = \begin{bmatrix} 1 - \langle \exp(-k_{\text{equiv}1}\delta) \rangle \\ 1 - \langle \exp(-k_{\text{equiv}2}\delta) \rangle \\ 1 - \langle \exp(-k_{\text{equiv}3}\delta) \rangle \end{bmatrix}$$

根据(8)式可解出 $\langle \delta \rangle$ 值。

$$\langle \delta \rangle = \int_0^{\infty} \delta f(\delta) d\delta,$$

代入(1)式,变换后可得

$$a = 2/\langle \delta \rangle. \quad (9)$$

通过以上时域展宽计算式可获得关于  $\delta$  概率分布的信息,也就获得了一定水质条件和距离处理理想激光脉冲源经过散射后的波形  $f(\delta)$ 。验证表明该方

法在传输距离较短时准确度较高,那么,较长距离情况下,可将系统看作是  $n$  个  $f(\delta)$  子系统传递函数的串联,如图 3 所示。

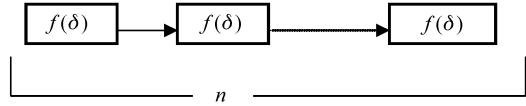


Fig. 3  $n$  subsystem function calculated in series

上述过程用公式表述如下:

$$f(\delta) = \underbrace{f(\delta) \otimes f(\delta) \otimes \dots \otimes f(\delta)}_n. \quad (10)$$

### 2.3 激光脉冲时域展宽波形

实际探测系统中发射的激光脉冲不可能是理想的 delta 函数,而是有一定宽度,其时域形状对时域展宽的分析有较大的影响,激光波形  $I_0(\delta)$  经过  $f(\delta)$  所代表的较短水体距离后得到的波形是卷积值  $I_0(\delta) \otimes f(\delta)$ 。根据激光脉冲的时域分布特性<sup>[6]</sup>,本文采用洛伦兹型近似描述:

$$I_0(\delta) = I_0(\tau/2)^2 / [(t - \tau)^2 + (\tau/2)^2], \quad (11)$$

其中,  $\tau$  为激光脉冲半宽度,  $I_0$  为激光峰值光强。因此,时域展宽计算公式就可以进一步修正为

$$I(\delta) = f(\delta)I_0(\delta). \quad (12)$$

对于表 1 中的水质 1,激光在水中传输 20 m 后,前向接收视场角为  $10^\circ$  时,结果如图 4。

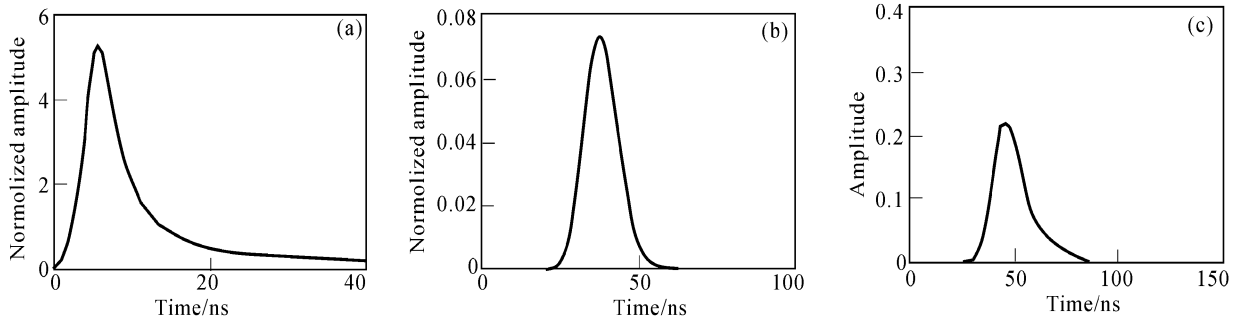


Fig. 4 Time-domain broadening simulated effect of submarine pulse Laser for 20 m water range. (a) Emitting laser pulse shape, pulse width is about 10 ns; (b) Simulated effect of  $f(\delta)$ , beginning time is set by program; (c) Time-domain broadening effect  $I(\delta)$  of emitting laser pulse for 20 m water range

根据上述算法还可以计算出接收视场角  $\gamma$  和水质 ( $C, K$ ) 变化对时域展宽的影响程度。结论为,随着  $\gamma$  变大和水质变差,经过同等距离水体传输后,其后沿的时域展宽更为严重。

### 3 实验结果

用实验测量方法验证激光脉冲在水中传输后的时域展宽,首先采用 PIN 光电二极管直接探测前向

散射波形,该方法广泛应用于大气测距和主波检测中,获得了较高的测量精度。实验中,激光脉冲水中传输后展宽波形的测量结果如图 5 和图 6(a) 所示。

图 5 表明,随着距离变化,用 PIN 光电二极管接收到的 1 m 处[图 5(a)]和 20 m 处[图 5(c)]激光脉冲能量衰减较大,但波形变化非常小,时域展宽的计算结果和 PIN 直接探测法测量结果曲线对比如图 6(a),两者有较大误差,特别在远距离处更加严重,原因有以下三点:

- 1) 探测器响应速度不够。  
 2) 随着距离增加,多次后向散射成份较严重,下降沿的下半部展宽比重较大,半宽统计有误差。  
 3) 由于探测器响应绿光的动态范围比较窄,随着距离从远变近,只有不断增加探测器的衰减才能防止饱和,而增加接收衰减本身就会引起波形展宽。

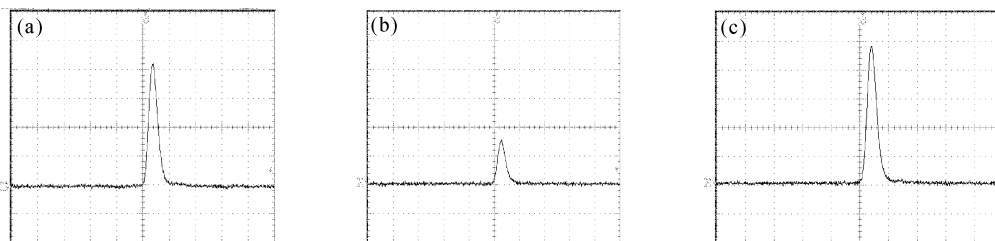


Fig. 5 Time-domain broadening shape measured by PIN of submarine pulse laser for different range. (a) Broadening effect for 1 m water range with 200 multiple attenuator; (b) Broadening effect for 10 m water range with 100 multiple attenuator; (c) Broadening effect for 10 m water range without attenuator

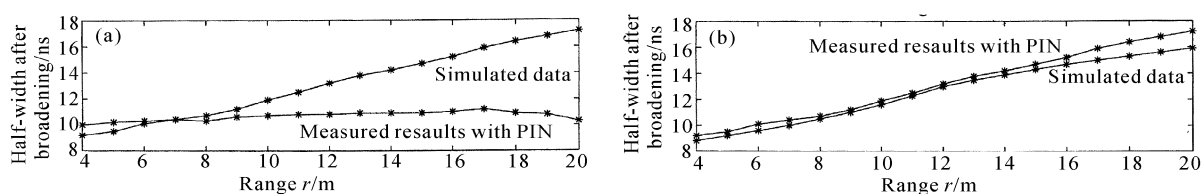


Fig. 6 (a) The comparison of measured results with PIN and simulated date; (b) The comparison of measured results with gated ICCD and simulated date

通过以上实验分析,采用 PIN 直接探测法检测强激光脉冲在水中时域展宽往往造成较大误差,本文提出光波门选通法代替传统测量方法,它通过控制高速低噪声像增强型 CCD (Intensified CCD, ICCD) 的光波门宽度检测最大激光脉冲能量,从而获得展宽后的激光脉冲宽度。其中,像增强型 CCD 探测器是采用光纤直接耦合 CCD 和像增强器形成。

由于接收的光信号在到达 CCD 之前就进行了“光”放大,所以与弱光 CCD 相比,器件灵敏度高,动态范围大。另外,像增强器的高速门控功能可以实现对激光窄脉冲的高精度脉宽匹配接收。

测量布局 and 试验装置照片如图 7 所示,激光脉冲在水中传输时发生散射,其中衰减后的准直光和前向散射光进入像增强型 CCD 的接收视场,脉冲宽

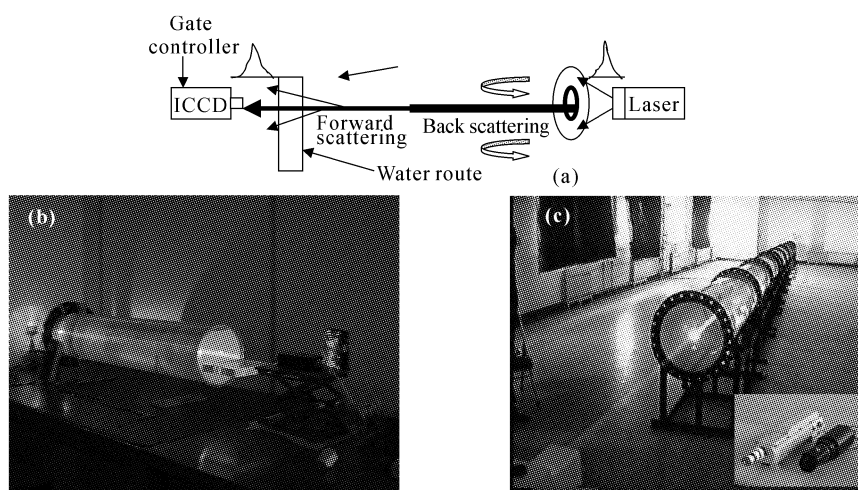


Fig. 7 Scheme and picture to measure time-domain broadening of submarine pulse laser. (a) Scheme of gating means to measure time-domain broadening of submarine pulse laser with ICCD. At  $t_0$  time, gate opened; at  $t_0 + \tau$  time, gate closed; (b) Testing equipment 1 to measure time-domain broadening in short flume, one side is laser, another side is detector; (c) Testing equipment 2 to measure time-domain broadening in long flume, the picture of laser and ICCD is in corner

度也发生相应展宽,测试系统通过控制器精密控制波门开关时间。在  $t_0$  时刻之前,像增强型 CCD 一直处于关门状态,屏蔽背景光。在传输路径最短的准直光到达的起始时刻  $t_0$ ,像增强型 CCD 转为开门状态,接收激光脉冲,光波门宽度  $\tau$  与展宽后的激光脉冲宽度一致。直到  $t_0 + \tau$  时刻,像增强型 CCD 返回关门状态。测量关键是确定波门开关时刻。

根据背景光照和激光开始照射时 CCD 像面上读出光子单位数的差值,测试系统设定变化阈值,实际测量中读出差值超过阈值的时刻被确定为波门开启和关闭时刻。改变水体路径长度可以获得图 6(b)激光脉冲在不同距离水体段传输后的展宽数据。实验中采用的像增强型 CCD 光波门开关速度很高,宽度最小可达 2 ns,脉宽调节和分辨精度达 0.1 ns,激光发散角小于 1 mrad,接收视场大于  $20^\circ$ ,背景光照时 CCD 像面读出光子数 5 单位(1 单位代表的光子数由 CCD 的读出计数率决定),激光开始照射时读出光子数为 10 单位,因此变化阈值设为 5 单位。理论计算结果、PIN 和 ICCD 测量部分数据如表 2 所示。

Table 2 Datas of measured results with two means and simulation

Measured Range	Simulation	By ICCD	By PIN
6	9.6	10.1	10.3
8	10.5	10.7	10.3
10	11.6	11.9	10.7
12	13.0	13.2	10.8
14	13.9	14.2	10.9
16	14.7	15.2	11.0
18	15.3	16.4	10.9
20	15.9	17.2	10.3

表 2 中各数据获得条件如下:水质  $C = 0.3 \text{ m}^{-1}$ ,激光脉冲能量  $E_0 = 25 \text{ mJ}$ ,脉宽  $\tau_0 = 8.8 \text{ ns}$ ,所有仿真结果和实验数据整理成展宽效果

随距离变化曲线如图 6 所示。

由图 6 测量结果可以看出,经过简单的系数误差修正,采用像增强型 CCD 光波门选通法测得的光波门宽度  $\tau$  与计算结果相吻合,准确度远高于采用 PIN 直接探测法的测量值。

**结论** 本文推导出不同距离、水质和探测参量情况下激光脉冲在水中传输的时域展宽表达式,并提出光波门选通法来代替传统的脉宽检测方法,准确地测定波形展宽,对水下激光探测应用,特别是提高单脉冲激光成像效果有重要的实际意义。

实验验证和计算结果对比表明:本文采用的时域展宽计算结果与激光脉冲实际展宽程度相符;在不考虑探测器光电转换响应速度情况下,水质、距离和接收视场是影响激光脉冲时域展宽的重要因素;与 PIN 光电二极管直接探测前向散射波形的传统方法相比,采用光波门选通法更为准确。

#### 参 考 文 献

- Gilligan L H. Range gated underwater viewing. *Proc. SPIE*, 1988, **980**:36~40
- Jerlov N G. *Marine Optics*. Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing Co., 1976. 28~32
- Mooradian G C, Kervern G, Gall A L. Blue-green pulsed propagation through fog. *J. Phys. Ocean*, 1980, **10**(4): 2093~2101
- Giovanni, Zaccanti, Piero Bruscaiglioni *et al.*. Simple inexpensive method of measuring the temporal spreading of a light pulse propagating in a turbid medium. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(27):3938~3944
- Schippnick P F. Phenomenological model of beam spreading in ocean water. *Proc. SPIE*, 1990, **1302**:13~37
- Shen Ke. *Tutorial of Laser Theory* (激光原理教程). Beijing: The Process of Beijing Industrial University, 1986. 300~306

## Study on Time-Domain Broadening of Submarine Laser Pulse

Zhang Zhengyu<sup>1,2</sup> Zhou Shouhuan<sup>2</sup> Sui Xiaolin<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Technology Physics Academy, Xidian University, Xi'an 710071  
<sup>2</sup> North China Research Institute of Electronic & Optics, Beijing 100015)

(Received 10 May 2002; revised 12 August 2002)

**Abstract:** A resolution has been derived for time-domain broadening of submarine pulse Laser for different range, water clarity or system parameters, which is validated by the new range-gated means instead of the traditional ways. The experimental result is consistent with the theoretical calculation curve, which is useful for application research of submarine pulse laser.

**Key words:** laser technique; time-domain broadening; resolve of wave shape; experimental validation