

# 粗糙表面激光散射特性的理论研究

何 毅 吴 健 刘盛纲

(电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054)

**摘 要** 用矢量微扰动方法分析激光束在粗糙表面上散射的分布特性。详细讨论高斯光束的角谱和适用于准直激光束散射问题的波前分割概念认为, 当用入射总功率作归一化因子时, 准直粗激光束散射可近似地作为平面波处理, 而细激光束散射则与平面波存在很大的差异。利用所得结果讨论了一维粗糙表面的激光隐身作用及椭圆偏振光入射时镜反射方向和后向散射场的偏振态。最后介绍两种线偏振光在粗糙表面上散射分布的差异。实验验证了主要结论。

**关键词** 粗糙表面, 激光散射, 波前分割, 激光隐身。

## 1 引 言

矢量方法易于处理各种偏振方式入射光的散射场偏振特性。较成熟的矢量散射理论有: 1) 基于基尔霍夫(Kirchhoff)近似的物理光学方法, 尤以 Beckmann 和 Spizzichino 的描述最具完整性<sup>[1]</sup>, 适用于相对短波段<sup>[1-5]</sup>。这种近似下的单次散射理论在镜反射方向和后向均不能给出退偏振效应, 小角度入射时准确性较高, 不适用于 90°掠入射。2) Rayleigh-Fano 微扰理论, 适用于相对长波段<sup>[2, 3]</sup>。3) 消光定理扰动解方法, 被广泛地用于处理表面散射问题<sup>[4-7]</sup>, 对弱起伏粗糙表面有较高的精度, 在大角度入射时更准确。

通常人们习惯于把激光束当作平面波处理, 本文的分析将说明若光束半径与目标表面起伏相关尺度相当, 这种处理的误差较大。

## 2 矢量微扰动理论

如图 1, 介质占据空间  $V$ , 其界面为  $z' = f(x', y')$ 。任意半无穷大、均匀、各向同性、无源、非磁性介质满足消光定理<sup>[8]</sup>:

$$\mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi k_0^2} \nabla \times \nabla \times \iint_{z < f(x', y')} [\mathbf{E}_T(\mathbf{r}') \frac{\partial G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\partial n'} - G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \frac{\partial \mathbf{E}_T(\mathbf{r}')}{\partial n'}] dx' dy' = 0 \quad (1)$$

式中  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\mathbf{n}'$  为介质表面外向法线单位矢量,  $\mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r})$  为入射场,  $\mathbf{E}_T(\mathbf{r}')$  为透射场在界面上的分布,  $G(\cdot)$  为自由空间的格林函数。 $\mathbf{r}$  为空间中一点的位置矢量,  $\mathbf{r}'$  为表面上一点的位置矢量,  $dx' dy'$  为界面上任意面元, 散射场为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_R(\mathbf{r}) = & \frac{1}{4\pi k_0^2} \nabla \times \nabla \times \iint [ \mathbf{E}_T(\mathbf{r}') \frac{\partial G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\partial n'} \\ & - G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \frac{\partial \mathbf{E}_T(\mathbf{r}')}{\partial n'} ] dx' dy' \\ & z > f(x', y') \end{aligned} \quad (2)$$

引入微扰量  $h$ , 用  $z' = hf(x', y')$  描述随机起伏的界面,  $z = 0$  表示平均界面。先把各有关量展成  $h$  的级数, 并计算各阶场的角谱(傅里叶变换), 其中:

$$\mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \iint \mathbf{Q}^{(i)}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} - i\omega_0 z) dk_x dk_y \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_R(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^{\infty} \mathbf{E}_R^{(m)}(\mathbf{r}) h^m = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2\pi} \iint \mathbf{Q}_R^{(m)}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} + i\omega_0 z) dk_x dk_y \right\} h^m \quad (4)$$

界面上,

$$\mathbf{E}_T(\mathbf{r}') = \sum_{m=0}^{\infty} \mathbf{E}_T^{(m)}(\mathbf{r}') h^m \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_T^{(m)}(\mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \iint \left[ \mathbf{Q}_T^{(m)}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}') \sum_{l=0}^{\infty} \frac{[-i\omega f(x', y')]}{l!} h^l \right] dk_x dk_y$$

诸式中,  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ ,  $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z) = (x, y, z)$ ,  $\mathbf{r}' = (\mathbf{R}', z') = (x', y', z')$ 。

参看图 1, 各场的波矢量为:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_0 &= (\mathbf{k}, \omega_0), & \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{Q}_R^{(m)} &= 0 \\ \mathbf{K} &= (\mathbf{k}, -\omega), & \mathbf{K} \cdot \mathbf{Q}_T^{(m)} &= 0 \\ \mathbf{K}'_0 &= (\mathbf{k}, -\omega_0), & \omega_0^2 &= k_0^2 - |\mathbf{k}|^2, & \omega^2 &= k_0^2 \epsilon - |\mathbf{k}|^2 \end{aligned}$$

$\epsilon$  为表面材料的介电系数。表面起伏的角谱为:

$$F(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \iint f(x', y') \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}') dx' dy' \quad (6)$$

类似地可把表面法向矢量  $\mathbf{n}'$ 、格林函数  $G$  及其梯度和界面上透射场的梯度展开。把所有展开式代入(1)和(2)式可得:

$$\mathbf{Q}^{(i)}(\mathbf{k}) = \frac{1}{8\pi^2 k_0^2 \omega_0} \mathbf{K}'_0 \times \mathbf{K}'_0 \times \iint \left[ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{[i\omega_0 f(x', y')]^j}{j!} h^j \mathbf{J}(\mathbf{r}') \right] \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}') dx' dy' \quad (7)$$

$z < z'_{\min}$

其中:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \iint \left[ \mathbf{Q}_T^{(m)}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}') \frac{[-i\omega f(x', y')]}{l!} h^l (\mathbf{K} + \mathbf{K}'_0) \frac{\mathbf{n}^{(j)}}{j!} \right] h^{m+l+j} dk_x dk_y$$

以及:

$$\sum_{m=0}^{\infty} \mathbf{Q}_R^{(m)}(\mathbf{k}) h^m = \frac{-1}{8\pi^2 k_0^2 \omega_0} \mathbf{K}_0 \times \mathbf{K}_0 \times \iint \left[ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{[-i\omega f(x', y')]}{j!} h^j \mathbf{M}(\mathbf{r}') \right] \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}') dx' dy' \quad (8)$$

$z > z'_{\max}$

$\mathbf{M}(\mathbf{r}')$  与  $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$  类似, 只需把  $\mathbf{K}'_0$  换为  $\mathbf{K}_0$ 。(7) 和(8) 式是角谱形式的消光定理, 比较  $h$  同次幂系数即可求出任意阶微扰解。

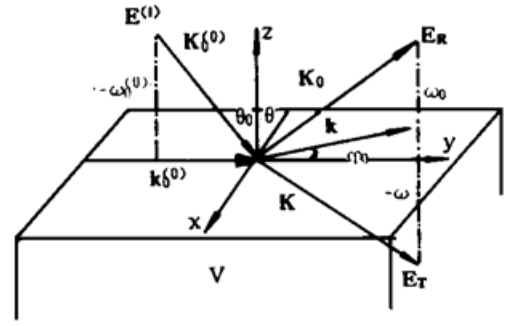


Fig. 1 Diagram for light scattering from rough surface

### 3 激光束的角谱特性, 波前分割概念

TEM<sub>mn</sub> 激光束的近轴解为:

$$E^{(i)} = \mu_0 \frac{W_0}{W} H_m(\sqrt{2} \frac{x}{W}) H_n(\sqrt{2} \frac{y}{W}) \exp[-\frac{x^2+y^2}{W^2}] \exp(i\Phi) \quad (9)$$

式中  $W_0$  为光腰半径, 采用以光腰为  $xoy$  平面,  $z$  轴沿光束轴线的坐标系,  $H$  是厄米特多项式。由于低阶横模激光束能量主要集中在光束半径  $W$  区域内, 因而若考虑  $x^2 + y^2 = 2W^2$  范围, 则  $\Phi$  的最大值为:

$$\Phi \approx k_0 z (1 + d^2) \quad (10)$$

$d$  为光束远场发散角半角, 除聚焦情况外, 一般  $d^2 \ll 1$  rad, 因此:

$$\Phi \approx k_0 z \quad (11)$$

结合(9)和(11)式可见, 激光束可近似为振幅连续变化的平行光。设入射激光束轴线位于图1所示  $yoz$  平面内, 且穿过坐标原点。把(11)式代入(9)式, 并令  $y \sim y \cos \theta_0$ , 记  $\exp(i\Phi) \sim \exp[i|\mathbf{k}_0^{(0)}|y - i\omega^{(0)}z]$ , 对(3)式作逆变换即得激光束的角谱, 例如基模(TEM<sub>00</sub>)的角谱为:

$$Q^{(i)}(\mathbf{k}) = \frac{\mu_0 W_0 W}{4\pi} \exp\{i[\omega - \omega^{(0)}]z\} \exp\left[-\frac{W^2}{4}\left[k_x^2 + \frac{(k_y - |\mathbf{k}_0^{(0)}|)^2}{\cos^2 \theta_0}\right]\right] \quad (12)$$

首先考查光束本身波矢偏差对角谱的影响, 由(10)式, 并参看图1, 当

$$k_x^2 + (k_y - |\mathbf{k}_0^{(0)}|)^2 / \cos^2 \theta_0 \approx (k_0 d^2)^2 = \frac{16}{k_0^2 W_0^4}$$

时:

$$\frac{Q^{(i)}(\mathbf{K}_0^{(0)} + \Delta\mathbf{K})}{Q^{(i)}(\mathbf{K}_0^{(0)})} = \exp\left[-\left[\frac{\lambda}{\pi W_0}\right]^2\right] \quad (13)$$

一般对于准直激光束,  $\lambda \ll W_0$ , 故(13)式右边近似为1。可见激光束本身波矢偏差几乎不影响以光束轴线波矢为基准作平面波前近似的角谱大小。所以:

1) 准直激光束可以视为一系列偏振方式相同、振幅不同但连续变化且同向传播的波束元的集合。

其次考查激光束角谱的  $1/e$  宽度, 由(12)式得:

$$\Delta k_x = \frac{2}{W}, \quad \Delta(k_y - k_0^{(0)}) = \frac{2}{W} \cos \theta_0 \quad (14)$$

而粗糙表面起伏的角谱  $1/e$  宽度<sup>[5]</sup> 为  $\sim 1/T$ ,  $T$  是表面起伏横向相关长度。对准直光束, 通常  $T \ll W$ , 因此激光束角谱宽度比表面起伏角谱宽度小得多。所以:

2) 准直激光束在粗糙表面上的散射, 可以视为具有性质1)的平面波束元独立散射的总效应。

1)和2)就是本文要阐述的波前分割概念。根据这个概念, 可以把激光束照射区域分成许多个面元, 每个面元上有一个平面波束元散射。这样, 复杂的体目标可以分解为简单面目标, 体目标的散射截面取决于各简单面目标独立散射的总效应。光波段的缩比研究应该充分考虑波前分割概念, 其特点显然不同于其它长波段的缩比研究。

其它阶横模的角谱有类似的性质。

#### 4 准直激光束散射的一阶解

先引入描述偏振态的单位矢量。参看图1, 对于入射光, S偏振和P偏振(振动方向分别垂直和平行于入射面)的方向矢量为:

$$\mathbf{S}^{(i)} = \mathbf{x}, \quad \mathbf{P}^{(i)} = [\mathbf{x} \times \mathbf{K}_0^{(0)}] / k_0 \quad (15)$$

$\mathbf{P}^{(i)}$ 、 $\mathbf{S}^{(i)}$  和  $\mathbf{K}_0^{(0)}/k_0$  构成右手螺旋法则。

对于散射光, S 偏振和 P 偏振的方向矢量为:

$$\mathbf{S}^{(R)} = (\mathbf{k} \times \mathbf{z}) / |\mathbf{k}|, \quad \mathbf{P}^{(R)} = [\mathbf{S}^{(R)} \times \mathbf{K}_0] / k_0 \quad (16)$$

$\mathbf{P}^{(R)}$ 、 $\mathbf{S}^{(R)}$  和  $\mathbf{K}_0/k_0$  也构成右手螺旋法则。

入射光的角谱可表示为:

$$\mathbf{Q}^{(i)}(\mathbf{k}) = \mathbf{Q}_S^{(i)}(\mathbf{k}) \mathbf{S}^{(i)} + \mathbf{Q}_P^{(i)}(\mathbf{k}) \mathbf{P}^{(i)} \quad (17)$$

根据波前分割概念,  $(x, y)$  处面元  $\Delta x \Delta y$  对光束元的散射可近似为对振幅为  $\mathbf{E}^{(i)}(x, y)$  的均匀平面波的散射。求出(3)式的逆变换, 并利用(15) ~ (17)式, 比较(7), (8)式中  $h$  的一次幂系数, 得面元  $\Delta x \Delta y$  对总散射场角谱(一阶)的贡献为:

$$\Delta \mathbf{Q}_R^{(1)}(\mathbf{k}) = \Delta \mathbf{Q}_{RS}^{(1)}(\mathbf{k}) \mathbf{S}^{(R)} + \Delta \mathbf{Q}_{RP}^{(1)}(\mathbf{k}) \mathbf{P}^{(R)} \quad (18)$$

其中:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{Q}_{RS}^{(1)}(\mathbf{k}) &= i(\epsilon - 1) F(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0^{(0)}) \frac{k_0^2}{\omega + \omega_0} \left[ \mathbf{Q}_{RS}^{(0)}(\mathbf{k}_0^{(0)}) \cos \mathcal{Q} + \mathbf{Q}_{TP}^{(0)}(\mathbf{k}_0^{(0)}) \frac{\omega^{(0)} \sin \mathcal{Q}}{k_0 \epsilon^{1/2}} \right] \\ \Delta \mathbf{Q}_{RP}^{(1)}(\mathbf{k}) &= i(1 - \epsilon) F(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0^{(0)}) \frac{1}{\omega_0 \epsilon + \omega} \\ &\quad \times \left[ \mathbf{Q}_{RS}^{(0)}(\mathbf{k}_0^{(0)}) \omega k_0 \sin \mathcal{Q} - \mathbf{Q}_{TP}^{(0)}(\mathbf{k}_0^{(0)}) \frac{|\mathbf{k}| |\mathbf{k}_0^{(0)}| - \omega \omega^{(0)} \cos \mathcal{Q}}{\epsilon^{1/2}} \right] \end{aligned}$$

式中:  $\mathbf{Q}_{RS}^{(0)}(\mathbf{k}_0^{(0)}) = \frac{2\omega_0^{(0)}}{\omega^{(0)} + \omega_0^{(0)}} E_S^{(i)}(x, y) \Delta x \Delta y$

$$\mathbf{Q}_{TP}^{(0)}(\mathbf{k}_0^{(0)}) = \frac{2\omega_0^{(0)} \epsilon^{1/2}}{\omega^{(0)} \epsilon + \omega_0^{(0)}} E_P^{(i)}(x, y) \Delta x \Delta y$$

$$\omega_0^{(0)} = [k_0^2 - (|\mathbf{k}_0^{(0)}|)^2]^{1/2}, \quad \omega^{(0)} = [k_0^2 \epsilon - (|\mathbf{k}_0^{(0)}|)^2]^{1/2}$$

$\mathcal{Q}$  是方位角(见图1),  $|\mathbf{k}_0^{(0)}| = k_0 \sin \theta_0$ ,  $E_S^{(i)}$  和  $E_P^{(i)}$  是入射场振幅的 S 和 P 分量。注意到散射场的渐近表达式<sup>[9]</sup>:

$$\mathbf{E}_R^{(1)}(\mathbf{r}) = -2\pi i \omega_0 \mathbf{Q}_R^{(1)}(\mathbf{k}) \frac{\exp(ik_0 |\mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}|} \quad (19)$$

$\mathbf{r}$  是空间距离矢量。可得一阶场在远场单位立体角内的功率为:

$$\Delta P(\mathbf{r}) = \langle \Delta \mathbf{E}_R^{(1)} |^2 | \mathbf{r} |^2 \rangle = 4\pi \omega_0^2 [|\Delta \mathbf{Q}_{RS}^{(1)}(\mathbf{k})|^2 + |\Delta \mathbf{Q}_{RP}^{(1)}(\mathbf{k})|^2] \quad (20)$$

把(18)式代入上式, 并用  $y \cos \theta_0$  代替(9)式中的  $y$ , 积分后可得:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = (I_{SS} + I_{SP}) P_S^{(i)} + (I_{PS} + I_{PP}) P_P^{(i)} \quad (21)$$

式中  $P_S^{(i)}$  和  $P_P^{(i)}$  分别为入射激光束的 S 偏振和 P 偏振分量总功率。  $I_{SS}$ 、 $I_{SP}$ 、 $I_{PS}$ 、 $I_{PP}$  为远场单位立体角、单位入射功率的归一化散射系数, 第一个下标代表入射光的偏振态, 第二个下标代表散射光的偏振态。这四个量的表达式与平面波散射场单位立体角单位入射能流密度的归一化散射功率表达式<sup>[4]</sup>完全相同。由此可见, 扩束准直激光束散射, 当用入射总功率作归一化因子时, 可作平面波处理。

也可不用波前分割概念而直接从(7), (8)式计算一阶解。两种方法比较发现, 波前分割概念的误差与激光束半径  $W$ 、粗糙表面横向相关长度  $T$ 、波长  $\lambda$ 、以及入射角  $\theta_0$ 、介电系数  $\epsilon$  和观察方位( $\theta$ ,  $\mathcal{Q}$ ) 都有关。一般除聚焦情况外,  $W \gg \lambda$  总是满足的。若表面是良导体, 则误差将主要由  $\langle |F(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0^{(0)})|^2 \rangle$  来决定。假定表面起伏服从高斯统计, 考虑到激光束角谱宽度  $2/W$ , 计算得镜反射方向( $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0^{(0)}$ ) 的相对误差  $\sigma$  为:

$$\sigma = \begin{cases} 0.632 & W = T \\ 0.221 & W = 2T \\ 0.010 & W = 10T \end{cases}$$

若激光束较细 ( $W \sim T$ ), 作平面波近似是缺乏依据的。如常见的车辆喷漆外壳、建筑用瓷砖等的表面起伏相关尺度一般为数毫米, 照射光束较细时理论计算与实验数据容易出现较大误差。

## 5 讨 论

### 5.1 激光隐身

对如飞机外壳等弱粗糙表面, 当表面起伏具有取向性, 例如表面函数为  $z' = f(y')$ , 由 (6) 式, 其角谱为:

$$F(\mathbf{k}) = F(k_y) \delta(k_x) \quad (22)$$

代入 (7) 式和 (8) 式得 (对任意  $m$ ):

$$Q_R^{(m)}(\mathbf{k}) = Q_R^{(m)}(k_y) \delta(k_x) \quad (23)$$

即除垂直入射情况外, 稍微偏离入射面将没有散射信号, 这种表面散射场具有强烈的方向性, 对单站有源探测系统 (如光雷达、激光测距机等) 具有隐身作用。

### 5.2 偏振态

比较 (7) 式, (8) 式中  $h$  的高次幂系数, 并考虑波前分割概念, 不难得出高阶微扰解。由此可以总结高阶散射场的偏振态如下: 1) 普通电介质粗糙表面散射场的偏振特性不仅与材料有关, 而且与表面起伏状态有关; 2) 散射场必定有退偏振效应, 退偏振度与观察方位有关; 3) 在入射面内, 一阶散射场没有退偏振现象, 这一点与基尔霍夫近似单散射理论的结论一致; 4) 掠入射时散射场只有镜反射分量 (零阶解), 基尔霍夫近似则不适用于掠入射; 5) 考虑被相干式激光雷达<sup>[10]</sup>普遍采用的椭圆偏振光入射时后向和镜反射方向一阶散射场的偏振态, 设入射光 S 和 P 分量满足关系:

$$E_S^{(i)}/E_P^{(i)} = A \exp(i\alpha) \quad (24)$$

利用 (18) 式可得后向一阶散射场偏振态满足:

$$\frac{E_{RS}^{(1)}}{E_{RP}^{(1)}} = \frac{k_0[\omega^{(0)}\epsilon + \omega^{(0)}]^2 \exp(i\pi)}{[\omega^{(0)} + \omega^{(0)}]^2 [\epsilon(|\mathbf{k}_0^{(0)}|)^2 + (\omega^{(0)})^2]} A \exp(i\alpha) \quad (25)$$

镜反射方向一阶散射场偏振态满足:

$$\frac{E_{RS}^{(1)}}{E_{RP}^{(1)}} = \frac{k_0[\omega^{(0)}\epsilon + \omega^{(0)}]^2}{[\omega^{(0)}\epsilon + \omega^{(0)}]^2 [\epsilon(|\mathbf{k}_0^{(0)}|)^2 - (\omega^{(0)})^2]} A \exp(i\alpha) \quad (26)$$

对大多数实际目标的表面材料  $|\epsilon| \gg 1$ , 由 (25) 和 (26) 式, 散射光在后向和镜反射方向是椭圆偏振的, 其旋转方向与入射光的相反。相干探测激光雷达正是利用这个原理设计光学开关的。如果找到某种材料, 使散射场的旋转方向与入射光的相同, 就能大大降低雷达探测截面。根据 (26) 式, 镜反射方向附近的散射场与零阶解 (相当于菲涅耳系数) 一样, 奇数次散射后旋转方向与入射光相反, 偶数次散射后旋转方向与入射光相同。

### 5.3 线偏振光的散射

根据 (21) 式, 计算了粗激光束入射于高斯统计良导体粗糙表面上时, 在入射面内的散射分布 (相对值)。图 2 是  $30^\circ$  入射时, S 偏振和 P 偏振激光束的散射分布曲线, 参数为起伏均方

根  $0.84 \mu\text{m}$ ,  $T = 2.12 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ 。S 偏振入射的散射峰位于  $-8^\circ$  处, 接近表面法线, P 偏振入射的散射峰位于  $+31^\circ$  处, 几乎位于后向上了, 其后向散射截面比前者大得多。

### 6 实 验

用作者研制的相干式  $\text{CO}_2$  激光雷达天线检验了圆偏振光经奇次反射和偶次反射回波的功率。如图 3 所示, 水平线偏振激光完全透过布儒斯特片 B (材料为  $\text{ZnSe}$ ), 由  $\lambda/4$  波片 QWP 变为圆偏振, 经奇数次反射的椭圆偏振回波再一次透过  $\lambda/4$  波片后偏振态还原成接近垂直的线偏振, 占主要的垂直分量中约 50% 的能量将由 B 反射到功率计 D; 经偶数次反射的椭圆偏振回波再一次透过  $\lambda/4$  后偏振态还原成接近水平的线偏振, 占次要的垂直分量中约 50% 的能量由 B 反射到功率计 D。在反射器位置 R, 激光平均功率约 3.5 W, 调出三次反射的回波最大功率平均 1 W, 二次反射的回波最大功率平均 30 mW, 实验较好地验证了 5.2 节的分析。

图 4 是 S 偏振和 P 偏振准直粗激光束以  $70^\circ$  角入射于 13# 样品 (均方根斜率  $22^\circ$ ) 上的散射分布。图中  $90^\circ$  处对应平均表面法线,  $20^\circ$  处的峰是镜反射峰。为突出分布细节, 作图时把峰值按比例减小了。S 偏振光的散射场最大值在  $60^\circ$  附近, 后向 ( $160^\circ$  处) 几乎没有能分辨的散射信号。P 偏振光的散射场最大值在  $120^\circ$  附近, 后向仍然有较强的散射信号。实验定性地验证了 5.3 节的分析。

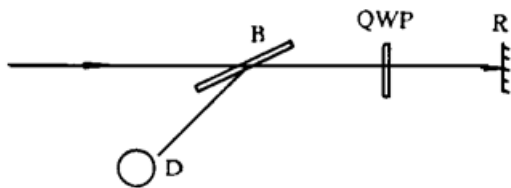


Fig. 3 Polarized laser beam isolator

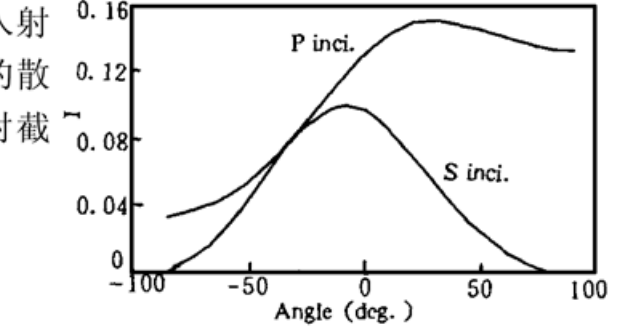


Fig. 2 Laser scattering from a surface ( $\delta_h = 0.84 \mu\text{m}$ ,  $T = 2.12 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ )

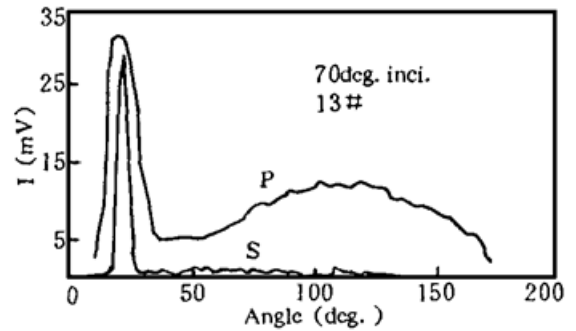


Fig. 4 S and P polarized laser beam ( $10.6 \mu\text{m}$ ) scattered distribution from sample 13#

**结 论** 准直后的粗激光束当用入射总功率作归一化因子时可近似地当作平面波处理。微扰理论预见的主要结论与实验吻合, 在处理偏振态方面, 这种方法比较简单有效。然而鉴于一阶解的局限性和高阶解的计算困难, 这种方法在用于估算散射截面时仅对如飞机蒙皮等弱粗糙表面可以给出满意的结果。理论与实验深入的对比研究将揭示这种方法的实用范围。

### 参 考 文 献

[1] P. Beckmann, A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Pergamon, New York, Artech House, INC, copyright 1987

- [2] E. Bahar, M. A. Fitzwater, Full wave theory and controlled optical experiments for enhanced scattering and depolarization by random rough surfaces. *Opt. Commun.*, 1987, **63**(6) : 355~ 360
- [3] J. M. Soto-Crespo, M. Nieto-Vesperinas, A. T. Friberg, Scattering from slightly rough random surfaces: a detailed study on the validity of the small perturbation method. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1990, **7**(7) : 1185~ 1201
- [4] G. S. Agarwal, Interaction of electromagnetic waves at rough dielectric surfaces. *Phys. Rev.*, 1977, **15**(4) : 2371~ 2383
- [5] Manuel Niteo-Vesperinas, Nicolas Garcia, A detailed study of the scattering of scalar waves from random rough surfaces. *Opt. Acta*, 1981, **28**(12) : 1651~ 1672
- [6] M. Nieto-Vesperinas, Depolarization of electromagnetic waves scattered from slightly rough random surfaces: a study by means of the extinction theorem. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, **72**(5) : 539~ 547
- [7] J. M. Elson, J. M. Bennett, Vector scattering theory. *Opt. Engin.*, 1979, **18**(2) : 116~ 124
- [8] M. 玻恩, E. 沃耳夫著, 光学原理, 中译本, 第二章, 北京, 科学出版社, 1985
- [9] Kenro Miyamoto, Emic Wolf, Generalization of the Maggi-Rubinowicz theory of the boundary. *J. Opt. Soc. Am.*, 1962, **52**(6) : 615~ 625
- [10] 电子科技大学学报, 1994, **23**, 增刊(激光雷达技术专集)

## Theoretical Study of Laser Scattering from Rough Surfaces

He Yi    Wu Jian    Liu Shenggang

(Research Institute of Applied Physics, University of Electronics Science & Technology, Chengdu 610054)

(Received 10 June 1996; revised 25 September 1996)

**Abstract** The vector small perturbation theory based on Ewald-Oseen extinction theorem is developed to study the laser scattering from rough surfaces. Angular spectrum of the Hermite-Gaussian beam is analysed in detail and a concept of wave front cutting apart is discussed. This concept leads to the consideration that the scattering of collimated laser beams can be approximately dealt with as that of plane wave if the total incident power is used as the normalization factor, but the slender beam scattering is quite different from the plane wave. Using the obtained results, it is discussed theoretically that the concealment of 1-D rough surfaces from active detection and the scattered polarization at specular and back direction under the illumination of a ellipse polarized beam. Then distribution difference of the scattered light of vertically and horizontally polarized laser beam is introduced. The dominant conclusions are verified.

**Key words** rough surface, laser scattering, wave-front cutting apart, concealment.