

# 基于多重散射强度和偏振特征的舰船尾流 气泡激光探测方法\*

梁善勇<sup>1)†</sup> 王江安<sup>1)</sup> 宗思光<sup>1)2)</sup> 吴荣华<sup>1)</sup> 马治国<sup>1)</sup>  
王晓宇<sup>1)</sup> 王乐东<sup>1)</sup>

1) (解放军海军工程大学电子工程学院信息对抗系, 武汉 430033)

2) (中船重工第七一七研究所, 武汉 430033)

(2012年8月7日收到; 2012年11月12日收到修改稿)

研究多重散射效应对舰船尾流气泡群光散射强度和偏振特征的影响是舰船光尾流探测以及新型光自导鱼雷研究的基础. 基于矢量 Monte Carlo 方法建立了舰船尾流气泡群激光后向探测仿真模型, 重点研究了尾流气泡群的多重散射机理, 分析了多重散射效应、尾流气泡群密度对回波信号强度和偏振特征的影响规律. 基于粒子碰撞重要性抽样的基本思想, 在传统能量接收方法的基础上, 提出了回波光偏振贡献接收方法和回波信号偏振信息统计方法, 解决了小视场系统光子返回概率低无法形成回波能量的难题. 构建了模拟尾流气泡群激光散射强度和偏振探测实验平台, 从实验的角度验证了模拟结果的准确性. 实验和模拟结果的一致性表明, 利用回波强度、偏振信息可表征气泡群距离、密度信息, 从而可对舰船尾流特别是低密度尾流进行高精度的探测和辨识.

**关键词:** Monte Carlo, 偏振, 多重散射, 气泡

**PACS:** 07.60.-j, 24.70.+s, 02.70.Tt, 29.40.-n

**DOI:** 10.7498/aps.62.060704

## 1 引言

水下航行体航行过程中, 螺旋桨的空化、海面波浪的破碎以及船体吃水线部分大量空气的卷入, 会在航行体尾迹中产生大量的尾流气泡<sup>[1]</sup>. 当舰船驶过较远距离后, 尾流气泡群在尺度谱上主要以 160  $\mu\text{m}$  以下的小尺度、低密度气泡群为主<sup>[1,2]</sup>. 传统声自导鱼雷很难对其进行探测, 而利用散射激光的高灵敏特性可对尾流进行高精度探测. 该技术用于新型激光自导鱼雷, 可实现更远距离的跟踪和制导, 具有重要的军事意义<sup>[2-5]</sup>.

近年来, 舰船光尾流探测已逐渐发展成为一个热门的研究方向, 受到越来越多学者的重视与研究, 并取得了较为丰富的研究成果<sup>[6-10]</sup>. Stramiki 利用 Mie 散射理论开展了 10—150  $\mu\text{m}$  半径洁净微气泡

的光散射特性研究. Zhang 等<sup>[6]</sup> 研究了海水中洁净气泡群以及脏气泡群的体散射函数并分析了气泡群的存在对空间光遥感的影响. 张建新等<sup>[7]</sup> 建立了尾流气泡幕激光散射效应的理论模型并研究了激光发散角对回波能量的影响. 石晟玮等<sup>[8]</sup> 利用标量 Monte Carlo 方法建立了尾流后向探测回波信号的强度与气泡幕位置、厚度、密度、接收视场、接收发射轴夹角、多次散射等参数之间的对应关系, 并通过实验验证了理论结论. 梁善勇等<sup>[9]</sup> 曾利用自主研发的尾流激光雷达样机在南海某海域对多种类型的舰船尾流进行了大规模的分类跟踪测量. Kokhanovsky<sup>[10]</sup> 采用光线追迹法研究了多分散气泡群光散射偏振特性, 为气泡群的偏振探测提供了理论依据, 但该研究没有考虑气泡群的多重散射效应. 综上可看出, 目前对舰船尾流激光探测技术的研究主要集中在尾流激光散射回波信号的强度

\* 装备预研基金 (批准号: 9140A26030110JB11) 和国家自然科学基金 (批准号: 51109217) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: laser\_ocean@yeah.net

特征方面, 以及如何根据信号的强度特征来分辨尾流气泡群的存在, 未充分挖掘尾流气泡群的偏振特征信息, 系统可靠性差、探测虚警率高 [9].

综合利用尾流激光散射的强度和偏振特征来辨别尾流具有如下优势 [11]: 1) 在传统强度探测方式的基础上增加一维偏振信息量, 可获得更高的探测精度、探测概率和更低的虚警率, 它对复杂海况的应对能力强于单一的强度探测方式; 2) 出光能量无需校准即可实现尾流的高精度探测, 单次探测即可确定尾流, 而传统强度探测方式受激光器能量波动影响大, 需要进行出光能量的标定, 系统可控性差, 而偏振探测方式对尾流进行辨别的特征量是偏振度, 其与绝对光强无关; 3) 当鱼雷进入尾流区内部时, 仍可实现尾流探测和识别, 而传统强度探测方式只适用于辨别尾流区的不连续边界, 当鱼雷被尾流场完全包裹时, 边界可能不会存在, 再者, 强度探测方式无法区分尾流气泡和浑浊水体, 而基于两者偏振特征却可以进行分辨和识别; 4) 具有非触发引信功能, 可减少航程和被防御的概率, 金属材料的激光偏振度相对较高, 因此以金属为主体的军用舰船底部钢板的偏振特性与尾流气泡群的偏振度差别较大, 鱼雷能分辨船底和尾流, 实现非触发引爆.

本文考虑了气泡群多重散射效应, 建立了尾流气泡群后向探测矢量 Monte Carlo 理论模型, 数值分析了多重散射效应、不同气泡群密度气泡群与回波信号强度及偏振特征的对应关系. 通过自行构建的尾流气泡群激光散射强度和偏振探测实验平台, 实验验证了模拟结果的准确性.

## 2 尾流气泡群多重散射效应数值模拟

### 2.1 矢量 Monte Carlo 方法引入

处理光束传输或散射的偏振态问题通常使用矢量 Monte Carlo 方法, 其核心是光子散射事件 (Stokes 矢量在散射前后的变换) 的处理, 子午面法、欧拉方程法和四元代数法是常用的散射处理方法 [12], 已证实 3 种方法在处理光束散射偏振态问题时具有较好的一致性. 本文基于子午面法, 结合矢量 Monte Carlo 对尾流气泡群激光后向散射回波信号的偏振态问题进行研究, 基于该方法的 Monte Carlo 模拟目前应用领域最为广泛, 计算方法较为简便, 模拟结果精度高, 在医学监测、大气探测及海洋遥感等领域的发展较好 [13-15].

利用子午面法求解光子散射前后的 Stokes 矢量需要建立如图 1 所示的坐标系 [12]. 图中, 三维坐标系  $X'Y'Z'$  表示以光子散射点为原点  $O'$  的局部坐标系; 矢量  $O'A$  和  $O'B$  分别表示光子散射前后的运动方向, 也可用单位矢量  $\hat{k}_i$  和  $\hat{k}_s$  来表示; 点  $A, B$  分别表示光子散射前后的运动方向与单位球面的交点;  $AO'B$  表示散射平面;  $\alpha$  表示散射角, 即  $O'A$  和  $O'B$  的夹角;  $\beta$  表示沿  $O'A$  反向看去平面  $CO'A$  顺时针旋转至平面  $AO'B$  的角度;  $\gamma$  表示沿  $O'B$  反向看去平面  $CO'B$  顺时针旋转至平面  $AO'B$  的角度;  $\phi$  表示沿  $O'C$  反向看去  $O'X'$  逆时针旋转至  $O'E$  的角度;  $O'E$  和  $O'D$  分别是  $O'B$  和  $O'A$  在平面  $X'O'Y'$  上的投影. 光子的偏振态通常由 Stokes 矢量表示, 定义为 [16]

$$S = [I, Q, U, V]^T. \quad (1)$$

子午面法规定对于任意方向矢量, 应选取该矢量与局部坐标系  $O'Z'$  轴构成的子午面作为其参考面, 因此  $\hat{k}_i$  和  $\hat{k}_s$  的 Stokes 矢量应分别选取子午面  $CO'A$  和子午面  $CO'B$  作为参考面.

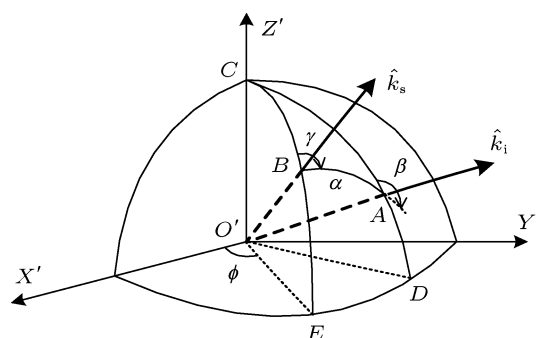


图 1 子午面法求解光子散射事件的坐标系

### 2.2 模拟流程设计

矢量 Monte Carlo 方法引入了可表征光子偏振状态信息的 Stokes 矢量, 因此光子在第  $m$  次碰撞点处的状态参量可表示为

$$N_m = (P_m, U_m, S_m, \omega_m, L_m), \quad (2)$$

其中,  $P_m$  是光子第  $m$  次碰撞点的三维坐标,  $U_m$  是光子第  $m$  次碰撞时的运动方向矢量,  $S_m$  是光子第  $m$  次碰撞时的 Stokes 矢量,  $\omega_m$  是光子第  $m$  次碰撞后的权重,  $L_m$  是光子第  $m$  次碰撞后已经历的路径总长度. 矢量 Monte Carlo 模拟尾流气泡群后向激光探测回波信号的基本流程如图 2 所示.

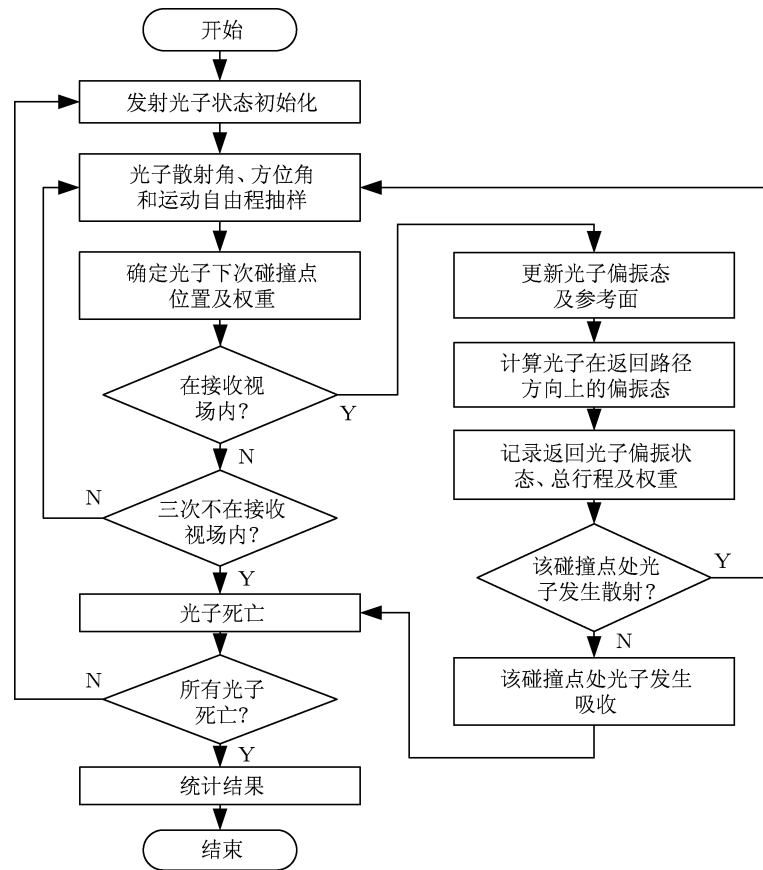


图2 矢量 Monte Carlo 模拟尾流气泡群后向激光探测回波信号流程图

上述矢量 Monte Carlo 模拟过程主要包括: 光子源分布抽样、碰撞点位置确定、Stokes 矢量更新、光子终止判断和统计处理等, 基本算法参见文献 [8, 17], 不再赘述.

### 2.3 光子散射事件前后 Stokes 矢量的更新

为跟踪光子的偏振状态, 矢量 Monte Carlo 通过随机抽样确定散射光子的散射角  $\alpha$  和方位角  $\beta$  以后, 需要进行 Stokes 矢量的更新, 具体变换步骤如下.

1) 首先将  $\hat{k}_i$  方向入射光子以子午面  $CO'A$  为参考的 Stokes 矢量  $S_a$  转换为以散射平面  $AO'B$  为参考面的 Stokes 矢量  $S_b$ . Stokes 矢量从子午平面  $CO'A$  到散射平面  $AO'B$  的旋转矩阵为 [12]

$$R(\beta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\beta) & \sin(2\beta) & 0 \\ 0 & -\sin(2\beta) & \cos(2\beta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

将 (3) 式代入 (4) 式可计算散射发生前, 入射光线定义在散射平面  $AO'B$  上的 Stokes 矢量

$$S_b = R(\beta)S_a, \quad (4)$$

式中,  $S_a$  表示入射方向  $\hat{k}_i$  相对于子午面  $CO'A$  的 Stokes 矢量;  $S_b$  表示  $\hat{k}_i$  相对于散射平面  $AO'B$  的 Stokes 矢量.

2) 在散射平面  $AO'B$  上, 利用气泡 Mueller 矩阵  $M(\alpha)$  计算散射后  $\hat{k}_s$  方向光子的 Stokes 矢量  $S_c$ . Mueller 矩阵 [18] 描述了气泡的偏振散射特征, 这里将 Stokes 矢量  $S_a$  变换到散射平面  $AO'B$  上, 再利用 Mueller 矩阵  $M(\alpha)$  左乘入射光 Stokes 矢量求解光子散射后的 Stokes 矢量 [12], 即

$$S_c = M(\alpha)S_b = M(\alpha)R(\beta)S_a, \quad (5)$$

式中,  $S_c$  表示散射后  $\hat{k}_s$  方向光子相对于散射平面  $AO'B$  的 Stokes 矢量.

3) 将  $\hat{k}_s$  方向光子的 Stokes 矢量  $S_c$  从散射平面  $AO'B$  变换至  $\hat{k}_s$  的子午面  $CO'B$  上. 散射后的光子相对于新子午面  $CO'B$  的 Stokes 矢量为

$$S_d = R(\pi - \gamma)S_c$$

$$=R(\pi-\gamma)M(\alpha)R(\beta)S_a. \quad (6)$$

## 2.4 散射光子对回波信号的贡献计算

实际探测系统的接收视场角  $\alpha_s$  和接收物镜直径  $\phi_s$  都比较小, 一是受限于鱼雷导引头的安装体积, 二是为减小水中杂质引起的光噪声. 而小的  $\alpha_s$  和  $\phi_s$  使光子返回到接收物镜的概率极低, 造成模拟结果与实际情况相差较大. 为解决这一问题, 结合粒子碰撞重要性抽样的基本思想<sup>[19]</sup> (认为接收视场内的所有光子散射都对回波信号有贡献), 在传统能量接收方法的基础上, 提出一种用来计算回波光子偏振贡献的方法, 计算模型如图 3 所示. 当光子在视场内点  $P_m$  发生散射时, 连结点  $P_m$  到接收物镜中心, 该向量称为  $U_{ret}$ , 此时需要利用 (3) 至 (6) 式将光子散射前  $U_m$  方向的光子 Stokes 矢量  $S_a$  变换至  $U_{ret}$  方向的 Stokes 矢量  $S_d$ , 其中  $S_a$  和  $S_d$  的参考面分别是  $U_m$  和  $U_{ret}$  的子午面. 而对于  $U_{ret}$  方向的 Stokes 矢量  $S_d$ , 需要继续将其转换到接收物镜所在界面  $XOZ$  上并得到  $S_e$ ,  $XOZ$  为其参考面的 Stokes 矢量  $S_f$ ,  $S_f$  才是接收器所接收到的回波信号的 Stokes 矢量, 这个转换过程包括两个步骤, 如图 3 所示.

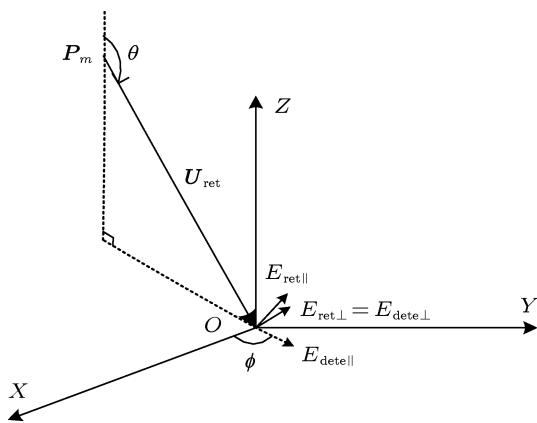


图 3 光子回波偏振态信息的接收坐标系

具体变换步骤为<sup>[19]</sup>: 1)  $S_d$  是返回方向  $U_{ret}$  上光子相对于其子午面的 Stokes 矢量, 其电场矢量可分解为平行、垂直于其子午面的两个分量  $E_{ret||}$  和  $E_{ret\perp}$ , 从图 3 的几何关系可知,  $E_{ret||}$  和  $E_{ret\perp}$  在接收器所在平面  $XOY$  的投影分量可表示为<sup>[19]</sup>

$$\begin{bmatrix} E_{dete||} \\ E_{dete\perp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos(\pi-\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ret||} \\ E_{ret\perp} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

根据 Stoke 矢量基本定义, 可得对应的 Stokes 变换

关系为

$$S_e = T(\theta) \cdot S_d = \begin{bmatrix} (\cos^2(\theta+1))/2 & (\cos^2(\theta-1))/2 & 0 & 0 \\ (\cos^2(\theta-1))/2 & (\cos^2(\theta+1))/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\cos\theta \end{bmatrix} \times S_d, \quad (8)$$

式中,  $S_d$  对应于分量  $E_{ret||}$  和  $E_{ret\perp}$ ;  $S_e$  应于分量  $E_{dete||}$  和  $E_{dete\perp}$ .

2) 将  $S_e$  的参考面转换到  $XOZ$  平面, 至此可求得接收器回波信号 Stokes 矢量  $S_f$  为

$$S_f = R(-\phi) S_e = R(-\phi) T(\theta) S_d. \quad (9)$$

3) 在求解光子碰撞后的行进方向  $U_{m+1}$  时, 散射角  $\alpha$  和方位角  $\beta$  是通过“拒绝法”随机抽样得到的<sup>[12]</sup>, 即先抽样得到  $\alpha, \beta$ , 再求解方向  $U_{m+1}$ , 然而在计算散射光子对回波信号的贡献时, 是已知光子的返回方向  $U_{ret}$ , 希望通过碰撞前方向  $U_m$  和返回方向  $U_{ret}$  反算出  $\alpha, \beta, \gamma$  以及  $\phi$ . 这里有  $0 \leq \alpha \leq \pi$ ,  $-\pi \leq \beta \leq \pi$ ,  $-\pi \leq \gamma \leq \pi$ ,  $-\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2$ .

对于  $\beta$  的求解步骤如下,  $\alpha, \gamma$  和  $\phi$  的求解与其相似. 令  $L_1$  为子午面  $CO'A$  的法向量,  $L_2$  为  $AO'B$  的法向量, 则向量  $L_1$  和  $L_2$  可分别表示为

$$L_1 = O'A \otimes O'C, \quad (10)$$

$$L_2 = O'A \otimes O'B. \quad (11)$$

因此, 平面  $CO'A$  和  $AO'B$  的法向量夹角可由下式给出:

$$\beta' = \arccos \frac{L_1 \odot L_2}{|L_1| \cdot |L_2|}, \quad (12)$$

式中, 有  $\beta' \in [0, \pi]$ , (12) 式的反余弦表达式只能确定向量  $L_1$  和  $L_2$  的夹角, 无法确定  $\beta$  的正负, 而 (3) 式旋转矩阵的旋转角度  $\beta$  定义为沿  $O'A$  反向看去平面  $CO'A$  顺时针旋转至平面  $AO'B$  的角度, 通过 (13) 式和 (14) 式确定  $\beta$  的符号.

$$j_1 = (L_1 \otimes L_2) \odot U_m, \quad (13)$$

$$\beta = \begin{cases} \beta' & (L_1 \otimes L_2) \odot U_m = -1 \\ -\beta' & (L_1 \otimes L_2) \odot U_m = 1 \end{cases}. \quad (14)$$

设  $U_1 = \{1, 0, 0\}$ ,  $U_{ret}$  在  $XOY$  平面上的投影为  $L_s = \{U_{ret}(1), U_{ret}(2), 0\}$ ,  $\phi$  表示沿  $O'Z'$  反向看去  $O'X'$  逆时针旋转至  $O'E$  的夹角, 从 (3) 式的旋转矩阵看出, 各正弦、余弦元素的自变量都是角度

的两倍. 结合这一特性, 利用 (15) 式计算得到的角度  $\phi$  直接带入 (9) 式即可得到正确结果.

$$\phi = \arctan\left(\frac{U_{\text{ret}}(2)}{U_{\text{ret}}(1)}\right). \quad (15)$$

## 2.5 结果统计

返回光子经过统计可生成回波信号波形. 模拟过程中记录了光子在接收视场内所有散射对回波信号的贡献, 记录由两个数组组成:  $R_{\text{dis}}(i_{\text{pho}}, j_{\text{scat}})$  和  $R_{\text{sig}}(i_{\text{pho}}, j_{\text{scat}}, k_{\text{pol}})$ .

$R_{\text{dis}}(i_{\text{pho}}, j_{\text{scat}})$  表示第  $i_{\text{pho}}$  个光子的第  $j_{\text{scat}}$  次散射并返回接收物镜的游走总长度;  $R_{\text{sig}}(i_{\text{pho}}, j_{\text{scat}}, k_{\text{pol}})$  表示接收物镜收到的第  $i_{\text{pho}}$  个光子的第  $j_{\text{scat}}$  次散射的 Stokes 矢量的第  $k_{\text{pol}}$  个元素, 这里有  $k_{\text{pol}} = 1, 2, 3, 4$ .

首先将所有散射点处的游走总长度数据  $R_{\text{dis}}$  转换为时间序列  $T_{\text{dis}} = R_{\text{dis}}/c'$ , 式中  $c'$  表示水介质中的光速. 设  $\Delta T$  为接收器接收光子的时间积分间隔; 二维矩阵  $D_{j_{\text{max}}, 2}$  为最终处理完成待显示的数据;  $j_{\text{max}}$  表示时间积分间隔的数量;  $D_{j_{\text{max}}, 2}$  的第 1 列依次表示第  $j$ , ( $j = 1, 2, \dots, j_{\text{max}}$ ) 个  $\Delta T$  的起始时间,  $D_{j_{\text{max}}, 2}$  的第 2 列依次表示第  $j$ , ( $j = 1, 2, \dots, j_{\text{max}}$ ) 个  $\Delta T$  内的光子回波贡献和.

当需要得到第  $j_{\text{scat}}$  次散射的回波信号强度时, 首先计算光子  $i_{\text{pho}} = 1, 2, \dots, M$  对回波信号的贡献在时间上落在哪一个积分区间, 表达式为

$$j = \text{Floor}\left[\frac{T_{\text{dis}}(i_{\text{pho}}, j_{\text{scat}})}{\Delta T} + 1\right], \quad (16)$$

式中, 函数  $\text{Floor}(a)$  表示小于或等于  $a$  的最大整数. 然后将该光子第  $j_{\text{scat}}$  次散射的强度信息  $R_{\text{sig}}(i_{\text{pho}}, j_{\text{scat}}, 1)$  写入  $D(j_{\text{max}}, 2)$ , 即

$$D(j, 2) = D(j, 2) + R_{\text{sig}}(i_{\text{pho}}, j_{\text{scat}}, 1). \quad (17)$$

然后将所有光子  $i_{\text{pho}}$ , ( $i_{\text{pho}} = 1, 2, \dots, M$ ) 按上述方法累加得到  $D_{j_{\text{max}}, 2}$  的第 2 列, 而  $D_{j_{\text{max}}, 2}$  的第 1 列可表示为  $D(j, 1) = j \cdot \Delta T$ , 其中  $j$ , ( $j = 1, 2, \dots, j_{\text{max}}$ ). 上述方法计算得到了每个时间间隔  $\Delta T$  上的强度信息, 存放于二维矩阵  $D_{j_{\text{max}}, 2}$  中可用来做图.

在任一时间区间  $\Delta T$  接收到的多个光子, 第  $j$  个  $\Delta T$  内的混合光束的 Stokes 矢量等于每个光子的 Stokes 矢量之和, 即下式成立:

$$S_j = \sum_n S_n. \quad (18)$$

利用 (18) 式将每个接收时间积分区间  $\Delta T$  内的所有光子的 Stokes 矢量相加, 当需要得到回波信号偏振度  $P_L$  时, 用 (19) 式替换  $D(j, 2)$  中的第 2 列.

$$D(j, 2) = \frac{\sqrt{S(2)^2 + S(3)^2}}{S(1)}. \quad (19)$$

## 3 计算结果与分析

### 3.1 多重散射对强度特征的影响

球形气泡群后向散射回波信号中, 多重散射强度随时间的信号如图 4(a) 所示. 其中,  $I_{\text{bs}}$  和  $I_{\text{bs}}(m)$ , ( $m = 1, 2, 3$ ) 分别表示回波信号总强度和一至三次散射分量强度. 从图 4(a) 可看出: 1) 除单次散射外, 多次散射分量, 特别是二次散射分量也在总强度  $I_{\text{bs}}$  中占有较大比重, 因此在仿真中必须予以考虑; 2) 单次散射强度随时间增加呈负指数规律衰减; 3) 二次散射分量强度随时间呈先增大后减小的趋势. 现象 1) 是因为水中气泡群的存在改变了水体的散射相函数, 特别是增强了衰减系数  $\mu_t$ , 由文献 [8] 结论可知增强的  $\mu_t$  使光子平均自由程抽样  $L_{\text{rand}}$  缩短, 光子经二次及多次散射后仍处于观测视场内的概率增加, 从而使多重散射在回波信号中占有较大比重. 现象 2) 从理论上可解释如下: 单次散射是光子与水体或气泡的首次碰撞散射产生的, 光束在传输过程中不断发生着衰减(吸收和散射), 散射作用使多数光子在离开光源后不久就与水体或气泡发生散射而无法到达远区, 造成光子到达较远距离处才发生首次碰撞并散射的光子数量甚少. 现象 3) 说明二次散射强度的增加是个逐渐的过程, 而近场区对回波信号的贡献主要是单次散射.

图 4(b) 分别给出了球形气泡群后向散射回波信号的各次散射分量在总强度  $I_{\text{bs}}$  中所占的份额随时间的变化曲线. 从图 4(b) 可看出: 1) 在近场区 ( $t = 0$  ns 附近), 回波信号中单次散射分量所占份额与高次散射分量相比占绝对的优势, 几乎为 100%, 而二次、三次散射分量份额相对较小; 2) 随着时间的后移, 单次散射在总散射中所占的份额单调减小, 二次散射在总散射中的份额从  $t = 0$  ns 时刻的 0% 单调增加, 三次散射份额一直低于 15%; 3) 在 10 ns 处, 单次和二次散射份额几乎同时达到 50%; 4) 在 10 ns 之后的时间段, 二次散射取代了单次散射的份额成为远距离回波信号的主要贡献源.

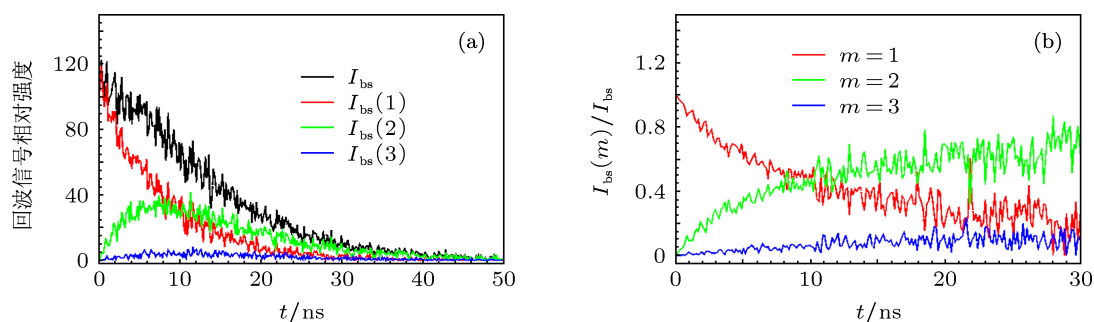


图4 回波信号的各次散射分量的相对强度及其在总强度中的份额

### 3.2 多重散射对偏振特征的影响

图5分别给出了球形气泡群 ( $\epsilon = 1$ ) 与形变气泡群 ( $\epsilon = 0.6$ ) 两种情况下, 气泡群回波信号各次散射分量的偏振度  $P_L$  随时间  $t$  变化的曲线. 从图5可知, 球形气泡群后向散射回波信号的偏振度从

$P_L = 1$  开始, 这是因为球形气泡的 Mueller 矩阵元素有  $m_{11} = m_{22}$  成立,  $P_L$  在之后的时间里逐渐降低, 主要是气泡群的多重散射效应引起的. 椭球形气泡群后向散射回波信号的偏振度  $P_L$  是从 0.952 开始的, 在之后的时间里也出现了降低的趋势, 原因也是气泡群的多重散射效应.

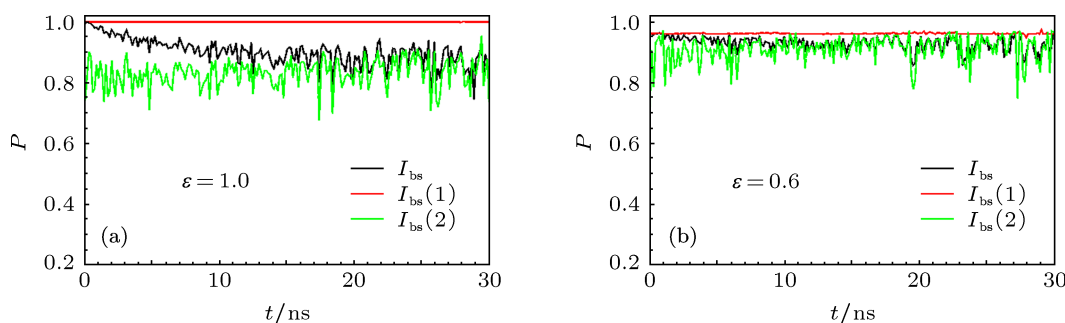


图5 各次散射分量的偏振度特征 (a) 球形气泡群; (b) 椭球气泡群

### 3.3 尾流气泡群密度对强度特征的影响

图6给出了不同气泡密度情况下, 回波信号总强度  $I_{bs}$  随时间  $t$  的信号. 气泡群密度分别取  $\rho_{bub} = 1.5 \times 10^7 \text{ m}^{-3}$ ,  $3 \times 10^7 \text{ m}^{-3}$ ,  $5 \times 10^7 \text{ m}^{-3}$ ,  $7 \times 10^7 \text{ m}^{-3}$ . 从图中可看出: 1) 在起始  $t = 0 \text{ ns}$  时刻

点, 回波信号总强度  $I_{bs}$  随气泡群密度的增加而增加, 这主要是因为随着气泡群密度的增加, 气泡群有效散射截面积增大, 光子与浅层气泡群碰撞概率增加, 从而增强了回波信号强度; 2) 回波信号总强度  $I_{bs}$  的下降斜率随气泡群密度的增加而增加, 这是因为随着气泡群密度的增加, 气泡层的有效传输厚度减小, 回波信号强度随时间  $t$  的衰减变迅速.

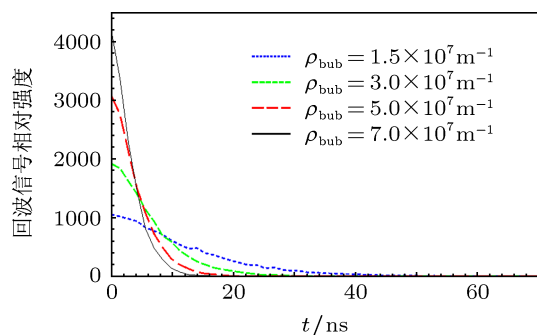


图6 不同气泡群密度下回波信号的强度曲线

### 3.4 气泡群密度对偏振特征的影响

图7给出了不同气泡密度情况下, 球形气泡群回波信号的偏振度  $P_L$  随时间  $t$  的信号. 从图7可得到以下结论: 1) 在回波信号持续时间内, 对任意给定的时刻点  $t_0$ ,  $P_L$  随气泡群密度  $\rho_{bub}$  的增大而减小, 从理论上可解释为随着气泡密度  $\rho_{bub}$  的增大, 二次及多次散射的概率增加, 3.2 节的模拟结果已证明多次散射将加速回波信号的退偏振效果, 因此

$P_L$  随气泡群密度  $\rho_{\text{bub}}$  的增大而减小; 2) 气泡密度越大, 回波信号的持续时间越短, 这主要是因为, 气泡群密度的增加提高了光子在气泡层内的碰撞概率, 加强了多重散射的效果, 使气泡层的有效传输厚度减小.

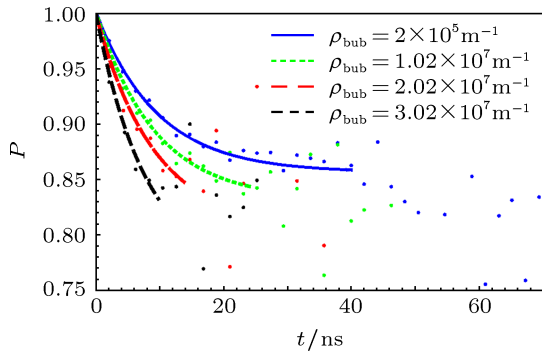


图 7 不同气泡群密度下回波信号的偏振度曲线

## 4 实验结果与分析

### 4.1 实验设计

图 8 是模拟尾流气泡群激光散射强度和偏振探测实验系统平台. 系统光源为半导体抽运 Nd:YAG 脉冲激光器 (波长 532 nm, 半峰宽 8 ns), 输出某一方向占优势的部分线偏振激光, 经格兰-泰勒起偏器 (GTP) 后输出纯度更高的线偏振光, 经  $\lambda/2$  波片 (HWP) 调整为平行线偏振光并发射, 功率约 7 mJ. 后向散射光被接收透镜组接收后, 经窄带滤光片 (BF)、小孔 (P)、凸透镜 (L1) 调整为平行光, 经偏振分光棱镜 (PP) 分解为垂直、水平两偏振分

量信号, 分别经汇聚透镜 (L2, L3) 聚焦到 APD(D1, D2) 光敏面上, APD 系统增益为  $1.53 \times 10^5 \text{V/A}$ ,  $-3 \text{ dB}$  带宽为 100 MHz. 能量计采用 NIM-EI1000 型硅 PIN 脉冲能量计, 用于监测发射线偏激光脉冲的能量, 以保证各组数据的可对比性. 气泡生成器产生的气泡在搅拌器 AS 作用下发生一定的形变, 形成椭球形气泡, 从而模拟真实海洋环境中海水运动引起的气泡形变, 由上文仿真结果, 形变椭球形气泡本身以及气泡群的多重散射效应将引起线偏激光后向散射回波信号偏振度降低. 示波器采用 Agilent 公司生产的 MSO7104A 型, 模拟带宽 1 GHz, 最高采样率 4 Ga/s. 计算机基于 Micro Visual Studio 2008 编译环境编写了两个 win32 程序, 用于自动保存回波信号  $I_{\text{para}}(t)$ ,  $I_{\text{perp}}(t)$  和图片, 整个系统由同步触发源触发并可完全自动运行. 本实验系统中激光器电磁干扰问题的解决、APD 光电探测器性能、稳定性和相位补偿技术、APD 自适应数控偏压电路等方面的具体技术细节参见文献 [12, 13], 不再赘述. 回波信号偏振度随时间变化的信号为

$$P_L(t) = \left| \frac{I_{\text{para}}(t) - I_{\text{perp}}(t)}{I_{\text{para}}(t) + I_{\text{perp}}(t)} \right|. \quad (20)$$

### 4.2 低信噪比回波信号中气泡群位置信息的提取

当探测对象为特定距离 D 处的高密度气泡群时, 回波信号在 D 处强度突变较大 (如图 9 曲线), 文献 [2—5] 分别通过对比气泡峰值点的方法提取了气泡群的位置信息. 而实船测量结果发现, 通常

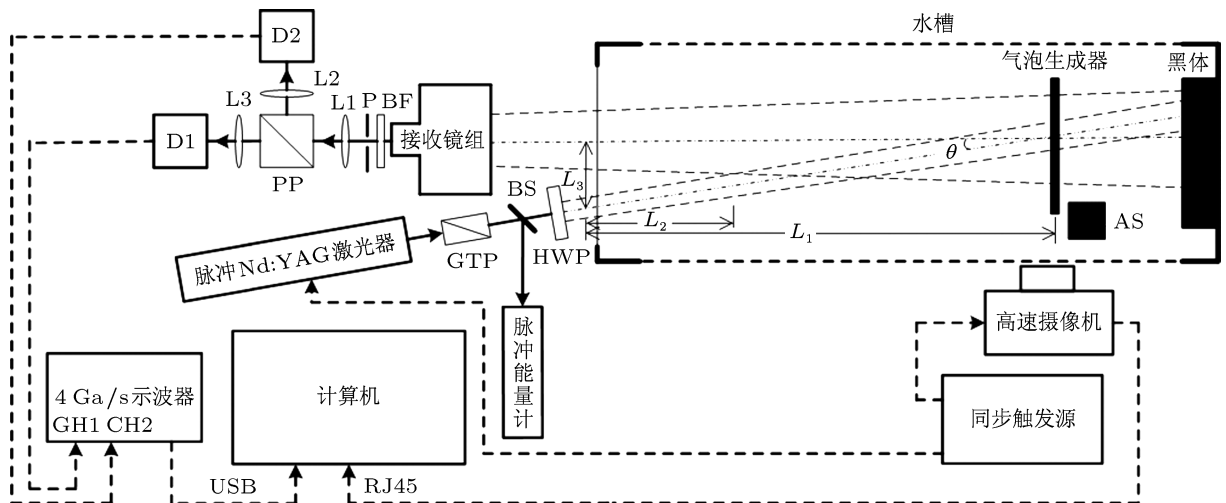


图 8 模拟尾流气泡群激光散射强度和偏振探测实验系统结构图



远场尾流气泡群的半径、密度更小, 后向散射回波信号更弱 (如图 9 曲线), 无法形成明显的气泡峰值点, 因此文献 [2—5] 方法在上述低信噪比下很难适用.

#### 4.2.1 在回波强度信号中提取

首先对无气泡群存在下的背景信号, 即水体后向散射信号进行接收, 如图 9 中曲线  $S_{b1}$ . 再对距探测系统  $L_1 = 4$  m 处低密度气泡群的回波信号进行接收, 如图中曲线  $S_{b2}$ .

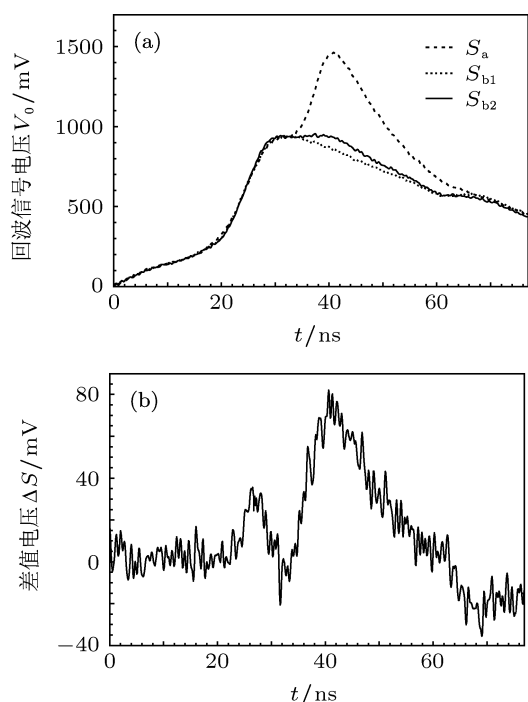


图 9 背景回波信号和气泡群回波信号

从图 9(a) 中可看出, 曲线  $S_{b2}$  上, 密度气泡群信号局部突变  $N$  对应的后向散射回波信号在强度上略强于背景回波信号  $S_{b1}$ , 通过对比  $S_{b1}$ ,  $S_{b2}$  两信号, 可推断引起信号变化的气泡群所在的位置. 图 9(b) 给出了两信号的差值  $\Delta S = S_{b2} - S_{b1}$  随时间的变化曲线, 假定引起信号变化的气泡群与接收发射平面之间的距离为  $L_1$ , 则发射光束传输到该点并返回到接收系统的时间为

$$t = \frac{2nL_1}{c}, \quad (21)$$

式中  $n$  是水体介质的折射率,  $c$  是真空中光速. 从图 9(b) 可看出,  $\Delta S$  差值电压在约 32 ns 出现了明显的上升沿, 利用 (21) 式可计算气泡群与探测系统的距离约 4 m, 与实际  $L_1$  的距离符合较好, 说明利用  $\Delta S = S_{b2} - S_{b1}$  可成功提取气泡群的距离信息. 该方

法用信号局部突变点的起始位置作为气泡群位置的判据, 可对低密度气泡群, 无法在回波信号上形成明显峰值的低信噪比信号进行处理.

#### 4.2.2 在回波偏振信号中提取

对低信噪比回波信号中气泡群位置信息的提取, 除了利用回波强度信号外, 还可利用偏振信号来提取. 图 10 给出了距探测系统  $L_1 = 4$  m 处气泡群的回波信号 (图 9 中曲线) 的偏振度随时间的信号. 从图 10 中可看出, 回波信号的偏振度在 32 ns 时刻开始下降, 说明回波信号开始退偏, 该现象是由气泡群的存在引起的, 理论上, 均匀水体的后向散射光线偏振度随时间波动较小, 基本呈现一条直线, 而上文仿真结果指出形变椭球气泡群本身及其多重散射效应会使光散射发生退偏, 回波信号的偏振度会随之降低. 利用这一特性可对低信噪比回波信号中气泡群位置信息进行提取. 利用 (21) 式计算得到气泡群与探测系统的距离刚好是 4 m, 与实际的  $L_1 = 4$  m 完全符合, 误差 0 m.

与强度信号相比, 利用回波偏振信号来提取气泡群距离信息的方法更为可靠, 因为强度探测是利用背景信号  $S_{b1}$  和测量信号  $S_{b2}$  两者之差  $\Delta S$  作为判别依据,  $S_{b1}$  和  $S_{b2}$  的获得需要至少两次探测, 两次探测的设备状态不可能完全相同, 比如, 脉冲激光器两次出光的电磁干扰叠加在  $S_{b1}$  和  $S_{b2}$  上肯定不同, 探测器在两次探测中的系统噪声也肯定不同, 特别是两次出光脉冲的能量以及波形差别可能很大, 能量波动而示波器触发电平恒定可能引起两次信号可能出现轻微的时移, 相减运算时可能引入更大的误差. 因此利用不在统一条件下测得的  $S_{b1}$  和  $S_{b2}$  做相减运算将会得到很大的误差. 而利用回波偏振信号进行精确定位只需单次探测信号即可, 消除了上述误差源.

上述现象说明, 利用回波偏振信号对气泡群位置信息进行提取可得到比普通的利用强度信号提取的方法更高的可靠性. 除此之外, 相比于从回波强度信号中提取气泡群位置信息的方法来说, 在回波偏振信号中提取的方法具有以下优势: 1) 偏振探测无需校准激光能量即可实现高精度探测; 2) 偏振探测只需一次探测即可确定尾流, 而强度探测需要至少两次.

图 11 给出了气泡群光散射回波信号强度与气泡群所在距离之间的关系, 测量值和模拟结果都以 2.7 m 处气泡群的回波信号强度为基准进行了归一化, 模拟结果考虑了激光脉宽的影响, 气泡群距离



从偏振信号中提取. 从图中可看出, 测量值与模拟结果的数据变化趋势较为符合, 气泡群光散射回波信号的强度随气泡群距离呈负指数规律衰减, 这验证了上文模拟方法的正确性. 比较分析测量值与模拟结果, 发现存在最大 0.12 的差异, 原因一方面是因为模拟参数的设置可能与实验情况存在一定的差异, 如气泡群衰减系数  $\mu_w$  和单次散射率  $\omega_0$  等仿真需要的参数很难精确得到. 另一方面, Monte Carlo 方法求解大系统、深穿透问题时本身存在一定的固有误差, 求解结果往往稍偏低一些.

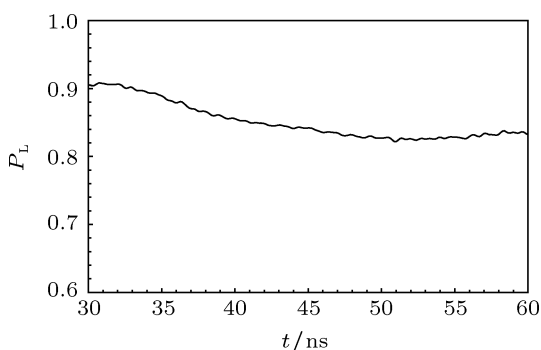


图 10 气泡群回波信号的偏振度曲线

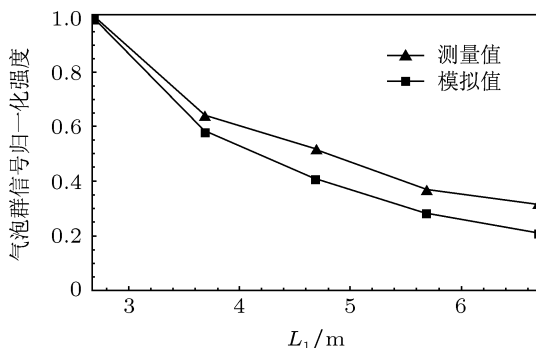


图 11 气泡群归一化强度与气泡群距离的关系

### 4.3 低信噪比回波信号中气泡群密度信息的提取

#### 4.3.1 在回波强度信号中提取

从理论上来说, 气泡群密度的增大将造成激光传输时的多重散射效应增强, 从而可能引起气泡群后向散射的回波信号强度增强, 形成信号局部突变. 图 12 给出了不同气泡群数密度情况下的回波信号强度曲线. 其中 5 种密度关系为:  $\rho_1 > \rho_2 > \rho_3 > \rho_4$ ,

为便于对比, 给出了“背景水体”信号, 表示气泡群不存在时的回波信号. 从图 12 中可以看出, 近场水体散射形成的 0—25 ns 信号的幅度及形状基本不变, 这说明 5 组信号是在激光发射脉冲能量基本相同的条件下获得, 确保了 5 组信号在强度上的可对比性. 结果发现, 回波信号中气泡群 D 处的信号突变形成的后向散射峰值随气泡群数密度的增大而增大.

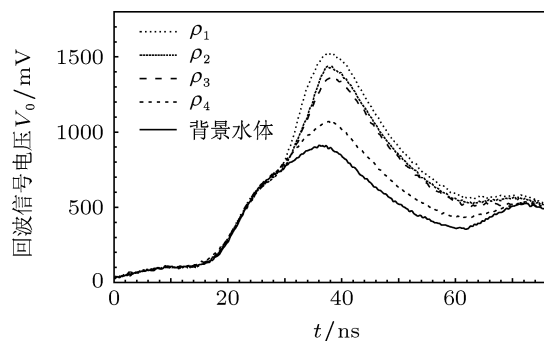


图 12 气泡群数密度不同时的回波信号强度曲线

#### 4.3.2 在回波偏振信号中提取

对低信噪比回波信号中气泡群密度信息的提取, 除了利用回波强度信号外, 还可利用偏振信号来提取, 结果如图 13 所示. 从图 13 中可以看出, 5 组回波信号的偏振度都在 32 ns 处出现下降, 利用 (21) 式可知 32 ns 精确对应气泡群所在位置  $L_1 = 4$  m. 从图中得到如下结论: 回波信号在气泡群位置处的偏振度随气泡群密度的增强而下降, 气泡群密度越大, 偏振度下降越显著. 从理论上可解释为, 随着气泡群密度的增加, 气泡群的多重散射效应也增加, 多重散射效应加速了气泡的偏振度退化, 从而使回波信号减小.

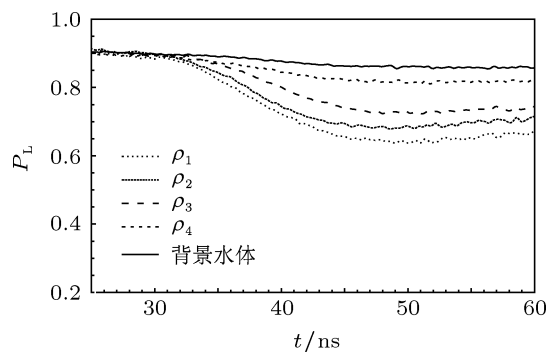


图 13 气泡群数密度不同时的偏振度曲线

图 14 给出了气泡群局部强度峰值与归一化偏振度  $P_L$  的关系, 测量值和模拟值都以 895 mV 时回波信号的  $P_L$  为基准进行了归一化, 从图中可看出, 气泡群密度的增加使图 14 中的气泡群回波信号电压从 895 mV 增强到 1515 mV, 与此同时, 模拟值和测量值的归一化偏振度  $P_L$  分别从 1 减小到 0.896 和 0.879. 从而得出结论: 气泡群的归一化偏振度  $P_L$  随气泡群回波信号局部强度峰值的增加而减小, 测量值与模拟值的数据变化趋势较为符合, 验证了上文模拟方法的正确性.

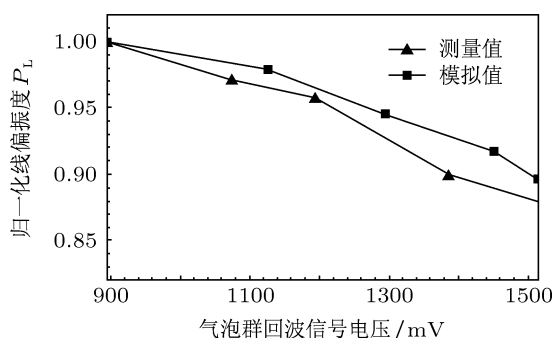


图 14 归一化偏振度与气泡群回波信号电压的关系

## 5 结论

本文基于矢量 Monte Carlo 方法建立了舰船尾流气泡群激光后向散射式探测仿真模型. 基于粒子碰撞重要性抽样的基本思想, 在传统能量接收方法的基础上, 提出了回波光光子偏振贡献接收方法和回波信号偏振信息统计方法. 仿真结果表明, 除单次散射外, 多次散射分量, 特别是二次散射分量也在总强度  $I_{bs}$  中占较大比重, 在仿真中必须予以考虑; 多重散射效应引起回波信号的退偏效果显著; 随着气泡群密度的增加, 回波信号总强度  $I_{bs}$  及其下降斜率随之增加, 偏振度  $P_L$  随之降低, 信号持续时间缩短. 构建了模拟尾流气泡群激光散射强度和偏振探测实验平台, 从实验的角度验证了模拟结果的准确性, 并得到了气泡群归一化强度与气泡群距离、归一化偏振度与气泡群回波信号电压的关系. 实验和模拟结果的一致性表明, 利用回波强度、偏振信息可表征气泡群距离、密度信息, 从而可对舰船尾流特别是低密度尾流进行高精度的探测和辨识.

- [1] Stanic S, Caruthers J W, Goodman R R, Kennedy E, Brown R A 2009 *IEEE J. Oceanic Eng.* **34** 83
- [2] Ulloa O, Sathyendranath S, Platt T 1994 *Appl. Opt.* **33** 7070
- [3] Zhang X D, Lewis M, Johnson B 1998 *Appl. Opt.* **37** 6525
- [4] Qiu H H 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 690
- [5] Kokhanovsky A A 2003 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5** 47
- [6] Zhang X D, Marlon L. 2002 *Limnology and Oceanography* **47** 1273
- [7] Zhang J S 2001 *Ph.D. Dissertation* (Xi'an: Chinese Academy of Sciences, Xi'an Institute of Optics and Fine Mechanics) (in Chinese) [张建生 2001 博士学位论文 (西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所)]
- [8] Shi S W, Wang J A, Jiang X Z, Ma Z G, Yu Y 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 1861 (in Chinese) [石晟玮, 王江安, 蒋兴舟, 马治国, 余扬 2008 光学学报 **28** 1861]
- [9] Liang S Y, Wang J A, Zhang F, Shi S W, Ma Z G, Liu T, Wang Y H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 110701 (in Chinese) [梁善勇, 王江安, 张峰, 石晟玮, 马治国, 刘涛, 王雨虹 2012 物理学报 **61** 110701]
- [10] Kokhanovsky A A 2003 *Appl. Opt.* **5** 47
- [11] Wang C P, Qu H M, Chen Q 2007 *Optoelect. Technol.* **27** 44 (in Chinese) [王春平, 屈惠明, 陈钱 2007 光电子技术 **27** 44]
- [12] Ramella-Roman J C, Prahla S A, Jacques S L 2005 *Opt. Express* **13** 4420
- [13] Wang L, Xu Z H, Feng H J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2694 (in Chinese) [王凌, 徐之海, 冯华君 2005 物理学报 **54** 2694]
- [14] Su H M, Zheng X G, Wang X, Xu J F, Wang H Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1044 (in Chinese) [苏慧敏, 郑锡光, 王霞, 许剑锋, 汪河洲 2002 物理学报 **51** 1044]
- [15] Wang M G, Li T J, Jian S S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2818 (in Chinese) [王目光, 李唐军, 简水生 2003 物理学报 **52** 2818]
- [16] Zhang Q D, Li Y D, Deng X J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084216 (in Chinese) [张启兴, 李耀东, 邓小玖 2011 物理学报 **60** 084216]
- [17] Zhao T F, Ke X Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 114208 (in Chinese) [赵太飞, 柯熙政 2012 物理学报 **61** 114208]
- [18] Takano Y, Liou K N 2010 *Appl. Opt.* **49** 3990
- [19] Yang P, Wei H, Kattawar G W, Hu Y X, Winker D M, Hostetler C A, Baum B A 2003 *Appl. Opt.* **42** 4389

# Laser detection method of ship wake bubbles based on multiple scattering intensity and polarization characteristics\*

Liang Shan-Yong<sup>1)†</sup> Wang Jiang-An<sup>1)</sup> Zong Si-Guang<sup>1)2)</sup> Wu Rong-Hua<sup>1)</sup>  
Ma Zhi-Guo<sup>1)</sup> Wang Xiao-Yu<sup>1)</sup> Wang Le-Dong<sup>1)</sup>

1) (*Information Countermeasures Department, Electronic Engineering College, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China*)

2) (*China Shipbuilding Industry Group NO. 717 Research Institute, Wuhan 430033, China*)

(Received 7 August 2012; revised manuscript received 12 November 2012)

## Abstract

It is the research foundation of ship wake detection by laser and new-generation optical homing torpedo to investigate the influence of multiple scattering effect on light scattering intensity and polarization characteristics of the ship wake bubbles. The simulation model of laser back-scattering detection by ship wake bubbles is based on vector Monte Carlo method, and the multiple scattering mechanism is studied. The influences of multiple scattering effect and the bubble density in ship wake on the light scattering intensity and polarization characteristics of echo signal are analyzed. The echo photon polarization contribution reception method and the echo signal polarization statistical method are proposed to solve the problem that the low photon return probability cannot form the echo energy in the system with small receiver field of view. These methods are based on the basic idea of the particle collision importance sampling and the traditional energy receiving method. The polarization detection experimental platform for the simulated wake bubbles is built and the accuracy of the simulation results is verified in experiment. The consistence of the experimental and simulation results shows that the bubble distance and density information can be characterized by echo intensity, polarization information and the echo signal intensity, and the polarization characteristics can be used to detect and distinguish the ship wake bubbles, or even a low density wake bubbles with high precision.

**Keywords:** Monte Carlo, polarization, multiple scattering, bubble

**PACS:** 07.60.-j, 24.70.+s, 02.70.Tt, 29.40.-n

**DOI:** 10.7498/aps.62.060704

\* Project supported by the Advanced Research Program of Weapon Equipment, China (Grant No. 9140A26030110JB11) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51109217).

† Corresponding author. E-mail: laser\_ocean@yeah.net