

## 水下高斯界面背向散射超声散斑场的相位奇异\*

郑伟花† 贾虎

(南阳师范学院土木建筑工程学院, 南阳 473061)

(2013年10月8日收到; 2013年11月5日收到修改稿)

为了精确描述超声散斑场的特性, 提出了采用计算机模拟产生超声散斑场的方法. 利用模拟产生的高斯相关随机表面, 获得了这类表面远场超声散斑场, 同时得到了声强分布和相位分布. 与实验产生的散斑场进行对比, 建立了超声散斑场接收的实验系统, 取与计算模拟相同的参数, 获得了实验散斑场. 通过对比发现: 计算机模拟产生的超声散斑场相位存在奇异点, 奇异点周围相位分布类似漩涡, 计算机模拟产生的散斑场与实验得到的散斑场强度分布相似, 强度值比实验产生的散斑场强度大, 携带有用信息的高亮散斑较多, 暗点较少, 更利于研究和分析.

**关键词:** 超声散斑, 高斯界面, 相位奇异**PACS:** 43.35.+d, 43.35.-c**DOI:** 10.7498/aps.63.054301

## 1 引言

激光、超声等相干波入射至粗糙界面上, 其散射波在空间可以形成随机散斑. 长期以来人们对激光散斑的研究较多, 并逐渐认识到散斑也是一种信息载体<sup>[1]</sup>, 因此激光散斑场的统计特性研究发展较快, 主要集中在激光散斑统计规律<sup>[2,3]</sup>和激光散斑检测技术<sup>[4-8]</sup>两方面, 例如, 伍小平等在1980年提出了激光散斑场的运动规律; Goodman等在1984年推导出激光散斑的统计特性; 随后激光散斑检测技术发展迅速, 并且一直持续到近期依然是学者们研究的热点. 例如2000—2004年间杨楠, 佟景伟等将散斑相关法用于各向异性 and 功能材料的测试<sup>[9]</sup>; 2013年李刚等利用电子散斑干涉法测量了金属表面热变形<sup>[10]</sup>; 近几年此方法渐运用到微观测量中. 有关激光散斑场数值模拟以及相位奇异也有不少研究报道<sup>[11-14]</sup>, 文献<sup>[11]</sup>用数值模拟得到激光散斑场的相位奇异现象, 并对其产生的机理进行了分析; 文献<sup>[12]</sup>对远场激光散斑进行了数值模拟, 并对角度散斑相关粗糙度的测量方法进行了讨论并得出此方法的有效性. 对于超声散斑的研究一直很

少, 主要局限在医学成像技术<sup>[15-19]</sup>和超声无损检测<sup>[20-22]</sup>中, 有关超声散斑场的数值模拟及相位奇异未见相关的报道.

自从1997年, 韩国Hong等类比激光散斑干涉检测的原理和方法, 提出了建立超声散斑检测新技术的思想之后, 一些学者对超声散斑检测也有了进一步的相关研究: 例如超声散斑跟踪技术研究<sup>[23-25]</sup>; 超声散斑场的一阶二阶统计特性<sup>[26-28]</sup>; 利用超声散斑场的相关性和相干性进行面内和离面位移的测量<sup>[29-31]</sup>等等. 散斑跟踪技术主要应用在医学超声中, 从文献<sup>[23-25]</sup>可以看出, 散斑跟踪成像技术已经从二维发展到三维; 虽然人们在医学超声中散斑也得到了应用, 但超声散斑场的统计特性发展比较慢, 文献<sup>[26-28]</sup>主要讨论的是超声静态散斑的统计特性, 超声动态散斑统计特性的研究几乎没有相关报道; 超声散斑的研究和应用都还不够深入, 一个基本原因是人们至今还缺乏对超声散斑特性的全面认识. 为了建立和发展超声数字散斑检测新技术的基础, 需要对超声散斑的统计特性进行深入全面的研究.

本文基于弱散射界面反射超声散斑的统计特

\* 国家自然科学基金(批准号: 11304168, 11202109)和河南省科技厅项目(批准号: 112102310516)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhengweihua1230@163.com

性,对弱散射界面反射超声散斑场的光强和相位进行模拟,同时进行实验验证.因为超声所具有的可穿透能力,在空气中衰减较快的特性,超声发射和接收系统建立在水下,粗糙界面放置在水中测量.

## 2 理论分析——超声散斑场的产生

如图1所示,考察超声在水中的传播.图中 $X_0-Y_0$ 是散射面, $X-Y$ 是观察面,两者相互平行,间距为 $z$ , $D_0$ 为超声辐照面.

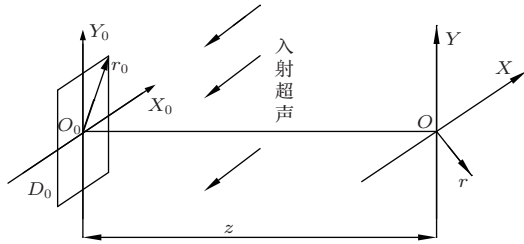


图1 界面反射超声在空间的传播

不考虑散射波传播时色散与衰减影响,与激光散斑测量系统的分析相似,超声散斑测量系统也被看作是一个线性系统,菲涅耳近似区内系统的脉冲响应函数为<sup>[27]</sup>

$$h(x, y, z) = \frac{1}{j\lambda z} \exp(-jkz) \exp \left[ -j \frac{k}{2z} (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \right], \quad (1)$$

式中 $\lambda$ 是超声波长, $k = 2\pi/\lambda$ 是波数.可以表示为实部和虚部的形式:

$$h(x, y, z) = h^R(x, y, z) + jh^I(x, y, z). \quad (2)$$

散射基元上声场复振幅 $\mathbf{A}_0(x_0, y_0)$ 可表示为

$$\mathbf{A}_0(x_0, y_0) = A_0^R(x_0, y_0) + jA_0^I(x_0, y_0). \quad (3)$$

当超声脉冲辐照在粗糙表面上时,距界面 $Z$ 处的 $X-Y$ 上声场的复振幅为

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(x, y) &= \mathbf{A}_0(x_0, y_0) \otimes \mathbf{h}(x, y, z) \\ &= \iint_{D_0} \mathbf{A}_0(x_0, y_0) \cdot \frac{1}{j\lambda z} \exp(-jkz) \\ &\quad \times \exp \left\{ -j \frac{k}{2z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\} dx_0 dy_0. \end{aligned} \quad (4)$$

这样声场复振幅实部和虚部为

$$A^R(x, y) = \int_{D_0} \left[ A_0^R(x_0, y_0) h^R(x, y, z) - A_0^I(x_0, y_0) h^I(x, y, z) \right] dx_0 dy_0, \quad (5)$$

$$A^I(x, y) = \int_{D_0} \left[ A_0^R(x_0, y_0) h^I(x, y, z) + A_0^I(x_0, y_0) h^R(x, y, z) \right] dx_0 dy_0. \quad (6)$$

由此,超声散斑场的强度和相位分别为

$$I(x, y) = |A^R(x, y) + jA^I(x, y)|^2 = [A^R(x, y)]^2 + [A^I(x, y)]^2, \quad (7)$$

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1} \left( \frac{A^I(x, y)}{A^R(x, y)} \right). \quad (8)$$

为了模拟产生超声散斑场,构造粗糙的随机界面来获取 $A_0(x_0, y_0)$ 函数的具体形式.构造表面高度符合高斯随机分布的二维随机表面,高度分布关系满足以下关系式<sup>[32]</sup>:

$$\begin{aligned} \Delta(x_0, y_0) &= \frac{2w^2}{\xi\sqrt{\pi}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \eta(\mu_x, \mu_y) \\ &\quad \times \exp \left\{ -\frac{2}{\xi^2} [(x_0 - \mu_x)^2 + (y_0 - \mu_y)^2] \right\} d\mu_x d\mu_y, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\eta(\mu_x, \mu_y)$ 为均值为零的白噪声, $w$ 是表面高度的均方差,表征随机表面的粗糙度; $\xi$ 为表面的横向相关长度,表征散斑颗粒的统计尺寸.

进行随机表面的模拟,可以设定 $w = 0.5 \text{ mm}$ (根据超声波在水中传播时的波长而定,保证随机表面不是强散射界面),取 $\eta(\mu_x, \mu_y)$ 为积分区域内均匀分布的随机数,其范围为 $[-\sqrt{3}, \sqrt{3}]$ ;同时 $\xi$ 可根据超声散斑平均横向尺寸而定,超声散斑平均横向尺寸的公式为

$$\delta = \frac{1.22\lambda z}{D_0}. \quad (10)$$

取照射区域 $D_0$ 为25 mm,超声入射频率为2.5 MHz,取观察面与照射面距离 $z = 50 \text{ mm}$ ,可计算出超声散斑的横向平均尺寸为1.42 mm,取 $\xi = 1.5 \text{ mm}$ .随机表面的范围设置为25 mm × 25 mm,将此区域划分成128 × 128个点.当随机表面上的点 $(x_0, y_0)$ 与积分区域上的点 $(\mu_x, \mu_y)$ 相距足够远时,(9)式中 $e$ 指数项足够小可以忽略,因此可以取一个较大的积分区域来获得较精确的结果,计算时取30 mm × 30 mm的范围.

超声束经过随机散射表面调制后的声场复振幅分布为<sup>[27]</sup>

$$A_0(x_0, y_0) = A_0 \exp[j\phi(x_0, y_0)],$$

$$\phi(x_0, y_0) = \frac{2\pi}{\lambda}(1 + \cos\theta)\Delta(x_0, y_0), \quad (11)$$

其中  $A_0$  为超声振幅,  $\theta$  为超声入射角将 (11) 代入 (4) 式可得

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(x, y) &= \mathbf{A}_0(x_0, y_0) \otimes \mathbf{h}(x, y, z) \\ &= \iint_{D_0} A_0 \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda}(1 + \cos\theta)\Delta(x_0, y_0)\right] \\ &\quad \times \frac{1}{j\lambda z} \exp(-jkz) \cdot \exp\left\{-j\frac{k}{2z}[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0. \end{aligned} \quad (12)$$

文中采用的是连续积分模型, 在计算过程中采用的是软件自带的离散模型, 计算步长可以调整, 并没有根据超声散斑的实际特征进行选择离散计算的模型, 如果根据超声散斑的实际特点选择不同的离散计算模型, 然后选出精确度较高的算法来进行数值模拟, 计算结果会更接近理想情况.

为了计算简便取振幅  $A_0$  为 1, 超声入射角  $\theta = 60^\circ$ , 根据 (9) 式以及上述所设的参数将生成的高斯随机表面代入 (12) 式, 获得  $z = 50 \text{ mm}$  的空间平面上复振幅分布  $\mathbf{A}(x, y)$ , 再根据 (7) 得到空间平面上散斑的强度值, 对强度值进行归一化处理之后用灰度图表示, 如图 2 所示.

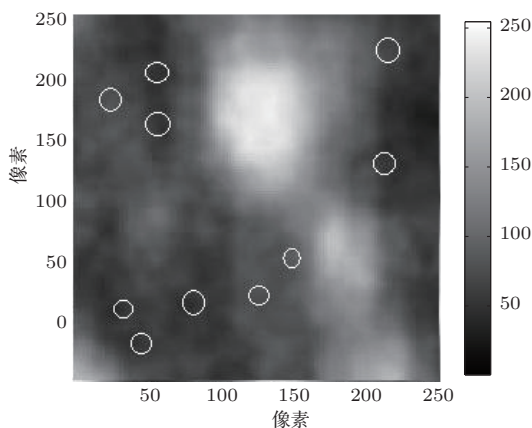


图2 超声散斑场的数值模拟

相位奇异点是当光场的复振幅等于零时, 即采用负指数形式表示的光场实部和虚部在空间某处同时等于零, 从而导致此处相位为不定值的现象.

在实部和虚部相交的地方, 光场的相位围绕该点螺旋增加或减小, 因此相位奇异又称为相位漩涡.

若要判断超声散斑场是否存在相位奇异点, 以及相位奇异点和激光散斑场是否相似并具漩涡现象, 需要先找到声强的零值点, 即找出声强实部和虚部都为零的等值线. 做出  $\mathbf{A}(x, y)$  实部和虚部的零值等值线, 如图 3 所示. 其中实线和虚线有相交点即散斑相位奇异点, 奇异点位于图 2, 图 3 中圈出的位置, 成对出现并且都出现在强度接近零的暗区.

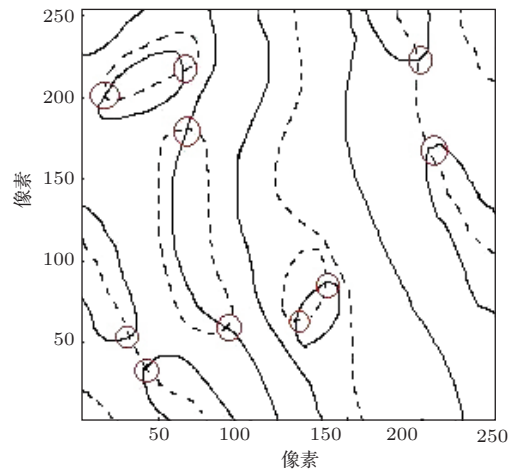


图3 散斑强度实部和虚部的零值线

根据 (8) 式可知其取值范围在  $(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$  内, 但是超声散斑场的相位取值范围在  $(-\pi, \pi]$  内, 因此要根据散斑场复振幅实部和虚部正负号分别讨论相位的取值范围, 可得到

1) 当  $A^I(x, y) > 0$  时, 相位

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1}\left(\frac{A^R(x, y)}{A^I(x, y)}\right);$$

2) 当  $A^I(x, y) = 0$  时, 若  $A^R(x, y) > 0$ , 则  $\varphi(x, y) = \frac{\pi}{2}$ , 若  $A^R(x, y) < 0$ , 则

$$\varphi(x, y) = -\frac{\pi}{2};$$

3) 当  $A^I(x, y) < 0$  时, 若  $A^R(x, y) > 0$ , 则

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1}\left(\frac{A^R(x, y)}{A^I(x, y)}\right) + \frac{\pi}{2},$$

若  $A^R(x, y) < 0$ , 则

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1}\left(\frac{A^R(x, y)}{A^I(x, y)}\right) - \frac{\pi}{2}.$$

将相位分布映射到正常的  $(-\pi, \pi]$  区间内.

图 4 中用 4 级灰度图表示散斑的相位, 范围从  $-\pi$  到  $\pi$ , 每条等相位线间相位相差  $\pi/2$ . 这样在每

个相位奇异点处, 会发出4条等相位线, 类似漩涡分布.

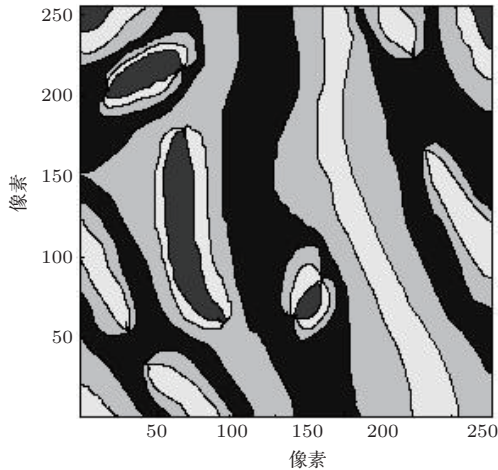


图4 散斑场相位灰度图

### 3 实验

#### 3.1 实验系统

为了验证计算机模拟的散斑场的正确性, 实验中各项参数依然保持计算机模拟时采用的参数. 实验在水中进行, 接收与发射的探头都采用水浸探头.

如图5所示, 超声入射频率为2.5 MHz, 超声入射角度为 $60^\circ$ , 采集区域和计算机模拟时一样, 在距离辐照面50 mm的位置, 将区域划分为 $256 \times 256$ 个点. 聚焦探头由步进电机带动, 沿 $(x, y)$ 个方向上移动采集数据.  $T, R$ 分别为发射探头和接收探头.

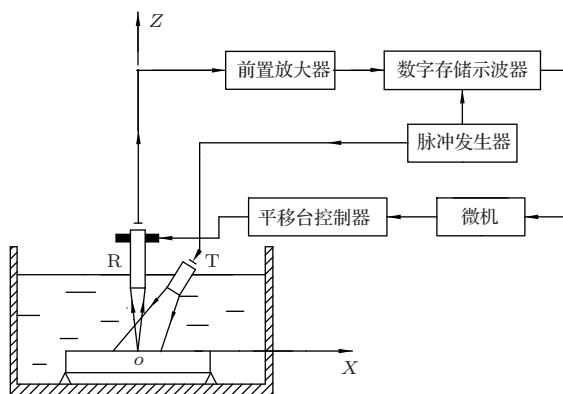


图5 实验系统图

产生粗糙界面的试件是平面研磨标准试样, 为避免误差, 其尺寸与辐照面一样为边长为 $L = 25$

mm的正方形, 用表面轮廓仪测得其表面粗糙度 $R_a = 1 \mu\text{m}$ , 属于一般的加工表面, 不需精加工可以达到这个要求. 经过研磨的标准试样与理论推导中假设的高斯高度分布是符合的[33]. 超声波长较大, 此试件的粗糙度能使超声在反射界面空间发生散射, 但不属于强散射范围, 属于弱散射的范围. 将聚焦探头采集的散斑信号进行频谱分析, 将主频的幅度值作为信号的特征值, 将 $256 \times 256$ 个幅度值进行归一化处理, 用灰度图表示的实验结果如图6所示.

图6中横坐标和纵坐标为采集点, 每采集一个点会产生一个强度值, 其中白线圈出的部分为计算机模拟产生的散斑场的相位奇异点位置, 这些奇异点也恰好处于实验产生的散斑场的暗区内. 虽然实验产生的散斑场和计算机模拟产生的散斑场的暗区大小和位置并不完全相同, 但是亮区的位置和数量是相同的, 同为3个. 实验产生的散斑场边缘处有部分亮区, 不把它作为散斑颗粒, 因为实验中超声的照射面积比模拟计算时的积分区域大, 会造成部分误差.

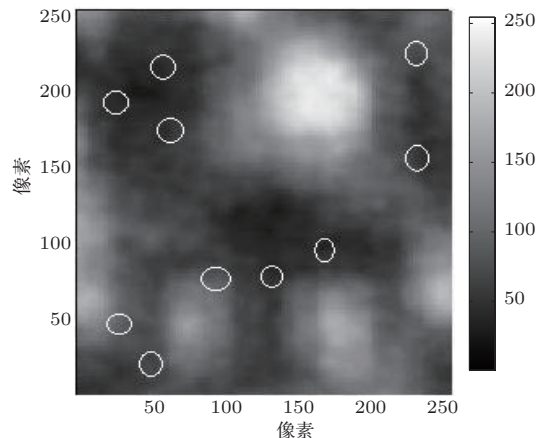


图6 超声散斑场实验结果

#### 3.2 讨论

1) 对比图2和图6, 亮区散斑个数相同, 位置相似, 暗区散斑位置不同, 整幅散斑图的均值也不同. 因为模拟产生和实验中的散射表面虽然都符合高斯分布, 但是每个位置的表面高度并不完全相同, 只能从统计意义上来看模拟结果和实验结果是否具有相似性. 从统计上来看单位面积内高亮散斑的个数是相同的, 位置相似说明峰值的位置是相似的, 而暗区位置不同正说明了散斑场的随机性; 整幅图来看实验结果要比计算机模拟的结果的均值

低, 经计算, 图 2 均值为图 6 均值的 1/20 左右, 说明计算模拟所得的散斑场要比实验所得的数据误差更小, 更能够反映清楚散斑实际的特性.

2) 图 2 和图 6 中散斑的对比度不相同. 图 2 比图 6 的对比度大 5%, 说明散斑强度的起伏程度也不相同, 模拟计算的结果比实验的结果更容易分辨出散斑颗粒.

3) 本实验数据不能提取出相位分布图. 由于本实验中并没有涉及到参考超声波, 无法调节参考波的相位, 不能使用相移技术得到散斑相位的实验结果. 如果实验中加入参考声波与模拟计算时使用的积分方程不统一, 则模拟值和实验值没有可比性. 下一步可以考虑将实验采集到的数据中加入数字参考波, 在计算机内参与相移计算而得到实验散斑场的相位分布, 从而分析相位分布是否具有漩涡特征.

根据文献 [33] 可知, 界面上声场复振幅相位的方差与界面高度变量的方差有严格的数学关系, 可以根据散斑图采用理论推导的反计算方法可以得到界面高度变量的方差, 从而可以计算出界面的粗糙度, 这为散斑计量学又提出了一条新的思路.

## 4 结 论

通过理论推导及计算模拟, 形成了高斯随机相关表面, 并在该类界面上产生了散斑场的强度分布和相位分布, 强度的零值线分布和相位的分布显示超声散斑场也具有相位奇异特性, 并发现奇异点成对出现, 四周出现漩涡. 为了进一步验证计算模拟的正确性, 建立了实验系统, 得到了实验散斑场, 通过对比发现: 计算机模拟得到散斑场与实验得到的散斑场在统计上相似, 具有相同的峰值位置, 相同的亮区散斑个数, 说明模拟计算的模型是正确的; 但暗区位置不同, 计算机产生的散斑场均值更高, 对比度更大, 说明散斑颗粒更容易分辨, 利用研究分析.

## 参考文献

- [1] René Dändliker, Mottier F M 1971 *ZAMP* **22** 369
- [2] Goodman J W 1984 *Statistical properties of laser speckle patterns* (Berlin: Springer-Verlag) p9
- [3] Wu X P, He S P, Li Z C 1980 *Acta Phys. Sin.* **29** 1142 (in Chinese)[伍小平, 何世平, 李志超 1980 物理学报 **29** 1142]
- [4] Archbold E, J. M Burch, A. E 1970 *Optica Acta* **17** 883
- [5] Yamaguchi I 1981 *Optica Acta* **28** 1359
- [6] Smith B S 1998 *Experimental Techniques* **7** 19
- [7] Reu P L 2013 *Experimental Mechanics* **22** 174
- [8] Stetson K A 2013 *Experimental Mechanics* **22** 99
- [9] Yang N 2002 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) p75 (in Chinese)[杨楠 2002 博士学位论文(天津: 天津大学) 第 75 页]
- [10] Li G, Li L, Zhang C, Huang J X 2013 *Optical Instruments* **35** 2 (in Chinese)[李刚, 李莉, 张维, 黄敬霞 2013 光学仪器 **35** 2]
- [11] Song H S, Cheng C F, Liu M, Teng S Y, Zhang N Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3887 (in Chinese)[宋洪胜, 程传福, 刘曼, 滕树云, 张宁玉 2009 物理学报 **58** 3887]
- [12] Cheng C F, Teng S Y, Song H S, Liu G Y, Liu M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 964 (in Chinese)[程传福, 滕树云, 宋洪胜, 刘桂媛, 刘曼 2010 物理学报 **59** 964]
- [13] Liu M, Cheng C F, Song H S, Teng S Y, Liu G Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5376 (in Chinese)[刘曼, 程传福, 宋洪胜, 滕树云, 刘桂媛 2009 物理学报 **58** 5376]
- [14] Cheng C F, Teng S Y, Song H S, Liu G Y, Liu M *Acta Phys. Sin.* **2614** ) **58** 2614 (in Chinese)[2614 程传福, 滕树云, 宋洪胜, 刘桂媛, 刘曼物理学报 **58** 2614]
- [15] Ma Q Y, Qiu Y Y, Huang B, Zhang D, Gong X, F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 094302
- [16] Chengpu Yu, Cishen Zhang, Lihua Xie 2012 *Multidimensional Systems and Signal Processing* **23** 499
- [17] Xue H H, Liu X Z, Gong X F, Zhang D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5233 (in Chinese)[薛洪惠, 刘晓宙, 龚秀芬章东 2005 物理学报 **54** 5233]
- [18] Zuikova N V, Kondrat T V, Svet V D 2001 *Acoustical Physics* **47** 578
- [19] Barannik E A, Volokhov Y V, Marusenko A I 1997 *Biomedical Engineering* **31** 246
- [20] Qian S Y, Wang H Z 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 501 (in Chinese)[钱盛友, 王鸿樟 2001 物理学报 **50** 501]
- [21] Wei B B, Cao C D, Xie W J 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 250 (in Chinese)[魏炳波, 曹崇德, 解文军 1999 物理学报 **48** 250]
- [22] Vladimirov A P, Gorkunov E S, Eremin P S 2010 *Instruments and Experimental Techniques.* **53** 118
- [23] Kyounghee Kim, Donghee Park, Jingam Park 2012 *Journal of the Korean Physical Society* **60** 171
- [24] Zhang L, Parrini S, Freschi C 2013 *International Journal of Computer Assisted Radiology and Surgery* **8** 92
- [25] Alexander J. Gregory MD, Gary Dobson MD 2013 *Canadian Journal of Anesthesia* **60** 667
- [26] Du Y W, Tong X W, Zhong W, Wang T X, Gan C M, Zhang X R 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 144 (in Chinese)[都有为, 童兴武, 钟伟, 王廷祥, 干昌明, 章肖融 1992 物理学报 **41** 144]
- [27] Zhu H M, Wu Y Y, Huang Z W, Wang Y G, Zhu C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1438 (in Chinese)[朱鸿茂, 吴艳阳, 黄忠文, 王寅观, 朱成 2003 物理学报 **52** 1438]
- [28] Zhu H M, Zheng W H, Huang Z W, Zhu C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2614 (in Chinese)[朱鸿茂, 郑伟花, 黄忠文, 朱成 2004 物理学报 **53** 2614]

- [29] Zheng W H, Zhu H M 2008 *Mechanics in Engineering* **30** 75 (in Chinese)[(in Chinese)郑伟花, 朱鸿茂 2008 力学与实践 **30** 75]
- [30] Chu J, Shen L, Luo Z H, Hu L L, Hu P, Zhu H M 2012 *Chinese Journal of Applied Mechanics* **29** 406 (in Chinese)[褚俊, 沈磊, 罗志华, 胡莉莉, 胡鹏, 朱鸿茂 2012 应用力学学报 **29** 406]
- [31] Deng L H, Zhu H M, Wu Y Y 2006 *Journal of Experimental Mechanics* **21** 722 (in Chinese)[邓玲慧, 朱鸿茂, 吴艳阳 2006 实验力学 **21** 722]
- [32] Silvennoinen R, Peiponen K E, Asakura T 1992 *Optics and Lasers in Engineering* **17** 103
- [33] Gao Z 2009 *Ph. D. Dissertation* (Heilongjiang: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [高昭 2009 博士学位论文 (黑龙江: 哈尔滨工业大学)]

## Phase singularities of an ultrasonic speckle field back-scattered from an underwater Gaussian interface\*

Zheng Wei-Hua<sup>†</sup> Jia Hu

(School of Civil Engineering and Architecture, Nanyang Normal University, NanYan 473061, China)

( Received 8 October 2013; revised manuscript received 5 November 2013 )

### Abstract

In order to describe the characteristics of the ultrasonic speckle field accurately, a computation-simulated generation of ultrasonic speckle field is proposed. Using the Gaussian correlation random surfaces that are generated by the simulation, the simulation of the speckle field produced by this kind of surfaces in the far field, the sound intensity distribution, and phase distribution can also be obtained. To compare the difference between speckle field from experiment and that by the simulation, the ultrasonic speckle field receiving experimental system is established, taking the same parameters to calculate and simulate, the experimental speckle field is obtained. By contrast, phase singularity exists in the simulated speckle field and the phase distribution is similar to the swirl around singular points, The intensity distribution of the simulated speckle field and that obtained experimentally are similar, but the former has a bigger strength, more highlight speckles carrying useful information, dark speckle being less, so that it is more conducive to the research and analysis.

**Keywords:** ultrasonic speckle, Gaussian interface, phase singularity

**PACS:** 43.35.+d, 43.35.-c

**DOI:** 10.7498/aps.63.054301

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11304168, 11202109), and the Henan Province Science and Technology, China (Grant No. 112102310516).

† Corresponding author. E-mail: [zhengweihua1230@163.com](mailto:zhengweihua1230@163.com)