

水下等离子体声源的冲击波负压特性*

刘小龙[†] 黄建国 雷开卓

(西北工业大学航海学院, 水下强声实验室, 西安 710072)

(2013年3月26日收到; 2013年7月19日收到修改稿)

基于修正的 Rayleigh 气泡脉动方程对水下等离子体声源放电产生的强声冲击波的传播过程进行了分析; 利用 Euler 方程作为控制方程组, 建立了水下等离子体声源的聚束声场模型, 通过仿真计算获得的传播云图对冲击波负压的形成机理进行了直观的理论分析. 结果表明: 经过聚能反射罩反射汇聚得到的聚束波在反射稀疏波和水的惯性作用下, 聚束波周围水域产生了拉伸, 形成负压区, 如果拉伸力大于水的抗拉上限, 就会使得水中形成不连续现象, 即出现空化气泡; 此外聚能罩边缘处产生的衍射波进一步加剧了负压的产生, 边缘衍射波最终与拉伸波叠加, 使冲击波负压达到最大值; 通过对比仿真波形和实验波形, 从而验证和进一步揭示了冲击波负压的形成原因. 研究结果对认识水下冲击波的传播规律和进一步改进等离子体声源的设计具有指导意义.

关键词: 等离子体声源, 冲击波负压, 聚束声场模型, 气泡

PACS: 43.25.Vt, 43.30.Es, 43.35.Ei, 43.35.Kp

DOI: 10.7498/aps.62.204301

1 引言

水下高压脉冲放电产生的等离子体声源优势明显, 它的瞬间发射声功率大, 声压级可达 260 dB 以上^[1,2], 还可通过聚束技术来提高某指定方向上声冲击波的强度. 利用具有指向性的强声冲击波来进行水下目标探测^[3]、压制干扰鱼雷自导系统^[4], 对于海洋战略资源开发以及水下防御^[5] 具有极其重要的意义. 在冲击波传播过程中, 常伴随有气泡脉动现象, 且冲击波周围水域会形成负压区. 然而这一复杂的物理现象通常是以实验研究为主, 人们很难认识冲击波负压的形成机理. 因此, 研究冲击波负压有利于进一步认识冲击波的传播规律, 并指导等离子体声源的设计.

Lukeš 等^[6] 对水下冲击波的产生过程进行了研究, Qian 和 Xiao^[7,8] 研究了有限振幅条件下的水下气泡非线性运动, 但均未涉及冲击波负压的研究. 张晓艳等^[9] 对体外冲击波粉碎结石术 (ESWL) 中冲击波水下传播的压力场进行模拟, 认为负压即拉力, 较大的负压意味着在水中会出现空化现象, 但

没有对负压的产生机理做出研究. Costanzo^[10] 以及顾文彬等^[11] 对水下爆炸冲击波的空化区域形成及其特征进行了研究, 认为在反射稀疏波的作用下, 冲击波水域附近将产生一定的负压区, 而且当负压超过水的抗拉上限时, 水中将有阻止压力进一步降低的空化区域形成. 这些研究是针对水下爆炸冲击波产生的负压做出的解释, 但冲击波在传播中并没有经过聚能反射. 张振福等^[12] 研究了水下冲击波聚焦作用下的空化效应, 研究发现反射罩边缘所产生的发散波与聚束波在轴向的汇聚及相互作用后形成负压, 进而促使了空化现象的产生, 但并未对负压的产生机理进行深入研究. 张军等^[13] 利用基于 Kirchhoff 衍射定理的声传播模型对强声脉冲负压区的形成原因做了分析, 认为椭球面反射罩内表面上的衍射波使得强声脉冲波形发生变化, 即在脉冲的正压段后面紧跟一负压段, 但没有考虑水的抗拉上限, 以及反射稀疏波和水的惯性作用, 并且对这种复杂的物理现象很难形成直观的认识. 因此对冲击波负压的形成机理做出系统而直观的解释就显得更为必要.

本文以水下等离子体声源的试验装置为基础,

* 国家自然科学基金 (批准号: 10974154)、电子信息控制重点实验室基金 (批准号: NKf201307190058) 和西北工业大学科技创新基金 (批准号: W018105) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: wusiguangchang2005@126.com

结合修正的 Rayleigh 气泡脉动方程对典型冲击波的形成和传播过程进行了分析,建立了以 Euler 方程为控制方程组的水下等离子体强声源聚束声场模型. 通过仿真计算和实验测量,系统地研究了冲击波负压的形成机理,并给出了冲击波负压产生和传播的影响因素.

2 理论背景

2.1 等离子体声源的试验装置

水下等离子体声源的试验装置主要由高压发生器、储能电容、触发电极、放电电极、聚能机

构、水箱和测量监控设备等部分组成,如图 1 所示. 其中高压发生电路及充电电路也称为高压激励源,由调压器 T_1 、升压变压器 T_2 、整流元件 D 、限流电阻 R_1 和储能电容 C 组成,它将交流低压升到所需高压,并整流成直流高压;大功率储能电容 C 是整个声源的储能装置,起着储存、释放能量的作用;放电回路和放电电极是决定冲击波瞬时功率和脉冲性能的关键回路,它由储能电容 C 、触发电极 G 、传输线电感 L 、传输线电阻 R_2 、放电电极 E 和聚能机构 F 组成;测量监控设备保障了试验装置的可靠运行,并为研究整个放电试验装置的测量精度提供了数据依据.

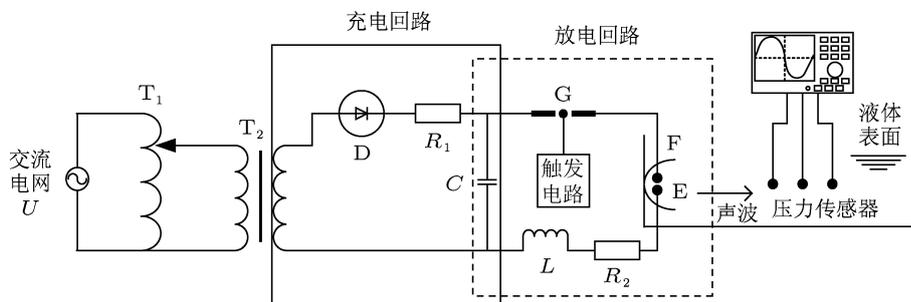


图 1 等离子体声源的试验装置

2.2 冲击波的形成与传播过程

为了研究水下等离子体声源的聚束性能和冲击波声场分布特性,需要对冲击波的形成和传播过程进行分析. 水下冲击波的产生机理是将储存电能的高电压加在放电电极间,使其在水介质中瞬间放电. 由于放电时间极短(微秒量级),形成巨大的脉冲电流(1—100 kA 量级),使电极间的水溶液迅速电离汽化,形成等离子体通道,通道内气体受热体积膨胀,温度可达 2×10^4 — 5×10^4 K^[14]. 由于液体的不可压缩性和惯性,在水介质中形成巨大的冲击压力波.

在形成初始冲击波的同时,如果冲击波的强度足够大且大于水的抗拉上限时^[11],冲击波附近的水域在水的惯性作用下就会出现空化现象,形成气泡^[15,16],进而推动周围的水沿径向向外运动,这种运动形式表现为周期性的膨胀和压缩的脉动过程. 而在气泡脉动过程中,由于气泡非球性界面的不稳定性、水之间的物质耗散以及声学耗散等因素的影响使气泡能量损失. 在实际应用中,很难测量获得气泡脉动过程的最大半径,但气泡脉动的第一周期可以通过压力传感器测量获得. 因此,我们采用

修正的 Rayleigh 气泡脉动方程^[15]:

$$\dot{R} = - \left[\frac{2(p_\infty - p_v)}{3\rho} \left(\frac{(1.2p_\infty T^2 / \rho_\infty)^{1.5}}{R^3} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

其中 \dot{R} 表示气泡半径对时间的一阶导数; p_∞ 为未受扰动的水的静压力; p_v 为气泡内的压力; ρ 为水的密度,取为 1000 kg/m^3 ; T 为气泡脉动周期; R 为气泡的半径.

利用 (1) 式,结合典型的工作条件: 储能电容为 $2 \mu\text{F}$, 放电电压为 17 kV , 放电电极间距为 2 mm , 在距离声源中心 100 cm 的声轴上采集得到冲击压力波波形的,计算该条件下的气泡脉动周期,其结果如图 2 所示.

由于冲击压力波是在等离子体通道形成的瞬间产生的,而气泡脉动波则需要经过几十毫秒才能产生,且气泡两次脉动周期之间存在约 30% 的能量损失^[17]. 图 2(a) 中较为明显的气泡脉动只采集到两个周期. 影响气泡脉冲产生的因素很多,其中水的抗拉上限、放电电极的结构和间距的影响尤为明显. 图 2(a) 中冲击压力波前面出现了明显的干扰,它是由于触发脉冲和放电电流产生电磁辐射,

通过传感器和传输线耦合串扰采样波形的. 由于时间上的先后性, 对后续的压力脉冲测量不会带来误差.

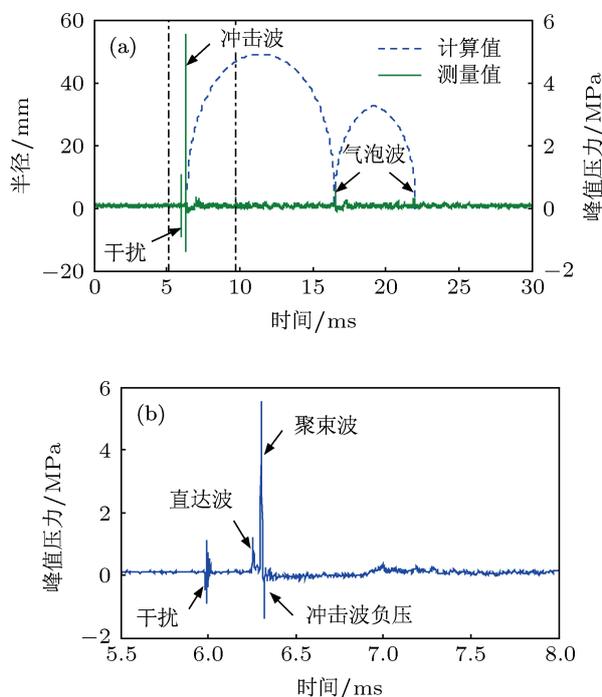


图2 典型的冲击波波形 (a) 冲击波及气泡脉动; (b) 放大后的冲击波波形

将图 2(a) 中虚线框部分放大, 得到放大后的冲击波波形如图 2(b) 所示. 在放电电极处形成的高压冲击波向外辐射, 一部分冲击波直接向外传播, 另一部分冲击波被聚能机构 (旋转椭球面或抛物面) 反射汇聚, 形成强声冲击波再向外传播, 而紧随强声冲击波后出现负压, 并伴有大量微小气泡的运动以及正压峰的再次出现. 而这一负压的产生正是本文分析的重点.

3 等离子体声源的聚束声场建模

水下等离子体声源的冲击波产生过程是一个瞬间发生的物理过程, 其物理现象十分复杂, 人们难以观察其整个微观转化过程和聚束声场的分布特性, 因此也就无法准确解释冲击波负压的产生原因. 针对这一问题, 本文通过对水下等离子体声源的产生过程建立数学模型, 对复杂物理现象的微观过程及声场特性进行全面逼真仿真. 在水下等离子体放电产生的反射聚束声场中, 本文所研究的物理区域是关于某一个坐标轴对称的, 可以通过化简将三维方程简化为二维轴对称方程. 为简单起见, 现以二维流动的 Euler 方程来讨论^[18], 在忽略黏性力

和体积力的情况下, 二维流动的 Euler 方程在笛卡尔坐标系下可写成

$$W_t + f_x + g_y = S, \quad (2)$$

其中

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \end{bmatrix}, \quad f = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uh \end{bmatrix}, \quad g = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vh \end{bmatrix}, \quad (3)$$

这里, W 称为守恒变量, f, g 称为通量函数, ρ 为密度, u, v 为速度, p 为压力, e 为内能, $h = e + \frac{p}{\rho}$ 为焓.

(2) 式中, S 为几何源项, 可以表示为

$$S = -\frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ \rho uv \\ v(\rho e + p) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

在方程求解过程中, 还需水的状态方程才能使方程闭合. 水的状态方程为

$$p = (\gamma - 1) \left[e - \frac{\rho(u^2 + v^2)}{2} \right], \quad (5)$$

式中, γ 为比热比, $\gamma = 7.15$.

4 数值分析与实验验证

4.1 冲击波负压分析

根据本文建立的聚束声场模型对抛物面聚能罩的聚束声场分布进行了仿真计算. 仿真过程中, 以强声冲击波传播到反射罩的那一时刻为初始条件, 初始声压设为 19.5 MPa, 计算区域为 $(0.9 \times 1.2 \text{ m})$, 网格数量为 450×1350 . 对于时间项的处理, 采用具有 TVD (total variation diminishing) 性质的 Runge-Kutta 方法, CFL (Courant-Friedrichs-Levy) 数为 0.65. 为了更为直观地对冲击波负压进行分析, 通过仿真计算, 得到的冲击波传播云图如图 3 所示.

图 3 中, D, F 分别表示直达波和聚束波, T 表示拉伸波, W 表示聚能罩边缘衍射得到的衍射波, 点 A 表示边缘波汇聚的交点, 点 B 表示边缘波经过聚束叠加后的交点. 据图 3 可知, 当 $t = 113 \mu\text{s}$ 时, 在聚能罩内部, 声轴方向上首先观察到的是直达波,

由于反射聚束波的到达顺序不同,使声轴处的聚束波幅值明显大于聚能罩边缘的反射聚束波幅值.由于水的可压缩性很小,压缩系数约为 0.5×10^{-4} ,在 100 MPa 压力下,水只能压缩 1.044 倍,而实际上,在 100 MPa 压力以下,可以近似忽略这种可压缩性 [17]. 水在冲击波反射后得到的稀疏波和惯性作用下,使聚能罩内反射聚束波附近水域出现拉伸现象,形成的拉伸波呈现负压.但水存在抗拉力

上限,如果拉伸波压力超过水的抗拉上限时,水中将有阻止压力进一步降低的空化气泡形成 [11]. 这里需要说明的是水的抗拉上限只是形成气泡的关键因素,形成空化气泡的原因还包括放电电极的结构、放电电极的间距和冲击波的强度等,同时这些因素以及聚能罩的结构设计也会对冲击波负压的形成和冲击波的传播规律产生影响.

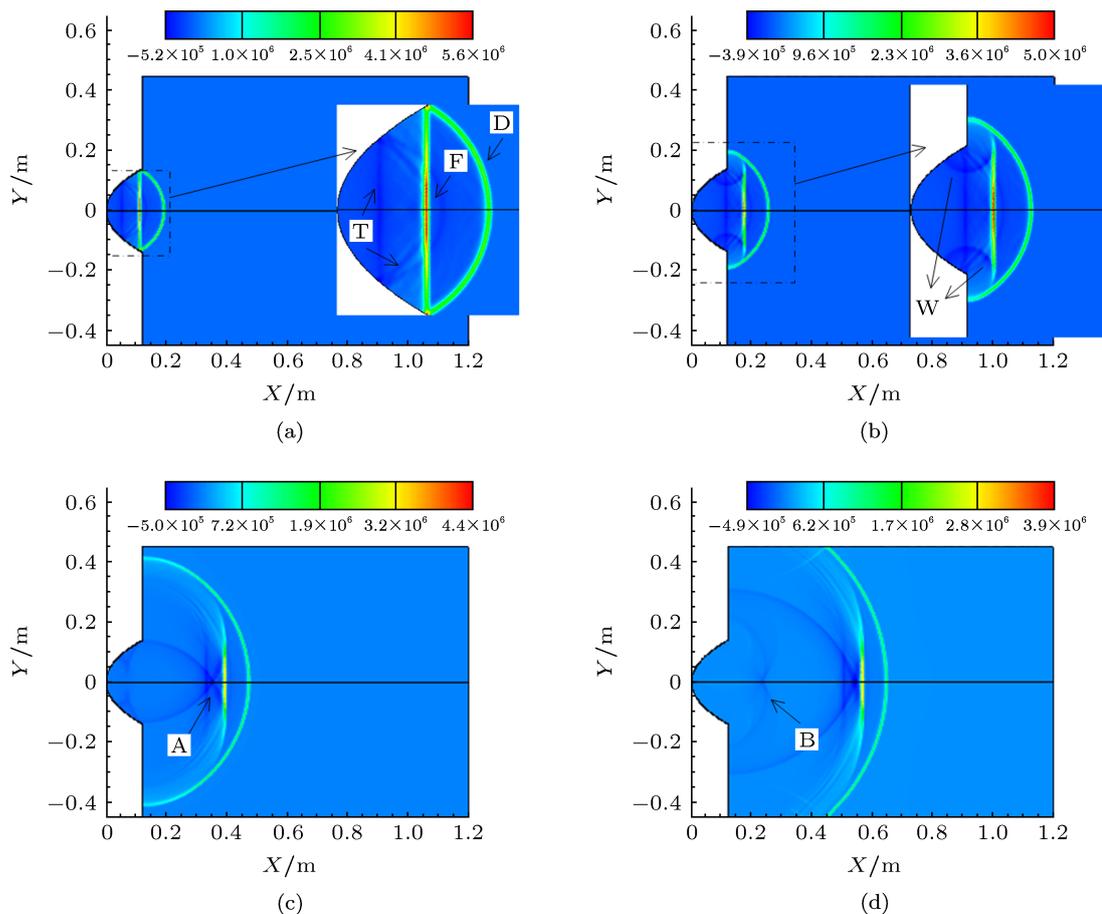


图 3 冲击波的传播云图 (a) 113 μs; (b) 147 μs; (c) 300 μs; (d) 413 μs

随着冲击波进一步传播,如图 3(b) 所示,当 $t = 147 \mu\text{s}$ 时在聚能罩边缘处冲击波发生衍射,形成边缘衍射波,它是边缘为中心的球面衍射波向外传播,最后衍射波相交.根据反射原理,反射聚束波后面形成的拉伸波和衍射波均为负压,因此,相交后的衍射波进一步加剧了负压峰值.观察图 3(c) 和 (d) 可知,衍射波继续以球面波向外扩展,使得交点 A 前移,最终衍射波与拉伸波叠加,负压峰值达到最大.

观察图 3(d),经过聚能罩反射的衍射波汇聚相交,形成 B 点,并且 B 点后面出现正压,其原因主要

是由于相交后的衍射波波阵面在水的惯性作用下,使衍射波波阵面后面再次拉伸形成正压.同时我们发现聚束波与直达波之间的间隔变短,这是由于聚束波的强度远大于直达波的强度,根据非线性传播特性,对应的波速也就高于直达波的波速,因此形成了“追赶”现象.但聚束波的峰值压力达到最大峰值之后就会出现衰减,其波速也会随之衰减,聚束波的特性与聚能罩的结构和几何特性紧密相关.

4.2 实验与仿真的冲击波波形比较

为了进一步对冲击波负压的形成原因进行分

析, 将仿真结果与实验测量结果进行对比. 设定实验工况条件为: 采用抛物面聚能罩, 储能电容 $2 \mu\text{F}$, 放电电压为 17 kV , 放电电极间距为 2 mm , 在聚能罩声轴方向上, 距声源中心不同位置处布置压力传感器进行测量, 得到的对比结果如图 4 所示.

图 4(a)—(d) 分别为距离声源 27.5 , 42.5 , 57.5 , 72.5 cm 处的冲击波波形. 由于仿真边界的设定, 仿真波形的数据长度受到限制. 为了波形比较的方便, 将实验波形与仿真波形在时间轴上进行对齐, 因此图 4(a) 和 (b) 中, 冲击波前面的数据量较图 4(c) 和 (d) 中冲击波前面的数据量大, 图 4(a) 和 (b) 的实

验波形中, 直达波的前面出现了干扰. 但由于时间上存在先后性, 所以并不对冲击波负压的分析造成影响.

可以发现, 在声轴方向的不同测量点上, 紧随聚束波之后均出现了负压, 结合图 3 的传播云图分析可知, 在冲击波传播过程中, 反射稀疏波和水的惯性作用下形成的拉伸波是负压形成的主因, 聚能罩边缘处形成的衍射波相交后加剧了负压的产生. 观察图 4(c) 和 (d), 在距离冲击波负压不远处均出现了正压峰, 它主要是由边缘衍射波经过聚能罩后再次汇聚, 使得附近水域在惯性作用下拉伸形成的.

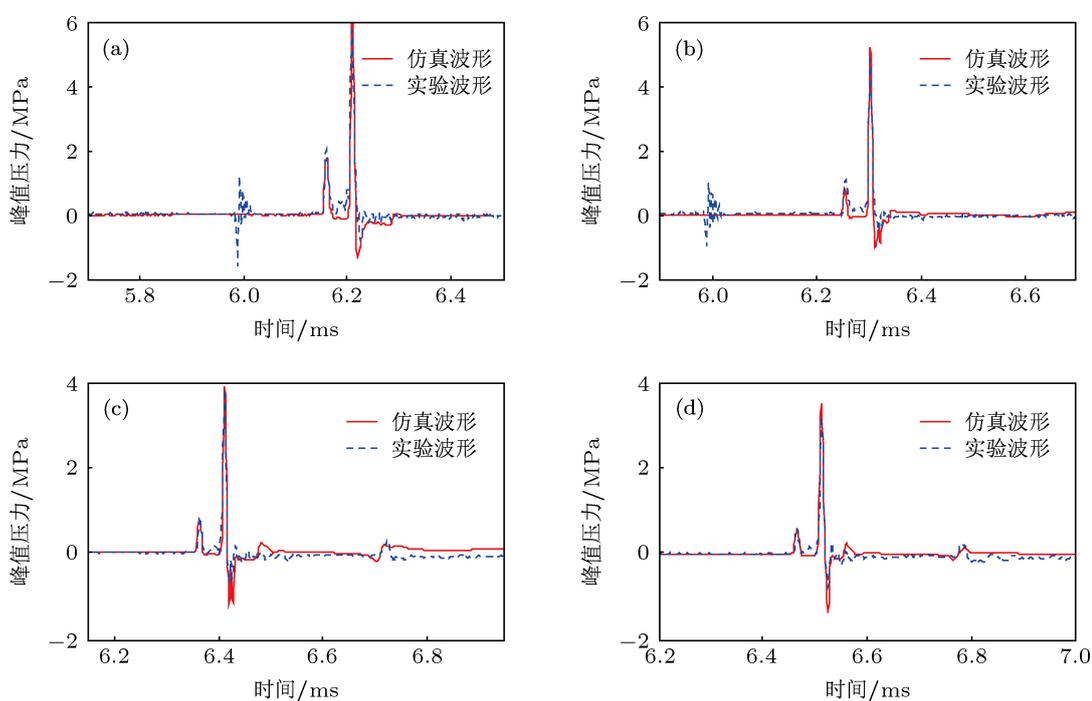


图 4 实验与仿真的冲击波波形比较 (a) 距声源 27.5 cm ; (b) 距声源 42.5 cm ; (c) 距声源 57.5 cm ; (d) 距声源 72.5 cm

观察图 4 还能发现, 仿真波形与实验波形能够较好地符合, 仿真得到的聚束波正压和后面形成的负压在峰值上均小于实验波形的峰值, 但对于我们的研究目的 (冲击波负压的形成原因) 来说, 仿真条件的设定是以实验数据作为指导的, 因此两者比较的结果是可靠的. 而且在实际测量中, 冲击波压力峰值的测量取决于压力传感器的探头响应频率和采样率.

5 结论

本文通过建立等离子体声源的聚束声场模型对冲击波负压的形成过程进行了数值计算和分析, 并结合相关的实验数据进行对比分析, 进一步说明

了冲击波负压的产生过程. 得到以下结论:

- 1) 等离子体声源放电产生的冲击波在经过聚能罩反射聚束后, 聚束波周围的水域由于存在抗拉上限和惯性, 在反射稀疏波作用下形成了拉伸波, 拉伸波的形成是负压产生的主要贡献者;
- 2) 聚能罩边缘处形成的衍射波在传播过程中汇聚相交, 进一步加剧了冲击波负压的产生, 相交的衍射波继续传播, 交点前移, 最后与拉伸波叠加, 使冲击波负压达到最大峰值;
- 3) 冲击波负压的形成是必然的, 与是否产生气泡无关, 这是由于水的抗拉上限是气泡产生的关键因素, 此外, 冲击波的强度、聚能罩的结构、放电电极的结构和间距都会影响冲击波负压及其气泡的形成过程;

4) 本文的研究结果使我们对强声冲击波负压的形成机理有较为直观的认识, 对于进一步研究水

下强声冲击波的传播特性和改进等离子体声源的设计具有重要指导意义.

- [1] Li N, Chen J F, Huang J G, Fang M 2009 *Appl. Acoust.* **29** 1 (in Chinese) [李宁, 陈建峰, 黄建国, 方明 2009 应用声学 **29** 1]
- [2] Wang Y B, Wang S W, Zeng X W 2012 *Chin. Phys. B* **21** 055203
- [3] Yan P, Sun Y H, Zhou Y X, Jin M J 2004 *CEIDP'04 Boulder Colorado, USA*, October 17–20, 2004 p596
- [4] Qiao Z L, Zhang Q F, Lei K Z 2011 *Torpedo Technol.* **19** 187 (in Chinese) [乔子棕, 张群飞, 雷开卓 2011 鱼雷技术 **19** 187]
- [5] Lei K Z, Huang J G, Zhang Q F 2010 *Torpedo Technol.* **18** 161 (in Chinese) [雷开卓, 黄建国, 张群飞 2010 鱼雷技术 **18** 161]
- [6] Lukeš P, Šunka P, Hoffer P, Stelmashuk V, Beneš J, Poučková P, Zadinová M, Zeman J 2012 *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security* (Dordrecht: Springer) p403
- [7] Qian Z W, Xiao L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3785
- [8] Qian Z W, Xiao L 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 80
- [9] Zhang X Y, Chen J Q, Zhang Y X, Wei C X 2011 *J. Medical Biomecha.* **26** 540 (in Chinese) [张晓艳, 陈景秋, 张永祥, 韦春霞 2011 医用生物力学 **26** 540]
- [10] Costanzo F A 2011 *Struct. Dynam.* **3** 917
- [11] Gu W B, Su Q L, Liu J Q, Zheng X P, Li D J, Sun B P 2004 *Blasting* **21** 8 (in Chinese) [顾文彬, 苏青笠, 刘建青, 郑向平, 李丹俊, 孙宝平 2004 爆破 **21** 8]
- [12] Zhang Z F, Zeng X W, Wang Y B, Cai Q Y 2012 *J. National Univ. Defense Technol.* **34** 54 (in Chinese) [张振福, 曾新吾, 王一博, 蔡清裕 2012 国防科技大学学报 **34** 54]
- [13] Zhang J, Zeng X W, Chen D, Zhang Z F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184302 (in Chinese) [张军, 曾新吾, 陈聃, 张振福 2012 物理学报 **61** 184302]
- [14] Liu X L, Huang J G, Lei K Z 2012 *Chin. High Technol. Lett.* **22** 552 (in Chinese) [刘小龙, 黄建国, 雷开卓 2012 高技术通讯 **22** 552]
- [15] Li N, Huang J G, Lei K Z, Chen J F, Zhang Q F 2011 *J. Electrostat.* **69** 291
- [16] Lu X P, Pan Y, Zhang H H 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1768 (in Chinese) [卢新培, 潘垣, 张寒虹 2002 物理学报 **51** 1768]
- [17] Ning J G, Wang C, Ma T B 2010 *Explosion and Shock Dynamics* (Beijing: National Defense Industry Press) p139 (in Chinese) [宁建国, 王成, 马天宝 2010 爆炸与冲击动力学 (北京: 国防工业出版社) 第 139 页]
- [18] Liu X L, Huang J G, Huang H 2011 *International Conference on Computer Science and Network Technology* Harbin, China, December 24–26, 2011 p1255

Shock wave negative pressure characteristics of underwater plasma sound source*

Liu Xiao-Long[†] Huang Jian-Guo Lei Kai-Zhuo

(Laboratory for Underwater Intense Acoustic, School of Marine Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 26 March 2013; revised manuscript received 19 July 2013)

Abstract

The propagation process of intense acoustic shock wave, generated by the discharge of underwater plasma sound source, is analyzed based on a modified Rayleigh model. The bunching sound field model of underwater plasma sound source is established by using the Euler equation as the control equations. The formation mechanism of the shock wave negative pressure is analyzed theoretically and intuitively through the sound field charts obtained by simulation. The results demonstrate that the water around the bunching wave will be stretched and form a zone of negative pressure with the combination of the rarefaction wave and the inertia of water. It will make the water form a discontinuous phenomenon if the stretching force is greater than the ultimate tensile strength of the water, the phenomenon of cavitation bubble will appear at this time. Besides that, negative pressure will be aggravated by the diffracted wave generated at the edge of the energy-gathered reflector, and the shock wave negative pressure will reach a maximum value by the superimposition of the edge diffraction wave and the stretch wave. The reasons for the formation of the shock wave negative pressure is testified and revealed further by comparing the waveforms of simulation and experiment. The study results provide a theoretical guide for understanding the propagation law of underwater shock wave and further improving the design of the underwater plasma sound source.

Keywords: plasma sound source, shock wave negative pressure, bunching sound field, bubble

PACS: 43.25.Vt, 43.30.Es, 43.35.Ei, 43.35.Kp

DOI: 10.7498/aps.62.204301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974154), the Foundation of Science and Technology on Electronic Information Control Laboratory, China (Grant No. NKF201307190058), and the NWPU Sci-tech Innovation Foundation, China (Grant No. W018105).

[†] Corresponding author. E-mail: wusiguangchang2005@126.com