

基于势流理论的气枪气泡远场压力子波特性研究*

叶亚龙¹⁾ 李艳青²⁾ 张阿漫^{1)†}

1) (哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

2) (中海油田服务有限公司物探事业部, 天津 300451)

(2013年9月30日收到; 2013年10月24日收到修改稿)

气枪气泡的远场压力子波特性研究是研究气枪震源的基础, 本文在前人研究基础上建立了三维边界元气枪动力学模型, 并针对气泡射流这一技术瓶颈提出了能量等效算法. 再在上述模型中加入了简化的热力学模型, 考虑了气枪释放气体以及气泡传热等热力学因素, 将上面模型计算结果和Nucleus软件模拟结果对比, 两者符合良好, 并以此为基础探讨了传热系数、气枪发射时间、气体等比热容对气枪主要参数的影响规律. 最后将轴对称气泡融合技术拓展到三维边界元模型, 对相干枪进行初步研究, 探讨了气枪间距对压力子波的影响规律, 旨在为气枪的研究提供参考.

关键词: 气枪气泡, 边界元, 热力学, 相干枪

PACS: 47.55.dd, 51.20.+d, 43.30.Ma

DOI: 10.7498/aps.63.054706

1 引言

从20世纪60年代中期开始, 人们就开始将气枪用于地震勘探. 由于气枪具有性能稳定、自动化程度高、成本低等特点, 到目前为止气枪的应用已经十分广泛^[1-2]. 气枪在点火前先由空气压缩机将高压气体充入枪体内, 在气枪梭阀点火后, 高压气体快速释放到水中形成气泡. 气泡在水中脉动形成巨大的脉冲压力波. 人们通过分析经过海底反射和折射后的压力波, 就可以进行海洋岩石圈动力学和油气盆地形成演化等科学研究^[3], 所以对气枪气泡的研究具有很大的工程意义和学术价值.

Rayleigh^[4] 基于流体不可压缩、无黏无旋的假设, 建立了不可压缩流场中球形气泡的运动方程. 此后Gilmore^[5] 根据Kirkwood-Bethe假设, 建立了可压缩流场中的球形气泡运动方程. Ziokowski^[6] 将Gilmore方程引入到气枪领域, 并给出了一套由气枪工作压力、容积就可以计算流场中任意一点压力的模型. 虽然此模型得到了广泛的应用, 但由于其压力衰减过慢, 所以Ziokowski在压力项加入了

指数衰减因子, 从而降低了此模型的精确性. Landrø^[7] 在Ziokowski模型基础上考虑了热力学效应, 计入了高压气体释放对气泡压力的影响, 得到了更接近实际情况的压力子波. 总的来说, 一方面针对气枪气泡的研究, 国内外的文献非常少; 但可喜的在另一方面, 基于不可压缩势流理论的边界元方法在大尺度气泡领域的研究成果颇丰. 张阿漫^[8] 对自由场、自由面、固壁面等边界条件下的气泡进行了研究, 数值模拟和试验符合较好. 气泡耦合方面Rungsiyaphornrat等^[9-12] 进行了理论和实验研究. Wang等^[13,14] 针对气泡射流后形成的环状气泡建立了涡环模型, 得到了良好的计算结果.

虽然Landrø^[7]1992年在Ziokowski模型基础上通过修改气泡的状态方程, 模拟了气枪的点火发射阶段的压力特性, 但是其模型中没能体现气枪内气体的温度和气泡内气体温度的差别, 对此本文进行了修正. 结合上述模型, 本文基于三维边界元(BEM)方法建立气枪气泡模型, 由于枪体的存在会使得气泡的计算过于复杂, 所以本文在模拟过程中不加入气枪的边界条件. 另外针对气泡射流后变成

* 中组部青年拔尖人才支持计划和优秀青年科学基金(批准号: 51222904)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn

环状气泡, 虽然 Wang 等^[13,14]建立的涡环模型能够继续模拟, 但在很短的时间内气泡又会撕裂或者回弹, 使得情况非常复杂甚至难以处理, 对此本文提出基于能量方程的气泡射流等效算法, 使气泡在射流时等效成表面速度势相等的球形气泡.

此外, 上世纪 70 年代, 气枪工作人员发现相干枪能够有效压制气泡脉冲提高气泡比^[1], 但对于相干枪的研究, 国内外还只停留在试验阶段, 理论研究非常稀少. 本文在 Rungsiyaphornra 等^[9,10]提出的轴对称气泡融合模型基础上建立了三维边界元气枪气泡融合模型, 分析了同相相干气泡动态特性, 并对其远场压力子波进行了初步探讨, 旨在为气枪气泡的研究提供参考.

2 理论和数值模型

2.1 气泡动力学基本方程

气枪的工作压力一般在 10 MPa 以上^[1], 其产生的气泡壁最大速度不超过 0.1 马赫且在一个气泡周期内大多数时间其马赫数小于 0.01, 因此可以将气泡周围流场看作不可压^[15]. 基于此气泡和其他边界均满足边界积分方程^[16]

$$\lambda(p) \psi(p) = \iint_S \left(\varphi \frac{\partial \psi(q)}{\partial n(q)} + \frac{\partial \varphi}{\partial n(q)} \psi(q) \right) ds, \quad (1)$$

$$\varphi = 1/|p - q|,$$

式中, p 和 q 分别为场点和源点, ψ 为速度势, 其中 S 为包含所有气泡壁的流场边界, n 为 S 在 q 点的单位法向量, 以指向流场内为正, λ 为在场点 p 处观察流场的立体角, 对于光滑曲面取为 2π . 通过将边界离散为单元和节点, (1) 式化为如下矩阵形式:

$$G \frac{\partial \psi}{\partial n} = H \psi, \quad (2)$$

式中 G 为 (1) 式中右端第一项积分的影响矩阵, H 为包含立体角项的右端第二项积分的影响矩阵, 具体计算方法参考文献^[8].

流场中压力可由 Bernoulli 方程得到

$$P - P_\infty = \rho \left(-\frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{u^2}{2} - gz \right), \quad (3)$$

式中, P_∞ 为气泡同一平面内无穷远处的静水压力, ρ 为流体密度, z 为流场中测点相对于气泡中心的高度. 对于远场压力而言, 速度项可以忽略不计, 且所求为动压, 所以 (3) 式可改写为 $P = -\rho(\partial \psi / \partial t)$. 需要注意的是当气泡压力子波传至自由面后会产生虚反射^[6], 此时压力波相位相反, 压力值变成相反数, 这个由虚反射回来的波俗称鬼波.

生虚反射^[6], 此时压力波相位相反, 压力值变成相反数, 这个由虚反射回来的波俗称鬼波.

2.2 热力学基本方程

气枪在释放气体阶段, 先假设一个很小的气泡停留在枪口位置, 此气泡和环境水压相等, 所以处于平衡状态. 当梭阀点火时高压气体进入气泡内, 此充气过程可通过热力学的开口系统能量方程得到^[17]

$$\delta Q = dU + \left(h_2 + \frac{c_{f2}^2}{2} + gz_2 \right) \delta m_2 - \left(h_1 + \frac{c_{f1}^2}{2} + gz_1 \right) \delta m_1 + \delta W_i, \quad (4)$$

其中 δQ 为系统对外吸收的热量, dU 为系统内能的增加, h 为气体的焓, c 为气体的速度, gz 为气体的位势能, W_i 表示流体对机器所做的功 PdV . 下面考虑充气 and 充气完后两个阶段讨论. 在充气阶段, 充气时间一般在数十毫秒之间, 所以忽略过程中气泡和水热量的交换 $\delta Q = 0$ 以及空气在水中的耗散 $\delta m_2 = 0$, 在释放结束后, 没有物质输入 $\delta m_1 = 0$, 同时气泡正常脉动并和水进行传热.

假设气泡内气体温度均匀分布, 将理想气体的内能方程

$$U = mC_v T \quad (5)$$

和状态方程

$$PV = mRT \quad (6)$$

代入到 (4) 式, 对时间求导后, (4) 式变为

$$mC_v \frac{dT}{dt} = [(R + C_v) T_{\text{gun}} - C_v T_{\text{bubble}}] \frac{dm_{\text{in}}}{dt} - P \frac{dV}{dt}, \quad t < \tau,$$

$$mC_v \frac{dT}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \left[(R + 2C_v) T_{\text{bubble}} + \frac{c_f^2}{2} \right] \frac{dm_{\text{out}}}{dt} - P \frac{dV}{dt}, \quad t > \tau \quad (7)$$

式中 τ 为气枪的发射时间, m 为气泡内气体物质的量 (mol), R 为气体常数 (8.314 J/(mol·K)), P 为气泡内压力, C_v 为理想气体等体比热容, 由热力学^[17]可知空气的等体比热容为 2.5—3 R . T_{gun} 和 T_{bubble} 分别为气枪内空气初始温度和气泡内气体的温度. 另外文献^[18]给出了 dQ/dt 的计算方法, 文献^[7]中给出了 dm_{in}/dt 的计算方程, 方程分别为

$$\frac{dQ}{dt} = \kappa S \Delta T, \quad (8)$$

$$\frac{dm_{\text{in}}}{dt} = \frac{m_0}{\tau}, \quad (9)$$

κ 为传热系数, S 为气泡表面面积. 对于 dm_{out}/dt , 由于气枪内的气体为空气, 且氮气和氧气不易溶于水, 所以在气泡脉动过程中不考虑气体的耗散即 $dm_{\text{out}}/dt = 0$.

另外, 需要注意时间步的控制, 因为设定的初始气泡体积很小, 所以一开始的时间步很小, 而后气泡因为迅速膨胀则必须使用较大的时间步. 结合文献[8]本文采用下面的方法控制时间步长

$$\Delta t = \frac{\Delta m}{(dm_{\text{in}}/dt)}, \quad t < \tau, \\ \Delta t = \frac{\Delta \psi}{\max \left[\frac{u^2}{2} + \frac{P_{\infty}}{\rho} - \frac{P}{\rho} - gz \right]}, \quad t > \tau, \quad (10)$$

其中 Δm 选择为 $0.05m$, m 为当前气泡内气体的物质质量, $\Delta \psi$ 选择为 $0.04 \sqrt[3]{V_0} \cdot \sqrt{P_0/\rho}$ 左右, V_0 , P_0 分别为气枪工作容量和工作压力. 通过计算发现, 使用上面的时间步长不但使计算过程稳定而且减少了计算时间.

2.3 气泡射流等效方法

气枪沉放深度一般大于水下 3 m, 而气泡最大半径一般不到 1 m, 王超^[19]通过电火花实验发现当气泡距离自由面超过两倍最大气泡半径时可忽略自由面效应, 因此可以把气枪气泡看作在重力自由场中运动. 对于自由场中高压气泡在坍塌阶段因表面受到的压力不同会产生射流, 而射流分为两种情况, 一种情况, 射流穿透气泡形成环状气泡. 对于精确求解环状气泡主要使用涡环模型^[13,14], 其求解的环状气泡一般在很短时间内会撕裂或者回弹, 数值计算结果并不稳定; 另一种情况, 气泡在坍塌阶段生成射流, 但气泡在射流还没有穿透前就开始回弹, 此种情况下气泡会形成相反方向的窄射流. 对窄射流模型进行数值模拟时往往由于射流端网格太密导致计算结果不稳定. 对于上述两种情况, 气泡都会在很短时间内射流、回弹成一个新的单连通气泡, 基于此本文提出了射流能量等效方法, 即将射流后的气泡等效为一个能量不变、气泡壁上速度势处处相等的球形气泡, 此后气泡继续收缩、膨胀对于以后脉动过程中的射流均采用此种方法等效.

文献[8]给出了气泡能量方程

$$E_k = -\frac{\rho}{2} \iint \psi \frac{\partial \psi}{\partial n} dS, \quad (11)$$

$$E_p = P_{\infty} \cdot V - \rho g V \cdot z_c + \frac{PV}{\gamma - 1}, \quad (12)$$

E_k 为流场动能, E_p 为气泡势能, n 为离散时单元的法向, 方向朝向流体, z_c 为气泡中心上升高度, γ 为气体的比热系数, 其与 C_v 的关系为: $\gamma = (C_v + R)/C_v$. 由(12)式可知, 气泡势能只与气泡的体积和位置有关, 为了保证等效前后气泡内压力和动能连续, 首先必须使气泡体积、位置不变并结合(2)式将(11)式离散可得

$$E_{k_0} = \begin{cases} -\frac{\rho}{2} \iint_s [H^{-1}G]_{(i,:)} \cdot \left[\frac{\partial \psi}{\partial n} \right] \cdot \frac{\partial \psi}{\partial n_i} ds, \\ -\frac{\rho}{2} \iint_s [G^{-1}H]_{(i,:)} \cdot [\psi] \cdot \psi_i ds. \end{cases} \quad (13)$$

假设等效后气泡表面的速度势或法向速度处处相等, 并将(13)式离散得

$$E_{k_0} = \begin{cases} -\frac{\rho}{2} \left(\sum [H^{-1}G]_{(i,:)} \cdot \Delta s_i \right) \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial n} \right)^2, \\ -\frac{\rho}{2} \left(\sum [G^{-1}H]_{(i,:)} \cdot \Delta s_i \right) \cdot \psi^2, \end{cases} \quad (14)$$

式中 $\sum [H^{-1}G]_{(i,:)}$ 为矩阵 $H^{-1}G$ 第 i 行的元素之和. 需要注意的是(14)式中最终求解需要开方, 所以规定当气泡收缩时 ψ 为正, 膨胀时 ψ 为负, $\partial \psi / \partial n$ 符号和 ψ 符号相反.

2.4 同相相干气枪

张阿漫等^[11]通过实验得到了相干气泡的复杂关系, 假设 R_{max} 为单个气泡的最大半径, 当气泡距离小于 $1.55R_{\text{max}}$ 时两个气泡发生融合, 而距离大于 $1.55R_{\text{max}}$ 时, 射流受气泡大小、发射时间差、距离、周期影响而呈现不同形态, 此时现象较为复杂. Rungsiyaphornrat 等^[9,10]用轴对称边界元模型模拟了两个气泡的融合, 并给出融合判据, 当两气泡之间薄膜厚度小于 $0.02R_{\text{max}}$ 时发生融合. 融合后气泡内压力公式^[9]为

$$P_0 = \frac{P_a V_a + P_b V_b}{V_a + V_b}, \quad (15)$$

P_a , V_a , P_b , V_b 分别为融合前两个气泡的压力和体积. 需要说明的是(15)式忽略了气泡间薄膜的体积, 以及水气之间的传热. 本文在 Rungsiyaphornrat 融合模型基础上提出了三维气泡的融合技术. 融合过程如图 1 所示.

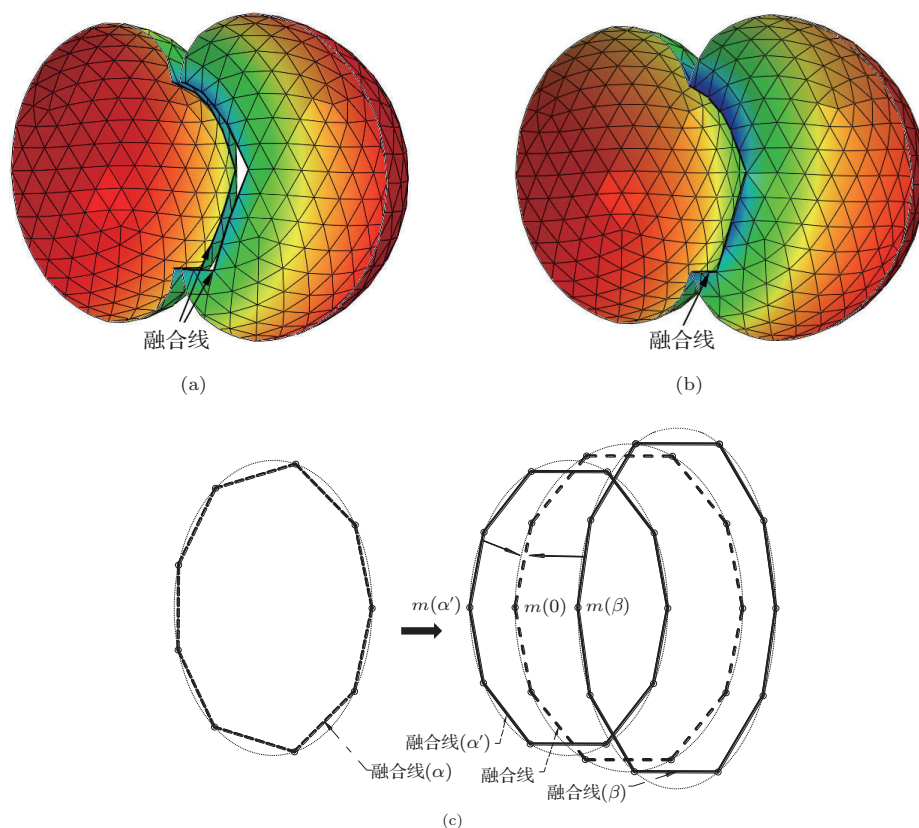


图1 三维气泡融合数值处理过程 (a) 融合前; (b) 融合后; (c) 融合线上节点连接过程

气泡在薄膜厚度小于融合判据时即开始融合, 如图1(a)和(c)所示, 在融合瞬间确定融合线 α , β , 同时把融合线内的单元全部删去, 并搜索两条融合线上的节点, 检查两边节点数是否一样, 如果不相等需进行插值如图1(c)中所示, 融合线(α)节点数和融合线(β)不等, 于是先把融合线(α)进行插值成融合线(α'). 然后将两条融合线上的节点 $m(\alpha')$, $m(\beta)$ 向中间平移得到 $m(0)$, 节点上的速度势处理方法同节点. 最后再将气泡表面的单元和节点重新标号, 如图1(b)所示.

相干枪作业时, 一般为两枪相干或三枪相干. 由于三枪相干的气泡融合和射流现象十分复杂, 数值模拟非常困难. 因此本文仅进行两相干枪的模拟来探讨气枪间距对远场压力子波主峰值、气泡比和气泡周期的影响规律.

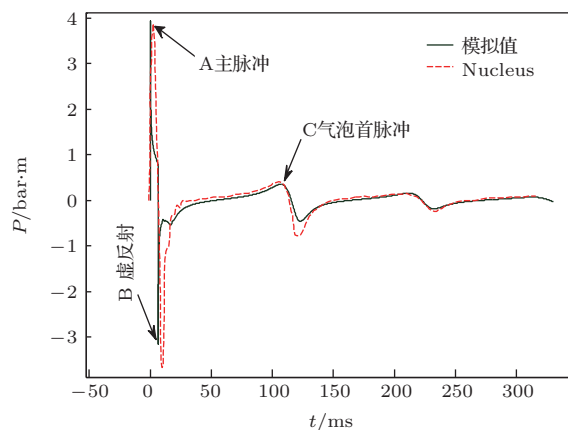
3 计算结果分析与讨论

3.1 模型验证

由于PGS公司开发的Nucleus软件在气枪领域具有权威性, 所以将本文模拟结果和该软件计算

结果进行比较来验证模型的可靠性, 结果见图2.

气枪参数如下: 工作容量 200 in^3 ($1 \text{ in} = 2.54 \text{ cm}$), 工作压力为 2000 psi ($1 \text{ psi} = 6.89476 \times 10^3 \text{ Pa}$), 气枪沉放深度为 5 m , 气枪初始温度 333 K , 水体温度 293 K , 虚反射系数为 -1 , 由于空气的主要成分氮气和氧气且都是双原子分子所以 C_v 取为 $2.5R$, 传热系数 $\kappa = 6000 \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s})$, 气体残留在枪体内部的气体物质质量为 $0.1m_0$, 气枪发射时间为 13.5 ms , 水听器距离气枪 9000 m .

图2 单枪远场压力子波本文模型和Nucleus软件模拟对比 ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$)

从图2可以看到, 在气枪对气泡充气阶段, 压力从零迅速上升, 在A点压力达到最大, 形成主脉冲, 在此阶段气泡迅速膨胀, 最大膨胀速度可达100 m/s左右. 可以发现主脉冲形成时间远远小于气枪释放气体的时间(13.5 ms), 所以在主脉冲形成后的相当长时间内(10 ms左右)气枪依然在向气泡充气, 这个过程导致了气泡首脉冲(C点幅值)的减小. 其原理类似于GI枪^[1], 当G室激发的气泡膨胀到最大半径时再次激发I室, 使得气泡内压力和周围水压相差不大, 此时气泡近似处于平衡状态, 气泡脉冲几乎消失. 图2中由于鬼波传到水听器所以B点处压力突然减小. 综上, 本文模型模拟结果和Nucleus软件模拟结果符合较好.

3.2 特征参数对压力子波的影响

压力子波在不同的条件下有较大差异, 为了研究各影响因素对压力子波的影响, 本节从传热系数 κ 、气枪发射时间 τ 、气体等体比热容 C_v 入手, 研究它们对压力子波的影响规律.

3.2.1 传热系数 κ 的影响

为了研究传热系数对远场压力子波的影响, κ 分别取为1, 10, 100, 10^3 , 10^4 , 10^5 J/(K·m²·s), 其余的参数选择同3.1节. 计算结果如图3和图4所示.

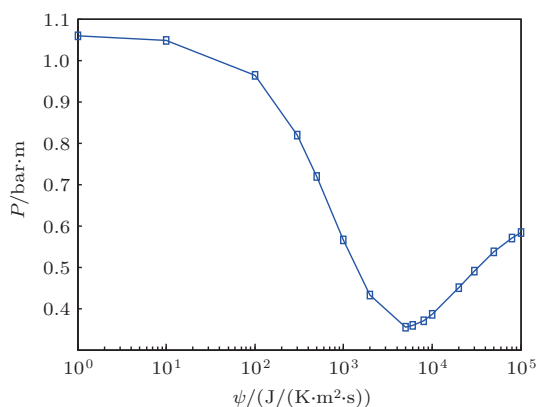


图3 不同 κ 时气泡首脉冲峰值变化

由于主脉冲形成时间极短, 可以忽略传热对主峰值的影响, 主峰值大小见图2. 对于气泡首脉冲, 由图3可以看出, 即使在绝热状态($\kappa = 1$ J/(K·m²·s))时气泡首脉冲幅值也仅为主峰值的27%, 正如3.1节所述气泡首脉冲衰减主要是因为气枪在主脉冲形成后继续向气泡充气导致. 另外图3中, 气泡首脉冲幅值随着 κ 的增大先减小后

增大, 在 $\kappa = 5000$ J/(K·m²·s)左右时达到最小值, 当 κ 在 10^2 — 10^3 J/(K·m²·s)时峰值下降较大, 其他段不是特别明显. 对于气泡周期, 从图4可以看出, κ 小于1000 J/(K·m²·s)时气泡周期几乎不变, 在 10^3 — 10^5 J/(K·m²·s)间, 气泡周期随着 κ 增大而增大, 但只变化了16.8%, 变化不大. 这里需要说明的是气泡周期的概念是指主脉冲和气泡首脉冲之间的时间间隔, 由于气枪压力子波叠加了鬼波, 所以并不反映真实的气泡脉动周期.

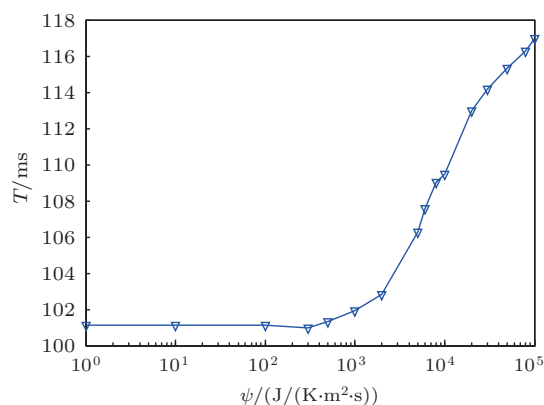


图4 不同 κ 时压力子波周期变化

3.2.2 气枪发射时间 τ 的影响

对于同一气枪(9)式中 m_0 不变, 本节控制气枪发射时间 τ 来探讨压力子波的影响规律. 本节 τ 分别为10, 14, 18, 20 ms其余参量同3.1节.

从图5可以看出, 压力子波主峰值随着 τ 的增大而显著减小, 说明 τ 对子波主峰值影响较大. 而气泡周期随着 τ 的变化不大, 具体参数见图6至图8.

由图6所示主峰值随着 τ 增大而显著减小, 从10 ms变成20 ms后主峰值变为原来的0.56倍, 可以看出释放时间 τ 对气枪的主脉冲影响很大. 图7中, 气泡比虽然随着 τ 有所下降, 但是变化并不明显, 其值在11左右. 从图8可见, 气泡周期仅变化了2.16%, 变化很小. 综上所述, 在设计气枪的时候, 气枪工作容量和工作压力一定时, 可通过增大气体释放速度来在气泡比和气泡周期都不怎么改变的情况下增大主峰值.

3.2.3 气体等体比热容 C_v 的影响

考虑到空气的主要成分为氮气和氧气, 所以本节讨论 C_v 在 $2.5R$ 和 $3.5R$ 之间变化对压力子波的影响规律, 其他参数同3.1节.

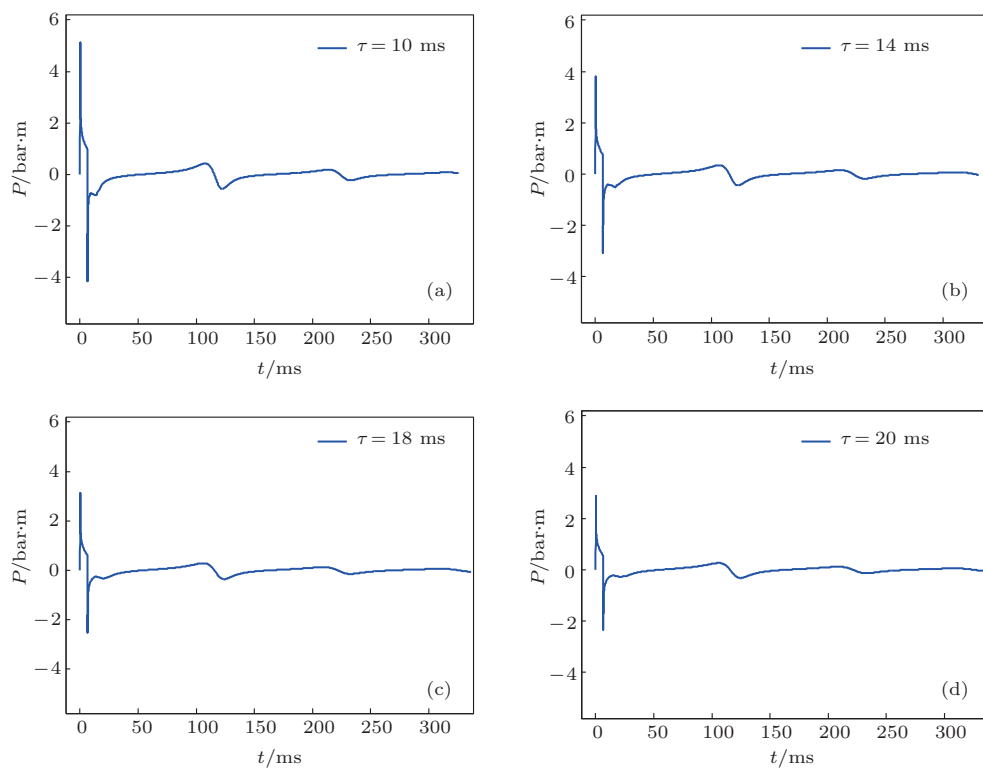


图5 不同发射时间 τ 对应的压力子波形态 (a) $\tau = 10$ ms; (b) $\tau = 14$ ms; (c) $\tau = 18$ ms; (d) $\tau = 20$ ms

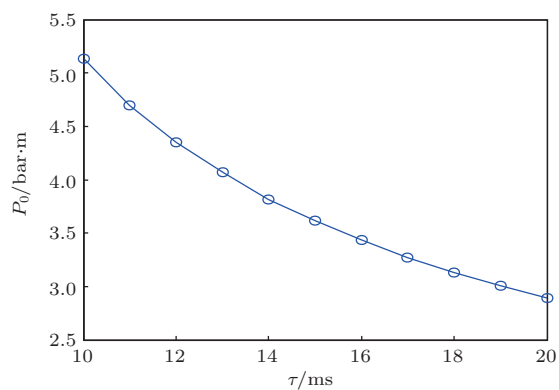


图6 主峰值随 τ 的变化

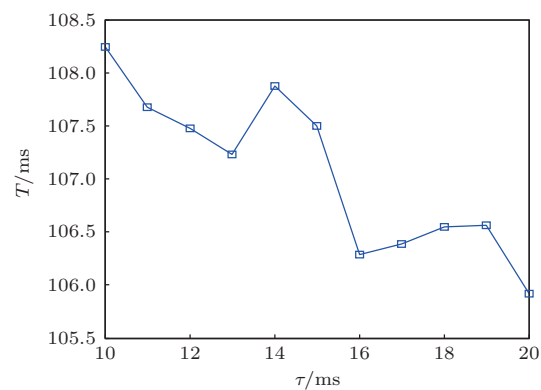


图8 气泡周期 T 随 τ 的变化

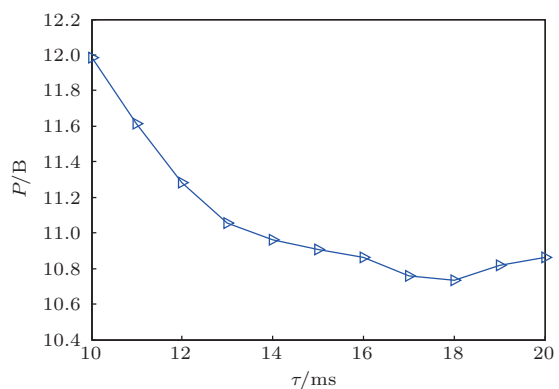


图7 气泡比 P/B 随 τ 的变化

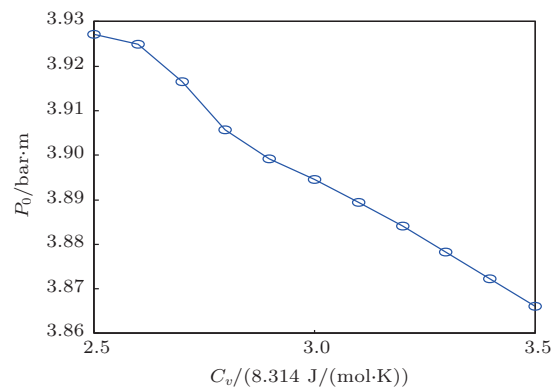
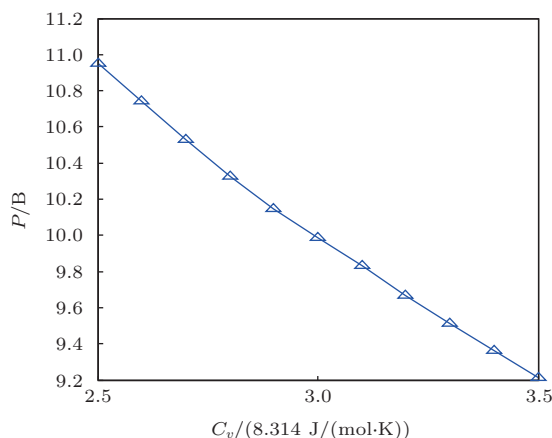
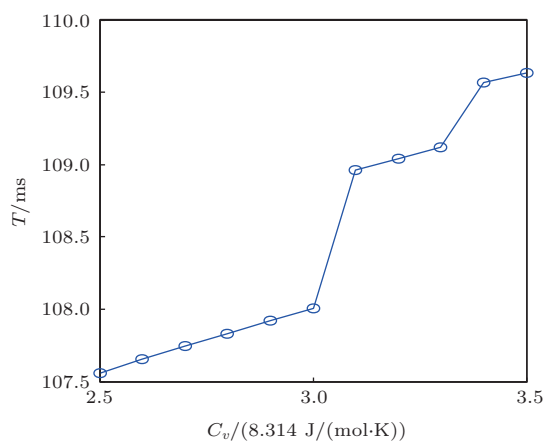


图9 主峰值随 C_v 的变化

图 10 气泡比 P/B 随 C_v 的变化图 11 气泡周期 T 随 C_v 的变化

如图 9 所示, 主峰值随着 C_v 的增大而减小, 但变化量仅有 1.5%, 变化很小. 从图 10 易见, 气泡比随着 C_v 的增大而减小, 当 $C_v = 3.5R$ 时气泡比下降了 15.87%. 图 11 中, 气泡周期略有增加, 但是变化量只有 1.8%, 变化很小. 综上, 相对来说 C_v 对气泡比影响较大, 对主峰值和气泡周期影响较小.

3.3 同相相干气泡初探

本节分别计算了两枪相干枪、大容量(总容量相等)的单枪, 以及两个小容量(总容量一半)单枪压力子波直接叠加(完全非相干)三种情况下的远场压力子波. 单枪的条件和参数设置同 3.1 节, 两枪间距为 $R_{\max}$, 上述三种情况下远场压力子波计算结果如图 12 所示, 图 13 为同相相干枪气泡动态特性图.

图 12 所示, 在主峰值方面, 相干枪和非相干枪的主峰值相近, 且都大于 400 in³ 单枪的主峰值. 在

气泡周期方面, 相干枪和 400 in³ 单枪的周期相近, 且都大于非相干枪, 因为非相干枪子波由单独计算的单枪子波直接叠加而成, 周期在叠加前后并无变化. 理论上气枪工作压力和沉放深度相等时, 周期与气枪工作体积的三分之一次方成正比 [2].

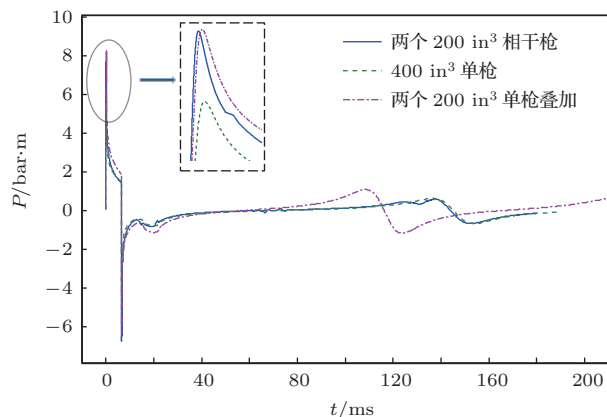


图 12 不同条件下远场压力子波时历曲线

图 13 所示, 图 13(a) 中气泡内压力达到最大, 但此时气泡半径还相当小, 气泡依然保持球形, 因此相干枪主峰值基本不受气泡间距的影响, 详见图 15. 图 13(b) 中两个气泡间的薄膜厚度达到融合准则气泡开始融合, 使用 2.4 节的方法对节点进行处理形成图 13(c), 两个气泡的边界快速消失形成一个光滑的气泡如图 13(d), 随后气泡开始坍塌如图 13(e), 由于重力作用在图 13(f) 中形成向上的对射流, 此时使用 2.3 节建立的气泡射流等效方法进行等效得到图 13(g), 之后气泡继续脉动如图 13(h), (i).

根据文献 [11], 气泡间距对同相相干气泡的动态特性影响很大而且对于不同条件可能会出现比较复杂的现象, 为此本文使用前文中系列气枪条件对不同间距的相干枪进行初步探索.

当气泡间距大致小于 $1.7R_{\max}$ 时, 则先融合再对射流, 如图 14(a); 当间距在 $1.8R_{\max}$ 附近, 则融合和对射流同时进行, 如图 14(b); 当间距再增大时, 气泡则会先对射流, 再由对射流将两个气泡融合在一起, 如图 14(c). 其中条件一融合比较稳定(如图 13 所示)而条件二和条件三比较复杂, 其中涉及到多气泡三维涡环技术 [20], 但现阶段国内外单气泡轴对称涡环技术尚未成熟(2.3 节已经说明). 对此, 本文使用 2.3 节提出的能量等效算法在气泡即将射流时将两个气泡直接等效成一个球形气泡. 关于等效算法的精度已经在 3.1 节得到验证.

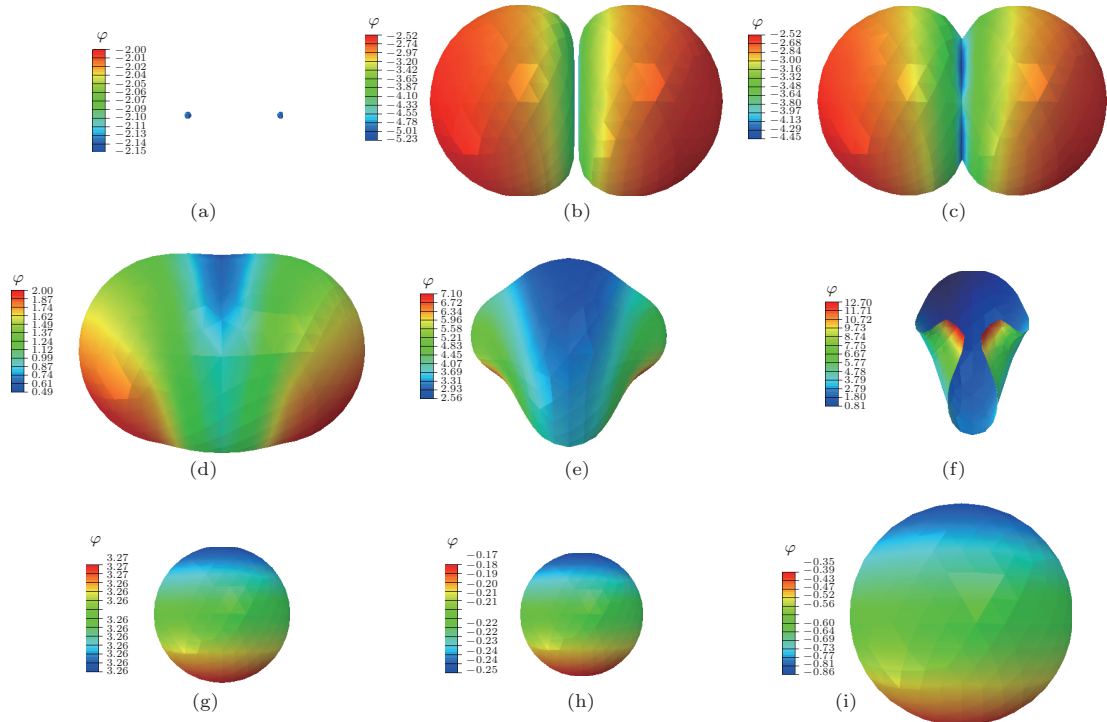


图 13 (网刊彩色) 两相干气枪气泡动态特性 (a) $t = 0.04$ ms; (b) $t = 65$ ms; (c) $t = 65$ ms; (d) $t = 85$ ms; (e) $t = 118$ ms; (f) $t = 129$ ms; (g) $t = 129$ ms; (h) $t = 140$ ms; (i) $t = 180$ ms

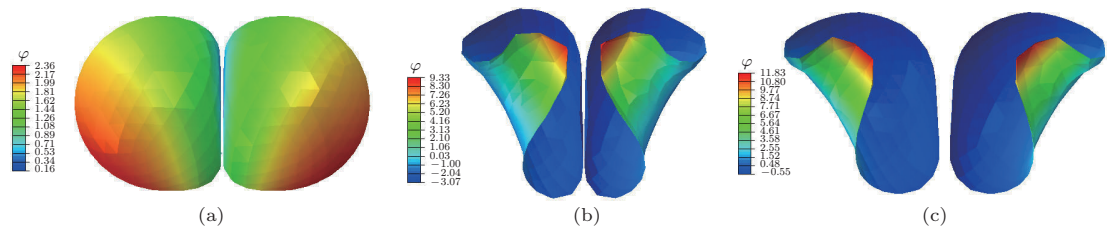


图 14 (网刊彩色) 不同间距下气泡融合和射流特性 (a) 条件一, $d = 1.4R_{\max}$; (b) 条件二, $d = 1.8R_{\max}$; (c) 条件三, $d = 2R_{\max}$

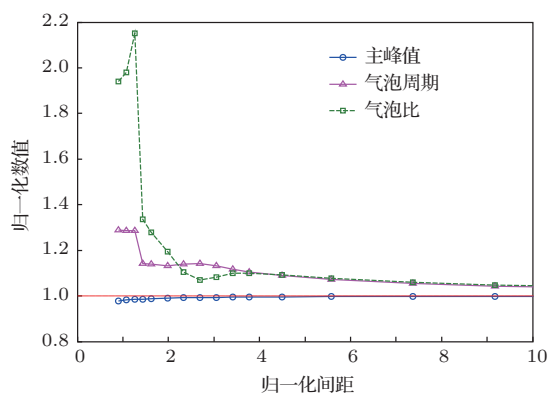


图 15 两相干枪不同间距对压力子波的影响

为探讨相干枪间距对远场压力子波的影响, 本文分别从主峰值、气泡周期、气泡比三个方面进行了分析, 具体如图 15 所示。

为方便研究, 取两个单枪子波直接叠加的主峰

值、气泡周期、气泡比, 气泡最大半径为特征量将相应的量归一化。图 15 中, 主峰值随着气泡间距增大而增大, 但变化较小, 说明主峰值受相干性影响较小, 这主要是由于主脉冲形成时刻, 气泡体积还很小且基本为球形的原因。对于气泡比来说, 其受相干性较大随着距离的增大气泡比先增大后减小, 气泡比达到最大时气泡间距为 $1.25R_{\max}$, 而人们根据多年实测经验发现气枪间距为 $2.35R_{\max}$ ^[18] 时气泡比达到最大, 这是因为当气泡间距在 $1.5-2R_{\max}$ 时, 两气泡融合和射流会在短时间内相继发生, 此时条件极其复杂, 模拟时需要多次处理气泡节点, 数值模拟不够稳定, 另外实际测量时相干枪并不能保证同时发射, 以及枪体对气泡的吸引作用等复杂因素, 这也导致了两者的偏差。图 15 中, 气泡周期随着间距的增大而减小, 气泡间距在 $1.5-2R_{\max}$

时变化较为剧烈, 原因和上面所述一样, 此时条件过于复杂. 最后, 当气泡间距大于 $5.5R_{\max}$ 时, 气泡比和气泡周期与非相干枪相比相差小于 7.6%, 此时可以忽略气泡间的相干性.

4 结 论

本文针对气枪气泡远场压力子波特性问题进行了探究. 首先简化模型, 忽略枪体的影响, 直接对气泡进行研究, 再基于不可压缩势流理论, 建立了三维边界元气泡动力学模型, 并结合热力学开口系统能量方程改进了气泡的状态方程, 考虑了气枪释放气体过程, 以及气泡和水的传热等问题. 然后针对气泡射流提出了能量等效方法. 通过和 Nucleus 软件模拟的条件进行对比, 发现两者符合较好. 基于此模型, 分析了状态方程中传热系数 κ 、气枪发射时间 τ 和气体等体比热容 C_v 对压力子波的影响. 最后通过三维气泡融合算法, 基于本文建立的气泡射流能量等效算法对相干枪进行了初步探讨. 得到了以下结论:

1. 通过和 Nucleus 软件模拟结果对比, 发现本文针对气泡射流提出的能量等效的方法在一定精度上是可靠的.
2. 传热系数 κ 在 10^2 — 10^4 J/(K·m²·s) 段对气泡首脉冲影响较大, 但对气泡周期影响较小.
3. 气枪发射时间 τ 对主峰值影响很大, 对子波周期、气泡比影响较弱.
4. 气体等体比热容 C_v 对气泡比影响略大, 而对周期和零峰值影响较小, 总的来说对压力子波影响较小.
5. 相干枪方面, 气枪间距对主峰值影响较小, 而气泡周期随着间距增大而减小, 总的来说上述两者变化较小. 气泡比受气枪间距影响较大, 其峰值大概出现在 1.5 — $2.5R_{\max}$ 之间, 但由于数值模拟过程中遇到诸多技术瓶颈, 具体数值还有待进一步研究.
6. 气枪间距大于 5.5 倍最大气泡半径时, 可以忽略气枪相干性.

作者感谢中海油田服务有限公司在深水宽频震源技术研究项目上的资助, 还要感谢哈尔滨工程大学刘云龙博士、李帅博士在气泡动力学研究方面给予的帮助.

参考文献

- [1] Chen H L, Quan H Y, Yu G P, Li W D 2008 *Equip. Geophys. Prospect* **18** 211 (in Chinese) [陈浩林, 全海燕, 於国平, 李维东, 刘原英 2008 物探装备 **18** 211]
- [2] Chen H L, Quan H Y, Yu G P, Li W D 2008 *Equip. Geophys. Prospect* **18** 300 (in Chinese) [陈浩林, 全海燕, 於国平, 李维东, 刘原英 2008 物探装备 **18** 300]
- [3] Zhao M H, Qiu X L, Xia S H, Wang P, Xu H L, Ye C M, Kang Y 2008 *Chinese J. Geophys* **51** 300 (in Chinese) [赵明辉, 丘学林, 夏少红, 王平, 徐辉龙, 叶春明, 康英 2008 地球物理学报 **51** 300]
- [4] Rayleigh J W 1917 *Phil. Mag* **34** 94
- [5] Gilmore F R 1952 *Hydro. Lab. Calif. inst. Technical. Report* (California) **26** 117
- [6] Ziolkowski A 1970 *Geophys.J. Roy. AstrS* **21** 137
- [7] M L, r ø, R Sollie 1992 *Geophysics* **57** 1633
- [8] Zhang A M 2006 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [张阿漫 2006 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [9] S Rungsiyaphornrat E Klaseboer B C Khoo Yeo K S 2003 *ComputFluids* **32** 1049
- [10] Zhang A M, Zeng L Y, Wang S P, Yang S T, Yao X L, Wen X Y 2010 *Appl. Math. Mech.* **31** 163 (in Chinese) [张阿漫, 曾令玉, 王诗平, 杨树涛, 姚雄亮, 闻雪友 2010 应用数学和力学 **31** 163]
- [11] Wang S P, Zhang A M, Liu Y L, Wang C 2012 *Acta MechSin* **44** 56 (in Chinese) [王诗平, 张阿漫, 刘云龙, 王超 2012 力学学报 **44** 56]
- [12] Zhang H H, Gao B, Zhang C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1714 (in Chinese) [张寒虹, 高波, 张弛 2003 物理学报 **52** 1714]
- [13] Wang Q X, Yeo K S, B C Khoo, K Y Lam 1996 *Comput. Fluids* **25** 607
- [14] Wang Q X, Yeo K S, B C Khoo K Y Lam 2005 *Theor. Comput. Fluid Dyn* **00** 1
- [15] Wang Q X, Blake J R 2010 *J. Fluid Mech* **34** 1
- [16] Newman J N 1977 *Marine Hydrodynamics* (1st Ed.) (London: MIT Press) p131
- [17] Shen W D, Tong J G 2007 *Engineering Thermodynamics* (4th Ed.) (Beijing: Higher Education Press) p43 (in Chinese) [沈维道, 童钧耕 2007 工程热力学第 4 版 (北京: 高等教育出版社) 第 43 页]
- [18] Wang L M 2010 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Chang'an University) (in Chinese) [王立明 2010 博士学位论文 (西安: 长安大学)]
- [19] Zhang A M, Wang C, Wang C, Wang S P, Cheng X D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 084701 (in Chinese) [张阿漫, 王超, 王诗平, 程晓达 2012 物理学报 **61** 084701]
- [20] Y L Zhang, K S Yeo, B C Khoo, C Wang 2001 *J. Comput. Phys.* **166** 336

Study of far-field pressure wavelet of air-gun bubble based on potential flow theory^{*}

Ye Ya-Long¹⁾ Li Yan-Qing²⁾ Zhang A-Man^{1)†}

1) (*School of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

2) (*China Oilfield Services Limited Geophysical, Tianjin 300451, China*)

(Received 30 September 2013; revised manuscript received 24 October 2013)

Abstract

The study of far-field pressure wavelet of air-gun bubble is the basic research of air-gun sources. In this paper, a boundary element bubble model is established to simulate the dynamics of bubble, and an energy equivalent method is put forward to solve the bottleneck of bubble jet. In our simplified model, the bubble model takes into consideration the thermodynamic factors such as heat transfer and gas release, and the numerical results agree with the data of Nucleus software well. Based on the established model, the influence of heat transfer coefficient, air-gun firing time, and specific heat at constant volume on the pressure wavelet are studied. Finally, the three-dimensional bubble merging numerical method is put forward, which is an expansion of the axisymmetric model. Thus, the preliminary study of coherent air-gun is conducted, especially the influence of the space between two bubbles on the wavelet. This paper provides a reference for the research of air-gun.

Keywords: air-gun bubble, boundary element method, thermodynamics, coherent air-gun

PACS: 47.55.dd, 51.20.+d, 43.30.Ma

DOI: 10.7498/aps.63.054706

^{*} Project supported by the Program for the Top Young and Middle-Aged Innovative Talents of the Organization Department of the Central Committee of the CPC, Outstanding Young Scientist Foundation of NSFC (Grant No. 51222904).

[†] Corresponding author. E-mail: zhangaman@hrbeu.edu.cn