



超弹性球体入水过程空泡演化及球体变形实验

杨柳 孙铁志 魏英杰 王聪 李佳川 夏维学

Experimental study of cavity evolution and deformation during water entering into hyperelastic sphere

Yang Liu Sun Tie-Zhi Wei Ying-Jie Wang Cong Li Jia-Chuan Xia Wei-Xue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 084701 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201738

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201738>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

小角X射线散射表征非晶合金纳米尺度结构非均匀

Characterization of nanoscale structural heterogeneity in an amorphous alloy by synchrotron small angle X-ray scattering

物理学报. 2017, 66(17): 176109 <https://doi.org/10.7498/aps.66.176109>

基于势流理论的回转体并联入水双空泡演化动力学研究

Dynamic characteristics of parallel water-entry cavity based on potential flow theory

物理学报. 2018, 67(22): 224702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181375>

开放空腔壳体入水扰动流场结构及空泡失稳特征

Experimental and numerical investigation on the flow structure and instability of water-entry cavity by a semi-closed cylinder

物理学报. 2017, 66(6): 064702 <https://doi.org/10.7498/aps.66.064702>

变形及电场作用对石墨烯电学特性影响的第一性原理计算

First-principles calculation of effects of deformation and electric field action on electrical properties of Graphene

物理学报. 2018, 67(7): 076301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172491>

水下超声速气体射流诱导尾空泡实验研究

Experimental study on submerged supersonic gaseous jet induced tail cavity

物理学报. 2018, 67(1): 014703 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171617>

非晶合金中的流变单元

Flow unit model in metallic glasses

物理学报. 2017, 66(17): 176103 <https://doi.org/10.7498/aps.66.176103>

超弹性球体入水过程空泡演化及球体变形实验*

杨柳¹⁾ 孙铁志²⁾ 魏英杰^{1)†} 王聪¹⁾ 李佳川³⁾ 夏维学¹⁾

1) (哈尔滨工业大学航天学院, 哈尔滨 150001)

2) (大连理工大学船舶工程学院, 大连 116024)

3) (天津航海仪器研究所, 天津 300131)

(2020年10月20日收到; 2020年11月10日收到修改稿)

超弹性材料是工程实际中常用的材料, 具有很强的非线性力学性能. 将超弹性材料应用于入水问题是一个新的跨学科研究方向. 与传统的刚性球体入水现象不同, 超弹性球体入水后极易发生变形. 为了探究该大变形的入水流固耦合问题, 本文采用高速摄像方法, 对超弹性球体垂直入水问题开展实验研究. 基于实验结果, 对比分析了球体材料属性和入水冲击条件对入水空泡流动及球体变形行为的影响. 实验结果表明, 超弹性球体入水后产生嵌套空泡现象的条件是需要足够大的入水冲击条件和小的材料剪切模量. 嵌套空泡产生和保持的时间与球体的剪切模量和直径有关. 超弹性球体的入水位移及其形成空泡的长度随入水冲击速度和剪切模量的增大而增大, 却随球体直径的增大而减小. 入水冲击速度的增加只会加剧球体的变形程度, 而不影响嵌套空泡的产生时刻. 同时, 本文对球体的变形行为随弗劳德数和剪切模量与水动力之比的变化特性进行了描述与研究.

关键词: 超弹性球体, 入水实验, 嵌套空泡, 变形**PACS:** 47.54.De, 47.55.N-, 47.55.dp**DOI:** 10.7498/aps.70.20201738

1 引言

球体从空气中穿越水面进入水中的过程称为入水现象, 同时, 在自由液面下形成一个与空气相连的气腔称为入水空泡. 入水现象普遍存在于自然科学、工业生产及仿生技术等领域^[1,2], 在航空航天领域的应用也较为广泛, 例如: 飞机的水上着陆, 飞船返回舱水上回收等^[3-5]. 基于早期 Worthington 等^[6-8] 对入水飞溅行为的研究, 人们开始对空泡形成^[9,10]、航行体运动学^[11,12] 和水动力特性^[13] 等入水问题深入探究, 至今已经有 100 多年的历史. 其中, 入水空泡的存在会对空投鱼雷、航行体结构及弹道特性等产生较大的影响, 因此入水空泡问题一直受到国内外学者的广泛关注. Aristoff 等^[14,15] 采

用实验和理论方法研究了球体密度对空泡形态的影响, 发现了小密度的球体具有相对大的速度衰减, 以及其产生空泡的夹断深度无量纲参数与弗劳德数无关. 何春涛等^[16] 研究了垂直与倾斜两种入水方式对空泡形态及其演化特性的影响. 施红辉等^[17] 通过高速摄像捕捉了高速入水细长体与自由液面相互冲击作用的效果. 李佳川等^[18,19] 研究了运动体的温度对入水空泡形成的影响, 并分析了其形成机理. 卢佳兴等^[20] 采用实验方法研究了单圆柱体和双圆柱体入水过程的空泡流动特性, 重点分析圆柱体并联入水过程中不同弗劳德数下的空泡轮廓. 同时, Yun 等^[21,22]、Truscott 等^[23,24] 和 Speirs 等^[25] 等采用实验方法研究了入水空泡的形成、发展、闭合和溃灭等入水物理现象受运动体几何结构、环境压力及流体介质特性的影响规律及机理.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11972138, 11672094) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yingjiewei@hit.edu.cn

除了上述已经列出的参考文献,入水空泡的实验研究成果有很多,但由于其研究对象是刚性运动体,大多数都忽略了其入水过程的流固耦合问题.

近几年,随着材料科学技术的发展,弹性材料在不同领域的应用备受关注.其中,在入水问题上,弹性体不变形或者弱变形的流固耦合现象也开始被国内外学者重视.当浮力筒与自由水面碰撞时,Russo等^[26]利用加速度计、高频电位计和高速摄像机研究了入水流固耦合现象中运动体的水动力变化特性.针对该流固耦合问题,Facci等^[27]提出了一种数值模拟方法,并得到了很好的验证.Falcucci等^[28]在柔性浮筒与自由液面发生流固耦合的过程中,利用力学传感器对作用在浮筒的水动力进行了测试与研究.Panciroli等^[29]采用高速成像技术对柔性圆柱入水过程中的空泡形成和整体结构变形等问题开展了深入地研究和分析.为了揭示弹性体的受力特性,孙士丽^[30]采用实验和数值模拟结合的方法研究了弹体出、入水过程中的流固耦合效应.目前,关于入水流固耦合问题的研究成果主要集中在运动体入水后不变形或微变形的流固耦合现象上.而对于能够影响空泡演化形态的变形行为的研究极其少见.

本文研究的超弹性球体入水现象属于大变形的流固耦合问题,其变形对空泡的形成有着复杂而有规律的影响.关于这方面的研究,仅仅有国外学者Hurd等^[31]采用高速摄像对可变形的弹性体球入水现象开展了实验研究,首次发现弹性球体入水后会形成独特的嵌套空泡现象.同时,他们也提出了球体的变形行为可以通过材料性能和入水冲击条件进行预测.

综合已公开的国内外关于弹性运动体入水问题的文献表明,除上述Hurd及其团队学者之外,国内外学者对超弹性球体入水问题的研究几乎没有.基于高速摄像技术,本文开展了超弹性球体入水流固耦合实验研究,区别于Hurd的研究内容,本文着重分析了球体直径、剪切模量及入水冲击速度对超弹性球体入水后形成的空泡演化和球体变形行为的影响.本文的研究成果将为今后研究大变形入水流固耦合问题奠定基础.

2 实验系统及实验方法

本文采用超弹性球体开展入水空泡实验,实验

系统如图1所示.实验所用的水槽尺寸为 $1.5\text{ m} \times 0.8\text{ m} \times 1.7\text{ m}$,相比球体有较大的尺寸空间,故可以忽略边壁效应.超弹性球体由释放装置在水槽中心位置的正上方无干扰地释放,通过可移动架来控制入水高度,以实现超弹性球体入水速度的调节.本次实验采用FASTCAM APX-RS型高速摄像机对超弹性球体入水现象进行拍摄,拍摄帧率为 1000 frames/s .实验时在水箱后方设置 400 W 的矩形LED灯阵作为拍摄光源,以保证足够采光的要求.同时,为了能够较好地捕捉流场细微结构,在后方光源和水箱之间竖直布置一层柔光屏以提供较为柔和的光线.球体接触自由液面时定义为 $t = 0\text{ ms}$.

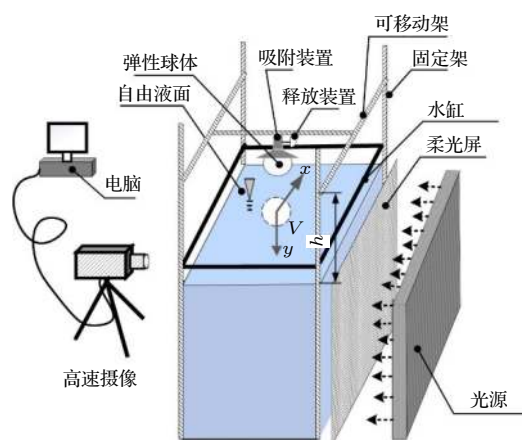


图1 实验系统示意图^[12]

Fig. 1. Schematic diagram of experimental system^[12].

除了捕捉入水空泡形态,球体的运动特性和变形行为的研究分别通过测量球体的入水位移和变形量两个参数来实现.在考虑了入水的折射效应后,通过自编程序提取了球体的入水位移和变形量.入水位移 y_b 是指球体底部与自由液面之间的距离,如图2(b)中的红色十字符号标注所示.同时,变形量的测试首先将球体的变形假设为横向(平行于自由液面)或者纵向(垂直于自由液面)椭圆,如图2(b)中的黄色椭圆符号所示^[26].变形量的测试结果用变形系数 λ 来表示.定义变形系数 λ 为弹性球体入水之后平行于自由液面的变形球体的宽度与初始球体直径 D 之比.

实验采用的超弹性球体模型是由不可压缩硅橡胶制作而成.具体制作过程是:首先将液体硅胶和固化剂混合搅拌,通过添加稀释剂来改变材料硬度(制作完成后通过压痕实验测量其球体的剪切模

量). 其次, 通过小型振动台去除液体中夹带的空气, 然后将该硅胶混合物倒入已知直径的铝模具中. 经过 12 h 固化后脱模, 选取光滑、合适的弹性球体开展入水实验研究, 如图 3 所示. 超弹性球体入水测试工况主要通过入水冲击速度 (接触水面时球体速度) V , 球体直径 D , 材料剪切模量 G 来表征.

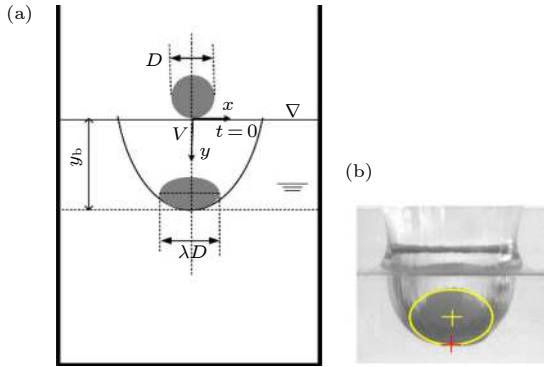


图 2 参数测试图

Fig. 2. Schematic diagram of test parameters.

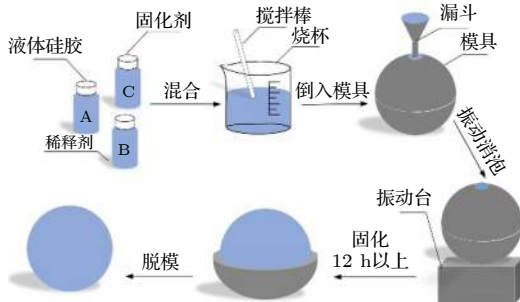


图 3 球体制作流程^[12]

Fig. 3. Flow chart of the sphere manufacturing^[12].

3 实验系统及测量结果

选取一典型的超弹性球体 (直径 $D = 61 \text{ mm}$, 密度 $\rho = 1007 \text{ kg/m}^3$, $G = 6.1 \text{ kPa}$) 在入水冲击

条件 $V = 4.4 \text{ m/s}$ 下开展实验研究. 超弹性球体撞击自由液面后发生的变形行为, 同时夹带空气形成入水空泡等流固耦合现象, 如图 4 所示. 由于超弹性球体的大变形行为而引起的水空泡流动现象呈现出了复杂而有规律的演化过程. 在入水撞击阶段 ($t = 2 \text{ ms}$), 球体由于经历了从空气到水两相跨介质的突变受到较大的冲击作用, 通过该冲击作用将动能传递给自由液面附近水域, 使得自由液面附近水域产生流动, 进而形成水域内的入水空泡现象及喷溅. 同时, 球体自身也受到强烈的冲击, 由于其柔软度足够大, 会发生明显的横向变形, 进而形成一个与自由液面近似平行的横向扁状球体, 将水大幅度地排开, 大量空气进入, 因此形成宽而短的空泡 ($t = 10 \text{ ms}$). 随着入水深度的增大, 超弹性球体的变形行为会导致敞开后空泡进入更多空气, 使得形成的入水空泡越发地宽 ($t = 15\text{--}20 \text{ ms}$). 当该横向扁状球体变形达到横向最大程度时, 球体内部的弹性力会发生反弹, 使得球体由原来近似平行于自由液面的横向椭球体反弹变形为一个垂直于自由液面的纵向椭球体 ($t = 25\text{--}40 \text{ ms}$), 该纵向变形会使得原来不断外扩的空泡壁面发生一定程度的收缩, 即空泡壁面紧贴椭球体表面. 当球体入水大约 $t = 45 \text{ ms}$ 时, 在水动力作用下, 该纵向变形会再次发生径向膨胀 (微弱地横向变形). 当该径向膨胀穿透第一个空泡壁面, 排开附近流体后, 会继续发生横向变形, 且在第一个空泡的下方会出现第二个小空泡. 但由于第二个空泡没有大量空气进入, 第二个空泡相对第一个空泡要小很多, 其形成的第二个小空泡被称作嵌套空泡^[31] ($t = 53 \text{ ms}$). 该嵌套空泡是超弹性球体经历了上述“横向变形-纵向变形-横向变形”的变形过程而产生的. 从能量转化的角度分析, 该过程是由入水动能转化为球体

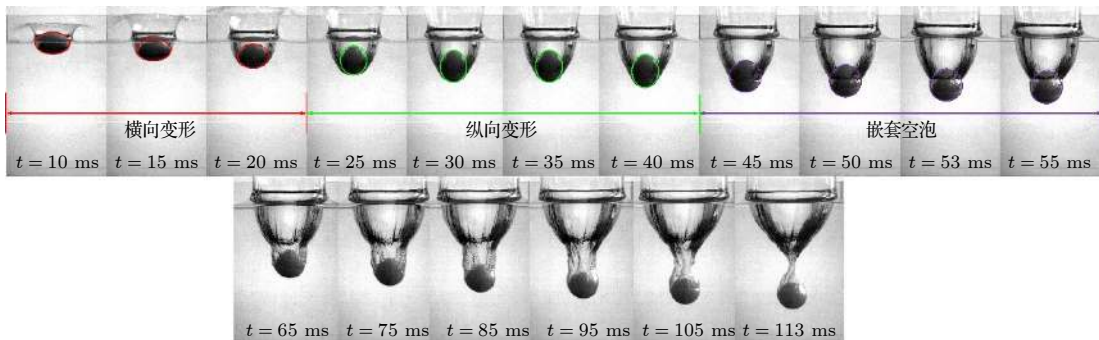


图 4 超弹性球入水空泡

Fig. 4. Water-entry cavity formed by hyperelastic spheres.

内部的应变能 (用于材料变形的能量), 再由其应变能转化为入水动能的过程. 通过上述典型超弹性球体入水流固耦合现象的描述, 可以得到超弹性球体入水后会呈现周期性的三个阶段: 第一阶段球体横向变形形成宽而短的空泡, 第二阶段球体纵向变形穿透空泡壁面, 第三阶段球体横向变形形成嵌套空泡.

3.1 剪切模量对超弹性球体入水流固耦合的影响

在超弹性球体材料属性 (直径 $D = 61$ mm, 密度 $\rho = 1007$ kg/m³), 以及入水冲击速度 $V = 4.4$ m/s 相同的条件下, 对剪切模量不同的三个超弹性球体 ($G = 6.1, 10.2, 47.0$ kPa) 开展实验研究. 为了清楚地表述三个球体的描述, 将三种不同剪切模量的球体分别编号为: 1号球体 ($G = 6.1$ kPa), 2号球体 ($G = 10.2$ kPa) 及 3号球体 ($G = 47.0$ kPa). 三种不同剪切模量的球体入水后形成的空泡形态演化情况, 如图 5 所示. 从图中可以看出剪切模量不同的超弹性球体入水后形成的空泡形态有所不同. 当球体撞击自由液面后 ($t = 10$ ms), 1号、2号球体都会发生平行与自由液面的横向变形, 使得流体幅度大地向外排开, 进入大量空气, 进而形成又宽又短の入水空泡. 但是, 3号球体硬度相对较大 (剪切模量大), 不易发生变形, 即球体微弱的变形对初始空泡的形成影响不大. 当球体入水 $t = 25$ ms 时, 1号、2号球体已经开始发生垂直与自由液面的纵向变形 (第二阶段球体纵向变形穿透空泡

壁面). 但此时, 3号球体虽然没有发生大变形, 但是由于其球体内部材料发生了微弱地颤振, 造成了向下发展的空泡壁面出现了明显的波纹. 当球体入水大约 $t = 40$ ms 时, 1号球体在水动力的作用下已经形成了嵌套空泡现象. 而 2号球体由上述描述可知出现嵌套空泡的时刻是在 $t = 53$ ms. 不同于 1号、2号球体, 仍然观察不到 3号球体的变形, 球体微弱的颤振再次造成空泡壁面出现微弱的波纹. 随着入水深度的增加, 水下阻力造成的热损失增大, 1号、2号球体嵌套空泡现象及 3号球体空泡壁面的波动现象都会逐渐弱化. 对比 1号、2号球体与 3号球体形成的入水空泡, 可以得到当剪切模量足够小时, 才会产生嵌套空泡现象. 形成嵌套空泡的出现时刻受球体剪切模量的影响. 由于球体的变形呈现出了周期特性^[31], 球体的剪切模量越小, 球体变形周期就越长, 故形成嵌套空泡所用的时间也越长. 同时, 嵌套空泡现象越发明显及其保持时间也相对较长.

不同剪切模量的超弹性球体入水后位移的时间历程如图 6 所示. 在相同的入水时刻, 球体剪切模量越大, 入水位移越大. 这一点也可以通过图 5 观察到, 1号、2号球体形成的空泡长度要比 3号球体的空泡长度短, 主要原因是剪切模量越小的球体入水后变形越严重. 在变形过程中因材料振荡而耗散的能量就越大, 故球体在下降过程中用于球体位置势能的动能就会越少, 即也会导致形成的空泡长度缩短.

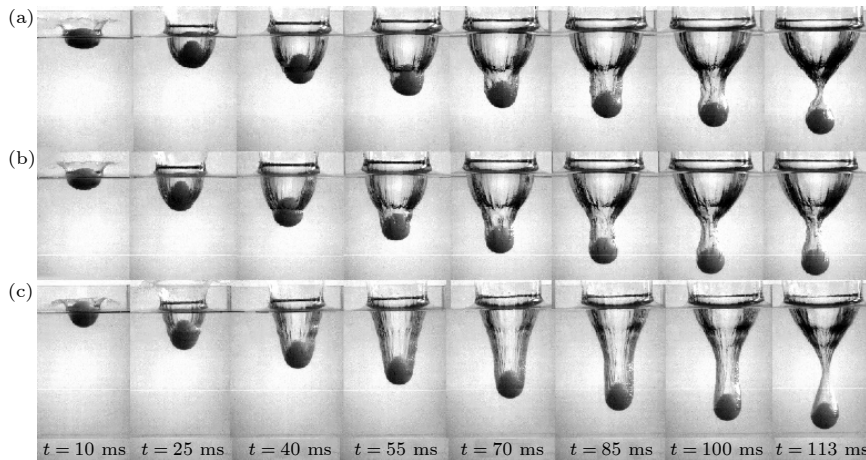


图 5 不同剪切模量球体入水空泡形态对比 (a) $G = 6.1$ kPa; (b) $G = 10.2$ kPa; (c) $G = 47.0$ kPa

Fig. 5. Comparison of cavity shapes formed by hyperelastic spheres with different shear moduli: (a) $G = 6.1$ kPa; (b) $G = 10.2$ kPa; (c) $G = 47.0$ kPa.

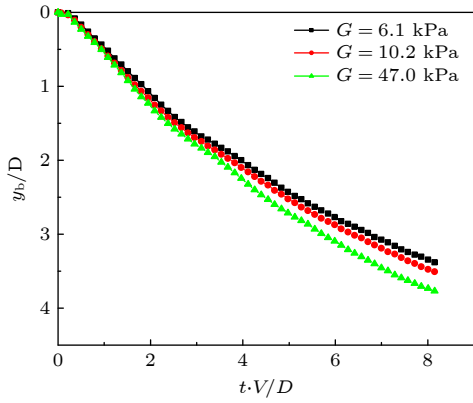


图 6 不同剪切模量球体的入水位移

Fig. 6. Displacement of spheres with different shear moduli.

3.2 冲击速度对超弹性球体入水流固耦合的影响

为探究入水冲击速度对超弹性球体入水空泡和运动特性的影响, 本文采用超弹性球体 (直径 $D = 61 \text{ mm}$, 密度 $\rho = 1007 \text{ kg/m}^3$ 及剪切模量 $G = 6.1 \text{ kPa}$) 通过改变其入水冲击速度 ($V = 1.1, 2.5, 3.3 \text{ m/s}$) 得到的流固耦合现象分别被呈现在图 7 中. 当入水冲击速度 $V = 1.1 \text{ m/s}$ 时, 超弹性球体具有的动能相对较少, 导致球体入水深度相对较浅. 在球体的入水过程中, 固、液、气三相的接触点会迅速上移至球顶端, 连接水面与球体的空泡逐渐形成半月牙状, 此时重力和表面张力的平衡作用占主导地位. 同时, 该超弹性球体在此较低的冲击速度 ($V = 1.1 \text{ m/s}$) 下, 几乎不会发生变形, 因此所形成的空泡几乎没有受到球体变形行为的影响. 当入水冲击速度增加到 $V = 2.5 \text{ m/s}$ 和 $V = 3.3 \text{ m/s}$,

弹性球体开始发生变形, 会经历以上三个阶段 (第一阶段球体横向变形形成宽而短空泡, 第二阶段球体纵向变形穿透空泡壁面, 第三阶段球体横向变形形成嵌套空泡). 对比两个入水冲击速度 ($V = 2.5 \text{ m/s}$ 和 $V = 3.3 \text{ m/s}$) 的空泡形态及球体变形行为, 可以发现入水冲击速度越大, 受到的冲击载荷越大, 撞击自由液面后, 横向变形的幅度也越大. 在相同的入水时刻 ($t = 10 \text{ ms}$), 形成的空泡形态也越发地宽而短. 同时, 纵向变形较为严重, 进而形成的嵌套空泡现象更为明显. 实际上, 引起该现象的主要原因是入水冲击速度越大, 球体入水前具有的动能越大, 故用于球体大变形的应变能增加, 变形程度也增大, 嵌套空泡现象也更加明显. 因此, 嵌套空泡形成的条件需要足够大的入水冲击速度.

如图 8 所示, 除了可以观察到和刚性球体一样的变化规律——随着入水冲击速度的增加, 入水位移也增大. 还可以得到入水冲击速度 ($V = 1.1 \text{ m/s}$) 越小时, 入水位移随时间的变化接近是线性关系. 但随着入水冲击速度的增大到 $V = 2.5 \text{ m/s}$ 及 $V = 3.3 \text{ m/s}$ 时, 弹性球体的入水位移与入水时间的关系逐渐向多项式曲线过渡. 分析其主要的原因是, 对于相同材料属性的弹性球体, 当入水冲击速度较小 ($V = 1.1 \text{ m/s}$) 时, 球体从冲击自由液面到空泡闭合几乎不发生变形. 而当入水冲击速度增大到 $V = 2.5 \text{ m/s}$ 及 $V = 3.3 \text{ m/s}$ 时, 球体开始发生变形, 在变形过程中球体内部材料振荡会导致能量耗散, 进而造成用于入水势能的动能较少, 故入水位移的变化趋势也有所不同.

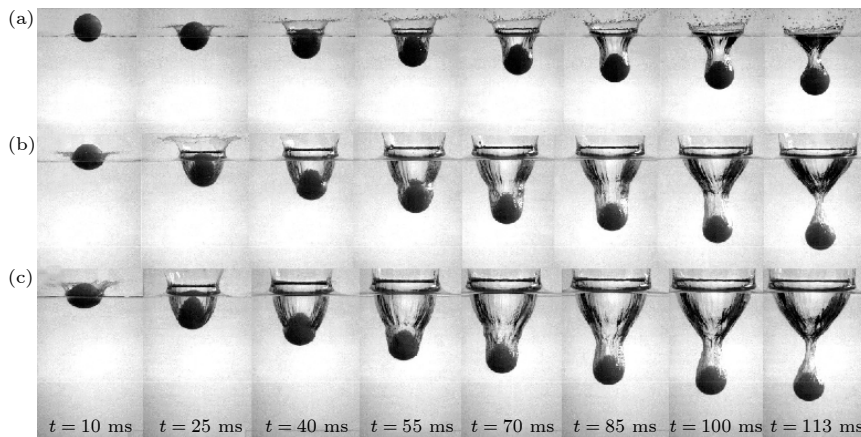


图 7 不同冲击速度下球体入水空泡形态对比 (a) $V = 1.1 \text{ m/s}$; (b) $V = 2.5 \text{ m/s}$; (c) $V = 3.3 \text{ m/s}$

Fig. 7. Comparison of cavity shapes formed by hyperelastic spheres with different impact velocities: (a) $V = 1.1 \text{ m/s}$; (b) $V = 2.5 \text{ m/s}$; (c) $V = 3.3 \text{ m/s}$.

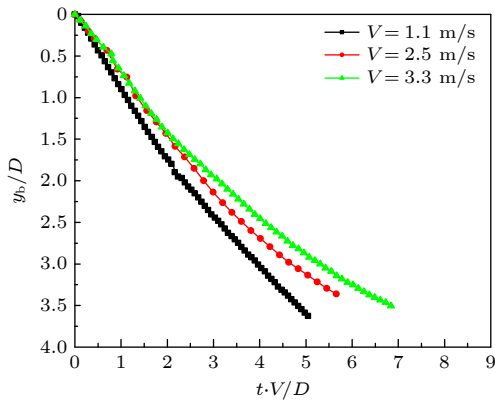


图 8 不同入水冲击速度下的入水位移

Fig. 8. Displacement of sphere with different impact velocities.

为了深入研究入水冲击速度对嵌套空泡的影响, 图 9 呈现了极易发生变形的超弹性球体 (直径 $D = 61$ mm, 密度 $\rho = 1007$ kg/m³ 及剪切模量 $G = 6.1$ kPa) 在不同冲击速度 ($V = 3.3, 4.4, 4.8$ m/s) 下形成的嵌套空泡现象. 由图 9 可知, 在相同的入水时刻, 入水冲击速度的增加仅仅加剧了球体的变形程度, 而并没有改变球体的变形周期. 因此, 虽然入水冲击速度不同, 嵌套空泡形成的时刻几乎是相同的. 总之, 入水冲击速度对嵌套空泡的形成时刻几乎没有影响, 仅会影响其产生嵌套空泡现象的明显程度.

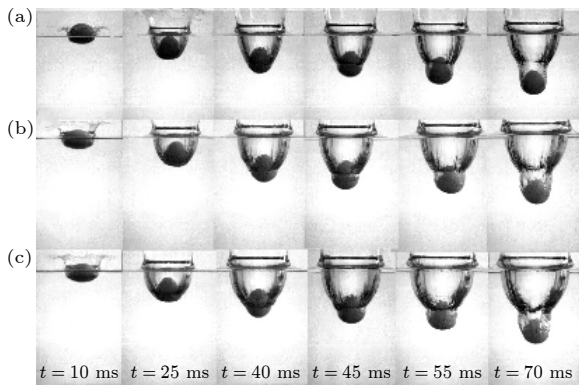


图 9 不同冲击速度下嵌套空泡形态对比 (a) $V = 3.3$ m/s; (b) $V = 4.4$ m/s; (c) $V = 4.8$ m/s

Fig. 9. Comparison of nested cavities with different impact velocities: (a) $V = 3.3$ m/s; (b) $V = 4.4$ m/s; (c) $V = 4.8$ m/s.

3.3 球体直径对超弹性球体入水流固耦合的影响

本文在材料属性 (剪切模量 $G = 10.2$ kPa, 密度 $\rho = 1007$ kg/m³) 和入水冲击速度 $V = 4.8$ m/s

相同的条件下, 针对三个不同直径 ($D = 80, 61, 56$ mm) 的超弹性球体开展入水实验研究, 如图 10 所示. 图中再次证明弹性球体入水后会经历三个阶段的流固耦合现象. 对比三个不同球体直径形成的空泡形态, 发现在相同的入水时刻, 大直径弹性球体形成的空泡比小直径弹性球体形成的空泡更加宽大, 其原因主要是大直径的弹性球体撞击自由液面变形后向外排开水的幅度会更大, 导致进入的空气更多. 同时, 当大约入水时间 $t = 40$ ms 时, 小直径弹性球体 (直径 $D = 56$ mm) 出现了嵌套空泡现象. 但是由于球体变形越大, 排开水的体积越大, 完成三个阶段所需要的时间越长, 故大直径弹性球体 (直径 $D = 80$ mm) 在入水时间 $t = 55$ ms 才第一次形成了嵌套空泡. 由于球体变形行为, 直径越大的超弹性球体形成的嵌套空泡现象越为明显, 产生嵌套空泡所用的时间也越长. 同时, 从图中可以观察到不同直径的弹性球体所形成空泡的闭合时间是不同的: 在相同条件 (密度、剪切模量、冲击速度) 下, 小直径超弹性球体的空泡闭合时间比大直径超弹性球体的短. 这一规律与刚性球体的空泡闭合时间随球体直径的变化规律一致 (球体直径越大, 空泡闭合时间越长).

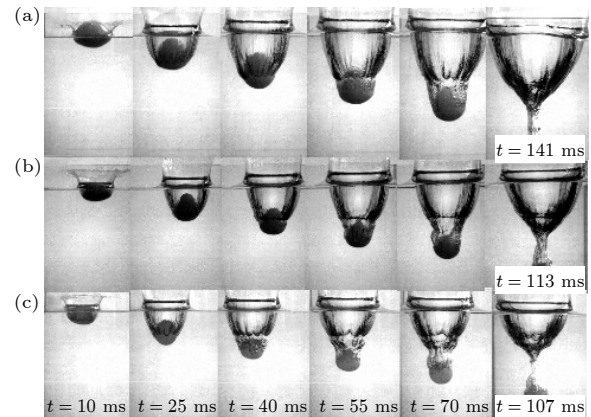


图 10 不同直径球体入水空泡形态对比 (a) $D = 80$ mm; (b) $D = 61$ mm; (c) $D = 56$ mm

Fig. 10. Comparison of cavity shapes formed by hyperelastic spheres with different diameters: (a) $D = 80$ mm; (b) $D = 61$ mm; (c) $D = 56$ mm.

不同直径弹性球体的入水位移时间历程如图 11 所示. 在相同的入水时刻, 虽然对球体的入水位移已经进行了无量纲化处理, 但是从图中仍然可以观察到球体直径越小, 球体的入水位移越大. 分析其原因主要可能是球体直径越大, 越容易发生

变形, 在球体变形过程中导致的能量损失及入水过程中阻力产生的热能损失, 最终抵消和超越了其直径大的球体入水前所拥有的动能增量, 从而导致其用于球体入水位置的势能却减少.

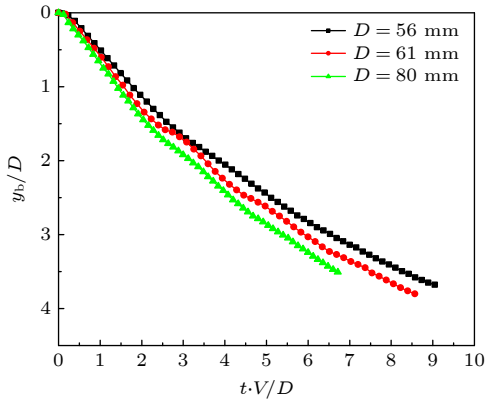


图 11 不同直径球体入水位移

Fig. 11. Displacement of sphere with different diameters.

3.4 入水变形行为

基于上述入水流固耦合现象中的空泡演化现象, 接下来着重分析入水过程中引起空泡形态发生变化的球体变形行为. 早在 2017 年, Hurd 等^[31] 已经指出超弹性球体入水后会发生周期性的变形行为. 在本文的实验研究中也观察到这一现象, 但是由于数据的重复性, 仅仅给出了超弹性球体 ($G = 10.2 \text{ kPa}$) 入水后周期性变形行为的曲线变化, 如图 12 所示. 为了深入地描述超弹性球体入水后变形行为的变化特性, 在文中引入了两个无量纲参数: 弗劳德数 $Fr = V/\sqrt{Dg}$ 和剪切模量与水动力之比 $\eta = G/(\rho_1 V^2)$. 同时, 基于这两个无量纲参数, 本文着重研究了第一、二个变形周期内超弹性球体的变形量随这两个无量纲参数的变化规律, 如图 13 和图 14 所示. 图中的变形量系数 λ_N 指的是第 N 周期内变形系数 λ 的最大值. 从图 13 可以看出, 在球体剪切模量相同的条件下, 随着弗劳德数 Fr 增大, 第一、二个变形周期内超弹性球体的变形量系数 λ_N 也逐渐增大, 并且呈现线性增长的趋势. 但是, λ_1 与 Fr 形成的线性曲线斜率要比 λ_2 与 Fr 形成的线性曲线斜率大. 主要是由于第一变形周期内弹性球体会跨介质撞击自由液面而发生大变形, 因此其对 Fr 的变化相对更为敏感.

从图 14 中可以看出, 对于相同球体直径而言, 随着剪切模量与水动力之比 η 的增大, 第一、二个

变形周期内超弹性球体的变形量系数 λ 先快速下降, 后平稳下降. 其主要原因是对于剪切模量越小的球体而言, 入水后第一个变形周期内会发生更为

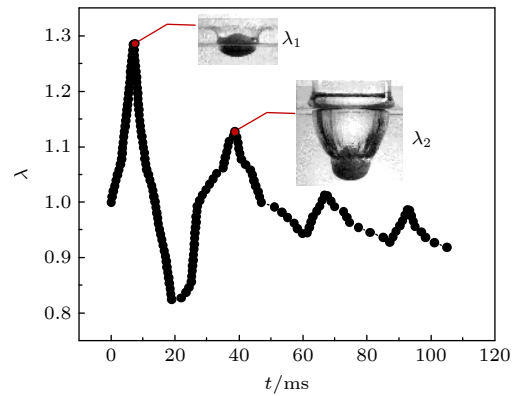


图 12 超弹性球体入水变形量系数的时间历程

Fig. 12. Time history of sphere deformation coefficient during water entry.

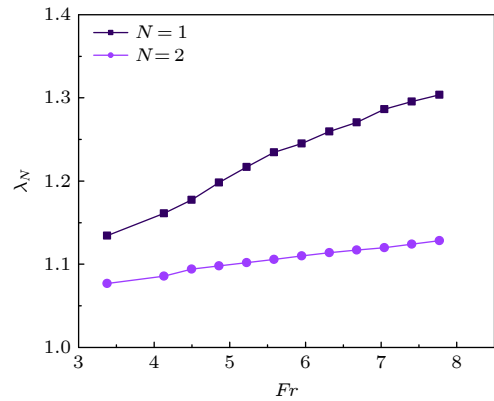


图 13 超弹性球体 ($G = 10.2 \text{ kPa}$) 第一、二变形周期内 λ_N 随 Fr 的变化

Fig. 13. Change of λ_N in the first and second deformation cycles ($G = 10.2 \text{ kPa}$) with Fr .

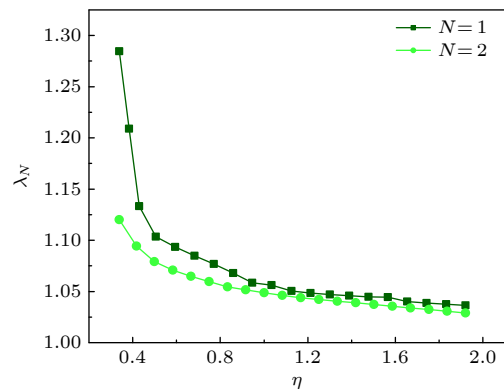


图 14 超弹性球体 ($D = 61 \text{ mm}$) 第一、二变形周期内 λ_N 随 η 的变化

Fig. 14. Change of λ_N in the first and second deformation cycles ($D = 61 \text{ mm}$) with η .

严重的变形行为. 随着剪切模量的增大, 变形行为会急剧地弱化, 这种弱化趋势不是线性关系而是多项式曲线的关系, 如图 13 中 λ_1 所示. 同时, 由于第一个变形周期内的应变能损失情况 (第一个变形周期内应变能损失越多, 则第二个变形周期内能用于球体变形的应变能就越少, 变形幅度就越小), 故随着 η 的增大, 第一个变形周期内 λ_1 值与第一个变形周期内 λ_2 值的差值也逐渐减小.

4 结 论

本文针对超弹性球体入水问题开展了实验研究, 分析了球体剪切模量、入水冲击速度及球体直径对入水空泡流动特性的影响. 同时, 深入地描述了超弹性球体入水过程中由其大变形引起的入水空泡等流固耦合现象. 得到的结论如下.

1) 入水过程中嵌套空泡现象产生的条件是: 足够大的入水冲击速度和足够小的球体剪切模量.

2) 超弹性球体的剪切模量越小, 变形越严重, 形成的嵌套空泡现象越明显, 产生嵌套空泡所用的时间及其保持的时间也越长. 由于球体变形过程中材料振荡引起的能量损耗, 入水位移及形成的空泡长度随着剪切模量的减小而降低.

3) 随着入水冲击速度的增大, 球体变形越大, 嵌套空泡现象越明显. 但是, 超弹性球体嵌套空泡产生时间不受入水冲击速度的影响.

4) 大直径超弹性球体产生嵌套空泡现象所用的时间要比小直径超弹性球体的长. 虽然直径越大的球体动能越大, 但是入水后球体的位移及其形成的空泡长度却越小.

5) 入水过程中球体的变形行为随弗劳德数增大而增强, 但随着剪切模量与水动力之比增大而减弱.

参考文献

- [1] Kubota Y, Mochizuki O 2015 *WJM* **5** 129
 [2] Epps B P, Techet A H 2007 *Exp. Fluids*. **43** 691

- [3] Sun T, Wang H, Zou L, Zong Z, Li H 2019 *Ocean. Eng.* **194** 106597
 [4] Xia W, Cong W, Wei Y, Li C 2020 *Appl. Ocean. Res.* **103** 102322
 [5] Xia W X, Wang C, Wei Y J, Li J C, Yang L 2020 *Exp. Fluids*. **61** 57
 [6] Worthington A M, Cole R S 1897 *Philos. Trans. R. Soc. London* **189** 137
 [7] Worthington A M 1881 *P. Roy. Soc. A. Math. Phys.* **33** 347
 [8] Wood R W 1909 *Science* **29** 464
 [9] Duclaux V, Caillé F, Duez C, Ybert C, Bocquet L, Clanet C 2007 *J. Fluid Mech.* **591** 1
 [10] Seddon C M, Moatamedi M 2006 *Int. J. Impact. Eng.* **32** 1045
 [11] May A 1952 *J. Appl. Phys.* **23** 1362
 [12] Yang L, Wei Y, Wang C, Xia W, Li J 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 064901
 [13] Truscott T T, Epps B P, Techet A H 2012 *J. Fluid Mech.* **704** 173
 [14] Aristoff J M, Truscott T T, Techet A H, Bush J W M 2010 *Phys. Fluids* **22** 70
 [15] Aristoff J M, Bush J W M 2009 *J. Fluid Mech.* **619** 45
 [16] He C T, Wang C, He Q K, Qiu Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134701 (in Chinese) [何春涛, 王聪, 何乾坤, 仇洋 2012 物理学报 **61** 134701]
 [17] Shi H H, Zhou H L, Wu Y, Jia H X, Zhang X P, Zhou S Y, Zhang L T, Dong R L 2012 *J. Mech. Phys. Solids*. **44** 49 (in Chinese) [施红辉, 周浩磊, 吴岩, 贾会霞, 张晓萍, 周素云, 章利特, 董若凌 2012 力学学报 **44** 49]
 [18] Li J C, Wei Y J, Wang C, Deng H Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204703 (in Chinese) [李佳川, 魏英杰, 王聪, 邓环宇 2016 物理学报 **65** 204703]
 [19] Li J C, Wei Y J, Wang C 2019 *Acta. Armamentarii*. **40** 124 (in Chinese) [李佳川, 魏英杰, 王聪 2019 兵工学报 **40** 124]
 [20] Lu J X, Wei Y J, Wang C, Lu L R, Xu H 2019 *J. Mech. Phys. Solids*. **51** 150 (in Chinese) [卢佳兴, 魏英杰, 王聪, 路丽睿, 许昊 2019 力学学报 **51** 150]
 [21] Yun H, Lyu X, Wei Z 2020 *Ocean. Eng.* **201** 107143
 [22] Yun H, Lyu X, Wei Z 2020 *J. Visual. Japan*. **23** 49
 [23] Truscott T T, Epps B P, Belden J 2014 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **46** 355
 [24] Truscott T T, Techet A H 2006 *Phys. Fluids* **18** 4173
 [25] Speirs N B, Mansoor M M, Belden J, Truscott T T 2019 *J. Fluid Mech.* **862** R3
 [26] Russo S, Biscarini C, Facci A L, Falcucci G, Jannelli E 2017 *J. Mar Sci Tech. Japan*. **23** 67
 [27] Facci A L, Falcucci G, Agresta A, Biscarini C 2019 *Water* **11** 1048
 [28] Russo S, Falcucci G 2018 *ICNAAM. Greece* **1987** 25
 [29] Panciroli R, Falcucci G, Erme G, Santis E D, Jannelli E 2015 *Aip. Conference*, AIP Publishing LLC, April 1, **1648** 570011
 [30] Sun S L 2011 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [孙士丽 2011 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
 [31] Hurd R C, Belden J, Jandron M A, Fanning D T, Bower A F, Truscott T T 2017 *J. Fluid Mech.* **824** 912

Experimental study of cavity evolution and deformation during water entering into hyperelastic sphere^{*}

Yang Liu¹⁾ Sun Tie-Zhi²⁾ Wei Ying-Jie^{1)†} Wang Cong¹⁾
Li Jia-Chuan³⁾ Xia Wei-Xue¹⁾

1) (*School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

2) (*School of Naval Architecture, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

3) (*Tianjin Navigation Instrument Research Institute, Tianjin 300131, China*)

(Received 20 October 2020; revised manuscript received 10 November 2020)

Abstract

Hyperelastic materials, which have strong nonlinear mechanical properties, are commonly used in the engineering field. The application of hyperelastic materials to the water entry problem is a new interdisciplinary research topic. Unlike the water entering into a traditional rigid sphere, the hyperelastic sphere is very easy to deform during water entry. In order to explore the fluid-structure coupling problem with large deformations during water entry, a high-speed camera is used to study the problem of vertical water entering into hyperelastic sphere in this paper. Based on the experimental results, the effects of the material properties and impacting conditions on the cavity flow and sphere deformation behaviors during water entry are compared and analyzed. The experimental results show that the formation of the nested cavity after impacting a free surface of the hyperelastic sphere needs large enough impact conditions and small material shear modulus. The time for the nested cavity to be formed and retained during water entry is related to the material shear modulus and sphere diameter. The sphere displacement and length of cavity formed by the hyperelastic sphere increase with the increase of the impact velocity and material shear modulus, but decrease with the increase of the diameter of the sphere. The increase of the impacting velocity can only aggravate the deformation behaviors of the hyperelastic sphere, but does not affect the formation moment of the nested cavity. In addition, the characteristics for the deformation behaviors of the hyperelastic sphere to vary with the Froude number and the dimensionless ratio of material shear modulus to impacting hydrodynamic pressure are described and studied.

Keywords: hyperelastic spheres, water entry, nested cavity, deformation

PACS: 47.54.De, 47.55.N-, 47.55.dp

DOI: 10.7498/aps.70.20201738

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11972138, 11672094).

[†] Corresponding author. E-mail: yingjiewei@hit.edu.cn