

自然骨曲面对激光诱导空泡演化行为规律的影响

李学坤^{1,2}, 季凌飞^{1,2*}, 张犁天^{1,2}, 张洪龙^{1,2}¹北京工业大学材料与制造学部激光工程研究院, 北京 100124;²北京工业大学跨尺度激光成型制造技术教育部重点实验室, 北京 100124

摘要 液体辅助红外激光消融硬生物组织的准确性和兼容性均优于机械工具,而在骨科手术中往往会遇到骨组织自然曲面位置的钻切需求。系统研究了波长约为 $2\ \mu\text{m}$ 的中红外激光诱导空泡在自然骨曲面边界附近的演化行为规律,总结了不同无量纲距离(γ)空泡的非球形演变规律和空泡脉动周期的时间长度的变化趋势,并对空泡收缩过程进行了数值模拟分析。发现了空泡演化行为受骨曲面边界影响的机制,自然骨曲面边界的不对称性使空泡收缩时两侧泡壁处的压力梯度和移动速度不同,导致空泡在收缩时质心与两侧泡壁向自然骨曲面边界较高的一侧发生偏移,并引起空泡微射流向相同方向偏移。给出了用于补偿微射流作用点定位误差的光纤预置偏移量,得到了自然骨曲面附近 $0.2 \leq \gamma \leq 0.6$ 的空泡产生的微射流速度。

关键词 激光技术; 空泡演化; 微射流; 骨组织消融

中图分类号 TN249 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL221210

1 引言

液体辅助红外激光消融硬生物组织已成为提高手术精确度和增强兼容性的重要技术^[1-2],越来越受到研究人员的关注。激光在液体环境中诱导产生空泡,空泡会在泡内外压力梯度的作用下膨胀和收缩,直至溃灭,空泡溃灭过程中释放出的能量导致材料表面发生消融^[3-4]。激光诱导空泡的动力学行为受到液体黏度^[5]、表面张力^[6]、可压缩性^[7]和边界约束^[8]等的影响,在其脉动过程中,附近的边界会显著影响空泡的形状^[9-10]。骨组织具有自然的曲率和形状,研究其对空泡运动特性的影响以及由此产生的微射流,可以提高消融的准确性和速率,有助于推动激光消融在骨科手术中的实际应用。

刚性边界附近空泡的动力学已有一些相关研究。Zhang 等^[11]给出了空泡脉动周期的无量纲时间长度与无量纲距离(γ)的关系,发现边界约束会延长空泡的脉动过程。有研究认为,当空泡接近刚性直角边界时,由于边界阻碍了附近水层的运动,边界附近空泡的溃灭时间比理想瑞利空泡溃灭时间长 22%^[12]。Požar 等^[13]研究了凹曲面边界附近的空泡动力学,发现在相同 γ 值下,相较于平面边界,凹边界更能阻碍空泡周围的液体流动。Tomita 等^[14]发现,当曲面边界凸出时,空泡脉动周期变短,而在凹曲面边界处空泡脉动周期变长。

Aziz 等^[15]研究了偏离曲面对称轴的弯曲边界附近的空泡演化过程。本课题组前期以平面骨为对象,分析了平面骨附近的空泡微射流对骨组织的消融效果及其影响因素,给出了微射流消融骨组织的机理^[16],并提出了一种快速、安全的激光骨科手术方案^[17]。Andrews 等^[18]发现,壁面形貌会对边缘附近的空泡演化行为及其破裂微射流行为产生直接影响,从而影响非平面壁材料的消融效果。现有关于边界约束激光空泡的研究大都选择理想的规则几何形状边界,而骨组织具有非规则曲面形状,曲面边界形状会对激光水辅助消融骨组织过程中的空泡演化行为产生影响,进而影响消融效果。

本文针对骨的自然曲面,探究了激光水辅助消融骨组织过程中自然曲面边界附近的空泡演化过程,系统捕捉和分析了水环境下激光诱导骨组织曲面边界附近空泡的形状、大小和演化过程及微射流形成等,研究了自然骨曲面边界对空泡运动特性和微射流的影响及其机制,为激光水辅助消融骨手术提供了指导。

2 实验材料与方法

图 1 所示为自然骨曲面处激光诱导空泡演化规律研究的实验系统。波长为 $\sim 2\ \mu\text{m}$ 的中红外激光(单脉冲能量为 2 J,重复频率为 30 Hz)由石英光纤传输至浸在蒸馏水中的骨靶位,诱导产生空泡。采用高速相机

收稿日期: 2022-09-05; 修回日期: 2022-10-13; 录用日期: 2022-10-21; 网络首发日期: 2022-10-30

基金项目: 国家自然科学基金(51975017, 52205437)、北京市教委重点科研项目(KZ202110005012)、北京市自然科学基金(3214041)

通信作者: *ncltj@bjut.edu.cn

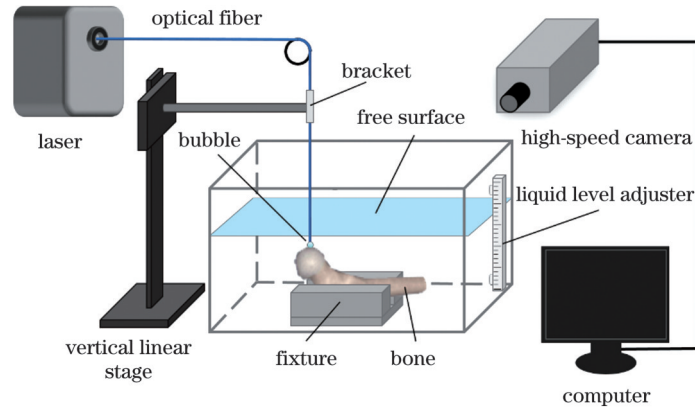


图 1 实验系统结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of experimental system

捕捉空泡的瞬态特征,帧速率设置为 10^5 frame/s,曝光时间为 $1 \mu\text{s}$ 。

采用新鲜的离体猪胫骨用于激光消融实验,选取了曲率半径与人掌骨头和尺骨头相似的自然曲面骨作为消融靶材(曲率半径 $r \approx 10 \text{ mm}$)^[19],离体骨靶材按照标准的生物骨样品处理方法获得^[16]。实验中,将离体骨靶材固定在调节精度为 0.01 mm 的夹具上,以调节光纤端部到离体骨靶材的垂直距离。离体骨靶材浸没在无杂质的蒸馏水中,骨靶材顶部到蒸馏水液面的距离为 10 mm 。每组实验后更换靶材。为了便于研究和对比具有不同最大半径(R_{max})的空泡的演化特性,定义无量纲距离 $\gamma = d/R_{\text{max}}$ ^[14],其中 d 为空泡产生位置与骨曲面边界顶点的距离。调整光纤端面与靶材表面的距离,使无量纲距离 γ 分别取 $0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2$ 。

采用基于液体体积(VOF)模型的两相流求解器对非对称曲面附近空泡收缩阶段的演化过程进行仿真,以空泡演化过程中偏移现象较为显著的 $\gamma = 0.5$ 的情况为例进行描述。该求解器的控制方程包括连续性方程、动量方程、能量方程、状态方程。基于流体不可压缩假设,空泡中只包含可视为理想气体的水蒸气,忽略空泡与液体环境间的传热传质以及温度对空泡体积的影响^[20]。由于空泡初始半径达到了 0.3 mm ,因此水的黏度和表面张力的影响可以忽略^[14,21]。

3 实验结果与分析

由于自然骨曲面并非规则几何形状,因此其表面轮廓不对称。如图 2 第 1 列~第 4 列所示,在输入激光能量的作用下,空泡首先进入第一周期膨胀阶段(stage I)。在图 2 第 4 列所示时刻,空泡达到最大尺寸,随后进入第一周期收缩阶段(stage II),空泡向骨靶材表面收缩,至图 2 第 7 列所示时刻,空泡收缩到最小尺寸,并产生微射流作用于骨靶材上。之后空泡在靶材表面再次发生膨胀(如图 2 第 8 列所示,stage III)与收缩(如图 2 第 9 列所示,stage IV),并最终破碎消失。

当无量纲距离较大($\gamma = 0.6, 0.5$)时,如图 2(a)、(b)所示,自然骨曲面边界附近的空泡在膨胀阶段呈不对称形状,这与无边界或平面边界附近的空泡不同^[22]。这是因为空泡的膨胀对空泡与骨边界之间的水层产生挤压,而自然骨曲面边界左右两侧不对称,对水层运动的阻碍作用不同,因此空泡也呈不对称的形状。随着无量纲距离的缩小($\gamma = 0.4, 0.3, 0.2$),如图 2(c)~(e)所示,空泡在膨胀过程中更早地接触到骨靶材表面,在更早达到最大尺寸的同时,形状的不对称性也受到骨曲面边界的破坏,且由于骨曲面边界的阻挡,较小 γ 值的空泡更加扁平。

空泡膨胀至最大时,由于惯性,空泡内部压强远小于外部液体环境压强,在压力梯度的作用下,空泡随即进入第一周期的收缩阶段。骨边界表面的摩擦力导致空泡与骨边界接触的部分收缩较慢,空泡上部收缩更快,因此收缩初期的空泡呈钟形,如图 2 第 5 列所示。由于空泡内外压力梯度受空泡横纵向收缩的影响,空泡壁纵向的收缩速度逐渐增大,并超过横向的收缩速度,空泡呈扁球形并加速缩小(图 2 第 6 列)。此时,空泡开始脱离光纤端面,且周围液体在压力梯度的作用下,形成微射流穿透空泡中心流向空泡下表面,并最终作用在骨靶材表面。图 2 第 7 列为空泡收缩至最小时的图片与时间,可以看到,随着 γ 的降低,空泡更早收缩至最小。此时,空泡内部压强高于周围液体环境压强,因此空泡附着在靶材表面,进入第二周期膨胀阶段,可以看到第二周期膨胀阶段的空泡边缘已经发生破碎,形状不规则。在图 2 第 8 列所示时刻,空泡达到第二周期的最大尺寸,随后空泡再次收缩,在图 2 第 9 列所示时刻收缩至最小。

表 1 给出了不同 γ 值下骨曲面边界附近空泡演化周期的时间长度。第 I、II 阶段的时间长度随 γ 值的减小而降低,这是由于随着 γ 值的减小,骨边界作用在空泡上的 Bjerknes 力增加,在演化过程中边界对空泡的吸引更强,从而影响了空泡的运动特性。而第 III、IV 阶段,时间长度的变化则不同,第 III 阶段从 $110 \mu\text{s}$ 降低

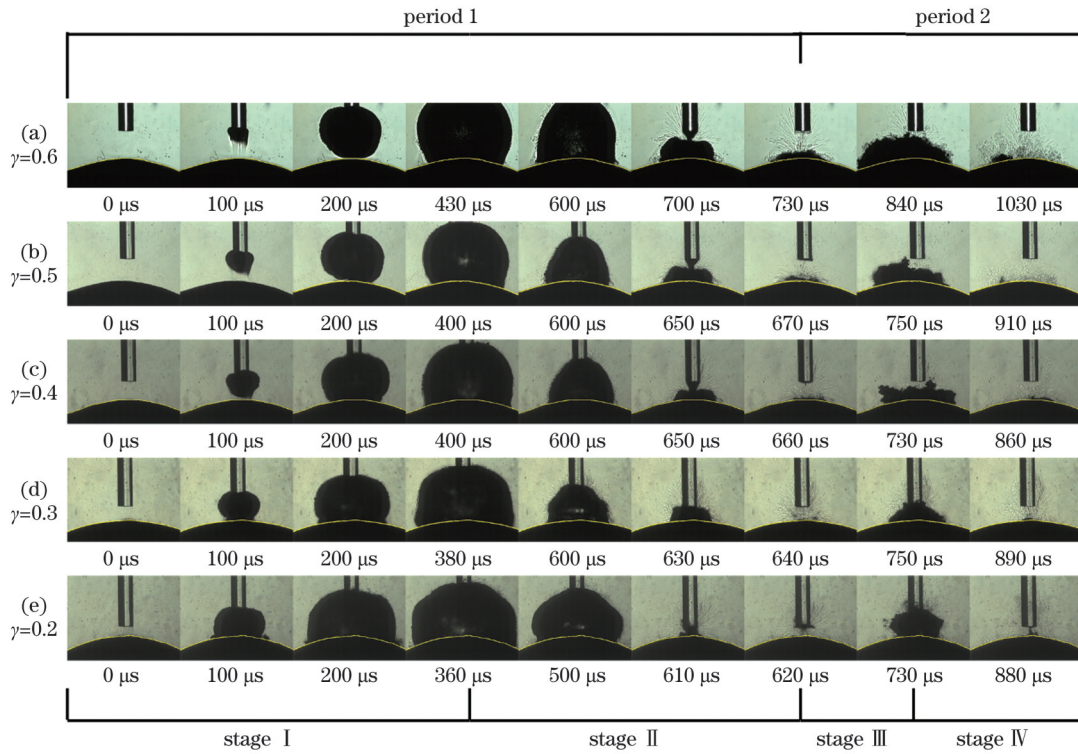


图 2 自然骨曲面边界附近空泡演变的时间序列图

Fig. 2 Time series diagrams of evolution of cavitation bubble near boundary of natural curved bone surface

至 $80 \mu\text{s}$ 后又增加至 $110 \mu\text{s}$, 第 IV 阶段从 $190 \mu\text{s}$ 降低至 $120 \mu\text{s}$ 后又增加至 $150 \mu\text{s}$, 都在 $\gamma=0.4$ 时达到最低。可见, 自然骨曲面附近的空泡在脉动过程中, 无论是第一周期还是第二周期, 空泡膨胀阶段和收缩阶段的时间长度不对称, 这与无边界域中空泡膨胀与收缩阶段

时间长度相同的特性不同^[23]。第一周期内空泡的膨胀阶段明显长于收缩阶段, 而第二周期内空泡的膨胀阶段明显短于收缩阶段, 且与 γ 值无关。第一周期内空泡的收缩阶段更短, 意味着空泡收缩时空泡壁的移动速度更快, 有利于提高空泡产生的微射流速度。

表 1 不同 γ 值下空泡各演化阶段的时间长度

Table 1 Duration of each evolution stage of cavitation bubbles with different γ values

γ	Duration of stage I / μs	Duration of stage II / μs	Duration of stage III / μs	Duration of stage IV / μs
0.6	440	290	110	190
0.5	400	270	90	150
0.4	390	270	80	120
0.3	380	260	110	140
0.2	360	260	110	150

中空泡在第一周期脱离光纤端面时(图 2 第 6 列)向一侧偏移, 形状不对称; 在第二周期中空泡也向一侧发生了显著偏移。空泡质心的位移既受空泡自身运动特性的影响, 又受自然骨曲面形态的影响。如图 2 所示, 由于所用骨靶材具有两侧高度不对称的自然曲面边界, 边界对流体运动的阻抗使得界面较低的一侧流体较多, 因此空泡更容易从此方向吸入流体, 此方向上的泡壁移动速度更快。此外, 当边界距离 γ 更大时, 空泡第 II 阶段的时间长度更长, 泡壁收缩的距离更大, 最终导致空泡向另一方向(即曲面边界较高的方向)发生偏移, 且随着 γ 的增加, 偏移愈加明显。

使用 Image-Pro Plus 软件逐帧测量高速摄影图像

中空泡的质心坐标位置, 以骨曲面顶点为原点, 图像中从左至右为 X 轴正方向, 从下至上为 Z 轴正方向, 获得的质心位置随时间的变化规律如图 3 所示。对于不同的 γ 值, 空泡的质心 Z 坐标变化的整体趋势较为相似。第 I 阶段随着空泡出现并开始膨胀, 质心 Z 坐标在小幅波动后, 于 $50 \mu\text{s}$ 前后开始迅速增加, 反映了随着空泡的膨胀, 空泡质心向远离骨曲面方向移动, 至第 I 阶段结束时空泡达到最大尺寸, 质心也达到最高点, 如图 3(a)~(e) 所示, 第 I 阶段质心高度最大值分别为 2109 、 1859 、 1726 、 1630 、 $1480 \mu\text{m}$; 随后第 II 阶段空泡收缩, 空泡质心的 Z 坐标开始下降, 在第 II 阶段的中后期迅速降低, 空泡收缩至最小时(图 2 第 7 列)达到最

低,如图 3(a)~(e)所示,第 II 阶段质心高度最小值分别为 154、102、72、43、18 μm 。随着 γ 的减小,由于初始位置的降低,空泡质心 Z 坐标最大值降低,且空泡收缩至最小时的质心 Z 坐标最小值也降低。在第 III、IV 阶段时,空泡再次膨胀与收缩,空泡质心 Z 坐标值的变化趋势与第 I、II 阶段相似。在空泡初始形成时,空泡质心 X 坐标值经过最初的波动后迅速稳定,质心位于光纤端面中心附近,一直持续到第 II 阶段中期。此后空泡开始加速收缩, $\gamma=0.6$ 和 $\gamma=0.5$ 时空泡质心 X 坐标显著减小,空泡质心持续向左偏移; $\gamma=0.4$ 和 $\gamma=0.3$ 时空泡质心 X 坐标出现增加,空泡质心发生右移; $\gamma=0.2$ 时空泡质心 X 坐标持续小幅波动,没有明显的变化。在第 II 阶段结束时,前 4 组的空泡质心 X 坐标都出现

了一个尖峰,这是由于此时泡壁速度很大,空泡收缩至最小,质心位置的变化显著。此时,如图 3(a)~(e)所示,空泡质心 X 坐标分别为 -438、-308、215、161、-15 μm 。当第 III 阶段开始时,随着空泡的再次膨胀, $\gamma=0.6$ 和 $\gamma=0.5$ 的空泡质心 X 坐标值迅速减小,空泡质心显著向左偏移; $\gamma=0.4$ 和 $\gamma=0.3$ 的空泡质心 X 坐标在波动后增大,质心开始向右移动; $\gamma=0.2$ 的空泡则仍在骨曲面顶点中心附近波动,没有明显偏移。这些趋势一直持续至第 IV 阶段结束。在最终空泡消失前,不同 γ 的空泡质心 Z 坐标均接近 0,即空泡紧贴靶材表面,空泡质心 X 坐标分别为 -1945、-2006、731、143、51 μm ,如图 3(a)~(e)所示。可见,空泡第二周期的质心偏移比第一周期更加明显。

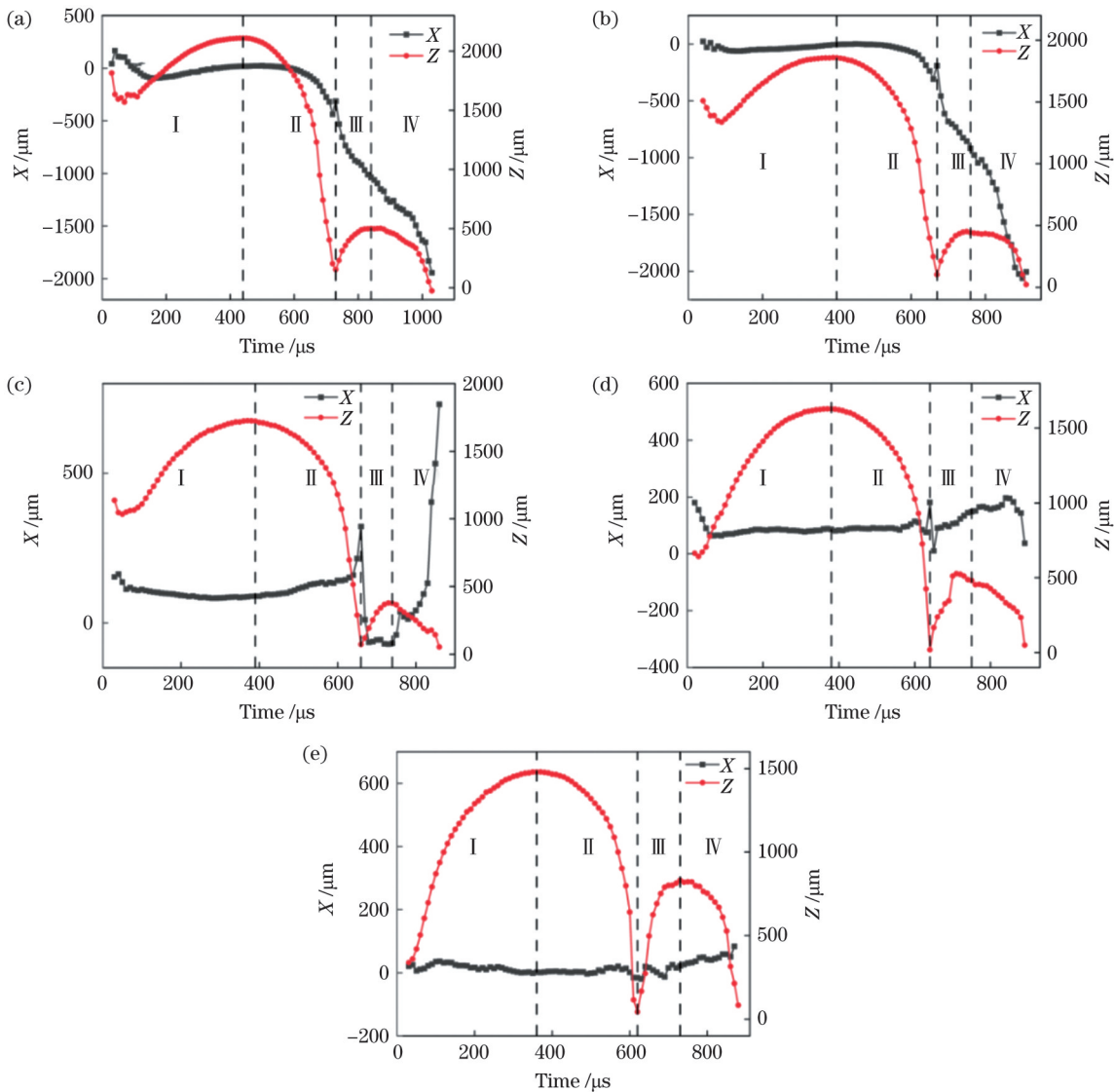


图 3 不同 γ 值下空泡质心位置随时间的变化。(a) $\gamma=0.6$; (b) $\gamma=0.5$; (c) $\gamma=0.4$; (d) $\gamma=0.3$; (e) $\gamma=0.2$

Fig. 3 Position of cavitation bubble centroid versus time under different γ . (a) $\gamma=0.6$; (b) $\gamma=0.5$; (c) $\gamma=0.4$; (d) $\gamma=0.3$; (e) $\gamma=0.2$

在空泡的整个脉动过程中, $\gamma=0.6$ 和 $\gamma=0.5$ 的空泡质心明显向左偏移,如图 2(a)、(b)所示,自然骨曲面边界右侧较低; $\gamma=0.4$ 和 $\gamma=0.3$ 的空泡质心向右侧

偏移,如图 2(c)、(d)所示,自然骨曲面边界左侧较低; $\gamma=0.2$ 的空泡质心在曲面边界最高点附近徘徊,没有明显的偏移,如图 2(e)所示,自然骨曲面边界左右两

侧高度相近。空泡质心的位移既受到空泡自身运动特性的影响,还受到自然骨曲面的不对称形态的影响。由于空泡溃灭微射流矢量的运动方向与空泡质心位移方向一致^[24],微射流冲击骨壁面的作用点为空泡收缩至最小前质心的位置。因此,在实际应用中,为了满足骨消融的需求,需要进行空泡微射流作用位置的定位误差补偿。不同 γ 值下微射流作用位置的偏移 (ΔX) 如表 2 所示,其中 $\gamma=0.2$ 时骨靶材两侧高度较为一致,微射流偏移很小。由于空泡微射流会向骨靶材自然曲面较高的位置发生偏移,在骨组织消融过程中,可以调整光纤夹具的角度,使光纤指向位置朝自然骨曲面较低一侧移动 ΔX 以补偿定位误差。

表 2 不同 γ 值下空泡溃灭微射流作用位置的偏移

Table 2 Deviation of impact position of cavitation bubble collapse micro-jet with different γ values

γ	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2
$\Delta X / \mu\text{m}$	438	308	215	161	15

由于运动特性的不对称,无法利用 Rayleigh-Plesset 方程对自然骨曲面附近空泡的形状尺寸与泡壁速度进行预测。选取 VOF 模型对非对称曲面附近

空泡的收缩过程进行数值模拟,探究自然骨曲面附近空泡质心偏移的原理,数值模拟结果如图 4 所示。将数值模拟结果与 $\gamma=0.5$ 时的高速摄影照片进行对比,可以看到,在空泡演化的相同时刻,数值模拟结果中空泡的形状尺寸与实验结果相对应,微射流形成处泡壁的收缩速度也与实验结果相同。如图 4(a) 所示,当空泡演化至 $650 \mu\text{s}$ 时,由于曲面边界高度不对称,空泡壁附近的压力场在曲面边界两侧不对称。在曲面边界较高的一侧,泡壁附近的压力梯度较小,而在曲面边界较低的一侧,压力梯度较大;如图 4(d) 所示,当空泡演化至 $660 \mu\text{s}$ 时,这一现象更为明显。如图 4(b) 所示,当空泡演化至 $650 \mu\text{s}$ 时,边界较低一侧的空泡壁处的速度比边界较高一侧的更快,同时空泡顶部泡壁处的流体已经具有较大的速度,使顶部泡壁中心迅速向骨曲面移动,顶部泡壁中心即为微射流产生的位置。如图 4(e) 所示,当空泡演化至 $660 \mu\text{s}$ 时,空泡两侧的泡壁速度增大,边界较低一侧的空泡壁速度仍然更高。空泡顶部的泡壁中心向内凹陷,该处速度进一步提高,且空泡两侧泡壁也开始向内收缩。此时,空泡与光纤完全脱离,空泡周围液体的压力梯度使得空泡上壁发生

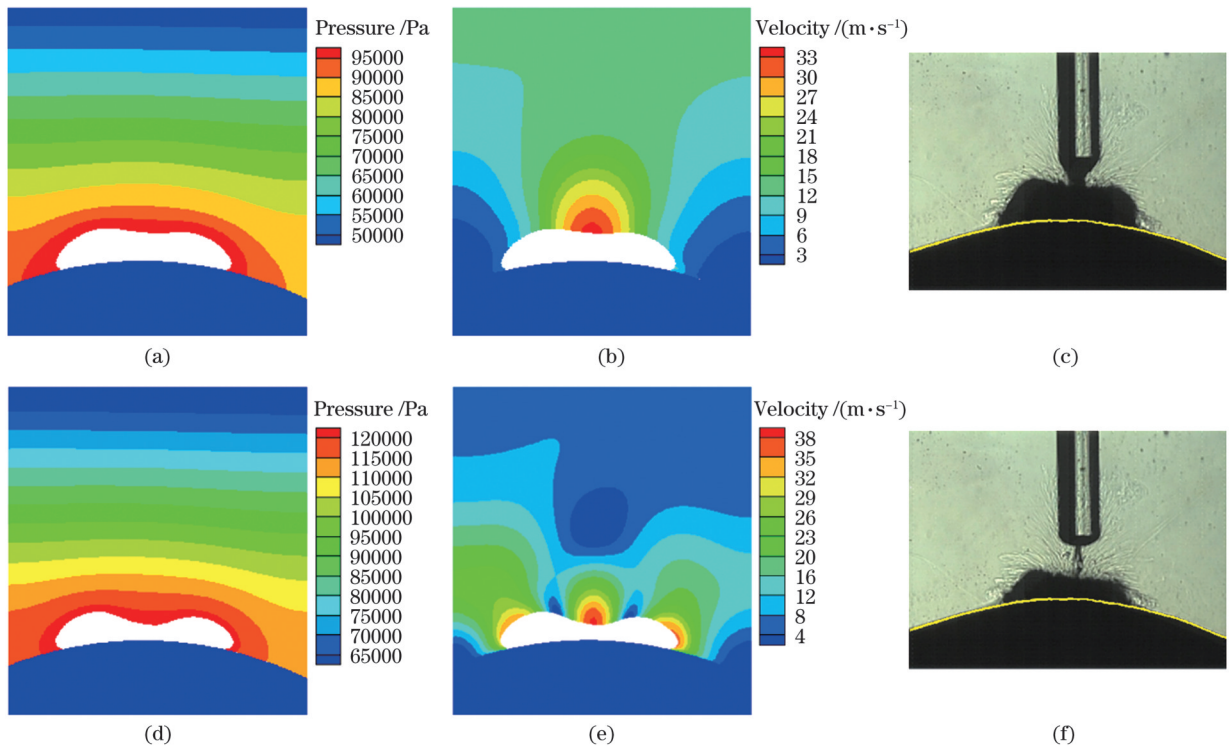


图 4 非对称曲面边界附近 $\gamma=0.5$ 的空泡非对称收缩时周边压力与速度的数值模拟图及对应的高速摄影图。(a) 当空泡演化至 $650 \mu\text{s}$ 时空泡附近的压力分布;(b) 当空泡演化至 $650 \mu\text{s}$ 时空泡附近的流体速度分布;(c) 当空泡演化至 $650 \mu\text{s}$ 时的高速摄影图;(d) 当空泡演化至 $660 \mu\text{s}$ 时空泡附近的压力分布;(e) 当空泡演化至 $660 \mu\text{s}$ 时空泡附近的流体速度分布;(f) 当空泡演化至 $660 \mu\text{s}$ 时的高速摄影图

Fig. 4 Numerical simulation of pressure and velocity when cavitation bubble shrinks asymmetrically near asymmetric boundary with $\gamma=0.5$ and corresponding high speed photographs. (a) Pressure distribution near cavitation bubble as bubble evolves to $650 \mu\text{s}$; (b) fluid velocity distribution near cavitation bubble as bubble evolves to $650 \mu\text{s}$; (c) high speed photography as bubble evolves to $650 \mu\text{s}$; (d) pressure distribution near cavitation bubble as bubble evolves to $660 \mu\text{s}$; (e) fluid velocity distribution near cavitation bubble as bubble evolves to $660 \mu\text{s}$; (f) high speed photography as bubble evolves to $660 \mu\text{s}$

凹陷,周围液体在此处形成微射流,微射流的尖端在 670 μs 前穿透空泡中心,作用在骨靶材表面上。自然骨曲面边界形状不规则导致空泡质心与泡壁偏移,因此空泡产生的微射流方向也发生了相同方向的偏移,其作用于靶材表面的位置也会偏移。

通过前述分析可知,当空泡在曲面骨靶材壁面附近溃灭时,空泡在收缩与溃灭过程中的演化是不对称的。在溃灭初期,空泡收缩为扁球状,然后远离骨靶材一侧的空泡泡壁向内凹陷,凹陷持续发展,形成指向骨靶材壁面的溃灭微射流。最后,微射流穿透空泡并冲击骨靶材表面。这是激光诱导空泡消融骨组织的主要原因,微射流的速度与方向会直接决定骨组织的消融效果。从微射流形成的那一刻起,微射流的速度几乎保持不变^[16]。因此定义微射流的速度(v_j)为微射流从形成时到作用于骨靶材表面时的平均速度:

$$v_j = \frac{\Delta H}{t_1 - t_0}, \quad (1)$$

式中: t_0 和 t_1 分别为微射流形成和微射流冲击空泡底部接触到骨靶材的时刻; ΔH 为微射流尖端在 t_0 和 t_1 时刻的距离。通过在高速摄影照片中测量 ΔH 以及对应的帧间隔,可得到不同 γ 值时的微射流速度 v_j ,如表3所示。可以发现,由于骨靶材边界对空泡的吸引力随着 γ 的降低而增加,因此微射流速度 v_j 随 γ 的减小而提高。在空泡消融骨组织技术实际应用于骨科手术时,适当降低 γ 值可以提高骨组织消融的速率。

表 3 不同 γ 值空泡形成的微射流的速度

Table 3 Velocity of micro-jet formed by cavitation bubble with different γ values

γ	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2
$v_j / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	26.92	38.47	40.93	44.93	64.81

4 结 论

研究了激光(波长 $\sim 2 \mu\text{m}$)诱导空泡在自然骨曲面边界附近的演化规律及其机制。自然骨曲面边界附近空泡脉动的第 I、II 阶段的时间长度随 γ 值的降低而减小,第 III、IV 阶段的时间长度随 γ 值的降低先减小后增加,且空泡的膨胀阶段与收缩阶段的时间长度不同;由于自然骨曲面边界的形状不规则,自然骨曲面边界上的空泡形状和演化行为也出现了明显的不对称,空泡收缩时质心向自然骨曲面边界较高一侧发生偏移,空泡产生的微射流方向也向曲面边界较高一侧偏移。同时,得到了自然骨曲面附近 $0.2 \leq \gamma \leq 0.6$ 的空泡产生的微射流速度。空泡收缩过程的数值模拟分析结果表明,自然骨曲面边界两侧高度不同使得附近空泡收缩过程中左右两侧泡壁处的压力梯度不同,泡壁移动速度不同,导致空泡质心和两侧泡壁向曲面边界较高的一侧偏移。由于微射流方向发生偏移,在激光水辅助骨消融手术等应用中,这一现象会影响消融精度,通过

给出不同 γ 下光纤向自然骨曲面较低位置的预置偏移量,为相关术式提供精细的误差补偿。由于微射流速度随着 γ 的减小而提高,当激光水辅助骨消融技术应用于手术时,可以通过适当减小 γ 来提高骨组织消融的速率。

参 考 文 献

- [1] 吕茗萱,石晓卫,薛建伟,等.激光诱导液体微射流效应及其在医学领域的应用[J].激光与光电子学进展,2021,58(11):1100004.
Lü M X, Shi X W, Xue J W, et al. Laser-induced liquid micro-jet effect and its application in medical field[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(11): 1100004.
- [2] 薛建伟,吴灵锦,石晓卫,等.9.3 μm 脉冲 CO_2 激光辐照牙硬组织的消融特性研究[J].中国激光,2022,49(15):1507105.
Xue J W, Wu L J, Shi X W, et al. Ablation characteristics of hard tooth tissues irradiated by 9.3 μm CO_2 laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(15): 1507105.
- [3] Gu J Y, Luo C H, Lu Z B, et al. Bubble dynamic evolution, material strengthening and chemical effect induced by laser cavitation peening[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 72: 105441.
- [4] Giglio N C, Hutchens T C, South A A, et al. Dynamic properties of surfactant-enhanced laser-induced vapor bubbles for lithotripsy applications[J]. Journal of Biomedical Optics, 2021, 26(1): 018001.
- [5] Long J Y, Eliceiri M H, Ouyang Y X, et al. Effects of immersion depth on the dynamics of cavitation bubbles generated during ns laser ablation of submerged targets[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2021, 137: 106334.
- [6] Senegačnik M, Kunimoto K, Yamaguchi S, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubble during expansion over sharp-edge geometry submerged in liquid—an inside view by diffuse illumination[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 73: 105460.
- [7] Zhong X X, Eshraghi J, Vlachos P, et al. A model for a laser-induced cavitation bubble[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2020, 132: 103433.
- [8] Han B, Chen J, Shen Z H, et al. Investigation of the wedge-shaped propelled surface for laser propulsion in water environment[J]. Optics & Laser Technology, 2011, 43(3): 604-608.
- [9] Zhao R, Xu R Q, Shen Z H, et al. Experimental investigation of the collapse of laser-generated cavitation bubbles near a solid boundary[J]. Optics & Laser Technology, 2007, 39(5): 968-972.
- [10] Luo C H, Gu J Y, Tong Z P, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near a short hole and laser cavitation processing with particles[J]. Optics & Laser Technology, 2021, 135: 106680.
- [11] Zhang S, Zhang A M, Wang S P, et al. Dynamic characteristics of large scale spark bubbles close to different boundaries[J]. Physics of Fluids, 2017, 29(9): 092107.
- [12] Zhang Y N, Qiu X, Zhang X Q, et al. Collapsing dynamics of a laser-induced cavitation bubble near the edge of a rigid wall[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2020, 67: 105157.
- [13] Požar T, Agrež V, Petkovšek R. Laser-induced cavitation bubbles and shock waves in water near a concave surface[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 73: 105456.
- [14] Tomita Y, Robinson P B, Tong R P, et al. Growth and collapse of cavitation bubbles near a curved rigid boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2002, 466: 259-283.
- [15] Aziz I A, Manmi K M A, Saeed R K, et al. Modeling three dimensional gas bubble dynamics between two curved rigid plates using boundary integral method[J]. Engineering Analysis With Boundary Elements, 2019, 109: 19-31.
- [16] Zhang L T, Ji L F, Zhang H L, et al. Dynamics characteristics of a laser-induced non-spherical bubble collapsing micro-jet and its enhancement on hard tissue ablation[J]. Optics and Lasers in

- Engineering, 2022, 151: 106893.
- [17] Ji L F, Zhang L T, Cao L J, et al. Laser rapid drilling of bone tissue in minimizing thermal injury and debris towards orthopedic surgery[J]. *Materials & Design*, 2022, 220: 110895.
- [18] Andrews E D, Rivas D F, Peters I R. Cavity collapse near slot geometries[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 901: A29.
- [19] Dumont C, Ziehn C, Kubein-Meesenburg D, et al. Quantified contours of curvature in female index, middle, ring, and small metacarpophalangeal joints[J]. *The Journal of Hand Surgery*, 2009, 34(2): 317-325.
- [20] Mishra A, Mondal J, Roy A, et al. Effect of curved rigid surface on the collapsing cavitating bubble in cryogenic environment[J]. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2020, 755: 012067.
- [21] Li S, Han R, Zhang A M. Nonlinear interaction between a gas bubble and a suspended sphere[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2016, 65: 333-354.
- [22] Gonzalez-Avila S R, Denner F, Ohl C D. The acoustic pressure generated by the cavitation bubble expansion and collapse near a rigid wall[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(3): 032118.
- [23] 付磊, 王萍, 王斯佳, 等. 纳秒脉冲激光诱导的水中双空泡振荡研究[J]. *中国激光*, 2022, 49(4): 0407001.
- Fu L, Wang P, Wang S J, et al. Dynamics of bubble pairs in water induced by focused nanosecond laser pulse[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(4): 0407001.
- [24] Wang Q X. The evolution of a gas bubble near an inclined wall[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 1998, 12(1): 29-51.

Influence of Natural Curved Bone Surface on Evolution Behavior of Laser-Induced Cavitation Bubble

Li Xuekun^{1,2}, Ji Lingfei^{1,2*}, Zhang Litian^{1,2}, Zhang Honglong^{1,2}

¹*Institute of Laser Engineering, Faculty of Materials and Manufacturing, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China;*

²*Key Laboratory of Trans-Scale Laser Manufacturing Technology, Ministry of Education, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China*

Abstract

Objective The liquid-assisted infrared laser ablation of hard biological tissue in clinical surgery is superior to the use of mechanical tools in terms of accuracy and compatibility. Owing to the pressure gradient inside and outside the bubble, the laser-induced bubbles expand, contract, and eventually collapse in the liquid environment. As the bubble collapses, the released energy causes the surface of the biological hard tissue to ablate. Moreover, the dynamic behavior of laser-induced bubbles is affected by boundary constraints. During pulsation, the nearby boundary can significantly affect the shape of the bubble and make it deviate from the original spherical shape, which results in the generation of a high-speed microjet when the bubble collapses. Therefore, the existence and shape of the boundary directly affect the ablation of the bubble microjet on the material. Bone tissue has a natural curvature and often imposes requirements associated with the drilling and cutting of curved surfaces during orthopedic surgery. Moreover, studying effects of curved surfaces of natural bones on the evolution behavior of nearby bubbles and generated microjets can improve the accuracy and rate of bone ablation and contributes to the practical application of laser ablation in orthopedic surgery. Therefore, this paper presents research on the effect of the curved boundary of natural bones on the bubble evolution behavior and generation of microjets and relative mechanisms, which is significant for guiding the improvement of laser water-assisted bone ablation.

Methods The experimental system used in this study is shown in Fig. 1. Laser pulses with a wavelength of approximately 2 μm are transmitted from a fiber to a bone target immersed in distilled water to induce a bubble, and a high-speed camera is used to capture the transient features of the bubble. Fresh pork bones are used as the target material; the curved boundary of the joint (curvature radius $r \approx 10$ mm) is used as the target position, and distilled water is used as the liquid environment. Moreover, the bone target is fixed on the jig to ensure the target position is immersed in distilled water at a depth of 10 mm, and the distance between the end of the fiber and target surface is adjusted to obtain bubbles at different distances from the boundary. To study and compare the evolution characteristics of bubbles with different R_{max} , the dimensionless distance $\gamma = d/R_{\text{max}}$ is defined, where d is the distance between the initial position of the bubble and vertex of the natural bone curved boundary, and R_{max} is the maximum radius of the bubble. The two-phase flow solution based on the volume of fluid (VOF) method is then used to simulate the evolution process of the bubble contraction stage near the natural bone curved boundary using $\gamma=0.5$ as an example.

Results and Discussions The shape of the bubble is asymmetric during stage I owing to the extrusion of the bubble by the boundary of the bone surface (column 2 in Fig. 2). During stage II, the bubble deviates from nearly spherical (column 5 in Fig. 2) and becomes attached to the curved surface of the bone with a disc shape (column 6 in Fig. 2) until its disappearance at the end of stage IV. During stage II, the bubble appears to shift to one side. As shown in Table 1, the time period of stages I and II of the bubble decreases with a decrease in the value of γ , and the time period of stage II is shorter than that of stage I. The time period of stages III and IV first decreases and then increases with the value of γ , reaching a minimum when $\gamma=0.4$. During stage II, the centroid of the bubble significantly shifts toward the higher side of the natural bone curved boundary. By analyzing the change in the position of the bubble centroid, the fiber preset offset for the positioning error compensation of the microjet effect is obtained. The

numerical simulation results indicate that the pressure gradient at the bubble wall near the higher side of the surface boundary is smaller owing to the asymmetry of the natural bone curved boundary, and it is larger on the lower side of the surface boundary. This results in different moving speeds on the different sides of the bubble wall, causing the centroid of the bubble to shift to the higher side of the surface boundary. The direction of deflection of the micro-jet generated by the bubble is also similar to that of the displacement of the bubble centroid in late stage II of bubble formation. The micro-jet velocity generated by the bubble near the natural bone surface with $0.2 \leq \gamma \leq 0.6$ is obtained, and the velocity of the micro-jet generated by the bubble increases as γ decreases.

Conclusions In this study, the evolutionary behavior and mechanism of a $2 \mu\text{m}$ wavelength laser-induced bubble with $0.2 \leq \gamma \leq 0.6$ near the boundary of a natural bone curved surface are investigated. Based on the results, the time period of stages I and II of bubble pulsation near the boundary of the curved surface of the natural bone decreases with a decrease in γ , the time period of stages III and IV first decreases and then increases with γ , and the periods of the bubble expansion and contraction phases are different. Owing to the irregular shape of the natural bone curved boundary, the shape and evolutionary behavior of the bubble may appear asymmetrical. When the bubble contracts, the centroid of the bubble is shifted to the higher side of the natural bone curved boundary, and the microjet generated by the bubble deflects in the same direction. The numerical simulation results show that the asymmetry of the natural bone curved boundary causes a pressure gradient and different moving speeds near the two sides of the bubble wall when the bubble shrinks, causing the centroid of the bubble and bubble wall to shift to the higher side of the natural bone curved boundary. Owing to the deviation in the microjet direction, the ablation accuracy in certain applications such as laser water-assisted bone ablation is affected. Moreover, the fine error compensation is performed in this study for related operations by presetting the offsets of the fiber at a natural bone surface position and using different γ values. Laser water-assisted bone ablation can actually be applied in surgery when the micro-jet velocity increases with a decrease in γ , and the ablation rate of bone tissue can be improved by appropriately reducing γ .

Key words laser technique; bubble evolution; micro-jet; bone tissue ablation