

文章编号: 1000-0747(2018)02-0326-07 DOI: 10.11698/PED.2018.02.16

自振空化射流空泡动力学特征及溃灭强度影响因素

彭可文, 田守增, 李根生, 黄中伟, 杨睿月, 郭肇权

(中国石油大学(北京)油气资源与探测国家重点实验室, 北京 102249)

基金项目: 国家自然科学基金(51674275, U1562212, 51521063)

摘要:以空泡动力学分析为基础,考虑自振射流流场压力变化特性、空泡传热和传质规律,建立了空化气泡在自振射流流场中动态变化的计算模型,研究了空泡溃灭强度的影响因素。研究表明,空化射流破坏岩石的能力主要取决于空泡第1次溃灭的强度,空泡后续溃灭的强度显著降低。自振效应使空泡溃灭压力峰值及其持续时间增大,能大幅提高空泡溃灭强度。水力参数是空泡溃灭强度的主要影响因素:一定射流速度下,存在最优的围压值,使空泡溃灭强度达到最大;增大射流速度能提高空泡溃灭强度。流体物性对空泡溃灭强度的影响较小:溃灭强度随流体密度增大而降低,受流体黏度和表面张力的影响较小。研究结果有助于了解空化效应提高射流冲蚀性能的作用机理,提升自振空化射流技术的现场应用效果。图10参23

关键词:自振空化射流;空化气泡;溃灭强度;水力参数;流体物性

中图分类号:TE248 文献标识码:A

Bubble dynamics characteristics and influencing factors on the cavitation collapse intensity for self-resonating cavitating jets

PENG Kewen, TIAN Shouceng, LI Gensheng, HUANG Zhongwei, YANG Ruiyue, GUO Zhaoquan

(State Key Laboratory of Petroleum Resources and Prospecting, China University of Petroleum, Beijing 102249, China)

Abstract: Based on bubble dynamics theory, a mathematic model describing the cavitation bubble size variation in the flow field of self-resonating cavitating jet was developed considering the pressure field and mass and heat exchange between cavitation bubble and ambient fluid. With this model, the influence factors on the cavitation intensity are investigated. The results show that the destructiveness of cavitating jet in breaking rocks depends on the bubble's first collapse, with decreasing intensity in the subsequent collapses. The self-resonating effect significantly enhances the cavitation intensity by promoting the collapse pressure and elongating its duration. Hydraulic parameters are proven to be the dominating factors influencing cavitation intensity: while collapse intensity monotonously increases with jet velocity, there exists an optimum ambient pressure where highest collapse intensity can be achieved. Conversely, the fluid properties show minor influences: cavitation intensity only slightly decreases with the increasing of fluid's density and barely changes with the variation of viscosity and surface tension. The results from this investigation help to uncover the mechanism of the enhanced erosion potential of self-resonating cavitating jet. The conclusions can be used to further improve the performance of self-resonating cavitating jet in field applications.

Key words: self-resonating cavitating jet; cavitating bubble; collapse intensity; hydraulic parameters; fluid properties

引用: 彭可文, 田守增, 李根生, 等. 自振空化射流空泡动力学特征及溃灭强度影响因素[J]. 石油勘探与开发, 2018, 45(2): 326-332.

PENG Kewen, TIAN Shouceng, LI Gensheng, et al. Bubble dynamics characteristics and influencing factors on the cavitation collapse intensity for self-resonating cavitating jets[J]. Petroleum Exploration and Development, 2018, 45(2): 326-332.

0 引言

自振空化射流技术利用瞬态流和水声学原理调制射流流场,使射流剪切脱落、演化,发展成为大尺度涡环结构,诱导空化的发生^[1]。由此形成的空化气泡在流场中发生剧烈溃灭,释放高温高压冲击波,能大幅提高射流的冲蚀性能^[2]。该技术已在油田钻井^[3-4]、

地层解堵^[5]、岩盐造腔^[6]、自激波动注水^[7]等方面得到了广泛应用,并形成了系列配套工具^[8]。现场使用效果表明,该技术能使钻井平均机械钻速提高40.7%^[9],用于解堵可使岩心渗透率提高45%以上^[10],体现了其优良的处理效果。然而,前人对该技术的研究侧重于自振喷嘴的研制、冲蚀性能的对比分析及应用参数的优化。对于自振射流流场中空泡溃灭的微观过程缺乏了

解,空泡溃灭强度受水力参数和钻井液性能影响的规律也尚不清楚。而这些问题对于了解空化效应提高射流冲刷性能的作用机理、预测不同工况下空化射流破岩能力等都具有重要意义。本文从空泡动力学角度对此进行探讨,以期能进一步夯实自振空化射流技术的理论基础,并为提升该技术在现场的应用效果提供理论指导。

1 空泡动力学计算模型

1.1 空泡动力学方程

空化气泡在射流流场中受到流场压力的影响,其体积会发生变化。采用 Keller-Miksis 方程来描述空泡半径随周围流场瞬态压力变化的规律^[11]:

$$\left(1 - \frac{dR}{dt} \frac{1}{c}\right) R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{dR}{dt} \frac{1}{3c}\right) \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \left(1 + \frac{dR}{dt} \frac{1}{c}\right) \times \frac{p_b(t) - p(t)}{\rho} + \frac{R}{\rho c} \frac{dp_b(t)}{dt} - \frac{4\mu}{\rho R} \frac{dR}{dt} - \frac{2S}{\rho R} \quad (1)$$

该方程假设空泡在压缩和膨胀过程中保持球形,考虑了液体密度、黏度、表面张力及可压缩性的影响。对于水而言,密度为 $1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$,黏度为 $0.798 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$,表面张力为 0.072 N/m ,水中声速为 1481 m/s 。

空泡内除了水蒸气外,一般还含有空气等其他气体,它们是在空泡初生及膨胀过程中从液体扩散到气泡内部的。在考虑空泡动态变化时,将这些气体视为不可凝结气体。空泡内气体压力可用范德华状态方程确定:

$$p_b = \frac{(N_{va} + N_{nc}) R_g T}{\frac{4\pi}{3} (R^3 - h^3)} \quad (2)$$

其中 $h = R_0 / 8.86$

(2) 式中 T 受到空泡与外部流场传热方式的影响,而 N_{nc} 和 N_{va} 取决于空泡与外部流场的传质作用,分别需要通过下文介绍的传热和传质方程计算得到。

1.2 空泡传热方程

空泡在射流流体中的平移速度远小于空泡膨胀或溃灭时壁面运动的速度,因此本文忽略空泡与周围流体之间的热对流效应。空泡膨胀或压缩过程中由于温差效应而与周围流体发生热传导。在溃灭后期,空泡内部温度急剧升高,部分热量以热辐射的形式释放。综合考虑以上两个因素,某一时间间隔内空泡内温度的变化可由下式计算^[12]:

$$\Delta T = \frac{1}{C_{va} N_{va} + C_{nc} N_{nc}} \left[-p_b \Delta V - \frac{\kappa A (T - T_\infty)}{R} \Delta t - e \sigma A (T^4 - T_\infty^4) \Delta t \right] \quad (3)$$

对于水而言,(3) 式中热传导系数取 $0.6 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$,热辐射系数取 0.95 ,Stefan-Boltzmann 常数取 $5.6703 \times 10^{-8} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。

1.3 空泡传质方程

空化气泡在压缩过程中,由于温度和压力升高内部水蒸气发生冷凝,而在空泡膨胀过程中温度和压力降低,空泡壁面水分子通过蒸发进入空泡内部。另外,不可凝结气体也会由于浓度的变化与外部流体中的溶解气发生质量交换。因此,空泡内两种气体的量是动态变化的,需要考虑气体的传质效应来确定。Storey 等^[13]研究证明,空化气泡与外部流体的质量交换是扩散型主导的传质过程,可用以下的扩散方程描述:

$$\frac{dN}{dt} = 4\pi R^2 D \frac{C_{wi} - C_i}{l_d} \quad (4)$$

(4) 式中 D 为气体的扩散系数,对于水蒸气和不可凝结气体而言,分别取 $2.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 和 $2.5 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ 。 l_d 为扩散距离,可用下式确定:

$$l_d = \min \left(\sqrt{\frac{RD}{|dR/dt|}}, \frac{R}{\pi} \right) \quad (5)$$

1.4 计算方法及初始条件

(1) 式—(5) 式构成 1 个封闭的方程组,给定随时间变化的空泡外压力 $p(t)$,可求解出空泡半径及其内部温度和压力随时间的变化。第 i 步计算各空泡参数的具体过程为:根据前一步计算得到的空泡半径 R_{i-1} 和空泡内压力 $p_{b,i-1}$,结合该时刻空泡外压力 $p(t)$ 由 (1) 式计算得到 R_i ;再由 (3) 式和 (4) 式确定该计算步长内温度变化和气体量变化,得到时刻 t 的温度和气体的物质的量,即 $T_i = T_{i-1} + \Delta T$, $N_i = N_{i-1} + \Delta N$;再由 (2) 式确定变化后的空泡内压力 $p_{b,i}$ 。计算中采用四阶龙格库塔方法求解 (1) 式所表征的二阶微分方程。计算需要给定初始的空泡半径及空泡半径随时间的变化率。水体中空化核半径一般在 $5 \sim 100 \text{ } \mu\text{m}$ ^[14],一般认为空泡初生时体积变化相对缓慢,因此初始的半径变化率设为零。

1.5 计算模型验证

为验证本文空泡动力学计算模型的准确性,将计算结果与前人实验数据进行对比(见图 1)。Lauterborn 等^[15-16]通过 1 个压电传感器在静止水体中形成 1 个正弦变化的声压场来触发空化,并用高速摄影仪记录了空泡膨胀和溃灭时半径的变化(见图 1)。实验中空泡外压力变化频率为 21.4 kHz ,变化幅度为 132 kPa 。假设空化气泡的初始半径是 $6 \text{ } \mu\text{m}$,利用本文模型模拟了该实验中空泡半径的变化,如图 1 所示。分析发现,在前 3 个变化周期内本文计算结果与实验数据吻合度很好,后续的反弹-溃灭周期中计算结果与实验数据相

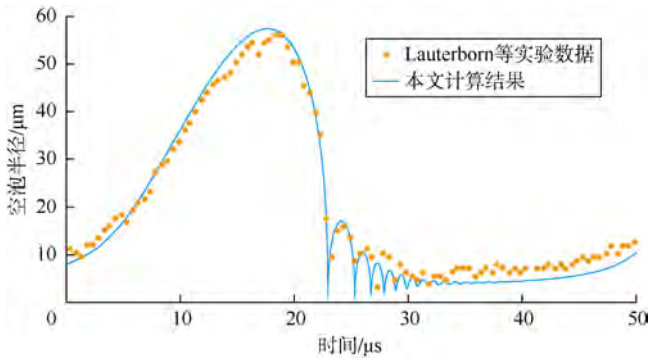


图1 本文计算结果与前人实验数据的对比

比偏小。其原因可能是实验中空泡受到容器壁面的影响,而计算中假设空泡处于无限大流场中,忽略了这种影响。总体而言,与实验数据的对比证明本文计算模型具有较高的准确度。

2 空泡动态变化规律

采用建立的空泡动力学计算模型研究空化气泡在自振射流流场内的动态变化规律。计算模型要求给出空泡外流场压力作为输入变量,因此首先需要考察自振射流流场瞬态压力变化的特点。

2.1 空泡外压力场

钻井中通过喷嘴形成的淹没射流流场是1个强湍流场。由于湍流场中的压力随时间作随机脉动,无法得到该压力场的准确数学表达形式,只能进行简化。Versluis等^[17]的计算表明,空化气泡在高速射流场中经历的压降可以用1个高斯函数表示:

$$p(t) = p_{\text{amb}} - p_a \exp\left[-\frac{a(t-t_0)^2}{\Delta t_{\text{span}}}\right] \quad (6)$$

淹没射流流场最重要的结构特征是剪切涡的卷起和脱落,这些脱落的涡环结构在随射流运移时发生配对、融合等复杂的演化,形成大尺度涡环结构,旋涡中心是低压区。自振射流通过增强涡环结构的强度而触发空化的产生。因此,结合Versluis等^[17]的结论,认为涡环结构通过(6)式所表征的压降影响空泡的动态变化。其中,涡环脱落的频率决定压降持续时间:

$$\Delta t_{\text{span}} = 1/f \quad (7)$$

自振射流中,涡环脱落频率的计算公式为:

$$f = Sr \frac{v_{\text{jet}}}{d} \quad (8)$$

Versluis等^[17]研究表明,(6)式中 p_a 可根据伯努利原理结合射流速度进行估算。对自振喷嘴形成的射流场,可用下式估算:

$$p_a \approx \frac{\lambda}{2} \rho v_{\text{jet}}^2 \quad (9)$$

(9)式中 λ 为自振效应系数,表征自振效应对涡环中心压降的影响,其值大于1。LI Gensheng等^[18]的测量表明,对于风琴管型自振喷嘴产生的淹没射流,其压力脉动幅度比常规锥形喷嘴形成的射流高约24%。据此,在本文计算中,选择喷嘴出口直径为4mm的风琴管自振喷嘴,设定 $1.00 < \lambda < 1.24$ 。

2.2 空泡动态变化特点

空化气泡在自振射流流场表现出的动态变化规律如图2所示。计算中设定围压为5MPa,射流速度为140m/s,空化核半径为10 μm ,自振效应系数为1.24,流场介质为清水。从图2中可以看出,在初始阶段,空化核受并底高围压的影响,处于受抑制状态。随着空泡外压力降低,空化气泡开始膨胀,直至在0.27ms时达到最大半径8.0mm。随后在外部高压流体挤压下,空泡开始被压缩。空泡溃灭过程十分剧烈,空泡壁向内运动的最大速度可达5.5倍声速。当空泡被压缩到最小体积时,其内部积累了巨大的压力和很高的温度,促使空泡反弹。反弹中壁面运动速度最大可达0.33倍声速,反弹能达到的最大半径为0.39mm。其后空泡经历了多个溃灭-反弹的过程,但溃灭和反弹的剧烈程度逐渐减轻。

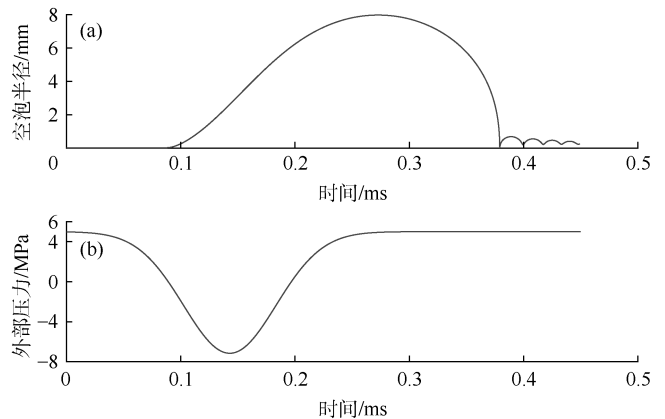


图2 空泡半径(a)及空泡外部压力(b)随时间的变化

2.3 空泡溃灭特点

图3给出了计算时间内空泡溃灭过程中内部温度和压力的变化。计算中设定围压为5MPa,射流速度为140m/s,空化核半径为10 μm ,自振效应系数为1.24,流体介质为清水。从图3中可以看出,第1次溃灭产生了 2.84×10^4 K的高温和 9.12×10^4 MPa的高压。Flint等^[19]通过实验测得的空泡溃灭温度为 5.1×10^3 K左右,而Hsiao等^[20]估计的溃灭压力为 1.3×10^3 MPa。本文计算结果偏高,一方面是因为空泡所处的外部流场条件不同,另一方面可能是由于实际溃灭时空泡不能保持球形而形成非对称压缩导致溃灭强度减小。由于溃灭速度极快,压力和温度峰值持续的时间非常短。

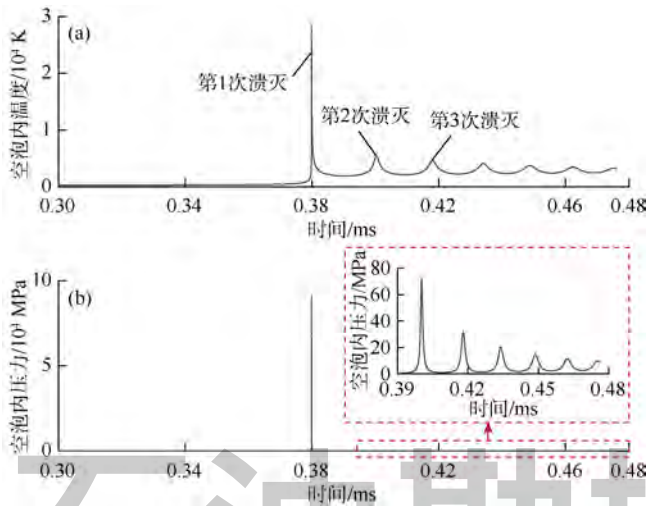


图3 空泡溃灭过程中内部温度(a)及压力(b)的变化

然而，考虑到空化射流中存在大量的空化气泡，它们在短时间内溃灭并作用于周围岩石，由此带来的射流冲蚀性能提升幅度是非常可观的。空泡后续溃灭的强度迅速降低，溃灭温度和压力大幅减小，温度和压力变化也更加平缓。因此，空化射流破坏岩石的能力主要取决于空泡第1次溃灭的强度。

2.4 空泡溃灭压力传播

空泡溃灭后，在其内部产生的巨大压力将以压力波的形式向周围流体扩散。压力波以类似水锤效应作用于固体表面，形成巨大的冲击压力，造成材料破坏。根据 Hilgenfeldt 等^[21]的研究，空泡动态变化时在距离空泡中心 r 的流场中产生的压力可用下式计算：

$$p_s(r, t) = \frac{\rho R}{r} \left[2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \frac{d^2 R}{dt^2} \right] \quad (10)$$

考虑到空泡在生长过程中最大半径为 8 mm，选取距离空泡中心 16 mm 的某点作为观测点，根据 (10) 式计算得到该点的压力变化，如图 4 所示。在空泡第 1 次溃灭前先出现了 1 次较为平缓的压力升高过程，该

变化处于空泡的生长膨胀阶段。此时空泡体积快速扩张，挤压周围流体，造成附近流场内压力增加。随后空泡的第 1 次溃灭在观测点形成了 1 个很高的压力脉冲，其峰值达到 252 MPa。钻井过程中遇到的普通砂岩的抗压强度一般在 30~60 MPa，因此，该压力脉冲如果作用于岩石表面，将对岩石造成破坏。

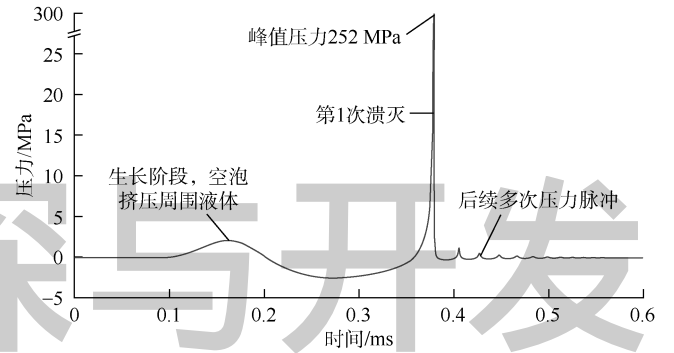


图4 距离空泡中心 16 mm 处的观测点接收到的压力波动

3 空泡溃灭强度影响因素

分析自振效应、水力参数和流体物性对空泡溃灭强度的影响规律，为评估自振空化射流冲蚀性能提供理论基础。由于空泡在第 1 次溃灭时的溃灭压力最大，破坏力最强，因此用该压力峰值来衡量溃灭强度。

3.1 自振效应

自振效应用自振效应系数来评估，自振效应系数越大表示自振效应越强。设定围压为 6 MPa，射流速度为 150 m/s，流体介质为清水，计算自振效应系数取不同值时空泡半径随时间的变化（见图 5a）。结果表明，自振效应越强，空泡在生长阶段发育越充分，后续溃灭越剧烈。由图 5b 可知，溃灭压力峰值随着自振效应系数的增大而升高，也证实了自振效应对空泡溃灭强度的促进作用。因此，本文从空泡溃灭强度的角度证实自振效应能大幅提高射流冲蚀能力。

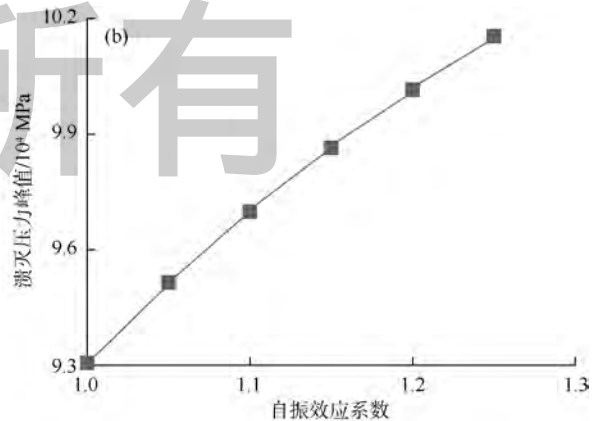
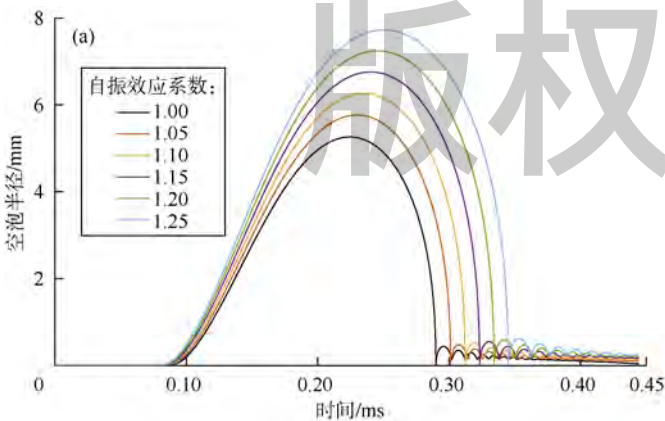


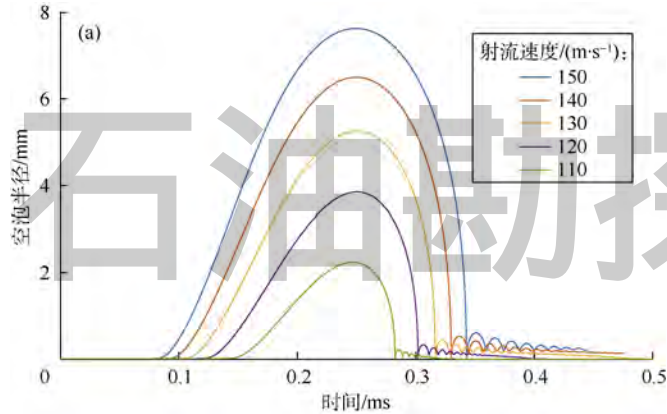
图5 自振效应对空泡动态变化(a)及溃灭压力(b)的影响

3.2 水力参数

喷射钻井最重要的水力参数是射流速度和井底围压,本文重点研究这两个参数对空泡溃灭强度的影响。

3.2.1 射流速度

设定围压为 6 MPa,自振效应系数为 1.24,流体介质为清水,计算不同射流速度下空泡半径随时间的变化(见图 6a)。结果表明,增加喷射速度能大幅提高空泡生长所能达到的最大半径。由图 6b 可知,溃灭压



力峰值随射流速度的增大而升高,但升高幅度逐渐减小。由(6)式—(9)式可知,增加射流速度能增大压降幅度,但也会使压降持续时间缩短。在射流速度较小时,压降持续时间较长,空化气泡能充分发育,压降持续时间缩短对空泡发育所能达到的最大半径影响较小。但在射流速度较大时,压降持续时间已经很短,进一步缩短对空泡发育影响较大,从而减小溃灭强度的提高幅度。

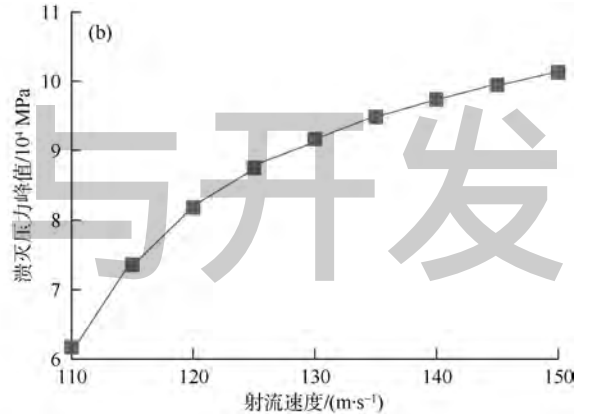


图6 射流速度对空泡动态变化(a)及溃灭压力(b)的影响

3.2.2 围压

设定射流速度为 140 m/s,自振效应系数为 1.24,流体介质为清水,计算不同围压下空泡半径随时间的变化(见图 7a)。结果表明,减小围压能促进空泡的发育,使其达到更大的半径。但是,由图 7b 可知,在一定的射流速度下,存在 1 个最优围压值,使空泡溃灭压力达到最大。这是因为,当围压较小时,空泡溃灭

过程中低围压造成外部流场对空泡的挤压力较小。另外,发育充分的大尺寸空泡内存在大量水蒸气,对溃灭过程中空泡壁面向内运动起到较强的缓冲作用,削弱了溃灭强度。当围压很大时,空泡发育受到抑制,也会导致溃灭强度降低。Soyama 等^[22]通过实验研究发现,在某一喷射压力下存在 1 个最优围压值使溃灭强度达到最大。本文计算结果与他们的实验结论吻合。

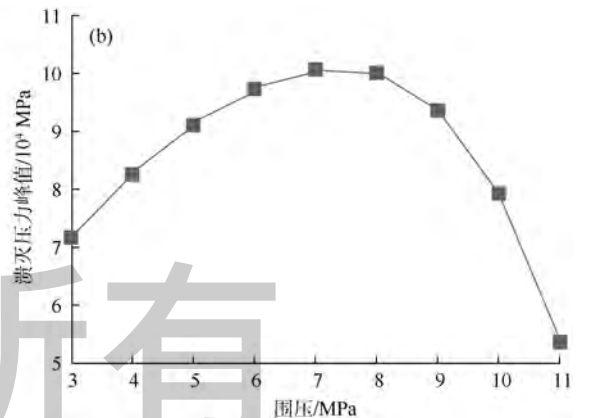
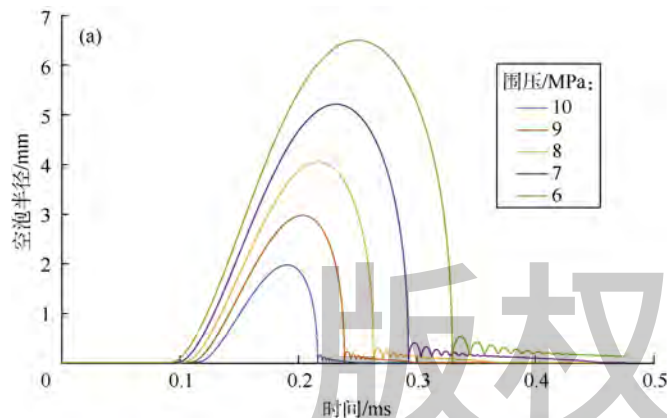


图7 围压对空泡动态变化(a)及溃灭压力(b)的影响

3.3 流体物性

喷射钻井形成高速射流的流体物性变化很大,本文依据常见的水基钻井液主要物性参数值,研究流体密度、黏度和表面张力对空泡溃灭强度的影响。

3.3.1 流体密度

设定围压为 6 MPa,射流速度为 140 m/s,自振效

应系数为 1.24,流体黏度为 40 mPa·s,表面张力为 40 mN/m,计算不同流体密度下空泡半径随时间的变化(见图 8a)。结果表明,空泡膨胀的最大半径随流体密度的增加而减小。由图 8b 可知,空泡溃灭压力峰值也随密度增加而降低,但是相对于溃灭压力峰值的大小而言,降低幅度较小。

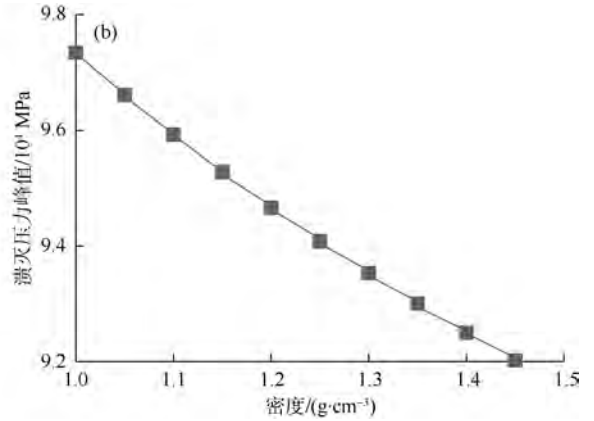
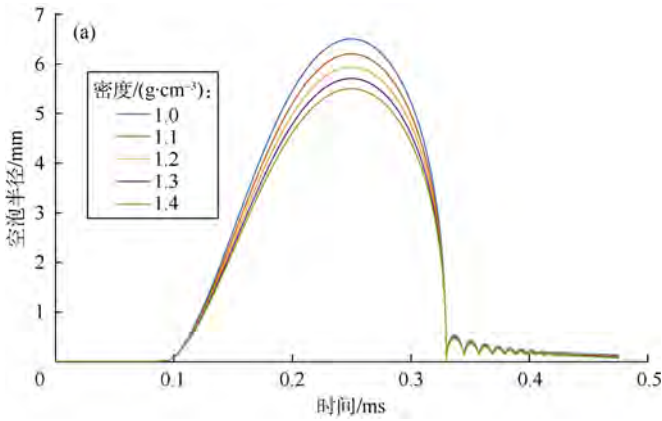


图8 流体密度对空泡动态变化(a)及溃灭压力(b)的影响

另外,(10)式表明空泡溃灭压力在流体中传播时的衰减程度与流体密度有关。选取距离空泡中心8 mm的观测点,计算该点所接收到的压力脉冲峰值(见图9)。可以看出,压力峰值随流体密度的增大而减小,在流体密度为1.25 g/cm³左右时减小幅度最大。这可能是空化强度降低和压力波衰减幅度增大这两种效应在该密度附近叠加造成的。

3.3.2 流体黏度和表面张力

设定围压为6 MPa,射流速度为140 m/s,自振效应系数为1.24,流体表面张力为40 mN/m,密度为1.2 g/cm³,计算不同流体黏度下的溃灭压力峰值(见图10a)。设定围压为6 MPa,射流速度为140 m/s,自振效应系数为1.24,流体黏度为40 mPa·s,密度为1.2 g/cm³,计算不同流体表面张力下的溃灭压力峰值(见图10b)。较高的流体黏度和表面张力均会抑制空泡在扩张阶段所能达到的最大体积,从而降低空泡溃灭的

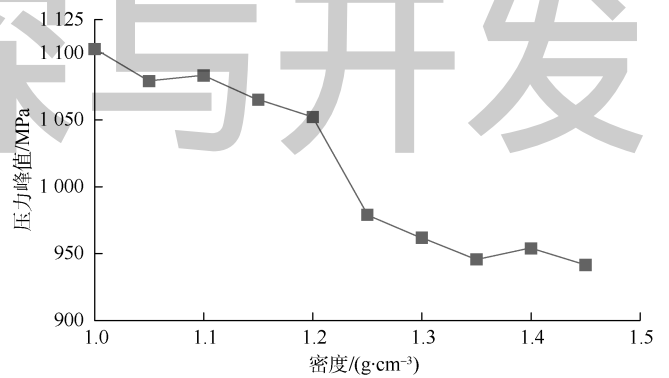


图9 流体密度对压力脉冲峰值的影响规律

强度。但是如图10所示,它们对溃灭压力峰值的影响很小。前人研究指出,流体黏度和表面张力对空泡动力学的影响只有当空泡半径在小范围内变化时才较明显^[23]。而空泡在自振射流流场中半径变化很大,因此这些参数的影响较小。

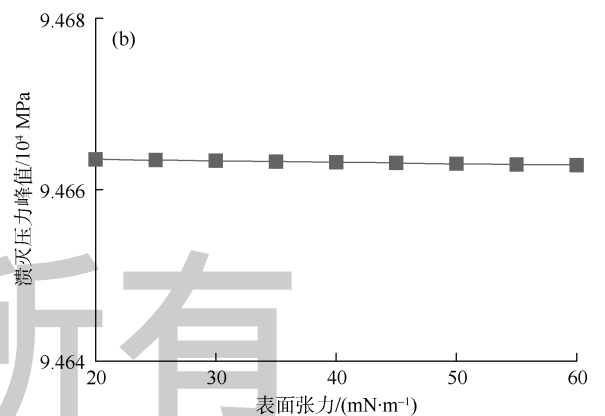
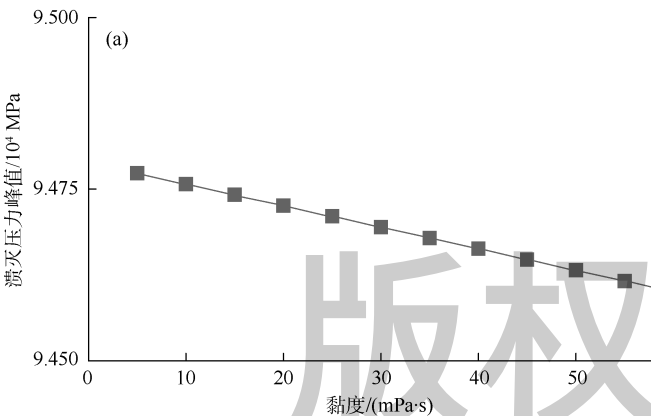


图10 流体黏度(a)及表面张力(b)对空泡溃灭压力峰值的影响

4 结论

空泡溃灭能在极短时间内产生很高的温度和很大的压力,且空泡溃灭速度极快。空化射流的破岩能力取决于空泡第1次溃灭产生的能量,后续溃灭破坏力较弱。自振效应能使空泡溃灭压力峰值升高,显著提高

射流冲蚀性能。一定射流速度下,存在最优的围压值,使空泡溃灭强度达到最大。空泡溃灭强度随射流速度的增加而增大,但增长幅度逐渐减小。空泡溃灭强度随流体密度的增加而降低,受流体黏度和表面张力的影响较小。总体而言,流体物性对空泡溃灭强度的影响较小,而水力参数是主要的影响因素。

符号注释:

a ——待拟合参数, s^{-1} ; A ——空泡表面积, m^2 ; c ——液体中声速, m/s ; C_i, C_{wi} ——气体在空泡内和在周围流体中的平衡浓度, mol/m^3 ; C_{nc}, C_{va} ——空泡内不可凝结气体和水蒸气的摩尔热容, 分别取 20.80, 28.03 J/(mol·K); d ——喷嘴出口直径, m ; D ——气体的扩散系数, m^2/s ; e ——热辐射系数, 无因次; f ——射流剪切涡脱落频率, Hz ; l_d ——扩散距离, m ; N ——气体的物质的量, mol ; ΔN ——气体的物质的量的变化, mol ; N_{nc}, N_{va} ——空泡内不可凝结气体和水蒸气的物质的量, mol ; p ——空泡外压力, Pa ; p_a ——压降幅度, Pa ; p_{amb} ——围压, Pa ; p_b ——空泡内压力, Pa ; p_s ——观测点压力, Pa ; r ——与空泡中心的距离, m ; R ——空泡半径, m ; R_0 ——空化核半径, m ; R_g ——气体常数, $J/(mol \cdot K)$; S ——表面张力, N/m ; St ——Strouhal 数, 取 $0.3^{[4]}$; t ——时间, s ; t_0 ——压力达到最小值时的时刻, s ; Δt ——时间间隔, s ; Δt_{span} ——压降持续时间, s ; T ——空泡内温度, K ; ΔT ——空泡内温度变化, K ; T_∞ ——流场无穷远处的参考温度, 取 $300 K$; v_{jet} ——射流速度, m/s ; ΔV ——空泡体积变化, m^3 ; κ ——导热系数, $W/(m \cdot K)$; λ ——自振效应系数; μ ——液体黏度, $Pa \cdot s$; ρ ——液体密度, kg/m^3 ; σ ——Stefan-Boltzmann 常数, $W/(m^2 \cdot K^4)$ 。

参考文献:

- [1] 李根生, 沈忠厚. 高压水射流理论及其在石油工程中应用研究进展[J]. 石油勘探与开发, 2005, 32(1): 96-99.
LI Gensheng, SHEN Zhonghou. Advances in researches and applications of water jet theory in petroleum engineering[J]. Petroleum Exploration and Development, 2005, 32(1): 96-99.
- [2] 李根生, 沈忠厚, 周长山, 等. 自振空化射流冲击压力脉动特性实验研究[J]. 水动力学研究与进展, 2003, 18(5): 570-575.
LI Gensheng, SHEN Zhonghou, ZHOU Changshan, et al. An experimental study on impact pressure characteristics of self-resonant cavitating jets[J]. Chinese Journal of Hydrodynamics, 2003, 18(5): 570-575.
- [3] 李根生, 史怀忠, 沈忠厚, 等. 水力脉冲空化射流钻井机理与试验[J]. 石油勘探与开发, 2008, 35(2): 239-243.
LI Gensheng, SHI Huaizhong, SHEN Zhonghou, et al. Mechanisms and tests for hydraulic pulsed cavitating jet assisted drilling[J]. Petroleum Exploration and Development, 2008, 35(2): 239-243.
- [4] 李根生, 沈忠厚, 张召平, 等. 自振空化射流钻头喷嘴研制及现场试验[J]. 石油钻探技术, 2003, 31(5): 11-13.
LI Gensheng, SHEN Zhonghou, ZHANG Zhaoping, et al. Development and field tests of self-resonating cavitating water jet nozzle for oilwell drilling[J]. Petroleum Drilling Techniques, 2003, 31(5): 11-13.
- [5] 易灿, 李根生, 郭春阳, 等. 自振空化射流改善油层特性实验研究及现场应用[J]. 石油学报, 2006, 27(1): 81-84.
YI Can, LI Gensheng, GUO Chunyang, et al. Laboratory investigation and field application of self-resonating cavitation jet for improving polluted rock permeability[J]. Acta Petrolei Sinica, 2006, 27(1): 81-84.
- [6] 宋先知, 李根生, 王海柱, 等. 多夹层岩盐自振空化射流造腔技术研究[J]. 石油机械, 2009, 37(12): 20-23.
SONG Xianzhi, LI Gensheng, WANG Haizhu, et al. Research on the technology of multi-interbedded halite cavity construction by self-excited vibration cavitation jet[J]. China Petroleum Machinery, 2009, 37(12): 20-23.
- [7] 李根生, 沈忠厚, 周长山, 等. 自振空化射流研究与应用进展[J]. 中国工程科学, 2005, 7(1): 27-32.
LI Gensheng, SHEN Zhonghou, ZHOU Changshan, et al. Advances in investigation and application of self-resonating cavitating water jet[J]. Engineering Science, 2005, 7(1): 27-32.
- [8] 史怀忠, 李根生, 王学杰, 等. 水力脉冲空化射流欠平衡钻井提高钻速技术[J]. 石油勘探与开发, 2010, 37(1): 111-115.
SHI Huaizhong, LI Gensheng, WANG Xuejie, et al. Improving the rate of penetration by hydraulic pulsating-cavitating water jet under-balance pressure drilling[J]. Petroleum Exploration and Development, 2010, 37(1): 111-115.
- [9] 易灿, 李根生, 沈忠厚. 自振空化射流提高钻井速度的实验研究[J]. 天然气工业, 2006, 26(5): 52-54.
YI Can, LI Gensheng, SHEN Zhonghou. Experimental study on drilling rate improvement by self-resonating cavitating jet[J]. Natural Gas Industry, 2006, 26(5): 52-54.
- [10] 李根生, 易灿, 黄中伟. 自振空化射流改善油层渗透率机理及实验研究[J]. 中国石油大学学报(自然科学版), 2007, 31(1): 72-75.
LI Gensheng, YI Can, HUANG Zhongwei. Mechanism and experimental study of self-resonating cavitating jet for improving polluted rock permeability[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2007, 31(1): 72-75.
- [11] KELLER J B, MIKISIS M. Bubble oscillations of large amplitude[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1980, 68(2): 628-633.
- [12] QIN Z, BREMHORST K, ALEHOSSEIN H, et al. Simulation of cavitation bubbles in a convergent-divergent nozzle water jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 573: 1-25.
- [13] STOREY B D, SZERI A J. Water vapour, sonoluminescence and sonochemistry[J]. Royal Society of London Proceedings: Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2000, 456(1999): 1685-1709.
- [14] BRENNEN C E. Cavitation and bubble dynamics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2013.
- [15] LAUTERBORN W, KURZ T, GEISLER R, et al. Acoustic cavitation, bubble dynamics and sonoluminescence[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2007, 14(4): 484-491.
- [16] LAUTERBORN W, KURZ T. Physics of bubble oscillations[J]. Reports on Progress in Physics, 2010, 73(10): 106501.
- [17] VERSLUIS M, SCHMITZ B, VON DER HEYDT A, et al. How snapping shrimp snap: Through cavitating bubbles[J]. Science, 2000, 289(5487): 2114-2117.
- [18] LI Gensheng, SHEN Zhonghou, ZHOU Changshan, et al. Investigation and application of self-resonating cavitating water jet in petroleum engineering[J]. Petroleum Science and Technology, 2005, 23(1): 1-15.
- [19] FLINT E B, SUSLICK K S. The temperature of cavitation[J]. Science, 1991, 253(5026): 1397-1399.
- [20] HSIAO C T, JAYAPRAKASH A, KAPAHI A, et al. Modelling of material pitting from cavitation bubble collapse[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 755: 142-175.
- [21] HILGENFELDT S, LOHSE D, ZOMACK M. Response of bubbles to diagnostic ultrasound: A unifying theoretical approach[J]. The European Physical Journal B: Condensed Matter and Complex Systems, 1998, 4(2): 247-255.
- [22] SOYAMA H, HOSHINO J. Enhancing the aggressive intensity of hydrodynamic cavitation through a Venturi tube by increasing the pressure in the region where the bubbles collapse[R]. AIP 045113, 2016.
- [23] PLESSET M S, PROSPERETTI A. Bubble dynamics and cavitation[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1977, 9(1): 145-185.

第一作者简介: 彭可文(1987-), 男, 湖南益阳人, 中国石油大学(北京)石油工程学院在读博士研究生, 主要从事空化射流方面的研究。地址: 北京市昌平区府学路18号, 中国石油大学(北京)石油工程学院, 邮政编码: 102249。E-mail: pengkw1003@hotmail.com

联系作者简介: 田守增(1974-), 男, 山东青岛人, 博士, 中国石油大学(北京)石油工程学院副研究员, 主要从事高压水射流技术理论及应用方面的研究。地址: 北京市昌平区府学路18号, 中国石油大学(北京)石油工程学院, 邮政编码: 102249。E-mail: tscsydx@163.com

收稿日期: 2017-11-04 修回日期: 2018-02-06

(编辑 胡葑玮)