

燃料电池流道内液滴流动建模与分析

徐一凡，彭林法

(上海交通大学上海市薄板结构数字化制造重点实验室，上海200240)

摘要：在燃料电池运行过程中，流道内液态水不能迅速排出将导致电堆进出口压差增大，性能下降，甚至失效。基于液滴存在于通道内造成的流速变化，建立了液滴流动的力平衡模型，推导了液态水累积极限半径。针对液滴累计过程的半径变化周期，对流道的进出口压差建立积分平均模型，获得液滴存在导致的通道进出口压差增长预测。采用两相流仿真验证模型合理性，通过模型分析了关键参数的影响。结果表明，由积水带来的压差提升效应在更深的流道中相对明显，随着流速和接触角的增加则呈先增大后减小的趋势。

质子交换膜燃料电池(PEMFC)由于具备零排放、低运行温度、低噪声、高功率密度等优点，有望成为未来的理想能源供给装置。近十年来，PEMFC越来越受到世界各国的重视，并在如固定电力系统、汽车和其他发电机组等方面获得了广泛应用^[1-2]

。由于PEMFC中电化学反应的主要产物为水，液态水的累积会对电堆性能造成覆盖气体进入催化层界面、影响反应平衡导致反应速率下降等不良影响^[3-4]

。同

时，流道

内的液态水会提高

流道的流阻，从而使压力分布不均或

增加进气空压机的能耗，降低电堆输出效率^[5]

。所以，电堆中的液态水的累积效应及其排出流动规律就成为国内外专家学者关注的重点。

Minor等^[6]

采用聚二甲基硅氧烷(PDMS)、玻璃和碳纸制造矩形气体通道实验模型，观察PEMFC气体分配通道中液滴的流动行为

。Ding等^[7]

通过局部通

道的两相流模型模拟了

在微通道中从气体扩散层(GDL)表面出现水滴

的动态形成过程。Chen等^[8]

考虑了微观结构对GDL表面的影响，将复杂的GDL结构描述为分散在顶部空白空间中的立方体阻块进行了仿真研究。

Hossain等^[9]研究了GDL孔径和孔隙分布对液态水流动的影响。

上述研究都集中在液态水的流动特性，但是气体通道内的液态水流动行为与通道的几何尺寸具有很强的相关性，液态水的形成会对通道内压力产生重要的影响，进而影响液态水的排除。现有的理论解析模型难以准确地预测流道中液态水影响下整个通道的气体压力变化情况。而直接采用多相流计算机仿真的方法由于受限于庞大的计算资源需求和收敛稳定性问题，对于燃料电池电堆的应用仍有难度。

本文基于液滴附着受力平衡条件，建立累积失稳判断条件，分析流道内水滴累积的极限半径，并基于此累积过程对流道存在液态水情况下的流阻变化情况进行了建模分析，并讨论流道高度、吹扫速度和壁面物性等关键参数对流道进出气压差的影响。

1理论模型

1.1液滴累积平衡条件

对于流道内的液态水，其粘附壁面积累的原因为表面张力，而排出的动力来源为反应气的吹扫作用。如图1所示，液滴平衡条件为所受空气阻力与表面张力的平衡：

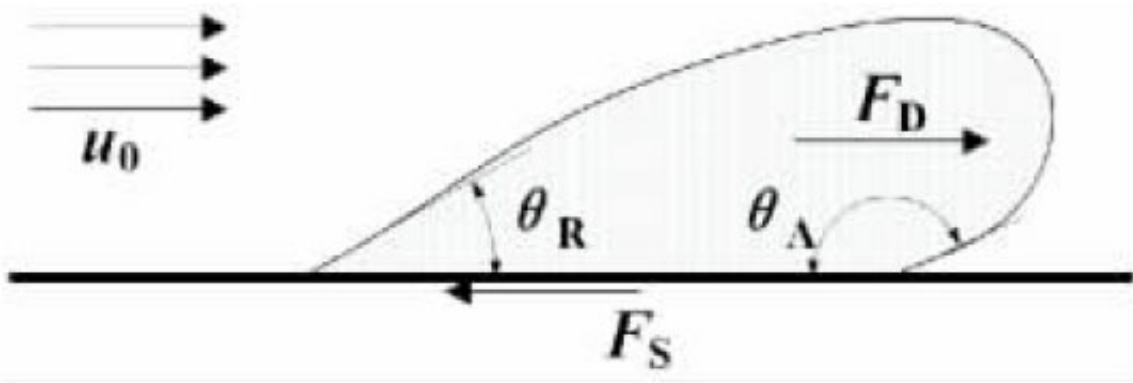


图 1 液滴受力情况示意

$$F_S + F_D = 0 \quad (1)$$

式中: F_S 为表面张力合力; F_D 为空气阻力。

对于表面张力, 由于空气吹扫液滴变形, 前缘与后缘需要分别计算:

$$F_S = F_{SA} - F_{SR} \quad (2)$$

式中: F_{SA} 为前缘表面张力; F_{SR} 为后缘表面张力, 分别由前进角 θ_A 和后退角 θ_R 决定。

$$F_{SA} = \sigma 2d \cos \theta_A \quad (3)$$

$$F_{SR} = \sigma 2d \cos \theta_R \quad (4)$$

式中: $2d$ 为沿流速方向液滴截面与底面接触线的长度。

由于重力可忽略, 液滴截面可以假设为被底面截断的理想圆形, 与底面接触位置可由静态接触角 θ_s 描述, 故:

$$d = R \sin \theta_s \quad (5)$$

式中: R 为球型液滴半径, 即为此时液滴大小的表述。

将式(3)~(5)代入式(2), 可以得到:

$$F_S = 2\sigma R \sin \theta_s (\cos \theta_A - \cos \theta_R) \quad (6)$$

对于空气阻力影响, 可以根据迎风面积进行计算:

$$F_D = -C_D A \rho_g u^2 / 2 \quad (7)$$

式中: C_D 为阻力系数; ρ_g 为空气密度; A 为液滴的迎风面积。

$$A = R^2 (\theta_s - \sin 2\theta_s / 2) \quad (8)$$

则 u 为受到液滴阻碍位置的平均流速:

$$u = u_0 h w / (h w - A) \quad (9)$$

式中: u_0 为气体通道内不考虑液态水影响时的平均流速; h 为气体通道高度; w 为气体通道宽度。

由于液滴一旦接触到更亲水的双极板表面, 其横截面内的力平衡将被破坏, 表面张力作用会使液滴向极板运动。液

滴一旦运动起来，便不会持续阻碍反应气传输且更易于离开气体通道，此时静力平衡描述将失效。故估计特定流速下形成的最大液滴尺寸，应考虑在GDL表面的情况。考虑液滴累积到极限的情况满足如下条件：

- (1)液滴在气流方向上变形使得前进角达到极大和后退角达到极小；
- (2)液滴仍未开始运动，位于GDL表面。

当液滴在GDL表面达到极限半径，表面张力不能再维持液滴附着的情况。将表面张力的粘附作用放大到极限条件为：

$$\cos\theta_A - \cos\theta_R = 2 \quad (10)$$

将式(6)~(10)代入式(1)可以获得平衡状态的液滴半径所满足的方程：

$$4\sigma R \sin\theta_s = \frac{1}{2} C_D R^2 \left(\theta_s - \frac{\sin 2\theta_s}{2}\right) \rho_g \left[u_0 \frac{hw}{hw - R^2 \left(\theta_s - \frac{\sin 2\theta_s}{2}\right)} \right]^2 \quad (11)$$

此方程为高次方程，可编写程序进行数值求解，在方程的多个解中大于0的最小实数解为最先达到的平衡条件，即为实际液态水累积的极限半径 R_{\max} 。

1.2附加阻力分析

由于液态水的存在，液滴受到的空气阻力体现为对液滴的推动作用。而与此同时，通道内的气体也受到反作用力，即为通道上覆盖液态水表面的摩擦作用。而其他未受液态水影响区域壁面的摩擦作用不变。

未考虑液态水情况的局部压差变化可以通过式(12)计算：

$$\Delta p \cdot hw - \tau 2(h+w)\delta = 0 \quad (12)$$

式中: τ 为壁面剪切应力; δ 为薄层厚度。

则压力梯度可以表示为:

$$\nabla p = \frac{\Delta p}{\delta} = \frac{2\tau(h+w)}{hw} \quad (13)$$

微通道内的流动满足层流近似:

$$\nabla p = kQ \quad (14)$$

此式表述了压力梯度和体积流量 Q 之间的线性关系, 比例系数 k 由流道形状确定^[10]。联立以上两式, 可得到对壁面的切应力:

$$\tau = \frac{kQhw}{2(h+w)} \quad (15)$$

考虑液态水影响时, 局部压力平衡可以通过式(16)计算:

$$\Delta p' \cdot (hw - A) - \tau[2(h+w) - 2d]\delta + \frac{F_D \delta}{2R_{\max}} = 0 \quad (16)$$

由于截面积 A 、接触长度 d 和空气阻力 F_D 的变化均与液滴累积过程相关, 故式(16)中的相关项应对液滴半径变化全周期进行平均化处理, 将式(15)代入式(16):

$$\nabla p' = \frac{\Delta p'}{\delta} = \left[\frac{kQhw}{h+w} (h+w - \bar{d}) - \frac{\bar{F}_D}{2R_{\max}} \right] / (hw - \bar{A}) \quad (17)$$

式中: \bar{d} 为液滴与壁面接触的平均半长度; \bar{A} 为液滴的平均截面积。分别将式(5)、(7)与(8)代入, 可以计算得到各平均量如下:

$$\bar{A} = \frac{\int_0^{R_{\max}} R^2 (\theta_s - \frac{\sin 2\theta_s}{2}) dR}{\int_0^{R_{\max}} dR} = \frac{1}{3} R_{\max}^2 (\theta_s - \frac{\sin 2\theta_s}{2}) \quad (18)$$

$$\bar{d} = \frac{\int_0^{R_{\max}} R \sin(\theta_s) dR}{\int_0^{R_{\max}} dR} = \frac{1}{2} R_{\max} \sin(\theta_s) \quad (19)$$

$$\bar{F}_D = \frac{\lambda \int_0^{R_{\max}} F_D dR}{\int_0^{R_{\max}} dR} = -\lambda \frac{R_{\max}^2}{6} C_D \rho_a u^2 (\theta_s - \frac{\sin 2\theta_s}{2}) \quad (20)$$

由于实际情况下液滴往往会在某时刻接触到侧壁，从而不能保持完整形状，此时其迎风面积会小于理论值，对应的阻力计算也应有所衰减。故定义了式(20)中的 l 为阻力衰减系数，用于反应实际气体通道内液滴的平均阻力变化情况，取值范围为0~1。

2模型验证

为了验证模型，通过商业CFD软件Fluent进行两相流仿真，将得到的压差结果进行对标。在此采用几何较复杂的蜿蜒流道验证模型的有效性。单个周期蜿蜒流道的几何参数设定和两相流仿真结果如图2所示。仿真采用的空气流入速度为5m/s，液态水通过注水孔模拟进入通道的速度为0.25m/s；在固定流道宽度为1mm情况下，针对图中的几何参数，设计了3因素3水平的正交实验，具体的实验参数与结果对比如表1所示。通过CFD仿真与模型计算的结果对比可以发现，模型可以准确反应几何条件变化时压差的改变趋势，大部分情况的预测偏差低于10%。造成结果偏大的原因是对接触前进/后退角的缩放；而在流道高度较高时，对形成完整液滴的空间充分，阻力衰减系数的引入会导致模型预测结果偏小。

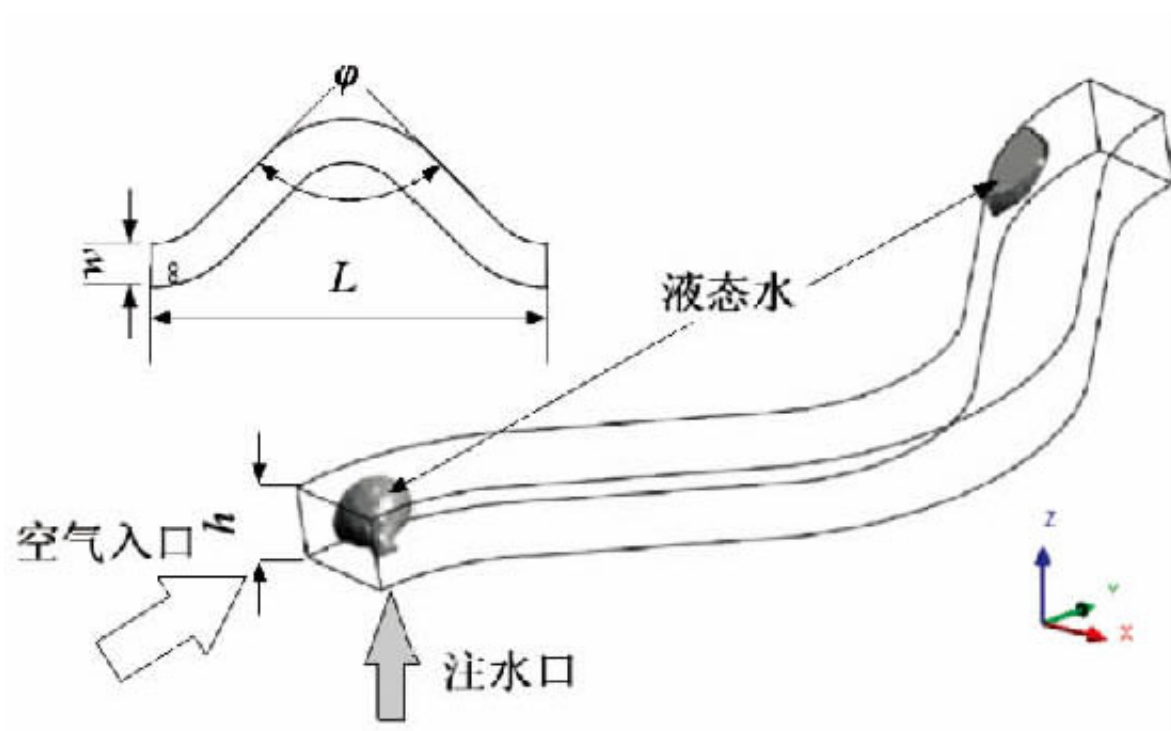


图 2 CFD 验证计算模型示意

表 1 正交实验参数与结果

编号	流道高度 h/mm	蜿蜒角 $\varphi/(\text{°})$	周期长度 L/mm	压差/Pa		偏差/%
				CFD	模型	
1	0.4	90	6	122.8	121.5	-1.1
2	0.4	120	9	165.4	178.9	7.5
3	0.4	150	12	186.2	222.2	16.2
4	0.7	90	9	100.3	107.1	6.4
5	0.7	120	12	105.0	130.6	19.6
6	0.7	150	6	58.0	60.0	3.3
7	1	90	12	98.1	108.5	9.5
8	1	120	6	55.0	46.6	-17.9
9	1	150	9	63.2	66.5	4.9

计算液滴可能形成的最大尺寸，还可以对液滴能否接触流道顶面进行判断。可以通过几何关系推导对应于极限半径的液滴高度：

$$h_D = R_{\max} (1 - \cos \theta_s) \quad (21)$$

通过将不同流道高度的仿真结果作为对照，可以发现流道高度较低时，气体通道内并不会形成完整的液滴，这也将对液滴排出行为产生影响。而计算得到的液滴高度小于流道高度时，将出现完整的液滴累积周期，液滴在高度方向可以达到预测值。

图3给出了对于液滴可能达到高度的计算值和是否与顶部接触情况判断的结果。可以发现随着流道高度的增加，液滴最大高度同样随之升高，但增长趋势减缓。这是由于在接触角不变的条件下，液滴可能达到的最大高度与 R_{\max} 成正比。而由于增长趋势减缓，可以发现与流道顶部接触的情况在约700 μm 时产生变化，由液滴不能达到最大高度变为不会接触顶部壁面。这与两相流仿真正交实验的结果相符合，对应不同高度条件两相流仿真计算得到的液滴形状亦如图3中所示。

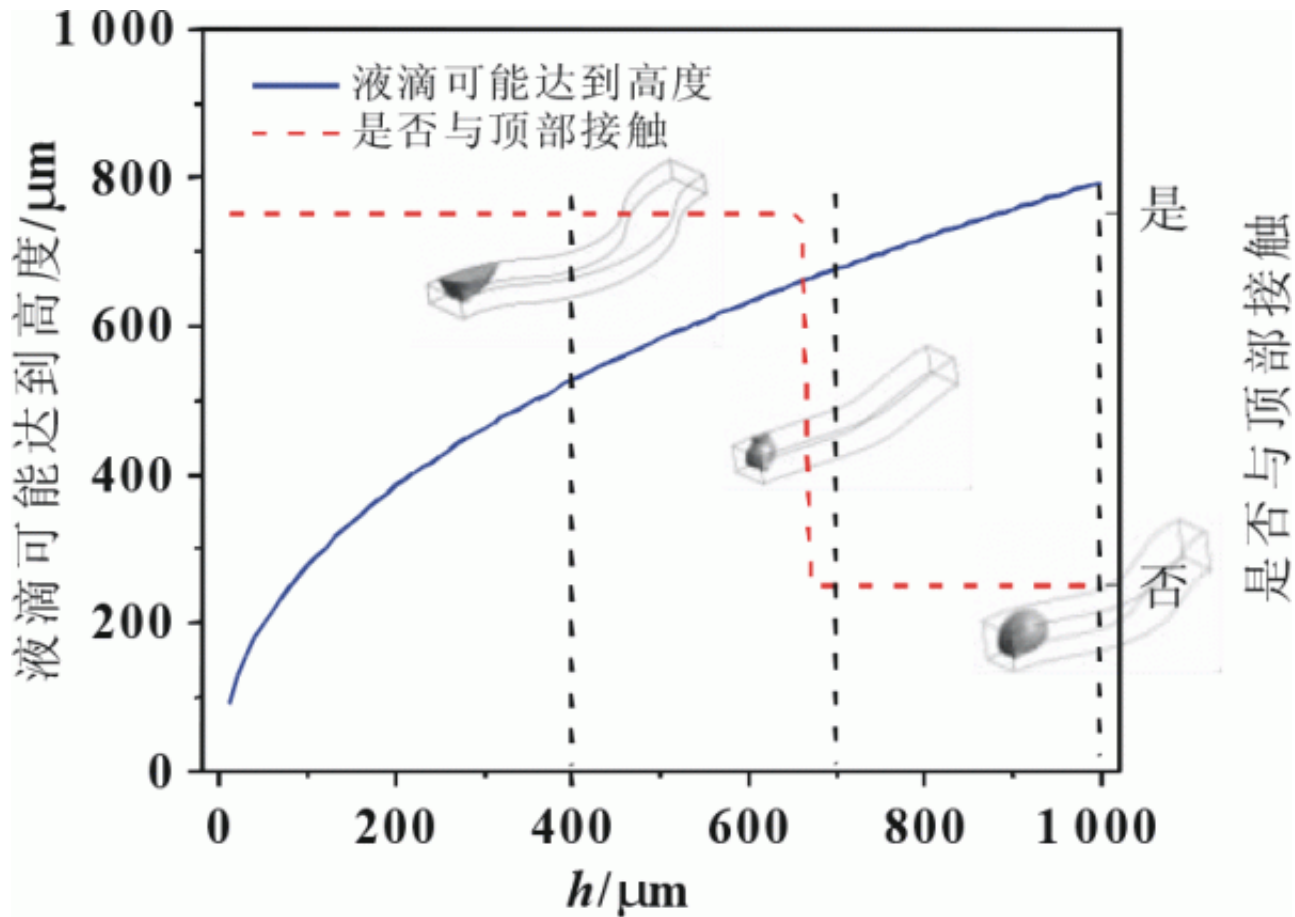


图3 液滴高度预测与仿真对比

3分析讨论

3.1流道高度影响

采用基本算例的几何与物性参数，通过改变流道高度分析流道几何对气体通道压降的影响，绘制流道高度与考虑液态水影响情况下的单个周期压降关系图如图4。可以看出，随着流道高度的增加，压降逐步减小，近似呈反比例。由于基本算例中采用的流道宽度尺寸为 $1000\mu\text{m}$ ，对低于 $200\mu\text{m}$ 的部分流道的深宽比过低，导致水力直径急速下降，流道阻力过大，极端情况单个周期的压差超过 104Pa ，显然不适合燃料电池的应用环境。故在图中对流道高度 $300\sim 1000\mu\text{m}$ 的部分进行了局部放大。此时单个周期的压降处于 500Pa 以下，与实际的电池流场需求相近，流道高度与压差依然表现为近似反比例关系。

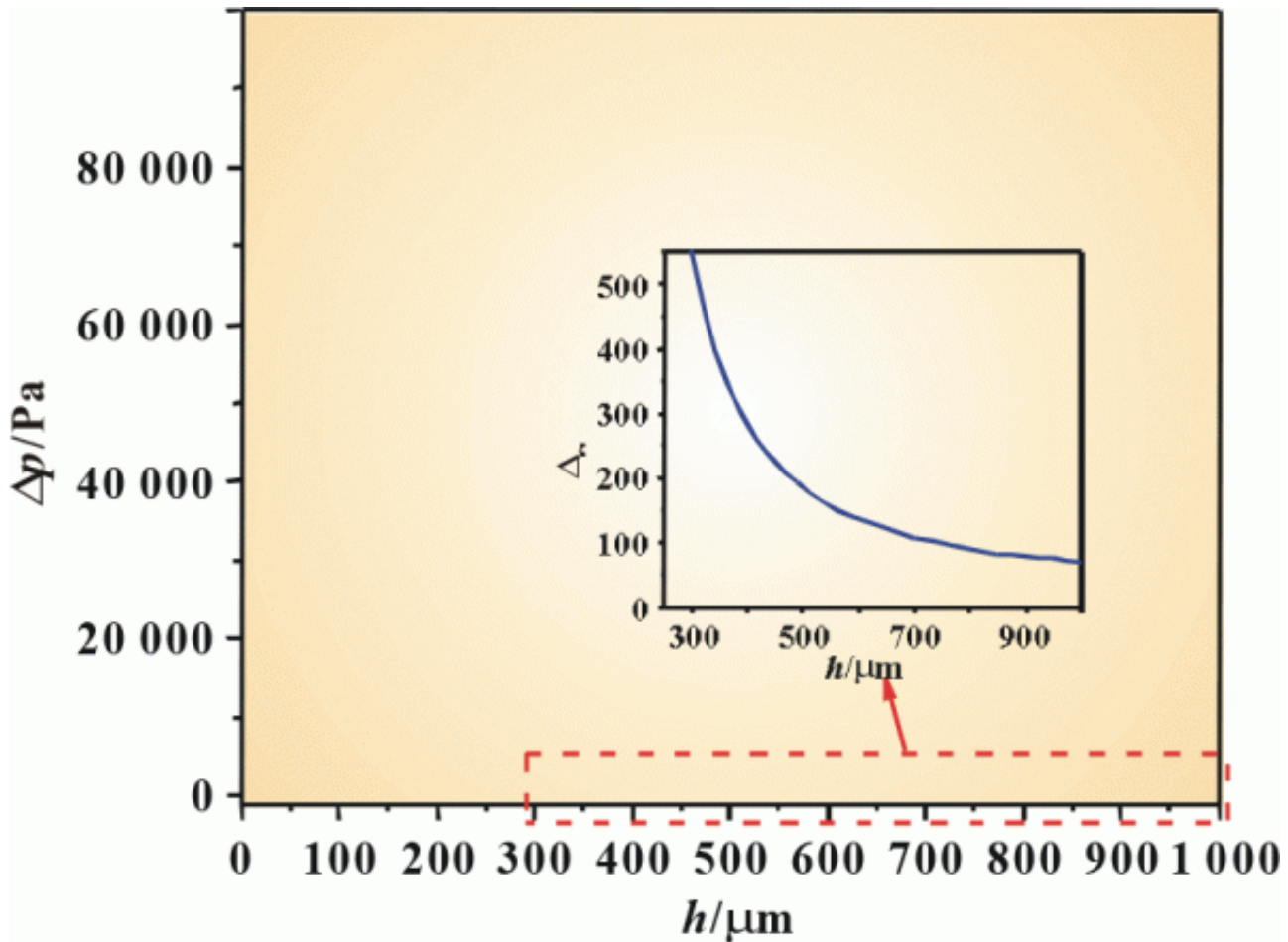


图 4 流道高度 - 压降关系

为了反应由于气体通道内液态水的存在，所引发的气体通道阻性变化，将液态水引起的压力梯度上升程度通过压力增幅系数 进行表征，具体定义如下：

$$\zeta = \left(\frac{\nabla p'}{\nabla p} - 1 \right) \times 100\% \quad (22)$$

式中： ∇p 为不考虑液态水存在情况下的气体通道压力梯度理论值； $\nabla p'$ 为通过本文模型计算的考虑液滴影响的气体通道压力梯度。该压力增幅系数反映了气体通道内由于液态水占据截面积和对气体反作用力而导致的流道压降增涨幅度。

通过模型计算，得到流道高度与压力增幅系数 的关系如图5所示。可以发现，在流道高度较低时($h < 300 \mu\text{m}$)，压力增幅系数较低而且稳定，处于50%以下。这是由于通道内的压力梯度大，生成的液态水几乎直接快速排出，故对反应气压差的影响较小且比例几乎不变。而在流道高度达到一定高度之后($h > 300 \mu\text{m}$)，随着流道高度的逐步增加，液态水对反应气传输的阻碍作用逐渐增大。这是由于流道高度增大之后，液滴累积的阻碍作用开始体现并逐渐起到主要作用，在流道高度达到 $1000 \mu\text{m}$ 时，液态水的阻碍导致压力增幅达到约250%。

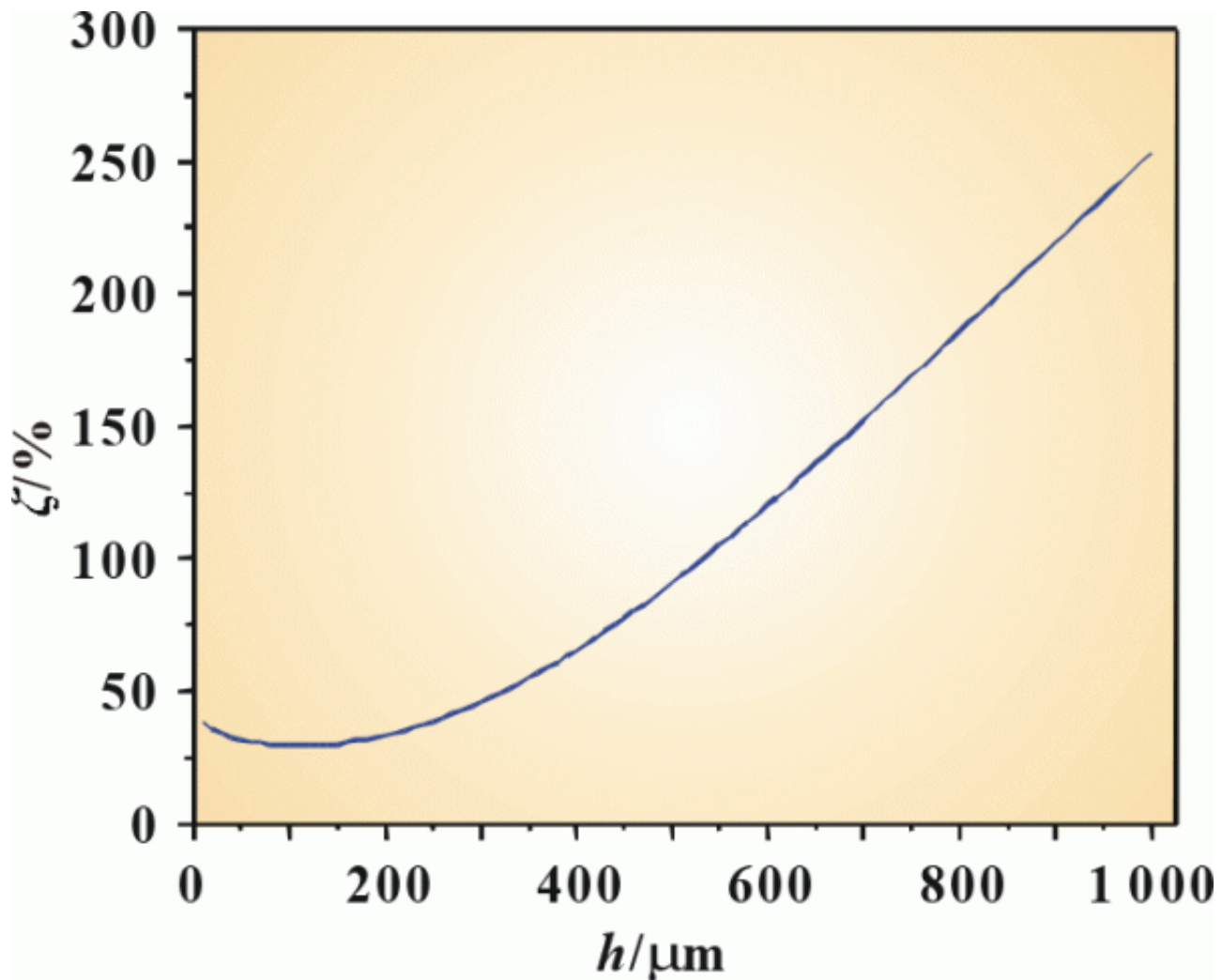


图 5 流道高度 - 压力增幅系数关系

3.2 平均流速影响

图6所示为平均流速与单周期压降之间的响应关系。从图中可以看出，气体通道内的平均流速与进出口压差呈近似的线性关系，与气体通道内部不存在液态水时的表现相似。图6中亦给出了气体通道平均流速与压力增幅系数之间的关系。可以发现平均流速增大的过程中，压力增幅系数呈现先增大后减小的趋势。这是由于在流速较低时，对反应气起到阻碍作用的液滴可以有效地附着在壁面上，空气阻力即为液滴对空气的作用力随流速的增加而迅速增长；而在通道内流速足够大时，通道内液滴的极限半径急剧减小，则其对应的迎风面积快速下降，对通气截面的遮挡作用快速减弱，以致液态水对整个通道内的流阻贡献比例下降，导致压力增幅系数降低。

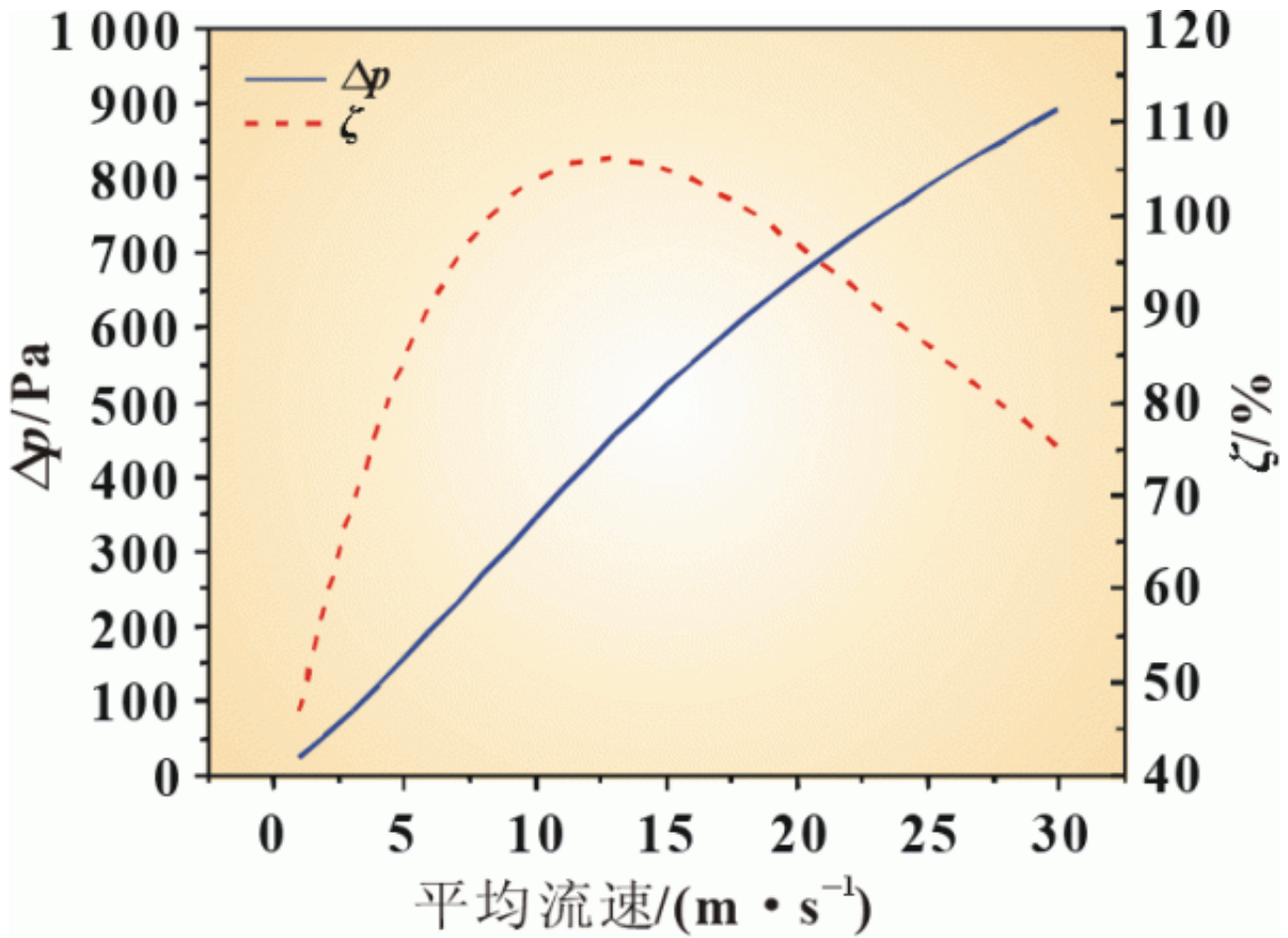


图 6 平均流速对压降的影响

3.3接触角影响

接触角对通道内的气体压降影响如图7所示。可以看出在不同流道几何参数下，单个周期压降均呈现先增大后减小的趋势，而变化范围较小并不敏感，与前文仿真得到的结果相符。对比可以发现，此变化趋势与液滴高度随接触角变化的趋势相同。这表明与液滴形状相关的通道占用效应起到了主要作用；而由于随着流道壁面疏水性的增强，与液滴粘附力等价的空气阻力并没有在对反应气的阻碍中其到次要作用。通过不同几何参数的曲线进行整体对比，对压降变化起到主要作用的为流道几何参数。

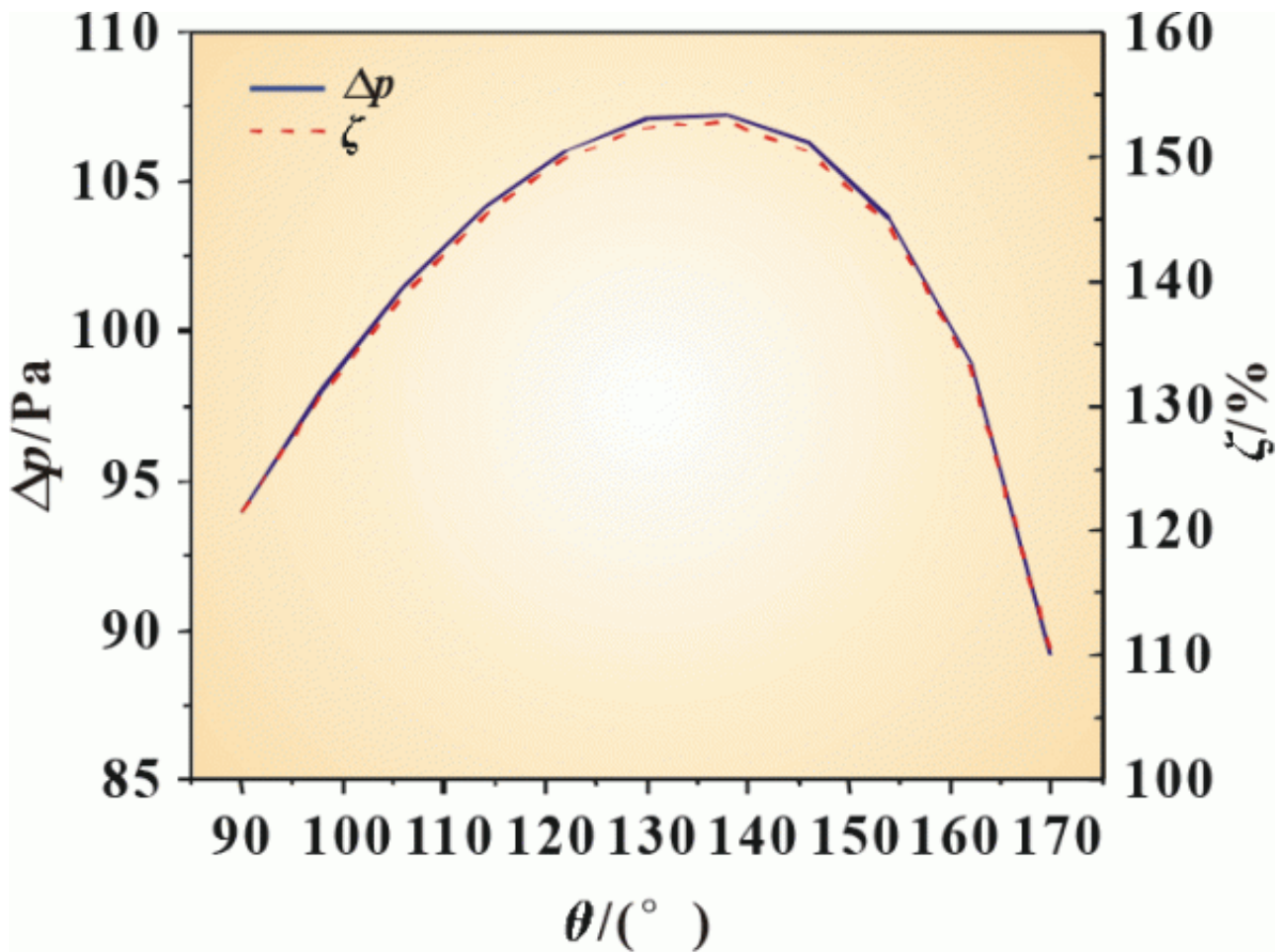


图 7 接触角对压降的影响

通过图7中压力增幅系数的变化规律进一步分析对比有无液态水存在时的差异，可以发现有无液态水存在情况下流阻的差异性依然较为明显，但随接触角的变化不大，其对单周期压降的响应规律相同，均为先增大后减小。在整个疏水的接触角取值范围内，影响在20%~40%，在接触角为 $130^{\circ} \sim 140^{\circ}$ 区间内影响最为明显。

4结论

分析并推导了气体吹扫作用下的液滴力平衡条件，预测了液滴积累的极限半径。进一步考虑液滴影响下的流道通气截面和边界受力情况变化，采用时间平均法导出了通道液态水累积与通道内气体压差的函数关系。通过CFD两相流计算验证了力学模型的合理性。结合模型和压力增幅系数指标，分析了关键参数对流道阻力变化的影响：(1)流道高度越大，压差受液态水累积效应的影响越明显；(2)对于进气流速，低速段液态水累积阻塞通道，导致压力增幅不断增加，高速段由于吹扫增强使得液态水无法有效累积，对压差的影响减小；(3)壁面接触角在 $130^{\circ} \sim 140^{\circ}$ 时，液态水累积对压差变化的影响最为明显。

参考文献：

- [1] PENG L F, YI P Y, LAI X M. Design and manufacturing of stainless steel bipolar plates for proton exchange membrane fuel cells[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2014, 39(36): 21127-21153.
- [2] TU Z K, ZHANG H N, LUO Z P, et al. Evaluation of 5 kW proton exchange membrane fuel cell stack operated at 95 °C under ambient pressure[J]. Journal of Power Sources, 2013, 222: 277-281.
- [3] ANDERSON R, ZHANG L, DING Y, et al. A critical review of two-phase flow in gas flow channels of proton exchange membrane fuel cells[J]. Journal of Power Sources, 2010, 195(15): 4531-4553.
- [4] CARNES B, SPERNJAK D, LUO G, et al. Validation of a two-phase multidimensional polymer electrolyte membrane fuel cell computational model using current distribution measurements [J]. Journal of Power Sources, 2013, 236: 126-137.
- [5] KANDLIKAR S G, SEE E J, KOZ M, et al. Two-phase flow in GDL and reactant channels of a proton exchange membrane fuel cell[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2014, 39(12): 6620-6636.
- [6] MINOR G, DJILALI N, SINTON D, et al. Flow within a water droplet subjected to an air stream in a hydrophobic microchannel [J]. Fluid Dynamics Research, 2009, 41(4):22.
- [7] DING Y, BI H T, WILKINSON D P. Three-dimensional numerical simulation of water droplet emerging from a gas diffusion layer surface in micro-channels[J]. Journal of Power Sources, 2010, 195(21): 7278-7288.
- [8] CHEN L, CAO T F, LI Z H, et al. Numerical investigation of liquid water distribution in the cathode side of proton exchange membrane fuel cell and its effects on cell performance[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2012, 37(11): 9155-9170.
- [9] HOSSAIN M, ISLAM Z S, COLLEY-DAVIES A, et al. Water dynamics inside a cathode channel of a polymer electrolyte membrane fuel cell[J]. Renewable Energy, 2013, 50: 763-779.
- [10] WHITE F M, CORFIELD I. Viscous fluid flow[M]. New York: Mc Graw-Hill, 2006.

原文地址：<http://www.china-nengyuan.com/tech/161882.html>