高分子材料科学与工程
POLYMER MATERIALS SCIENCE & ENGINEERING

http://pmse.scu.edu.cn

基于粘性耗散温升平均值法表征微尺度聚合物熔体真实流变行为

赵梦圆，徐斌，程淋，安晓玉

（西南科技大学 制造过程测试技术教育部重点实验室，四川 绵阳 621010）

摘要：针对微注塑成型时剪切速率较高，粘性耗散导致熔体温度升高，进而影响粘度测量精度的问题。本文提出一种基于粘性耗散测量温升的平均值法对实际测量粘度修正，以获取微尺度下聚合物熔体的真实流变特性。利用双料筒毛细管流变仪，测试了聚丙烯（PP）在直径 500 μm 毛细管口模内不同剪切速率下的粘度和粘性耗散温升。通过对粘度进行修正，采用数值模拟与实验测试压力进行对比验证。结果表明，修正后的熔体粘度仿真压力更接近实验压力。在 220 ℃，240 ℃和 260 ℃ 3 种入口温度下，修正后模拟压力与实验压力的平均相对误差为 2.83%，最大局部误差为 4.82%；未修正模拟压力的平均相对误差为 9.24%，最大局部误差为 15.81%。

关键词：粘性耗散；微注塑成型；真实流变特性；平均值法；粘度修正

微注塑成型是微机电系统（MEMS）领域的核心制造技术之一，微尺度下聚合物熔体流动行为与宏观尺度差异显著，流变特性变化成为制约成型精度与性能的关键因素[1]。当模具通道尺寸降至微米量级时，微尺度效应导致其粘性耗散、表面张力及壁面滑移等不同于传统注塑成型，因此揭示微尺度下熔体流变特性，对微注塑成型模具设计与制品性能优化具有重要价值。

粘性耗散效应是聚合物熔体流动过程中因剪切摩擦生热的一种现象，宏观流动时因为剪切梯度变化小，粘性耗散生热较少而忽略不计。但对微通道而言，速度梯度剧增显著提升剪切生热，诱发温度场畸变并影响熔体流动，目前关于微尺度粘性耗散对聚合物熔体流动影响的研究已取得一定进展：Zhang 等[2]研究了微

成型中粘度与粘性耗散的微观耦合效应及其对熔体流动的影响，建立了耦合数学模型并验证，发现考虑该效应可显著提升熔体温升预测精度；Koo 等[3]研究了微通道中粘性耗散对温度场和摩擦因子的影响，证实忽略粘性耗散会降低微通道流动模拟精度；Yao 和 Kim[4]通过数值模拟发现，微腔中粘性耗散引起的温度梯度会显著改变熔体粘度分布；Yu 等[5]指出聚甲基丙烯酸甲酯（PMMA）在微通道的流动过程中，粘性耗散会导致温度与压力分布的剧烈波动；张嘉昆等[6]发现微通道尺寸减小会增强粘性耗散与粘度的耦合作用；于同敏等[7]研究发现，聚甲醛（POM）和聚苯乙烯（PS）在微通道中的粘性耗散随剪切速率和通道截面尺寸增大而增强，矩形通道内粘性耗散效应更显著；Wang 等[8]提出考虑尺寸与温度两种因素影响的微尺度粘度模型

doi: 10.16865/j.cnki.1000-7555.2026.0100
收稿日期：2025-07-10
基金项目：四川省科技厅项目（2023NSFSC0873）
通讯联系人：徐斌，主要从事高分子材料成型方面的研究，E-mail: haroldexu@163.com

（MCA），该模型能更精准的反映粘度与粘性耗散耦合效应下的熔体温度变化。现有研究表明，微尺度下粘性耗散对微尺度流动影响比较大。在实际测量微尺度粘度过程中，忽略了粘性耗散对粘度的影响，从而造成所测得粘度不能够反映真实粘度，目前关于这方面的研究鲜见报道。

真实粘度会产生粘性耗散热，本文提出基于粘性耗散测量温升平均值法对实际测量粘度进行修正，以获取熔体真实流变特性。根据实验测量的粘性耗散温升，基于高分子流变学理论，计算出毛细管壁面处的温升，结合 Cross-WLF 模型对粘度进行修正。用修正前后的粘度数据进行仿真分析，并与实验测得的压力值进行比较验证修正方法的合理性。

1 实验部分

1.1 原料与仪器

本研究采用英国 Malvern 公司生产的 Rosand RH-7 型双料筒毛细管流变仪，最大载荷为 50kN，标准料筒直径为 15mm，温度控制精度为±0.1℃。实验用瑞士 Kistler 公司生产的 6193A 型温度传感器，测量部位直径为 1mm，灵敏度为 4～10ms，量程为 0～400℃。实验用圆形截面毛细管口模直径为 500μm，长径比为 16，表面粗糙度 Ra0.25μm。材料为大连石化公司生产的 T30S 型聚丙烯（Polypropylene，PP），干燥的详细条件如 Tab.1 所示。

Tab. 1 Material temperature characteristics and pretreatment parameters

Materials	Manufacturer	Brand	Melting temperature(℃)	Decomposition temperature(℃)	Processing temperature (℃)	Drying temperature(℃)	Drying time(h)
PP	Dalian Petrochemical	T30S	142	300	160～240	70	1

1.2 实验过程

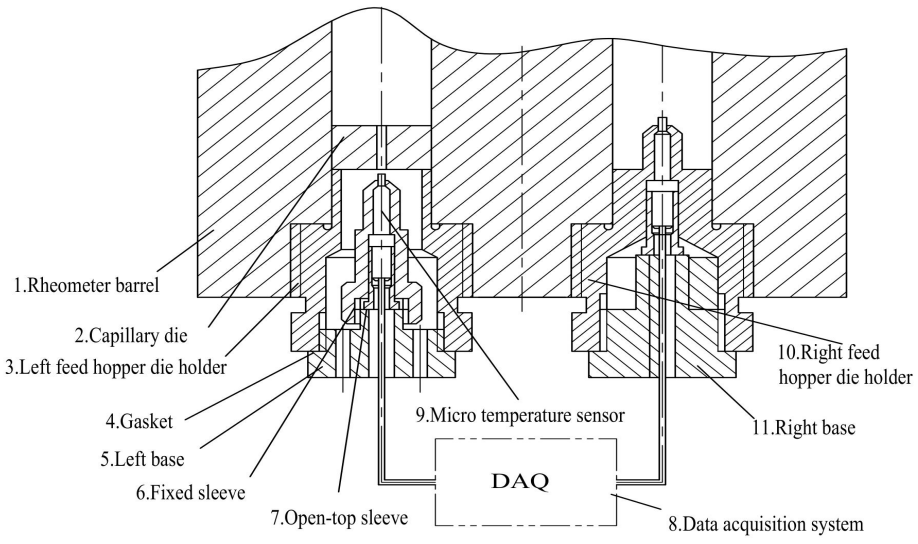


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup

首先采用 Rosand RH-7 型毛细管流变仪测量了熔体粘度；随后，基于该流变仪平台，设计

了粘性耗散温升实验装置并进行了实验，如 Fig.1 所示。在左侧料筒毛细管口模 2 出口处安装了一个微型温度传感器，用于测量挤出熔体的温度；同时右侧料筒内置另一个微型温度传感器，用于测量静态熔体温度。活塞驱动熔体挤出时，两个传感器同时测量熔体的温度，数据采集系统 8 记录实验数据。用左边测量温度减去右边测量温度，所得到的温度差即为粘性耗散所引起的温升[9,10]。

2 结果与讨论

2.1 理论分析

根据 Knudsen 对不同分子尺寸流体的分类，当微通道的特征尺寸大于聚合物熔体分子尺寸时，熔体流动仍然满足连续性假设，传统流动理论仍然适用。在微通道熔体流动分析中，沿轴向温度分布呈现显著非均匀特性[11]，如 Fig.2 所示。为简化研究假设圆管内的稳定层流为轴向一维剪切流动，轴向近似等温，径向存在梯度变化。

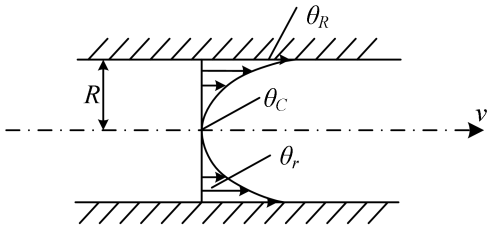


Fig. 2 Temperature field of steady flow in pipeline

由理论分析可知，在微通道出口截面处的熔体径向温度分布方程为：

$$\theta = \theta_c + \frac{l}{2\lambda}\left(\frac{1}{2K}\right)^{\frac{1}{n}}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^{\frac{n+1}{n}}\left(\frac{n}{3n+1}\right)^2 r^{\frac{3n+1}{n}} \tag{1}$$

式中：θ_c—通道中心处温度，K；K—熔体稠度，Pa·s；$\partial p/\partial x$—通道压力梯度，Pa/m；l—通道长度，m；λ—熔体热导率，W/(m·K)；n—非牛顿指数，无量纲。

当 r=R 时，壁面处温度最高，即：

$$\theta_R = \theta_c + \frac{l}{2\lambda}\left(\frac{1}{2K}\right)^{\frac{1}{n}}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^{\frac{n+1}{n}}\left(\frac{n}{3n+1}\right)^2 R^{\frac{3n+1}{n}} \tag{2}$$

微通道出口截面处的熔体平均温度方程为：

$$\theta_{ave} = \int_0^{2\pi} \frac{\left[\left(\int_0^R \theta r\, dr\right)\right] d\theta}{\pi R^2} = \theta_c + \frac{\frac{l}{2\lambda}\left(\frac{1}{2K}\right)^{\frac{1}{n}}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^{\frac{n+1}{n}}\left(\frac{n}{3n+1}\right)^2 \frac{2n}{5n+1} R(3n+1)}{n} \tag{3}$$

由此得到出口处熔体最大温升与平均温升的比值关系为：

$$\frac{\theta_R - \theta_c}{\theta_{ave} - \theta_c} = \frac{5n+1}{2n} \tag{4}$$

从而由式（3）和（4）得到出口处壁面熔体的最高温度表示为：

$$\theta_R = \frac{5n+1}{2n}(\theta_{avc} - \theta_c) + \theta_c \tag{5}$$

本研究通过考虑粘性升热的影响，将壁面温度与入口温度的平均值作为修正的后平均温度

来分析壁面处熔体流变行为的变化[12]，即：

$$\theta_{\mathrm{w(ave)}}=\frac{1}{2}(\theta_{\mathrm{in}}+\theta_R)=\frac{1}{2}\left[\frac{5n+1}{2n}(\theta_{\mathrm{ave}}-\theta_{\mathrm{c}})\right]+\theta_{\mathrm{c}} \tag{6}$$

熔体在通道中流动时，中心处的剪切速率为 0，温度不变，口模入口熔体温度和通道中心处的温度相等，即：

$$\theta_{\mathrm{in}}=\theta_{\mathrm{c}} \tag{7}$$

则基于平均值法沿通道长度方向壁面处熔体的温升计算公式为：

$$\theta_{\mathrm{w(ave)}}-\theta_{\mathrm{in}}=\frac{1}{2}\left[\frac{5n+1}{2n}(\theta_{\mathrm{ave}}-\theta_{\mathrm{in}})\right] \tag{8}$$

粘性耗散导致熔体实际温度高于设定值，造成粘度对应的温度参数存在偏差。为此，本研究通过校正 Cross-WLF 粘度模型的温度输入来消除偏差，以获得能准确表征设定温度下熔体流变行为的模型参数[13]。该模型通过引入温度依赖性和剪切稀化效应描述聚合物熔体的流变行为，能更准确地描述伴有冷却效应的熔体流动，其表达式为：

$$\eta(\dot{\gamma},\theta)=\frac{\eta_0(\theta,p)}{\left[1+\left(\frac{\eta_0\dot{\gamma}}{\tau^*}\right)^{n-1}\right]} \tag{9}$$

式中：$\dot{\gamma}$—熔体剪切速率，s^{-1}；θ—熔体温度，K；n—非牛顿指数；η_0—零剪切粘度，Pa·s；τ^*—临界剪切应力，Pa。

$$\eta_0(\theta,p)=D_1\exp\left[\frac{-A_1(\theta-\theta^*)}{A_2+(\theta-\theta^*)}\right] \tag{10}$$

其中：

$$\theta^*=D_2+D_3p \tag{11}$$

$$A_2=\tilde{A}_2+D_3p \tag{12}$$

式中：D_1、D_2、D_3、A_1、$\tilde{A}_2$—模型常数；θ^*—参考温度，K。

由于温度升高熔体粘度降低，当剪切速率较大时，式（9）可表示为：

$$\eta(\dot{\gamma},\theta)=\eta_0(\theta,p)/\left[1+\left(\frac{\eta_0\dot{\gamma}}{\tau^*}\right)^{1-n}\right]\approx\eta_0(\theta,p)^n/\left(\frac{\dot{\gamma}}{\tau^*}\right)^{1-n} \tag{13}$$

同一剪切速率下不同温度时粘度的比值为：

$$\frac{\eta_1(\dot{\gamma},\theta_1)}{\eta_2(\dot{\gamma},\theta_2)}=\left[\frac{\eta_0(\theta_1,p)}{\eta_0(\theta_2,p)}\right]^n\times100\%=\left\{\exp\left[\frac{-A_1(\theta_1-\theta^*)}{A_2+(\theta_1-\theta^*)}-\frac{-A_1(\theta_2-\theta^*)}{A_2+(\theta_2-\theta^*)}\right]\right\}^n\times100\% \tag{14}$$

设真实温度为θ_{true}，测量温度$\theta_{\mathrm{measure}}=\theta_{\mathrm{true}}+\Delta T$，在公式（13）中，令$\theta_1=\theta_{\mathrm{true}}$，$\theta_2=\theta_{\mathrm{measure}}$，则：

$$\frac{\eta_{\text{true}}}{\eta_{\text{measure}}} = \exp\left[-\frac{A_1(\theta_{\text{true}}-\theta^*)}{A_2+(\theta_{\text{true}}-\theta^*)}+\frac{A_1(\theta_{\text{measure}}-\theta^*)}{A_2+(\theta_{\text{measure}}-\theta^*)}\right] \quad (15)$$

若ΔT较小，可假设$A_2 \gg (\theta_{\text{true}}-\theta^*)$和$(\theta_{\text{measure}}-\theta^*)$，则分母近似为$A_2$，公式简化为：

$$\eta_{\text{true}} \approx \eta_{\text{measure}} \cdot \exp\left[\frac{A_1\Delta T}{A_2}\right] \quad (16)$$

真实粘度修正公式为：

$$\eta_{\text{true}} = \eta_{\text{measure}} \cdot \exp\left[\frac{A_1\Delta T}{A_2+(\theta_{\text{true}}-\theta^*)}\right] \quad (17)$$

2.2 数值模拟

为验证基于平均值法的粘性耗散修正方法的有效性，根据 Cross-WLF 粘度模型，将修正后的粘度通过 Matlab 拟合得到相关参数，代入 Polyflow 软件进行数值模拟，获得修正后的模拟压力值。同时，采用未修正的粘度相关参数进行相同条件下的模拟，得到未修正的模拟压力值。最后，采用回归分析法将修正后的模拟压力值、未修正的模拟压力值以及实际测试的压力值三组数据进行对比分析，得出结论[14,15]。选取实验用直径为 0.5mm 的圆形截面毛细管口模，长径比为 16，建立三维轴对称模型，网格单元采用六面体结构化网格，壁面边界层加密至 5 层以确保近壁面流动的精度，三维建模及网格划分如 Fig.3 所示。

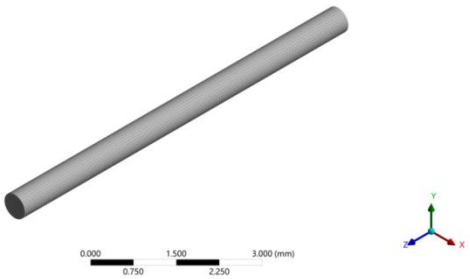


Fig. 3 Schematic diagram of the three-dimensional axisymmetric meshing model of the 0.5 mm capillary die

熔体的流动可视为广义牛顿流体不可压缩、非等温的稳态层流，若忽略入口效应，熔体在微通道中的流动可近似为完全发展流动。设熔体热导率 k，密度ρ和比定压热容C_p为不随温度和压力变化的常数，则用来描述熔体充模流动的基本方程可表示为[16]：

$$\frac{D\rho}{Dt}+\rho(\nabla\cdot v)=0 \quad (18)$$

$$\rho\frac{Dv}{Dt}=-\nabla p+\nabla\tau+\rho_g \quad (19)$$

$$\rho C_p\frac{DT}{Dt}=\nabla\cdot(k\nabla T)+\eta\gamma^2 \quad (20)$$

根据 Fig.4、Fig.5、Fig.6、Fig.7 的实验与理论修正数据，采用最小二乘法拟合 Cross-WLF

粘度模型参数，拟合得到的相关参数如 Tab.2 所示。

Tab. 2　Relevant parameters about the Cross-WLF model before and after PP viscosity correction

Parameters	Uncorrected	Amended
n	0.2335	0.2218
D_1/Pa·s	2.91×10^{13}	3.35×10^{13}
A_1/K	36.065	34.832
A_2/K	51.6	52.5
T_a/K	383.15	383.15
k_w/m·K	0.142	0.142
C_p/J·kg^{-1}·K^{-1}	2800	2800
ρ/kg·m^{-3}	775.12	775.12

据毛细管流变仪中的非等温控制特点，将通道中的熔体看成非等温流动，考虑粘性耗散的影响。入口边界设定为恒定注射速度，出口为自由流出条件，应用 Navier 滑移定律来描述熔体壁面滑移特性[17]，e 取非牛顿指数 0.24，壁面固定即$v_w = 0$，设定的初始条件和边界条件为：

$$\tau_w = F(v_w - v_s)|v_s - v_w|^{e-1} \quad (21)$$

式中：τ_w—熔体在壁面处的切应力，Pa；v_s—流体在壁面处的切向速度，m/s；v_w—壁面的切向速度，m/s；e—材料系数；F—滑移系数

截面中心$x = y = 0$处：

$$\frac{\partial v_z}{\partial x} = \frac{\partial v_z}{\partial y} = 0 \quad (22)$$

壁面$x = y = \pm R$处：

$$v_x = v_y = 0, v_z = v_s \quad (23)$$

2.3　温度与剪切速率对粘度及粘性耗散温升的影响

按照 Tab.1 给定的 PP 材料，选用长径比为 16，直径为 500μm 的圆形截面毛细管口模，在入口熔体温度分别为 220℃、240℃和 260℃，切速率范围为 1000～10000s^{-1}的条件下进行实验，剪切粘度与剪切速率曲线如 Fig.4 所示。同上，在切速率范围为 3000～10000s^{-1}的条件下，测得的 PP 聚合物熔体不同入口温度的出口温升曲线如 Fig.5 所示。

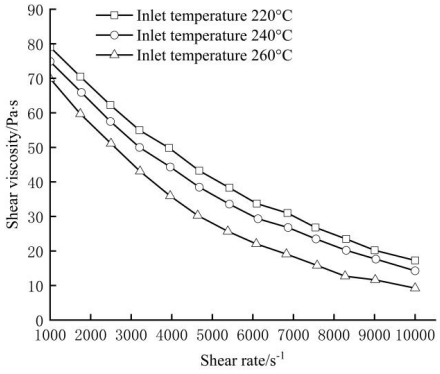


Fig. 4　Shear viscosity values for different inlet temperatures

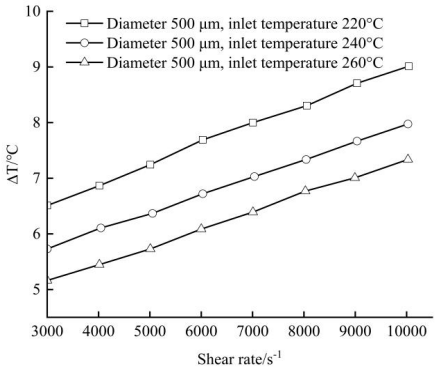


Fig. 5　Outlet temperature rise curves for different inlet temperatures

实验结果如 Fig.4、Fig.5 所示，由 Fig.4 可以看出，在相同剪切速率下，入口温度升高显著降低熔体粘度。但温度对粘度的削弱作用随剪切速率增大逐渐减弱，这表明高温体系中的剪切稀化效应趋于平缓。

由 Fig.5 可知，入口温度相同时，熔体温升与剪切速率呈线性正相关。这表明高剪切速率会加剧分子链摩擦，进而显著增强粘性耗散效应。进一步分析发现，入口温度越高，熔体温升随剪切速率增大的增幅越小。这是因为高温熔体的初始粘度较低，从而削弱了剪切摩擦的粘性耗散强度。实验数据表明，粘性耗散会导致壁面附近的熔体温度升高，从而降低其粘度。当剪切速率增大时，粘性耗散效应更为显著，致使粘度下降幅度加剧；熔体整体温度升高会导致其初始粘度降低，在相同剪切速率条件下，粘性耗散产生的附加温升相对有限，因此高温体系中的粘度降幅趋于平缓。

2.4　基于平均值法的粘度修正结果分析

实验粘性耗散测量的温度是毛细管口模出口处熔体的平均温升，为了计算真实粘度，需把平均温升转化为壁面处的温升，根据式（8）进行计算，数据结果如 Fig.6 所示。

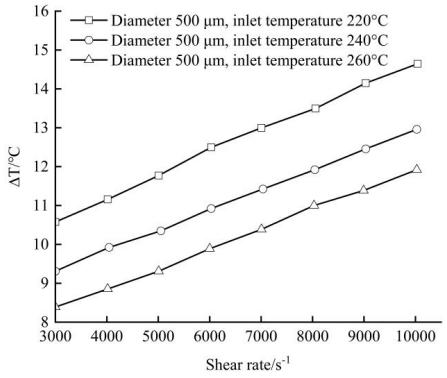


Fig. 6　Outlet wall temperature rise curves with different inlet temperatures

根据理论推导的公式，代入实验数据计算得出修正后的熔体粘度值，将修正后的粘度与实际测得粘度进行对比分析，粘度对比如 Fig.7 所示。

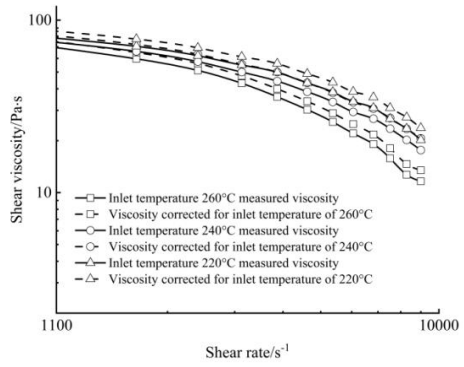


Fig. 7　Comparison of measured viscosity with corrected viscosity

由 Fig.7 可知，修正后的粘度显著高于实验测试值，平均相对误差为 12.4%，最大局部误差为 19.8%。相同剪切速率下，入口温度越低粘度修正幅度越大，220℃时修正幅度为 9.9%至 12.3%；而 260℃时仅为 8.3%至 10.6%。这是由于低温熔体的初始粘度较高，粘性耗散热积累更为显著。在高剪切速率区，相对误差会加剧，当剪切速率超过 6000s^{-1}时，尽管绝对修正量有所减小，例如温度 260℃，剪切速率 9000s^{-1}时，从 15.82Pa·s 变为 18.10Pa·s，但相对误差却从 13.5%上升至 14.7%，这表明在高剪切速率下，温升对粘度的敏感性有所增强。

2.5　修正前后模拟压力与实测压力的对比

以入口温度为 220℃，剪切速率范围为 4000s^{-1} 为例，未修正粘度的微通道内熔体压力分布模拟结果如 Fig.8 所示。

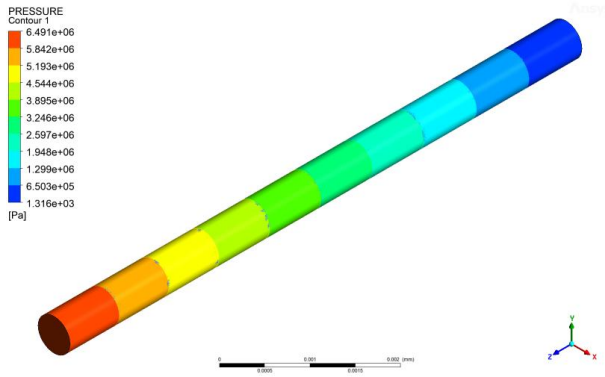


Fig. 8　Numerical simulation of pressure distribution

实验压力值通过出口压力传感器记录，模拟压力值从入口至出口沿轴向均匀采样。选取直径 0.5mm 的毛细管口模，分别在活塞运动至距入口 5mm（P1），10mm（P2），15mm（P3）…等位置处依次记录实验压力值。模拟压力值与实验压力值的相对误差所采用的计算公式为：

$$\delta = \frac{|P_{sim} - P_{exp}|}{P_{exp}} \times 100\% \qquad (24)$$

式中：P_{sim}—模拟压力值，MPa；P_{exp}—实验压力值，MPa；δ—百分比相对误差。

以口模直径 0.5mm，长径比 16，剪切速率 4000～14000s^{-1} 条件下为例，入口温度 220℃、240℃、260℃下，修正后粘度的压力模拟值、未修正粘度的压力模拟值与实际测试压力值的对比如 Fig.9 所示。随着剪切速率升高，粘性耗散效应加剧，未修正模拟值的偏离显著增大，而修正后模拟值仍与实验数据保持较高度吻合，验证了粘性耗散修正方法的有效性。

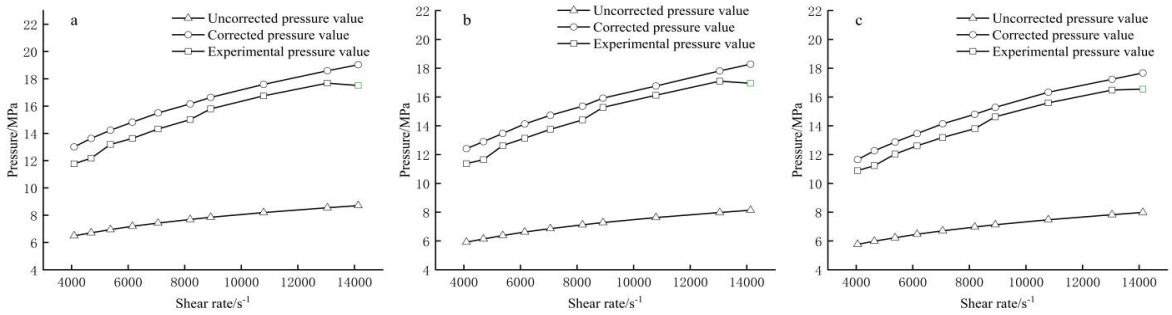


Fig. 9　Comparison between the pressure before and after viscosity correction and the measured pressure at different inlet temperatures: (a) *t*=220 ℃; (b) *t*=240 ℃; (c) *t*=260 ℃

数值模拟压力对比结果如 Fig.9 所示，由图可知修正后粘度的压力模拟值曲线与实测压力值曲线整体趋势呈现良好的一致性，而未修正粘度的压力模拟值明显偏离实际值。以在直径 0.5mm 口模，入口温度 220℃，剪切速率 4000s^{-1}为例，未修正模拟压力值为 6.49MPa，修正后模拟压力为 13.01MPa，而实验实测压力为 11.77MPa，修正后模拟值与实验值的相对误差从 44.9%降至 10.5%。

通过数据对比分析发现，修正模型将平均相对误差从修正前的 45.2%降至 8.6%，最大局部误差从 53.6%优化至 4.5%。尤其在高剪切区（剪切速率大于 10000s^{-1}），未修正模型因忽略粘性耗散导致压力低估超过 50%，而修正模型仍维持误差低于 10%，如入口温度 220℃，剪切速

率 14131s⁻¹下 19.03MPa 模拟压力值与 17.51MPa 实测压力值的误差仅 8.7%。

3 结论

（1）本文基于粘性耗散引起的熔体温升实验数据，结合高分子流变学理论，推导了微通道出口截面壁面温升与平均温升的定量关系，建立了基于平均值法的壁面温升修正模型。将该修正温度引入 Cross-WLF 粘度模型，实现了对实测粘度的有效修正，解决了传统方法因忽略粘性耗散导致的粘度低估问题，为获取微尺度下聚合物熔体真实流变行为提供了理论依据和方法支撑。

（2）通过数值模拟对比修正前后粘度对熔体压力预测的影响，验证了所提方法的有效性。修正后粘度显著提高了模拟压力与实验压力的一致性：在 220℃、240℃、260℃三种入口温度下，修正后模拟压力与实验压力的平均相对误差由未修正的 9.24%降至 2.83%，最大局部误差由 15.81%降至 4.82%。尤其是在高剪切速率条件下，修正模型仍能保持较高精度，表明该方法能够有效表征粘性耗散作用下的真实流变特性，为微注塑成型工艺优化和模具设计提供了可靠的流变数据支持。

参考文献：

[1] 徐斌. 微注塑充模流动尺度效应及其模具关键技术研究[D]. 大连:大连理工大学, 2010.
Xu B. Research on the flow scale effect of micro-injection molding and key mold technologies[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2010.

[2] Zhang J, Wang M, Li H. Theoretical and experimental study on the coupling effects between viscosity and viscous dissipation in microscale flow of polymer melts[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2025:110022.

[3] Koo J, Kleinstreuer C. Viscous dissipation effects in microtubes and microchannels[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47: 3159-3169.

[4] Yao D G, Kim B. Simulation of the filling process in micro channels for polymeric materials[J]. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2002, 12: 604-610.

[5] Yu T M, Wei Y X, Xu B, *et al*. Research on viscous dissipation of melt in filling flow of micro injection molding[C]//Proceedings of the 8th International Conference on Frontiers of Design and Manufacturing. Tianjin: Chinese Society of Mechanical Engineers, 2008: 156-163.

[6] 张嘉昆, 王敏杰, 李红霞, 等. 聚合物熔体微尺度流动过程粘度与粘性耗散的耦合作用[J]. 机械工程学报, 2022, 58(6): 52-61.
Zhang J K, Wang M J, Li H X, et al. Coupling effect between viscosity and viscous dissipation in the microscale flow of polymer melt[J]. Journal of Mechanical Engineering,2022,58(6):52-61.

[7] 于同敏, 永恒, 贝海鑫, 等. 微尺度通道中聚合物熔体的粘性耗散效应[J]. 化工学报,2013,64(8):2781-2787.
Yu T M, Yong H, Bei H X, *et al*. Viscous dissipation effects of polymer melts in micro-channels[J]. CIESC Journal, 2013, 64(8): 2781-2787.

[8] Zhang J, Wang M, Li H. A modified microscale viscosity model of polymer melts and experimental verification[J]. Journal of Applied Polymer Science, 2025, 142: e56319.

[9] Essawy H A, El-Sabbagh S H, Hussein A I, *et al*. New considerations on the determination of the apparent shear viscosity of polymer melt with micro capillary dies[J]. Polymers, 2021, 13: 4451.

[10] Fang C, Chen H, Zhou J, et al. Temperature dependence of polymer melt viscosity obtained based on DSC data and the consistency between thermodynamic and kinetic fragility[J]. Journal of Applied Polymer Science, 2024, 141: e55476.

[11] 徐佩弦. 高聚物流变学及其应用[M]. 北京: 化学工业出版社, 2009: 105-133.

[12] Xu B, Wang M, Yu T, *et al*. Viscous dissipation influencing viscosity of polymer melt in micro channels[J]. Journal of Mechanical Science and Technology, 2010, 24: 1417-1423.

[13] 徐斌, 王敏杰, 于同敏, 等. 微通道聚合熔体粘性耗散尺度效应[J]. 高分子材料科学与工程, 2014, 30(7): 105-109.

Xu B, Wang M J, Yu T M, *et al*. Viscous dissipation scale effect on polymer melt in micro channels[J]. Polymer Materials Science & Engineering, 2014, 30(7): 105-109.

[14] Meng L, Wu D, Kelly A, *et al*. Comparisons of the rheological behaviors of polypropylene and polymethyl methacrylate in a capillary die[J]. Journal of Applied Polymer Science, 2017, 134: 44617.

[15] 布文峰, 刘志刚, 赵耀华. 微管内部流动粘性耗散的实验研究与数值模拟[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2008(1): 160-163.

Bu W F, Liu Z G, Zhao Y H. Experimental study and numerical simulation of viscous dissipation effect for flow in microtube[J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2008(1): 160-163.

[16] Wangqing W, Baishun Z, Fan M, et al. In-line steady shear flow characteristics of polymer melt in rectangular slit cavities during thin-wall/micro injection molding[J]. Materials & Design, 2022, 223: 111266.

[17] Qiao L, Nadine A, Pierre M, et al. Monitoring and viscosity identification via temperature measurement on a polymer injection molding line[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 206: 123954.

Characterizing the True Rheological Behavior of Microscale Polymer Melts Based on the Average Temperature Rise Method of Viscous Dissipation

Mengyuan Zhao, Bin Xu, Lin Cheng, Xiaoyu An

(*Key Laboratory of Manufacturing Process Testing Technology, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China*)

ABSTRACT: Aiming at the problem that the high shear rate during micro-injection molding leads to a rise in melt temperature due to viscous dissipation, which further affects the accuracy of viscosity measurement, in this paper an average-value method based on measuring temperature rise from viscous dissipation to correct the measured viscosity was proposed, so as to obtain the real

rheological properties of polymer melts at the microscale. A twin-bore capillary rheometer was used to measure the viscosity and viscous dissipation temperature rise of polypropylene (PP) at different shear rates in a capillary die with a diameter of 500 μm. The viscosity was corrected, and the numerical simulation was compared with the experimental pressure for verification. The results show that the simulated pressure based on the corrected melt viscosity is closer to the experimental pressure. At the three inlet temperatures of 220 °C, 240 °C and 260 °C, the average relative error between the corrected simulated pressure and the experimental pressure is 2.83%, with a maximum local error of 4.82%; the average relative error of the uncorrected simulated pressure is 9.24%, with a maximum local error of 15.81%.

Keywords: viscous dissipation; microinjection molding; true rheological properties; mean value method; viscosity correction