复合材料学报 Acta Materiae Compositae Sinica
第 26 卷 第 3 期 6 月 2009 年
Vol. 26 No. 3 June 2009

文章编号：1000-3851(2009)03-0090-09

聚合物多层气辅共挤精密成型机制的数值分析

周文彦，周国发*

（南昌大学 环境科学与工程学院，南昌 330031）

摘 要： 基于传统共挤成型技术，提出一种先进的气辅多层共挤精密成型技术。研究表明，气辅共挤成型技术不仅可实现挤出制品尺寸的精确自动控制，而且还起到明显的节能降耗的效果。通过建立的稳态有限元数值算法，对传统共挤成型和气辅共挤成型的成型过程和离模膨胀过程进行了系统的对比分析研究，并探讨了气辅共挤成型消除整体离模膨胀的机制。结果表明，多层共挤成型芯壳层熔体的离模膨胀是由黏弹性熔体的二次流动引起，主要取决于芯壳层熔体二次流动的方向与强度。熔体二次流动的方向与第二法向应力差的正负号有关，而熔体二次流动的强度则与第二法向应力差大小成正比。气辅共挤成型的气辅口模段可通过气垫膜层的壁面完全滑移作用，有效减小或消除芯壳层熔体的第一和第二法向应力差，使其二次流动消失，从而达到消除口模整体离模膨胀的目的。因此，气辅多层共挤精密成型技术能精确地控制共挤成型的复合产品最终外形和尺寸与挤出口模的形状和尺寸完全相同。此外，研究结果还表明气辅共挤成型的挤出压力相对传统共挤成型可降低约 30%以上。

关键词： 黏弹性；气辅共挤成型；数值模拟；离模膨胀；机制

中图分类号： TQ320 **文献标志码：** A

Numerical investigation on the mechanism of polymer multilayer gas assisted co-extrusion precision molding process

ZHOU Wenyan, ZHOU Guofa*

(School of Environmental Science & Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

Abstract: Based on the traditional co-extraction, an advanced multilayer gas assisted co-extraction precision molding technology (GACEPMT) was put forward. The research shows that GACEPMT can not only implement the automatic and accurate control of the product dimension, but also save energy. A comparative analysis on molding process and die swelling process of traditional co-extraction and gas assisted co-extrusion was implemented by the stable finite element numerical algorithm established. Based on the above analysis, the mechanism of eliminating the co-extrusion die swell was disclosed. The research results show that the multilayer co-extrusion die swell is caused by the viscoelastic melt secondary flow, and depends on the direction and strength of the melt secondary flow. The direction of the melt secondary flow depends on the sign of secondary normal stress difference, and the strength of the melt secondary flow is proportional to the secondary normal stress difference. The gas assisted segment of a gas assisted co-extrusion die can reduce and eliminate the melt first or secondary normal stress difference by wall slip of air cushion, which eliminates the melt secondary flow near the exit of die. The goal of eliminating the co-extrusion die swell was implemented by removing the melt secondary flow. So the GACEPMT can accurately control the shape and size of gas assisted co-extracting multilayer composite products and the shape and size of the gas assisted die are completely identical. Moreover, the results show that the extracting pressure can be reduced above 30% compared with traditional co-extraction.

Keywords: viscoelasticity; gas assisted co-extrusion; numerical simulation; die swell; mechanism

在传统多层共挤成型中，聚合物黏弹特性与过程参数波动的耦合作用往往会产生波动的离模膨胀，使得生产尺寸精确或形状复杂的聚合物多层共挤复合型材在工程上仍是一项技术挑战。目前传统

收稿日期： 2008-05-26；**收修改稿日期：** 2008-09-26
基金项目： 国家自然科学基金(20274016)；江西省教育厅科技攻关项目(s00123)
通讯作者： 周国发，博士，教授，博士生导师，主要从事聚合物多相成型理论和成型技术研究 E-mail：ndzgf@163.com

共挤成型技术存在的主要问题表现在口模压降大、挤塑压力高、制品内应力和翘曲变形大、离模膨胀大、界面稳定性差、制品表面质量降低和挤出口模设计困难等[1-3]。如何解决现有聚合物共挤成型的技术难题，一直是聚合物加工成型技术研究的前沿热门领域。而产生这些技术问题的主要原因是由于在聚合物多层共挤成型流动中存在黏性包围、界面不稳定和离模膨胀等现象。而其黏性包围、界面不稳定和离模膨胀产生机制至今尚未完全弄清，使得人们还不能直接根据共挤制品的形状设计相应的共挤定型口模。目前主要采用经验试差法，其工艺和口模的设计仍处于经验试差法的不科学状态。为此如何消除传统多层共挤成型的界面不稳定和离模膨胀是解决上述工程技术难题的技术关键。基于这一工程背景，本文中提出了一种新型聚合物气辅共挤精密成型工艺。该技术通过气体辅助挤出控制系统和气体辅助共挤口模，在口模挤出过程中，使聚合物熔体和口模之间形成气垫膜层，从而使现有的非滑移黏着剪切口模挤出方式完全转化为气垫完全滑移非黏着剪切口模挤出方式。试验研究表明这种气辅共挤成型工艺可基本消除界面不稳定、翘曲变形和整体离模膨胀，这不仅可实现挤出制品尺寸的精确自动控制，还起到节能降耗的效果，相关研究国内外罕见报道。本文中通过有限元数值模拟，对聚合物气辅共挤精密成型过程进行了系统研究，揭示了该成型工艺消除界面不稳定和离模膨胀的流变学机制，为建立其科学的工艺和口模的设计方法奠定科学的理论基础。

1 理论模型的建立

1.1 理论模型

由聚合物的成型加工过程遵循的三大守恒定理，可得共挤成型控制方程为

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{1}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = 0 \tag{2}$$

式中：$\boldsymbol{u}$ 表示速度矢量；$\boldsymbol{\sigma}$ 表示应力张量，$\boldsymbol{\sigma} = -p\boldsymbol{I} + \boldsymbol{T}$，$p$ 表示压力，$\boldsymbol{T}$ 表示偏应力张量，$\boldsymbol{I}$ 为单位矩阵。

对于动量方程(2)，为了保障有限元数值算法具有高效收敛性，依据 Rajagopalan[4] 提出的黏弹分裂格式 EVSS 法，将偏应力张量 $\boldsymbol{T}$ 分为

$$\boldsymbol{T} = \boldsymbol{S} + 2\eta_2 \boldsymbol{D},\ \boldsymbol{D} = \frac{1}{2}(\boldsymbol{G} + \boldsymbol{G}^{\mathrm{T}}),\ \boldsymbol{G} = \nabla \boldsymbol{u}$$

式中：$\boldsymbol{S}$ 为聚合物黏弹偏应力张量；η_2 为溶剂的牛顿黏度；$\boldsymbol{D}$ 为应变速率张量。

本构方程采用 PTT 黏弹性本构模型

$$\exp\left[\frac{\varepsilon\lambda}{(1-\eta_r)\eta}\mathrm{tr}(\boldsymbol{S})\right]\boldsymbol{S} + \lambda\left[\left(1-\frac{\xi}{2}\right)\overset{\nabla}{\boldsymbol{S}} + \frac{\xi}{2}\overset{\Delta}{\boldsymbol{S}}\right] = 2(1-\eta_r)\eta\boldsymbol{D} \tag{3}$$

式中，$\overset{\nabla}{\boldsymbol{S}}$、$\overset{\Delta}{\boldsymbol{S}}$ 分别为聚合物黏弹性偏应力张量的上、下随体导数，定义为

$$\overset{\nabla}{\boldsymbol{S}} = \frac{D\boldsymbol{S}}{Dt} - \boldsymbol{S}\cdot\nabla\boldsymbol{u} - \nabla^{\mathrm{T}}\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{S}$$

$$\overset{\Delta}{\boldsymbol{S}} = \frac{D\boldsymbol{S}}{Dt} + \boldsymbol{S}\cdot\nabla^{\mathrm{T}}\boldsymbol{u} + \nabla\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{S}$$

其中：η_r 为黏度比，$\eta_r = \eta_2/\eta$，η 为聚合物熔体的总黏度(Pa·s)；ξ 和 ε 为无量纲材料参数，反映控制熔体剪切黏度和拉伸特性的材料参数；λ 为松弛时间(s)。

1.2 边界条件

由气辅共挤精密成型流动的特点，可知其边界条件为

进口：

$$Q = Q_{0i}(x) \qquad \forall x \in \Gamma_{\mathrm{inlet}-i} \tag{4}$$

非气辅段口模内壁：

$$u = 0 \qquad \forall x \in \Gamma_{\mathrm{wall}} \tag{5}$$

气辅段口模内壁：气辅共挤成型的技术关键是在模壁表面形成稳定的气垫膜层，气辅段熔体与模壁之间的气垫膜层作用在理论上可视为模壁滑移边界条件，气垫膜层的滑移作用可由滑移边界方程描述，其方程为

$$\tau_s = -F_{\mathrm{slip}}\left[1 - \exp\left(\frac{v_s - v_{\mathrm{wall}}}{v_c}\right)\right] \tag{6}$$

式中：τ_s 为壁面处熔体切应力；F_{silp} 为滑移系数；v_s 为壁面处熔体的切向速度；v_{wall} 是壁面移动速度，$v_{\mathrm{wall}} = 0$；v_c 为速度因子。

出口：

$$(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{n} = 0,\ (\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{\tau} = 0 \quad \forall x \in \Gamma_{\mathrm{outlet}-i} \tag{7}$$

自由膨胀表面：

$$\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n} = 0,\ (\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{n} = 0,\ (\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{\tau} = 0 \qquad \forall x \in \Gamma_{\mathrm{free}} \tag{8}$$

分层界面：

$$\boldsymbol{u}_{\mathrm{core}} = \boldsymbol{u}_{\mathrm{skin}},\ \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{u} = 0 \qquad \forall x \in \Gamma_{\mathrm{interface}}$$
$$(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{n}\,|_{\mathrm{core}} = (\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{n}\,|_{\mathrm{skin}},$$
$$(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{\tau}\,|_{\mathrm{core}} = (\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{\tau}\,|_{\mathrm{skin}} \qquad \forall x \in \Gamma_{\mathrm{interface}} \tag{9}$$

其中：Q 为进口处的熔体体积流率；$\Gamma_{\mathrm{inlet}-i}$、

$\Gamma_{\text{outlet}-i}$、Γ_{wall}、Γ_{free}、$\Gamma_{\text{interface}}$各表示口模进口、出口、模壁、自由膨胀边界、熔体分层界面；$\boldsymbol{n}$、$\boldsymbol{\tau}$为界面单位法向和切向矢量。

1.3　有限元离散模型

三维黏弹性多相多层流动数模拟的技术关键是建立一种高效稳定的有限元数值计算方法。本文中采用 Mini - Element 单元和 DEVSS - G/SUPG 有限元技术[5]来建立理论模型的稳态有限元数值算法。现以 p、$\boldsymbol{S}$、$\boldsymbol{u}$ 和 $\boldsymbol{G}$ 为基本未知量，则单元内的 p、$\boldsymbol{S}$、$\boldsymbol{u}$ 和 $\boldsymbol{G}$ 可近似表示为

$$p=\sum_{i=1}^{8}\psi_{pi}p_i,\ \boldsymbol{u}=\sum_{i=1}^{9}\psi_{ui}\boldsymbol{u}_i,$$

$$\boldsymbol{S}=\sum_{i=1}^{8}\psi_{si}\boldsymbol{S}_i,\ \boldsymbol{G}=\sum_{i=1}^{8}\psi_{Gi}\boldsymbol{G}_i \tag{10}$$

式中 ψ_i 为插值函数。为了减少计算对内存和 CPU 的要求，压力和应力采用线性插值，而对于速度，则采用含高次气泡项的六面体 Mini - Element 单元，即在六面体线性单元重心处增设一个气泡节点。$\psi_{u9}^{e}=\psi_b^e$，ψ_b^e 为 C^0 连续的高次气泡形函数，气泡函数 ψ_b^e 为

$$\psi_b^e=(1-\xi)^2(1-\eta)^2(1-\zeta)^2 \tag{11}$$

通过对气泡节点值的凝聚，从而消去方程中的气泡节点值，这样在不增加求解工作量的前提下，起到稳定求解的效果，使计算更加稳定。引入罚函数，并依据 Galerkin 和 DEVSS - G/SUPG 法，连续性方程(1)、运动方程(2)和本构方程(3)离散为

$$\iiint_{\Omega}\psi_p(p+\lambda_p\nabla\cdot\boldsymbol{u})\mathrm{d}\Omega=0 \tag{12}$$

$$\iiint_{\Omega}[\lambda_p\nabla\cdot\boldsymbol{u}+\bar{\eta}(\nabla\boldsymbol{u}+\nabla^{\mathrm{T}}\boldsymbol{u})+\boldsymbol{S}+(\eta_2-\bar{\eta})(\boldsymbol{G}+\boldsymbol{G}^{\mathrm{T}})]\times\nabla\psi_u\mathrm{d}\Omega=\iint_{\Gamma}\psi_u\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}\Gamma \tag{13}$$

$$\iiint_{\Omega}\left\{\exp\left[\frac{\varepsilon\lambda}{(1-\eta_r)\eta}\mathrm{tr}(\boldsymbol{S})\right]\boldsymbol{S}+\lambda\left[\left(1-\frac{\xi}{2}\right)(\boldsymbol{u}\cdot\nabla\boldsymbol{S}-\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}^{\mathrm{T}}\cdot\boldsymbol{S})+\frac{\xi}{2}(\boldsymbol{u}\cdot\nabla\boldsymbol{S}+\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{G}^{\mathrm{T}}+\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{S})\right]-(1-\eta_r)\eta(\boldsymbol{G}+\boldsymbol{G}^{\mathrm{T}})\right\}(\psi_s+k\boldsymbol{u}\nabla\psi_s)\mathrm{d}\Omega=0 \tag{14}$$

式中：k 为 SUPG 法的稳态因子[6]；$\bar{\eta}$ 为参考黏度；$\boldsymbol{G}$ 作为中间变量附加方程的离散为

$$\iiint_{\Omega}(\boldsymbol{G}-\nabla\boldsymbol{u})\psi_G\mathrm{d}\Omega=0 \tag{15}$$

由式(12)至式(15)，即可计算速度场、压力场和应力场。

对于界面追踪，本文中采用适合于挤出成形的三维数值模拟的流线法，这种方法对于挤出成型中大变型网格的优化不失为好的选择之一。此方法中，设初始状态结点位置为 X，变形后的结点位置为 x，则前后的关系为

$$x=X+\boldsymbol{d} \tag{16}$$

式中，$\boldsymbol{d}$ 是位移场。问题的关键就是决定 $\boldsymbol{d}$。本文中采用了 Gandharv Bhatara[7]的处理方法，其计算关系式为

$$\nabla\left\{\mathrm{tr}\left[\frac{1}{2}(\nabla\boldsymbol{d}+\nabla^{\mathrm{T}}\boldsymbol{d}-\nabla\boldsymbol{d}\cdot\nabla^{\mathrm{T}}\boldsymbol{d})\right]\boldsymbol{I}+(\nabla\boldsymbol{d}+\nabla^{\mathrm{T}}\boldsymbol{d}-\nabla\boldsymbol{d}\cdot\nabla^{\mathrm{T}}\boldsymbol{d})\right\}=0 \tag{17}$$

2　成型机制的数值分析

2.1　模拟条件

本文中采用图 1 所示实体模型，气辅共挤口模沿共挤流动方向(z 方向)分为口模进口区(z 坐标为 $-0.15\sim-0.1$ m)、口模混合区(z 坐标为 $-0.1\sim0$ m)和离模膨胀区(z 坐标为 $0\sim0.2$ m)3 个区。口模混合段为气辅段。采用正六面体最小单元进行网格划分。其 PTT 模型参数见表 1。

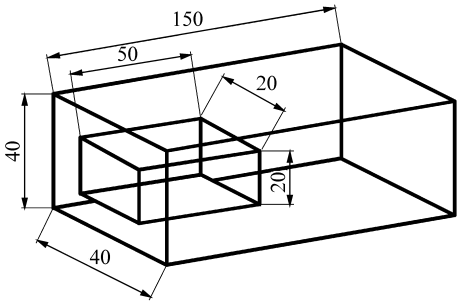


图 1　实体模型(单位：mm)

Fig. 1　Solid model(unit: mm)

表 1　模型参数

Table 1　Parameters of PTT model

Name of item	η/(Pa·s)	λ/s	ξ	ε	η_r
Core melt	10000	1	0.005	0.10	0.030
Skin melt	19500	1	0.220	1.87	0.067

2.2　模拟结果与分析

固定壳层进口流量为 1×10^{-6} m^3/s，芯层进口流量变化影响的模拟结果如图 2(a)、图 3 所示；固定芯层进口流量为 1×10^{-6} m^3/s，壳层进口流量变化影响的模拟结果如图 2(b)、图 4 所示。研究结果

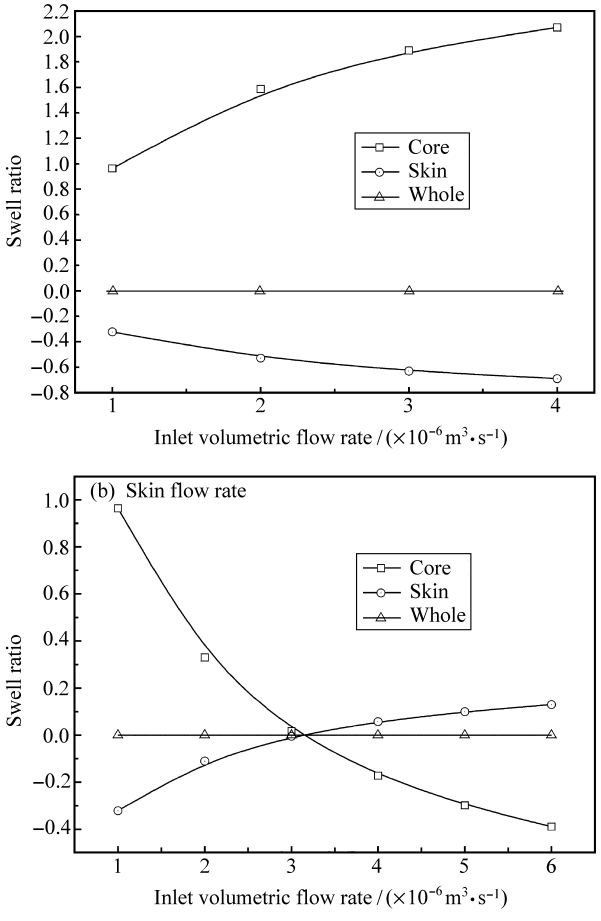


图 2　芯层及壳层进口流量与气辅共挤离模膨胀比的关系

Fig. 2　Relations of core and skin melt inlet volumetric flow rate and die swell ratio

表明，当芯层进口流量变化时，气辅共挤成型的芯层熔体表现为离模膨胀，而壳层熔体表现为离模收缩。随着芯层熔体流量增大，芯层熔体离模膨胀率和壳层熔体离模收缩率均增加，使芯层熔体离模膨胀和壳层熔体离模收缩相互抵消，使制品整体不出现离模膨胀。而随着壳层熔体流量增大，芯层熔体离模膨胀率和壳层熔体离模收缩率均减小，芯层熔体由离模膨胀变为离模收缩，而壳层熔体由离模收缩变为离模膨胀，也使芯层熔体离模收缩和壳层熔体离模膨胀相互抵消，使制品整体不出现离模膨胀。从图 2(b)和图 4～图 6 可对比分析传统共挤成型与气辅共挤成型离模膨胀，研究表明：在不同进口流量下，气辅共挤成型均能够消除口模的整体离模膨胀和过程参数波动所产生的不良影响，能精确控制共挤出的复合产品最终外形、尺寸与挤出口模的形状、尺寸相同，实现精密共挤成型。而传统共挤成型芯壳层熔体和口模整体的离模膨胀随壳层进口流量增加而减小，传统共挤成型整体离模膨胀或

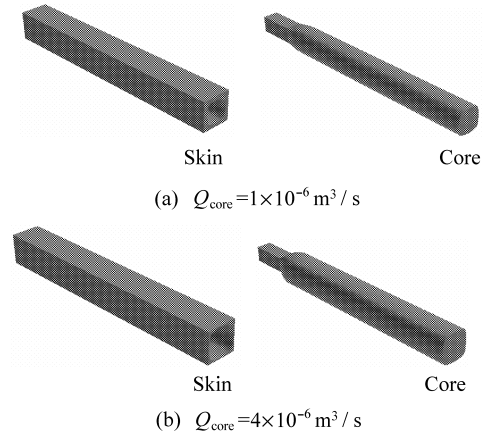


图 3　芯层进口流量与气辅共挤离模膨胀三维形貌

Fig. 3　Core melt inlet volumetric flow rate vs three dimensional swell pattern of gas assisted co-extrusion

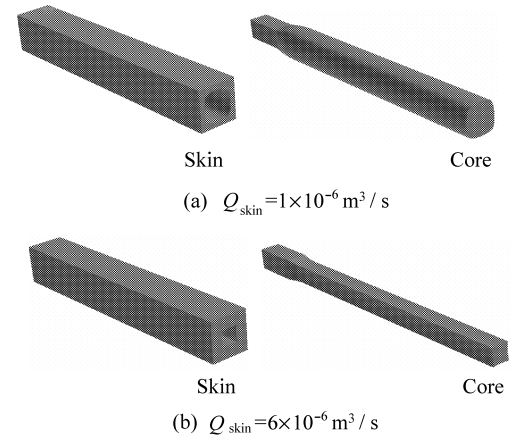


图 4　壳层进口流量与气辅共挤离模膨胀三维形貌

Fig. 4　Skin melt inlet volumetric flow rate vs three dimensional swell pattern of gas assisted co-extrusion

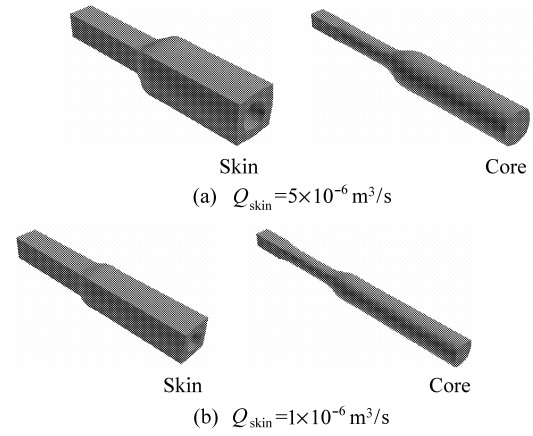


图 5　壳层进口流量与传统共挤离模膨胀三维形貌

Fig. 5　Skin melt inlet volumetric flow rate vs three dimensional swell pattern of traditional co-extrusion

离模收缩较大，且受过程参数波动影响，难以精确控制制品外形与尺寸。

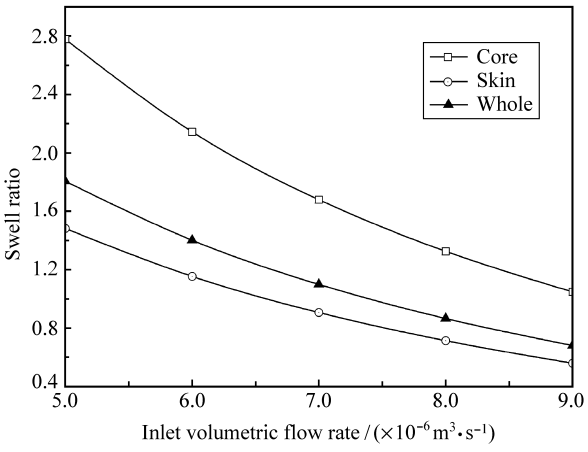


图 6　壳层熔体进口流量与传统共挤成型离模膨胀的关系

Fig. 6　Relation of skin melt inlet volumetric flow rate and the die swell of traditional co-extrusion

2.3　影响机制分析

传统挤出成型离模膨胀机制的观点认为挤出成型的离模膨胀随着熔体的第一法向应力差 N_1 的增加而增大，而与第二法向应力差 N_2 无关[8-9]。Tanner[8]给出的 PTT 黏弹性熔体的传统挤出成型口模离模膨胀比的预测公式为

$$\frac{D}{d}=\left[1+\left(\frac{N_1}{2\tau}\right)^2_{\text{wall}}\right] \tag{18}$$

气辅共挤成型模壁在达到完全滑移条件下，其模壁处的剪切应力趋于零，则由式(18)可推出气辅共挤成型芯、壳层熔体的离模膨胀比趋于无限大。这显然与图 2 和图 3 的模拟结果相矛盾。由于气辅共挤成型的多相分层流动存在着各分层界面应力和壁面滑移之间的相互耦合，导致其多相分层流动成型过程具有特殊的流动输运规律和动力学特征，使得气辅共挤成型的离模膨胀规律和机制与传统单相挤出成型和共挤成型有着一定差别。

本文中从二次流动的角度揭示气辅共挤成型离模膨胀的流变学机制。认为气辅共挤口模芯壳层熔体离模膨胀从变形角度来讲是口模出口处芯壳层熔体横向变形的增大，但从流体动力学的角度来讲，这一变形过程可以看作横向的流动过程。因为横向的流动过程与挤出的主流动方向垂直，所以称这种流动为二次流动。由此可见，共挤口模芯壳层熔体离模膨胀程度应与成型过程中熔体的二次流动的强弱和方向有关，向外的二次流动越强，则共挤口模芯壳层熔体离模膨胀应越大。而 Yue[10-11] 等的研究表明黏弹性熔体的二次流动是由其第二法向应力差驱动产生的，二次流动的强弱正比于第二法向应力差，黏弹性熔体的第二法向应力差越大，则其二次流动越强。由此可以推论，共挤口模出口处第二法向应力差绝对值越大，则共挤口模出口处向外的二次流动越强，导致共挤口模芯壳层熔体的离模膨胀增加。

图 7 为气辅共挤成型壳层进口流量与第一法向应力差关系的模拟研究结果。研究结果表明在口模进口区附近，气辅共挤成型芯层熔体的第一法向应力差较大，却几乎不随壳层进口流量而变；而壳层熔体的第一法向应力差较大，却随着壳层进口流量的增加而增大。但在熔体进入混合区(气辅段)后，芯壳层熔体的第一法向应力差迅速减小，在熔体进入气辅段不到 50 mm 范围内，芯壳层熔体的第一法向应力差已趋于零。可见，气辅共挤成型第一法向应力差与其离模膨胀关联关系不满足式(18)，传统挤出成型口模离模膨胀的机制和规律不能用于气辅共挤成型。

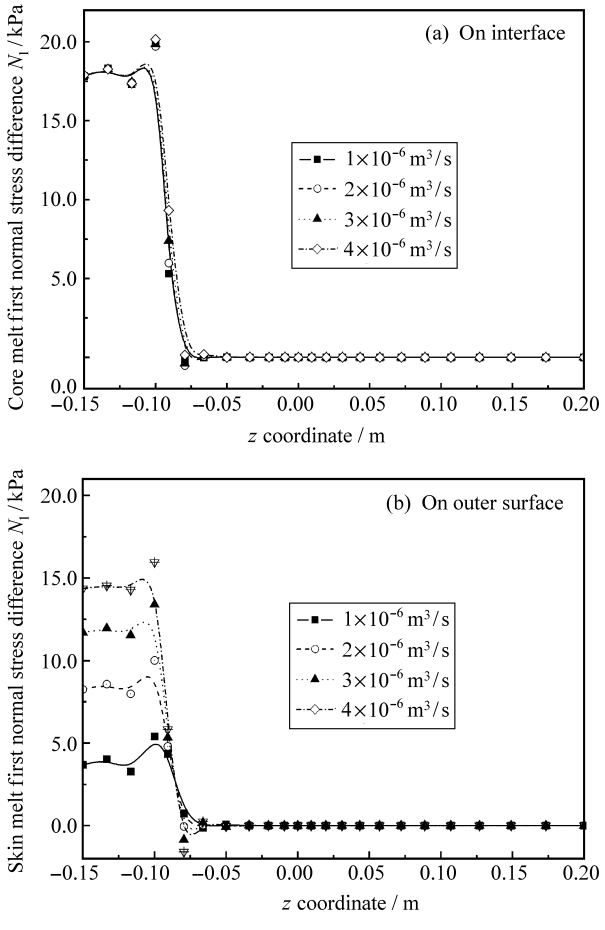


图 7　气辅共挤成型壳层进口流量与第一法向应力差的关系

Fig. 7　Skin melt inlet volumetric flow rate vs first normal stress difference of gas assisted co-extrusion

气辅共挤成型能完全消除整体口模离模膨胀的流变学机制应从第二法向应力差和二次流动方面进行分析。图 8 为气辅共挤成型壳层进口流量与第二法向应力差关系的模拟研究结果。结果表明，当壳层熔体进口流量为 1×10^{-6} m^3/s 时，在口模气辅段进口 50 mm 内，气辅共挤成型分层界面上芯层熔体的第二法向应力差为负，表明芯层熔体的二次流动为向外膨胀流动，因而导致芯层熔体产生离模膨胀；而其分层界面上壳层熔体的第二法向应力差为负，表明分层界面上壳层熔体为向外的二次流动，而外表面壳层熔体由于壁面约束，不能运动，因而导致其壳层熔体产生离模收缩。当壳层熔体进口流量为 4×10^{-6} m^3/s 时，在口模气辅段进口附近（$z=-0.08$ mm 处），气辅共挤成型分层界面上芯层熔体的第二法向应力差为正，表明芯层熔体的二次流动为向内离模收缩流动，因而导致芯层熔体产生离模收缩；而在口模气辅段进口附近（$z=-0.08$ mm 处），其分层界面上壳层熔体的第二法向应力差变为正，表明分层界面上壳层熔体为向内的二次流动，因此导致其壳层熔体产生离模膨胀。由此可见，气辅共挤成型随着壳层熔体进口流量增加，芯壳层熔体的第二法向应力差均增加，且由负变为正，导致其芯层熔体由离模膨胀转为离模收缩，而壳层熔体由离模收缩转为离模膨胀。在芯壳层熔体进入气辅段不到 50 mm 后的范围，其第二法向应力差趋于零，此后熔体二次流动消失，气辅共挤成型芯壳层熔体的离模膨胀或离模收缩过程结束。所以在不同流量条件下，气辅共挤成型均能够消除口模的整体离模膨胀和过程参数波动所产生的不良影响，精确控制共挤出的复合产品最终外形、尺寸与挤出口模的形状、尺寸相同，实现精密共挤成型。显然，这一分析结论与图 3 的离模膨胀的研究结果相吻合，证明了本机制观点的正确性。

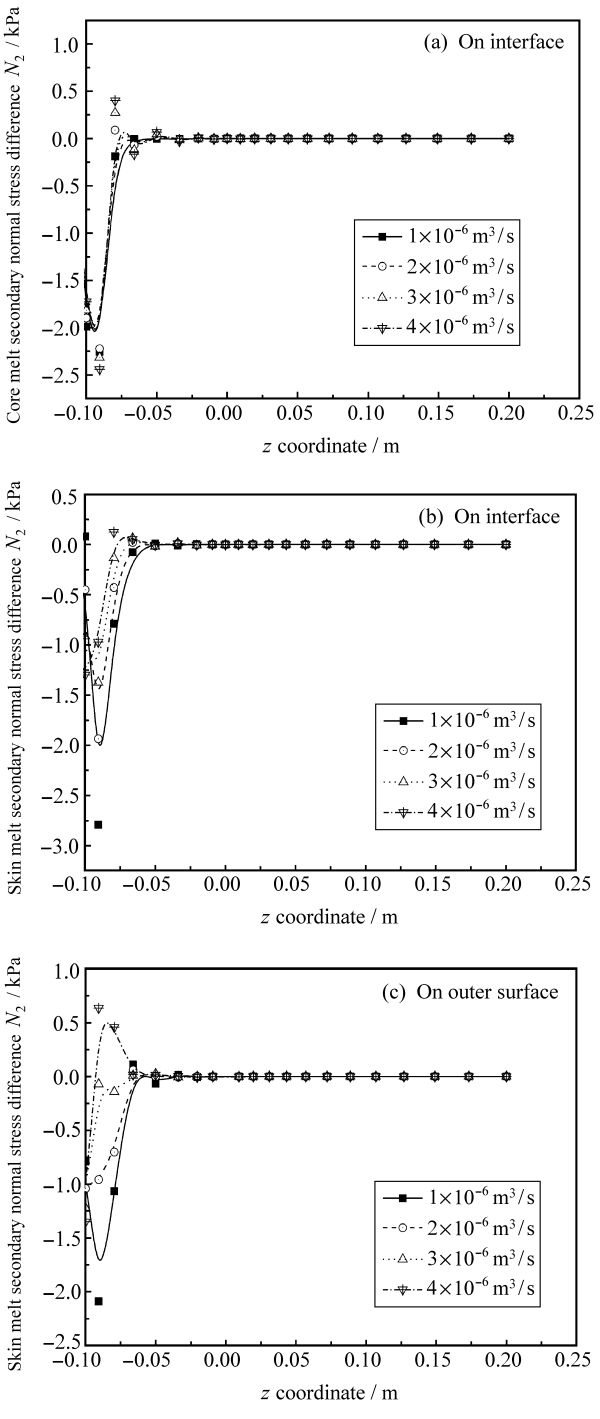
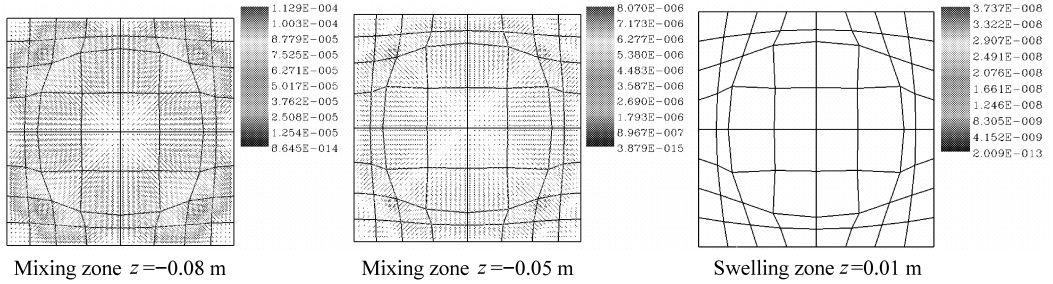


图 8 气辅共挤成型壳层进口流量与第二法向应力差关系

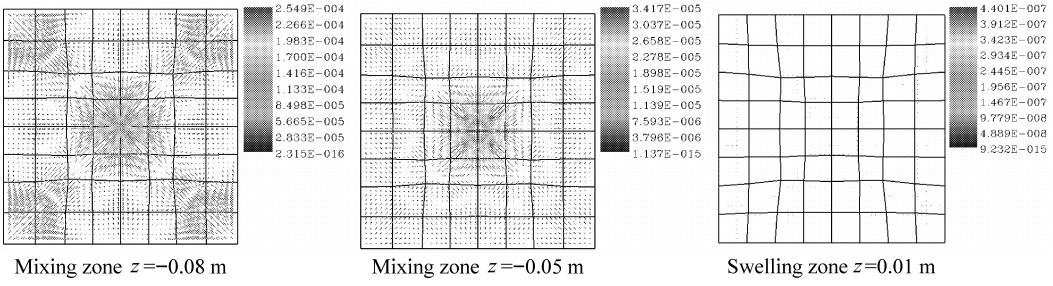
Fig. 8 Skin melt inlet volumetric flow rate vs secondary normal stress difference of gas assisted co-extrusion

图 9 为壳层进口流量与熔体二次流动关系的模拟结果。研究结果表明，在口模气辅段进口附近（$z=-0.08$ mm 处），随着壳层熔体进口流量增加，芯层熔体的二次流动由向外的膨胀流动变为向内的收缩流动，而在进入气辅段不到 50 mm 范围内，芯壳层熔体的二次流动趋于消失。由此可见，二次流动场的模拟结果与上述依据第二法向应力差分析二次流动的结论相吻合，这就从第二法向应力差与二次流动的关系进一步验证了本文中提出的观点。研究结果表明熔体二次流动的方向与第二法向应力差正负号有关，为正向内，为负向外，而其强度则正比于第二法向应力差大小。

图 10 为传统共挤成型和气辅共挤成型外表面壳层熔体第二法向应力差与壳层进口流量的关系的对比研究结果。图中表明在进入混合区后，气辅共



(a) $Q_{skin}=1\times10^{-6}\ m^3/s$



(b) $Q_{skin}=4\times10^{-6}\ m^3/s$

图 9　气辅共挤成型壳层进口流量与熔体二次流动关系

Fig. 9　Relation of skin melt inlet volumetric flow rate and melt secondary flow in gas assisted co-extrusion

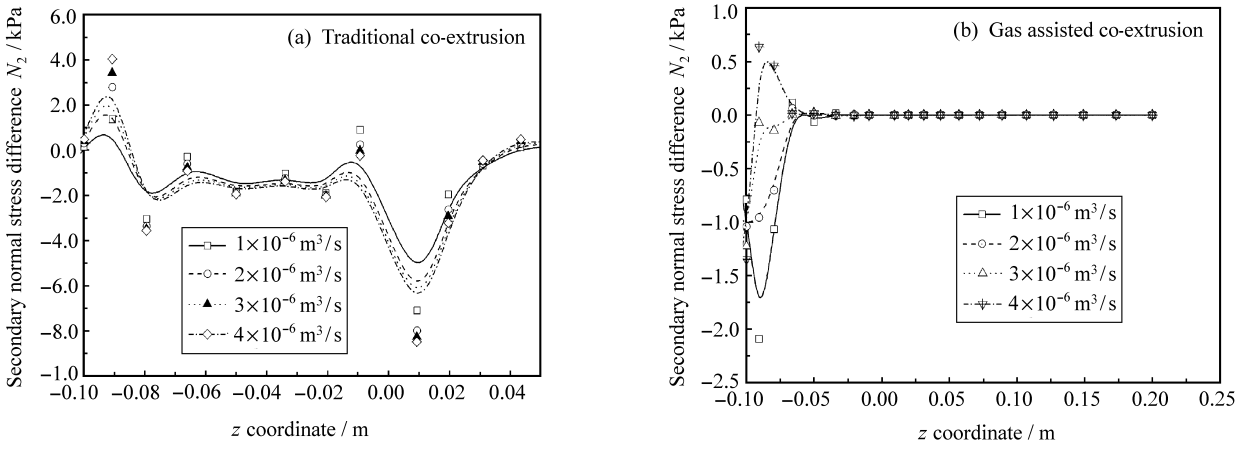


图 10　传统共挤成型和气辅共挤成型外表面壳层熔体第二法向应力差与壳层进口流量关系

Fig. 10　Relations of outer surface skin melt secondary normal stress difference and skin melt inlet volumetric flow rate in traditional co-extrusion and gas assisted co-extrusion

挤成型外表面壳层熔体第二法向应力差趋于零，表明此区域熔体的二次流动消失，所以气辅共挤成型可消除整体离模膨胀；而传统共挤成型外表面壳层熔体第二法向应力差为负，数值在 1×10^3 数量级上，表明此区域熔体的二次流动较大，所以传统共挤成型离模膨胀或收缩大。对比研究表明气辅共挤成型消除口模整体离模膨胀的主要原因是在气辅段，通过气辅控制装置，使壳层熔体与模壁之间形成气垫膜层，使得熔体与壁面之间由黏着非滑移挤出机制变为非黏着完全滑移挤出机制，导致气辅段出口附近区域的外表面壳层熔体的第二法向应力差为零，从而使其二次流动消失。

非黏着完全滑移挤出方式使气辅段出口附近区域的外表面壳层熔体的第二法向应力差为零的流变学机制是：气辅段通过气辅控制装置，使壳层熔体与模壁之间形成气垫膜层，导致熔体与壁面完全滑移，使得熔体与壁面间无剪切作用，这可使沿口模横截面的速度分布趋于均匀，导致成型过程中的切

变速率减小，且趋于零。第一和第二法向应力差与切变速率成正比，这必然导致芯壳层熔体的第一和第二法向应力差减小，且趋于零。为了验证这一推论，本文中对传统共挤与气辅共挤成型速度分布规律进行了对比分析，图 11 为速度场矢量对比分析结果。由图可见，对于传统共挤成型，各层熔体进入口模混合段后，速度场明显存在梯度，使其切变速率较大，因而此区域第二法向应力差大。传统共挤成型通过口模出口后的离模膨胀，使速度分布均匀，从而使切变速率趋于零。由此可见，传统共挤成型是通过口模出口后的熔体离模膨胀，来释放第一和第二法向应力差，当离模膨胀完毕，第一和第二法向应力差则为零；对于气辅共挤成型，各层熔体进入口模混合段(口模气辅段)后，熔体流动迅速达到稳定，速度场在气辅段沿横截面和轴向达到均匀分布，使切变速率趋于零，因而此区域第二法向应力差趋于零。综上所述，气辅共挤成型的气辅口模段可通过气垫膜层的减黏降阻和壁面完全滑移作用，有效减小或消除芯壳层熔体的第一和第二法向应力差，从而达到消除口模整体离模膨胀的目的，自然也消除了工艺参数和流变性能参数变化产生的尺寸和形状的波动，具备精密挤出成型的条件。模拟研究还表明在相同进口流量条件下，气辅共挤成型挤出压力仅为传统共挤成型挤出压力的 70%，由此可见，气辅共挤成型还具有显著的节能效果。

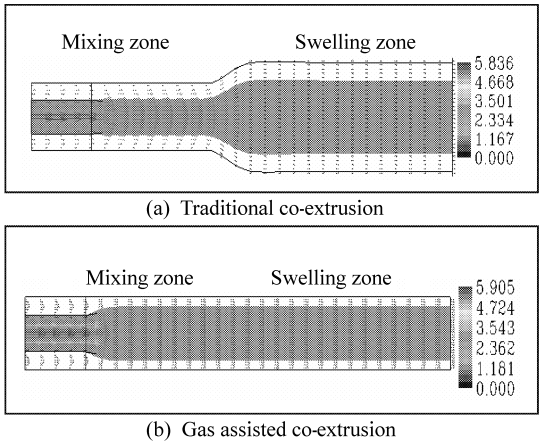


图 11 传统共挤及气辅共挤成型速度场对比图(单位：mm/s)

Fig. 11 Comparison of the velocity field between traditional co-extrusion and gas assisted co-extrusion(unit: mm/s)

综上所述，多层共挤成型熔体的离模膨胀取决于熔体的二次流动的强度和方向，而二次流动的强度取决于熔体的第二法向应力差大小，而二次流动的方向取决于第二法向应力差正负号，为正向内，为负向外。气辅共挤成型是通过气辅控制装置，在气辅段使壳层熔体与模壁之间形成气垫膜层，使得熔体与壁面之间由黏着非滑移挤出机制变为非黏着完全滑移挤出机制。正是由于气辅段的非黏着完全滑移挤出方式，使得各层熔体的速度场在气辅段沿横截面和轴向达到均匀分布，导致变速率趋于零，引起气辅段出口附近区域的芯壳层熔体的第二法向应力差趋于零，从而消除了此区域的熔体的二次流动，以达到消除整体离模膨胀，实现精密挤出成型的目的。同时在口模设计上，也解决了由于离模膨胀引起的共挤口模难于设计的技术难题。

3 结 论

(1) 多层共挤成型的离模膨胀是由黏弹性熔体的二次流动引起，其离模膨胀主要取决于成型过程中熔体的第二法向应力差大小和方向。

(2) 熔体二次流动的方向与第二法向应力差的正负号有关，为正向内，为负向外，而熔体二次流动的强度则与第二法向应力差大小成正比。

(3) 气辅共挤成型的气辅口模段可通过气垫膜层的减黏降阻和壁面完全滑移作用，有效减小或消除芯壳层熔体的第一和第二法向应力差，使其二次流动消失。

(4) 气辅共挤成型在不同成型条件下均能消除口模整体离模膨胀，自然也消除了工艺参数和流变性能参数变化产生的尺寸和形状的波动，使其具备了精密共挤成型条件。气辅共挤成型能精确控制成型的多层复合产品最终外形和尺寸与挤出口模的形状及尺寸完全相同。

(5) 气辅共挤成型还具有显著的节能效果，能使气辅共挤成型的挤出压力相对传统共挤成型降低约 30%。

参考文献：

[1] Anderson P D, Dooley J, Meijer H E H. Viscoelastic effects in multilayer polymer extrusion [J]. Applied Rheology, 2006, 16(4): 198-205.

[2] Zhang Min, Sun Sheng, Jia Yuxi. Three-dimensional finite element simulation and analysis of half-club co-extrusion processes [J]. Polymer Plastics Technology and Engineering, 2008, 47(4): 384-388.

[3] Miller J C, Rallison J M. Instability of coextruded elastic

liquids at high Weissenberg number [J]. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, 2007, 143(2/3): 88-106.

[4] Rajagopalan D, Armstrong R C, Brown R A. Finite element methods for calculation of steady viscoelastic flow using constitutive equations with a Newtonian viscosity [J]. J Non-Newtonian Fluid Mech, 1990, 36: 159-192.

[5] Avino G D, Maffettone P L, Hulsen M A, et al. Numerical simulation of planar elongational flow of concentrated rigid particle suspensions in a viscoelastic fluid [J]. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, 2008, 150(2/3): 65-79.

[6] 周国发，柳和生，何成宏，等. 共注成型芯壳层熔体粘度对芯壳层界面和移动前沿界面形貌的影响[J]. 复合材料学报，2004, 21(4): 24-28.
Zhou Guofa, Liu Hesheng, He Chenghong, et al. Effect of core-skin viscosity ratio on the formation of layer interface and moving melt fronts during molding filling of co-injection [J]. Acta Materiae Compositae Sinica, 2004, 21(4): 24-28.

[7] Bhataraa G. A computational study of the effects of viscoelasticity on the interfacial dynamics of free surface displacement flows [D]. Stanford, USA: Stanford University, 2004.

[8] Tanner R I. A theory of die-swell revisited [J]. J Non-Newtonian Fluid Mech, 2005, 129: 85-87.

[9] 黄树新，鲁传敬. 黏弹流体挤出胀大的数值模拟研究进展[J]. 力学进展，2004, 34(3): 856-862.
Huang Shuxin, Lu Chuanjing. Advances in the numerical investigations on extrudate on extrudate swell of viscoelastic fluid [J]. Advances in Mechanics, 2004, 34(3): 856-862.

[10] Yue P T, Dooley J, Feng J J. A general criterion for viscoelastic secondary flow in pipes of noncircular cross section [J]. Journal of Rheology, 2008, 52(1): 315-332.

[11] Hashemabadi S H, Etemad S G. Effect of rounded corners on the secondary flow of viscoelastic fluids through non-circular ducts [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(11/12): 1986-1990.