

静电纺丝射流理论研究进展

张 罗, 谭 晶, 李好义, 阎 华, 丁玉梅, 杨卫民*

(北京化工大学 机电工程学院, 北京 100029)

摘要:静电纺丝技术是制备连续纳米纤维最为快速、高效的方法之一,已得到广泛关注,存在巨大应用潜力。为揭示纺丝过程射流行为机理,研究者从溶液或熔体喷射实验出发,围绕其射流理论模型进行了大量的研究。作者从射流的产生、射流稳定运动的规律、射流不稳定三个角度综述了国内外静电纺丝射流理论研究现状及进展,重点介绍了静电纺丝射流的数学及物理模型理论研究,分析了静电纺丝理论亟需解决的问题,为进一步研究静电纺丝理论和指导静电纺丝工艺研究提供参考。

关键词:静电纺丝; 纳米纤维; 射流; 理论模型

随着科技的发展,社会对纳米材料的要求越来越高,静电纺丝作为制备聚合物纳米纤维最有前景的工艺方法,受到学术界和工业界的普遍重视^[1]。纳米纤维由于具有高比表面积、高孔隙率等优异的物化特性,使其突破纺丝传统应用,并向生物医药、高效过滤、支架负载、电池隔膜和组织工程等新领域延伸^[2]。目前,国内外大多数的研究都集中于静电纺丝设备参数、工艺条件和方法^[3]。静电纺丝技术分为溶液静电纺丝和熔体静电纺丝两种,两种方法都能够制备出较细的纤维,但是各自都存在不足^[4],关键是缺乏对基础的理论进行研究,从而难以对相应的纺丝工艺形成指导。同时,静电纺丝过程相对复杂,涉及到静电学、流变学、电流体力学和化学等众多学科^[5],因此,对静电纺丝基础理论的研究不仅充满挑战,而且也是非常必要的。本文对静电纺丝的射流理论研究进行了总结,最后展望了几点静电纺丝将来的理论研究方向。

1 射流形成基本原理

聚合物溶液或者熔体在高压静电场的电场力作用下,产生形变继而形成泰勒锥^[6],随着施加电压增大,流体克服表面张力和粘性阻力从泰勒锥锥尖产生带电喷射流,溶液或熔体射流在喷射过程中由于溶剂挥发或者热量散失而固化,最终到达接收装置形成超细纤维,直径一般在数十纳米到微米间^[7]。早在1934年,Formalas^[8]首次详细描述了利用高压静电来制备纳米纤维的装置并申请了相关专利,被公认为静电纺丝技术制备纤维的开端。对射流的研究大致集中于泰勒锥、直线稳定段、不稳定段三个部分,如图1所示。

2 射流产生机理

泰勒锥作为纺丝过程中最重要的部分,研究者从粘度、表面张力等因素出发已做了大量的基础性研究,并得到了相关的临界电压或电场理论。

1969年,Taylor^[9]将 Zeleny 的实验测量与 Van Dyke 的计算进行对比验证,改进实验装置并进行了

10.14028/j.cnki.1003-3726.2015.08.001

收稿:2014-12-29;修回:2015-03-30;

基金项目:北京市自然科学基金资助项目(2141002);

作者简介:张罗(1990—),男,硕士研究生,研究方向为熔体静电纺丝;

* 通讯联系人,E-mail: yangwm@mail.buct.edu.cn.

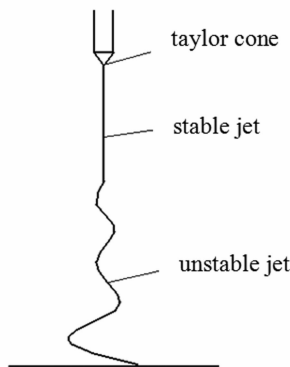


图 1 三个主要研究点示意图

Figure 1 Diagram of the three main research parts

射流临界电压的实验,详细描述了在电场力作用下,毛细管尖端的液滴形成泰勒锥并产生喷射流的情况。用数学表达式描述了液滴在毛细管口的平衡状态,得到了临界电压的近似表达式,如下。

$$V^2 = 4 \frac{H^2}{L^2} \left[\ln \frac{2L}{R} - \frac{3}{2} \right] (0.117\pi\gamma R) \quad (1)$$

式中: V 为临界电压; H 为毛细管到地面的距离; L 为毛细管的长度; R 为毛细管的半径; γ 为液体的表面张力。

Carson 等^[10]研究了静电作用下毛细管尖端的下垂半球形液滴,用高速摄像方法记录并揭示了在不同压力条件下的喷射机理,参考了 Rayleigh^[11]假设的关于球状半径公式,推导并建立了喷射形成的临界电压与表面张力的数学关系表达式。

$$V = 300 \sqrt{2\pi\gamma h} \quad (2)$$

式中: h 为液滴的半径。

Larrondo^[12]首次对聚合物下垂熔滴形变进行了探索,研究了熔滴形变,并将之与场强大小、频率和表面张力等建立关系。

3 射流稳定运动规律

对直线稳定段的研究较为关键,它影响不稳定段及最终纤维直径。研究者同样做了大量研究,得到了如控制、半径、轴向电场及纤维速度等理论。

3.1 控制与半径模型

1998 年,Spivak 等^[13]考虑到了质量、动量、电荷等因素,假设射流为沿电场方向延伸并轴对称的理想模型,建立稳态射流的力学模型控制方程。同时又假设用简单线性对称一维来代替复杂的三维问题,得到了射流半径的微分方程,并进一步求解得到了临界射流半径方程。

半径微分方程:

$$\frac{d}{dz} \left\{ \tilde{R}^{-4} + (N_w \tilde{R})^{-1} - N_E^{-1} \tilde{R}^{-2} - N_R^{-1} \left[\frac{d\tilde{R}^{-2}}{dz} \right]^m \right\} = 1 \quad (3)$$

临界半径方程:

$$R^* = 2[\epsilon_0 \sigma_s]^{1/3} \left(\frac{Q}{J} \right)^{2/3} \quad (4)$$

式中: $\tilde{R}$ 为无因次射流半径; $\tilde{z}$ 为无因次轴向坐标; N_w 为韦伯系数,表示惯性力和表面张力的比值; N_E 为欧拉系数,表示惯性力与静电力的比值; N_R 为雷诺系数,表示惯性力与粘度的比值; R^* 为临界半径; ϵ_0 为

真空介电常数; σ_s 表面张力系数; Q 为容积流率; J 为电流。

该模型由于采用一维线性对称来代替实际的三维复杂情况的假设,并不能反映实际的射流,模型相对理想。

Reneker 等^[14]对溶液静电纺丝的不稳定阶段进行了详细的研究,提出了线性粘弹性射流模型,把射流单元看作粘弹性哑铃结构,采用了线性麦克斯韦方程组对射流进行了数学描述,进一步将整个纺丝纤维简化为珠串模型,并得到了半径矢量控制方程。

半径矢量控制方程:

$$m \frac{d^2 r_i}{dt^2} = \sum_{j=1, N} \frac{e^2}{R_{ij}^3} (r_i - r_j) - e \frac{V_0}{d} k + \frac{\pi a_{ui}^2 \alpha_{ui}}{I_{ui}} (r_{i+1} - r_i) - \frac{\pi a_{di}^2 \alpha_{di}}{I_{di}} (r_i - r_{i-1}) - \frac{\eta \pi (a_{ui}^2)_{av} \alpha_{ui}}{(x_i^2 + y_i^2)^{1/2}} \times [i | x_i | \text{sign}(x_i) + j | y_i | \text{sign}(y_i)] \quad (5)$$

式中: r 为射流半径; G 为弹性模量; I 为电荷间距离; α 为截面应力; μ 为粘度; d 为纺丝间距; v 为运动粘度; m 为质量; e 为单位电荷; a 为截面半径。

Ko^[15,16]参考了 Eringen^[17]的电磁流体动力学方程,通过修改麦克斯韦的电场流体方程、受电场影响的热流体的 N-S 方程和流体本构方程建立了一个完善的电磁流体动力学控制方程,但是他们的模型都相对复杂。

2003 年,Theron 等^[18]对溶液静电纺丝中的各项实验参数进行了详细的研究,为溶液纺丝提供了更丰富的参考。但是 Theron 对参数的计算大多是借助经验公式,在适用性方面具有很大的局限性。同年, Fridrikh 等^[19]考虑到各工艺参数对静电纺纳米纤维的影响,提出了一个简易模型,并得到了运动方程和半径预测方程。

运动方程:

$$\rho \pi r^2 \ddot{x} = 2 \pi r \sigma_0 E_\infty \cdot \dot{\xi} + \left(\pi \gamma + \frac{r \epsilon}{2} \beta (E_\infty \cdot \dot{t})^2 + \frac{2 \pi^2 r \sigma_0^2}{\epsilon} (3 - 2 \ln \chi) \right) \frac{r}{R} \quad (6)$$

半径预测方程:

$$r_t = \left(\gamma \frac{Q^2}{J^2} \frac{2}{\pi (2 \ln \chi - 3)} \right)^{1/3} \quad (7)$$

式中: $\dot{t}$ 为单位切向向量; $\dot{\xi}$ 为单位向量; ϵ 为流体介电常数; $\beta = (\epsilon/\epsilon_0) - 1$; ρ 为密度; Q 为流率; E_∞ 为施加电场; χ 为无因次量; r_t 为预测半径; σ_0 为初始电荷密度。

这些模型都较理想,没得到实验验证,在实际的应用中存在很大的困难。

2004 年,何吉欢^[20]在他的文章中首次提出了将异速生长模型运用到静电纺丝,认为大部分描述射流半径与距喷嘴轴向距离的关系都可以用异速生长模型来表示。当纺丝处于初始稳定阶段、不稳定阶段和最终阶段时,尺度因子值分别为 $-1/2$ 、 $-1/4$ 、 0 。该模型简易且能反应二者关系的大致趋势。

$$r \sim Z^b \quad (8)$$

式中: Z 为距喷嘴原点的轴向距离; b 为变分尺度因子。

2006 年,王玉芹等^[21,22]考虑到热量、电及流体本身的耦合影响,建立了平衡方程,通过修改麦克斯韦的电流场方程、受电场影响的 N-S 方程和流体本构方程,得到了改进的 Spivak-Dzenis 模型。但该模型没有热效应作用,整体模型相对复杂。

3.2 切向电场

2001 年,Shin^[23]通过实验详细研究了带电射流及不稳定现象,考虑了流体参数和工艺参数对射流的影响,得到了无量纲质量、电荷守恒及 N-S 方程,并由库伦定律推导出了射流内部切向电场方程。

切向电场:

$$E(z) = E_\infty(z) + \int ds \frac{\lambda(s)}{|x - r(s)|} \approx E_\infty(z) + \ln \frac{r}{l} \left(\frac{\beta}{2} (a_z^2 E(z))' - \frac{4 \pi}{\epsilon} a_z \sigma \right) \quad (9)$$

式中: $E(z)$ 为 z 处切向电场; $\lambda(s)$ 为线电荷密度; l 为纤维长度; σ 为面电荷密度。

Feng^[24] 在 2002 年对 Hohman 的模型进行改进, 引入了本构方程来说明粘弹性聚物流体的流变学行为, 但只考虑了射流的稳定拉伸阶段, 同时对非牛顿流体的稳定性进行分析, 观察了射流延伸细化、和扭曲硬化的现象。认为射流内部电势由表面自由电荷和感应电荷决定, 并通过控制方程推导得到了最终的纤维轴向电场强度方程。

$$E(z) = E_{\infty}(z) - \left[\frac{1}{\epsilon_0} (\sigma R)' - \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \right] \frac{(ER^2)''}{2} \right] \ln \left(\frac{d}{R_0} \right) \quad (10)$$

式中: R_0 为初始射流半径。

2006 年, Carroll 等^[25] 以 Feng 改进的细长体理论为基础对等温的聚合物熔融体射流进行建模分析, 对于非牛顿流体, 引入与流体动量方程、连续性方程、高斯定律相关的 Oldroyd-B 和 FENE-P 模型以及电场方程, 得到如下射流控制模型。

质量守恒:

$$\pi R^2 u = Q \quad (11)$$

电荷守恒:

$$\pi R^2 KE + 2\pi Ru\sigma = J \quad (12)$$

动量守恒:

$$\rho uu' = \rho g + \frac{F_T'}{\pi R^2} + \frac{\gamma R'}{R^2} + \frac{\sigma \sigma'}{\epsilon_0} + (\epsilon - \epsilon_0) EE' + \frac{2\sigma E}{R} \quad (13)$$

式中: F_T 为拉伸强力; r_0 为起始射流半径; u 为速度; K 为电导率。

3.3 射流自组织与纤维速度

2008 年, David Lukas 等^[26], 详细研究了自由液体表面射流的自组织过程, 参考了物理波传播方程, 并得到了射流间距计算公式, 如下。

$$\lambda = 12\pi\gamma / [2\epsilon E^2 + \sqrt{(2\epsilon E^2)^2 - 12\gamma\rho g}] \quad (14)$$

式中: λ 为射流间距; g 为重力加速度。

Larrondo^[27,28] 是第一个对熔体静电纺丝开展实验的, 并对射流运动规律进行了相关探索, 采用硅油为模拟流体, 高速摄像捕捉记录粒子的方法得到了射流某点的速度公式。

$$V_x = ce^{b(x)} (1 + c_1 r^2) \quad (15)$$

$$V_r = -c \frac{\partial [b(x)]}{\partial x} e^{b(x)} \left(\frac{r}{2} + c_1 \frac{r^3}{4} \right) \quad (16)$$

式中: V_x 为轴向速度; V_r 为径向速度; x 为粒子轴向移动距离; r 为粒子到射流中心轴间距; c 为稳定电场强度; c_1 为 x 的函数; $b(x)$ 为电场强度的函数。

3.4 非等温模型

Eduard^[29] 参考细长体理论并结合了动量、连续性、能量方程、高斯定律和非等温 Giesekus 本构模型, 对带电粘性流体的自由表面射流区建立稳定熔融模型。

$$G(T, S) = G_0 f_k^2 \exp \left\{ 1 - \frac{U_0^*}{Rig(T - T_{\infty})} \right\} \exp \left\{ - \frac{K_G T_{m0}^2 (1 + Tf_T)}{2T^2 (1 - Tf_T)} \right\} \quad (17)$$

式中: T 为温度; S 为配置参数; G_0 为固定因子; U_0^* 为平衡链运动活化能; Rig 为气体常数; K_G 为晶核常数; f_T 为晶核增强因子。

2010 年, Eduard^[30] 在非等温的聚合物熔融稳定射流的理论的基础上, 提出了一个新的诱导结晶模型。

$$K = K_{\max} \exp \left[-4 \ln 2 \left[\frac{T - T_{\max}}{T_D} \right]^2 \right] \exp \left[C \left[\frac{C_{op} (\tau_{p,zz} - \tau_{p,rr})}{\Delta_{ai}} \right]^2 \right] \quad (18)$$

式中: $K_{\max}$ 为最大静态结晶速率; $T_{\max}$ 为对应最大温度; T_D 为结晶峰的宽度; C 为结晶常数; C_{op} 为应力光

学系数; $(\tau_{p,zz} - \tau_{p,rr})$ 为第一法向应力差; Δ_{ai} 为非晶固有双折射。

4 射流不稳定

静电纺丝过程复杂,最主要的因素就是射流不稳定的存在,射流的不稳定可最终决定纤维的直径及成型形态。

4.1 轴对称不稳定

1878 年, Rayleigh^[31]对射流的不稳定进行了研究,他认为造成射流不稳定现象主要是两个原因:一是毛细力作用破坏了射流液柱的平衡;二是大量的来自射流本身或者环境的动态因素作用。通过理论计算推导的方式建立了不稳定偏离距离与电势等因素的关系,但是缺乏实验的支撑。

Huebner^[32]对带电射流的不稳定进行了理论研究,将微扰动分析用在了拉格朗日和微分方程的计算中,分析了表面张力与电动效应等因素对射流的影响。探究了分裂液滴直径与射流直径、流体参数等因素的影响,但所得模型都是在经验公式基础上推导,同样缺乏实验的支撑。

Carroll 等^[33]对带电粘弹性射流轴对称不稳定进行了研究,采用在得到的稳定射流控制方程组中引入极其微小的扰动量的方法,来预测扰动发生情况。这是一种很好的思路,但该模型、方法仅适用于有理想形状的射流,不具有普遍性。

2009 年, Carroll^[34]又对高传导粘弹性聚合物溶液静电纺丝过程的轴对称不稳定射流进行了研究。通过采用线性稳定性理论分析与实际射流模型结合的方法来计算轴对称不稳定的串珠增长速率和波数,同时还从能量的角度分析了不稳定机制,揭示了轴对称不稳定主要由纤维上电荷相互作用造成,并发现当静电力与粘弹力耦合作用时能加剧不稳定的发生。

4.2 电致弯曲不稳定

Reneker^[14]用数学模型分析并解释了不稳定的发生,认为电荷之间的相互排斥是造成不稳定的主要原因,采用三点电荷模型介绍了作用机理并给出了近似扰动方程。

$$m \frac{d^2 \delta}{dt^2} = \frac{2e^2}{I_1^3} \delta \tag{19}$$

式中: δ 为扰动量; t 为时间。

Yarin^[35,36]提出了弯曲不稳定理论,认为主要是电弯曲力致使不稳定发生,并将电致弯曲与空气动力因素致弯曲做了深度模拟,并推导出了预测射流弯曲扰动增长变化关系式。

$$\chi^* = \left\{ \frac{8}{9} \frac{\alpha_0^2}{\mu^2} \left[\frac{e_0^2 \ln(l/a_0)}{\pi a_0^2} - \frac{\alpha}{a_0} \right] \right\}^{1/6} \tag{20}$$

$$\gamma^* = \frac{[e_0^2 \ln(l/a_0)/\pi a_0 - \alpha]^{2/3}}{(3\mu\alpha a_0^4)^{1/2}} \tag{21}$$

式中: χ^* 为波数; γ^* 为弯曲扰动增长速率; a_0 为初始横截面半径; e_0 为初始单位长度电荷。

2013 年,刘兆香等^[37]提出了熔体静电纺丝中的“拔河效应”,认为纤维受力是一个多点受力不稳定过程,并利用耗散粒子动力学从介观角度来模拟熔体静电纺丝下落过程。用一定数量的粒子来模拟纺丝体系,纤维视为珠-链模型,根据电场强度与喷头到接收板距离的函数关系,给出了不同区间粒子间电场力的计算公式。

区间 1:

$$F^e = k(3.14 \times 10^{-12} e^{\frac{x}{0.0034}} + 293750.04) \tag{22}$$

区间 2:

$$F^e = k(7.85 \times 10^7 X + 78566.67) \tag{23}$$

式中: F^e 为粒子间电场力; k 为电场力系数; X 为目标粒子到接收板的距离; 1、2 两个区间的范围按照 ANSYS 电场分析结果的比例划分。

4.3 鞭动不稳定

2001 年, Hohman 等^[38,39]参考了三个射流不稳定性的原理, 在建立射流动力学模型时考虑到了自由电荷, 并发展了涉及射流拉伸、电荷输运及电场的细长体理论, 并在模型中阐明了周围的电场对射流上电荷的重要影响。同年, Shin^[40]针对溶液静电纺丝的不稳定阶段提出了自己的鞭动模型, 在已知流体性质和工艺参数条件下, 用线性不稳定性分析了射流鞭动的发生, 并给出了扰动系数的数学方程, 如下。

$$\Gamma(E_{\infty}, Q) = \ln \left[\frac{A(s)}{A(0)} \right] = \int_0^s \frac{\omega(r, E, \sigma)}{Q} \quad (24)$$

式中: $\Gamma(E_{\infty}, Q)$ 为不稳定放大因数; $A(t)$ 为扰动振幅; s 向下移动距离; ω 为增长速率。

5 总结与展望

静电纺丝技术问世较早, 目前关于静电纺丝装置、工艺、参数的研究较多, 而关于静电纺丝的基础理论相对较少, 这在一定程度上限制了静电纺丝理论基础指导工艺研究以及纺丝的产业化、高效化发展。相对来说, 溶液静电纺丝射流理论从数量和深度上来说都远多于、高于熔体静电纺丝理论, 但未形成系统。而刚成为研究热点的熔体静电纺丝有着巨大应用潜力, 但鲜有对其基础研究的研究。作者展望了两点静电纺丝的理论研究方向: 一是在原有理论基础下, 更多地研究射流的自组织和射流个数, 最终实现纤维数量的可控; 二是对静电纺丝理论的研究进入到更深层次, 尤其是对其带电机理的研究, 荷电情况致纤维直径的细化研究等, 最终实现纤维直径可控。随着人们对静电纺丝理论深入的研究, 更多的关于静电纺丝的理论将被研究者们揭示并被运用于指导纺丝的工艺研究。

参考文献:

- [1] Fujihara K, Teo W E, Lim T C, Ma Z. An introduction to electrospinning and nanofibers. Singapore: World Scientific, 2005.
- [2] Zheng M H, Zhang Y Z, Kitaki M, Ramakrishna S. Compos Sci Technol, 2003, 63(15): 2223~2253.
- [3] 田龙, 李杰, 潘志娟. 纺织学报, 2013, 34(9): 151~155.
- [4] 钟智丽, 王训该. 纺织学报, 2006, 27(1): 107~110.
- [5] 吴大诚, 杜仲良, 高绪珊. 纳米纤维[M]. 北京: 化学工业出版社, 2003.
- [6] Taylor G. Proc Roy Soc Lond A-Math Phy Sci, 1964, 280(1382): 383~397.
- [7] Teo W E, Ramakrishna S. Nanotechnology, 2006, 17(14): 89~106.
- [8] Formahals. A. USP 1975504, 1934.
- [9] Taylor G. Proc Roy Soc Lond A-Math Phy Sci, 1969, 313(1515): 453~475.
- [10] Carson R S, Hendricks C D, Hogan J, Schneider J M. Aiaa J, 1964, 2(4): 733~737.
- [11] Rayleigh L. Ann Med-Psychol, 1882, 14(87): 184~186.
- [12] Larrondo L, ST John Manley R. J Polym Sci Pt B-Polym Phys, 1981, 19(6): 933~940.
- [13] Spivak A F, Dzenis Y A, Reneker D H. Mech Res Commun, 2000, 27(1): 37~42.
- [14] Reneker D H, Yarin A L, Fong H, Koomahongse S. J App phys, 2000, 87(9): 4531~4547.
- [15] Ko H J, Dulikravich G S. In: Forum on Functional Fluids (Rheological Flows). 1999: 19~23.
- [16] Ko H J, Dulikravich G S. Int J Nonlin Sci Num, 2000, 1(4): 247~256.
- [17] Eringen A C, Maugin G A. Springer, 1990.
- [18] Theron S A, Zussman E, Yarin A L. Polymer, 2004, 45(6): 2017~2030.
- [19] Fridrikh S V, Jian H Y, Brenner M P, Rutledge G C. Phys Rev Lett, 2003, 90(14): 144502.
- [20] He J H, Wan Y Q. Int J Nonlin Sci Num, 2004, 5(3): 243~252.
- [21] 万玉芹. 静电纺丝过程行为及振动静电纺丝技术研究. 上海: 东华大学博士学位论文, 2006.
- [22] Wan Y Q, Guo Q, Pan N. Int J NonlinSci Num, 2004, 5(1): 5~8.
- [23] Shin Y M, Hohman M M, Brenner M P, Rutledge G C. Polymer, 2001, 42(25): 09955~09967.
- [24] Feng J J. Phys Fluids, 2002, 14(11): 3912~3926.
- [25] Carroll C P, Joo Y L. Phys Fluids, 2006, 18(5): 053102.
- [26] Lukas D, Sarkar A, Pokorny P. J App Phys, 2008, 103(8): 084309.

[27] Larrondo L, ST John Manley R. J Polym Sci Pt B-Polym Phys, 1981, 19(6): 909~920.

[28] Larrondo L, ST John Manley R. J Polym Sci Pt B-Polym Phys, 1981, 19(6): 921~932.

[29] Zhmayev E, Zhou H, Joo Y L. J Non-Newton Fluid, 2008, 153(2): 95~108.

[30] Zhmayev E, Joo Y L. In: The XV International Congress on Rheology: The Society of Rheology 80th Annual Meeting. AIP Publishing, 2008, 1027(1): 9~11.

[31] Strutt J W, Rayleigh L. Proc London Math Soc, 1878, 10: 4~13.

[32] Huebner A L, Chu H N. J Fluid Mech, 1971, 49(02): 361~372.

[33] Carroll C P, Joo Y L. J Non-Newton Fluid, 2008, 153(2): 130~148.

[34] Carroll C P, Joo Y L. Phys Fluids, 2009, 21(10): 103101.

[35] Yarin A L, Koombhongse S, Reneker D H. J App Phys, 2001, 89(5): 3018~3026.

[36] Entov V, Yarin A L. J Fluid Mech, 1984, 140: 91~111.

[37] Liu Z X, Liu Y, Ding Y M, Li H Y, Chen H B, Yang W M. J Non-Newton Fluid, 2013, 202: 131~136.

[38] Hohman M M, Shin M, Rutledge G, Brenner M P. Phys Fluids, 2001, 13(8): 2201~2220.

[39] Hohman M M, Shin M, Rutledge G, Brenner M P. Phys Fluids, 2001, 13(8): 2221~2236.

[40] Shin Y M, Hohman M M, Brenner M P, Rutledge G C. App Phys Lett, 2001, 78(8): 1149~1151.

Review of Dlectrospinning Jets Theory

ZHANG Luo, TAN Jing, LI Hao-yi, YAN Hua, DING Yu-mei, YANG Wei-min *

(College of Mechanical and Electrical Engineering, Beijing University of Chemical Technology, Beijing 100029, China)

Abstract;Electrospinning technology is one of the most rapid and efficient method for the preparation of nanofiber, which has attracted extensive attention and has a great potential for application. In order to reveal the behaviors and mechanisms of jets during the electrospinning process, researchers focused on the jet theoretical models from the basic experiment of producing jets and had made a ton of research. This paper reviews the research progress of basic theory of electrosspinning jets from jet producing, motion regime of stable jet and jet instability. The mathematical and physical model equation of jets were introduced and the existing problems of electrospinning are discussed, which provide references for the further study of electrospinning jets theory and guidance of electrospinning process.

Key words;Electrospinning; Nanofibers; Jets; Theoretical mode