

层流圆管潜射流生成蘑菇型涡结构特性实验¹⁾陈科 尤云祥²⁾ 陈云祥 胡天群

(上海交通大学海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

摘要 利用溢流恒压装置产生具有稳定出流速度的层流圆管潜射流, 结合染色液流态显示方法, 在多种射流时间和雷诺数组合下, 实验研究了该射流动量在密度均匀黏性流体中的演化机理及其表现特征, 定量分析了蘑菇型涡结构的无量纲射流长度 L^* 、螺旋型涡环半径 R^* 及其包络外形长度 d^* 等几何特征参数随无量纲时间 t^* 的变化规律. 系列实验结果表明, 蘑菇型涡结构的形成与演化过程可分为 3 个不同的阶段, 分别为启动阶段、发展阶段和衰退阶段. 在启动阶段, L^* 和 d^* 随 t^* 线性变化, 而 R^* 则近似为一个常数. 在发展阶段, 蘑菇型涡结构的演化具有自相似性, 在各种射流时间和雷诺数组合下, L^* , R^* 和 d^* 与 $t^{1/2}$ 均为同一正比关系, 而且实验结果与基于斯托克斯 (Stokes) 近似的理论解结果一致. 在衰退阶段, 蘑菇型涡结构会发生两类形式的演化, 第 1 类衰退出现在射流结束之后, 其间 L^* 和 R^* 与 $t^{1/5}$ 相关, 而 d^* 近似为一个常数; 第 2 类衰退出现在射流结束之前, 当射流动量达到某个临界值后, 蘑菇型涡结构就会发生破碎等现象.

关键词 圆管潜射流, 点动量源, 流动显示, 蘑菇型涡结构, 演化机理

中图分类号: O352 文献标识码: A DOI: 10.6052/0459-1879-12-370

引言

在 20 世纪后期, 人们从海洋遥感卫星图像上观测到了海面上存在形似蘑菇的一种特殊流动结构^[1], 其后的理论与实验研究发现, 这种特殊流动结构实际上是海洋中的一类大尺度相干涡结构在海洋卫星遥感图像中的影像^[2]. 在系统分析了大量光学和红外遥感影像资料的基础上, Ginzburg 等^[3-4]将这种大尺度相干涡结构进行了分类, 包括单螺旋涡、岛屿尾迹涡、海岸地形涡、蘑菇状流动结构、剪切流涡链和交汇 (分离) 流涡对等. 其中, 岛屿尾迹涡、蘑菇状流动结构和剪切流涡链这几类大尺度相干涡结构源于海洋中的某种动量源效应, 在密度分层或密度均匀浅水条件下主要表现为准二维的偶极子涡对或偶极子涡街结构, 而在密度均匀深水条件下则主要表现为蘑菇型涡结构^[5].

潜艇等水下航行体的推进器及冷却水排放产生的力学效应相当于给背景流体传递一个射流动量. 当射流动量作用在密度均匀深水黏性流体中时, 就会形成蘑菇型结构 (mushroom-like pattern)^[5], 这种大尺度涡结构在实际海洋中的水平尺度可达 1~200 km, 垂向尺度可达 1~30 km, 衰减所需时间可

以达到 1~30 d, 在海洋卫星遥感图像中的影像为一对旋转方向相反的偶极子对^[4].

由此可见, 针对射流动量在背景流体中蘑菇型结构形成机理及其表现特征问题的研究, 对发展潜艇等水下航行体卫星遥感探测技术有重要军事价值. 正因如此, 在最近几十年中, 相关问题一直是国际流体力学界的前沿热点研究领域之一^[6-14]. 由于在实验室中采用带染色液射流方法即可产生所需的动量源, 而且还可以进行可视化观测, 因此利用射流动量源来模拟水下航行体推进器及冷却水的排放效应^[6-10], 无疑为研究水下航行体射流尾迹在背景流体中演化特性的研究提供了一条有效的途径.

对于同种流体中以射流出口动量作为源动力的动量射流, 其流态特性与雷诺数 Re 有关, 当 $Re < 300$ 时, 射流属于层流状态^[15-16]. 在 20 世纪 60 年代, Reynolds^[17] 和 McNaughton 等^[18] 在实验中发现, 层流射流只能维持有限的长度, 流体汇集在射流前部, 形成足靴状或蘑菇状. Abramovich 等^[19] 对层流射流的初始发展特征进行了实验, 并建立了一个简化理论模型. Schneider^[20] 从理论上指出, 层流射流在有限范围内将被背景静止流体逐渐滞止, 并形成环形回流流动, 而 Petrov^[21] 和陈远等^[22] 则采用实验方

2012-12-21 收到第 1 稿, 2013-06-03 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (11072153) 和海洋工程重点实验室基金 (GP010819) 资助项目.

2) 尤云祥, 教授, 主要研究方向: 流体力学和水声学中的反问题、分层流船舶与海洋工程水动力学. E-mail: youyx@sjtu.edu.cn

法研究了层流射流中环形回流流动的形成机理. 这些研究表明^[17-22], 蘑菇型涡结构实际上是层流射流在背景静止流体作用下产生的一类环形回流流动结构.

蘑菇型涡结构的理论研究成果丰富^[23-32], 目前斯托克斯 (Stokes) 近似理论是研究蘑菇型涡结构理论解的主要方法之一^[27-29], 基于这类理论解所获蘑菇型涡的形态结构、运动轨迹及流场特征等与实验结果相符^[30]. Voropayev 等^[33] 进一步采用该理论方法建立了两个层流射流生成蘑菇型涡结构的头部迎撞问题的理论解, 结果表明基于所建立理论解所获两个蘑菇型涡结构的形态变化特征与实验结果相符. 总体上, 目前对蘑菇型涡结构的形成机理及相关特征已经有了一定的认识.

需要指出的是, 在层流圆管潜射流的演化过程中, 蘑菇型涡结构的射流长度、螺旋型涡环半径及其包络外形长度等几何特征参数随时间是变化的, 而且其变化特性不仅与射流雷诺数有关, 而且还与射流时间等有关. 有关这些问题的研究不仅在学术上是重要的, 而且对解读其在卫星遥感影像中的表现特征及其空间分布规律等也是重要的, 但迄今对这些问题的认识尚不清楚. 有鉴于此, 本文采用染色液圆管潜射流方法, 结合基于斯托克斯近似的理论解模型, 在多种射流时间和雷诺数的组合下, 研究蘑菇型涡结构在密度均匀黏性流体中的演化机理及其表现特征, 获得蘑菇型涡结构的无量纲射流长度、无量纲螺旋型涡环半径及无量纲包络外形长度等几何特征参数随无量纲演化时间的变化规律.

1 实验方法

水下航行体的推进器及冷却水的排放效应可等效为一个点动量源的作用, 在密度分层流体^[7-8,34] 及密度均匀浅水流体^[9-10] 的实验研究中, 点动量源作用可使用 L 型管重力射流的方法 (简称 L 型射流) 进行模拟.

实验在长 × 宽 × 高为 1.0 m × 0.5 m × 0.6 m 的透明玻璃水箱中进行, 实验水深为 0.5 m. 实验装置包括染色液容器、分液容器、溢流收集容器、电子天平、L 型射流管和数码摄像机等, 如图 1 所示. 其中, L 型射流管内径为 $D = 1.5 \text{ mm}$, 水平喷嘴管口中心位于一半水深位置, 即距离水面 0.25 m 处. 实验所采用的染色液体密度为 $\rho = 1001 \text{ kg/m}^3$, 比纯水略重, 在背景流体中添加了适量的盐水, 使染色液射流液体

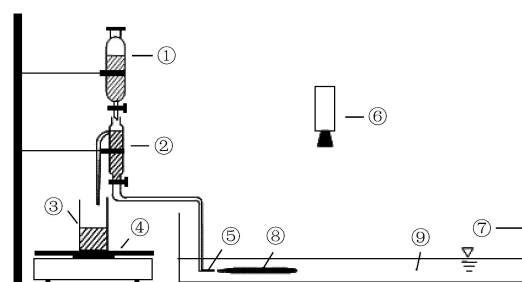


图 1 实验系统示意图: ①染色液容器, ②分液容器, ③溢流收集器, ④电子天平, ⑤ L 型射流管, ⑥数码摄像机, ⑦玻璃水箱, ⑧染色射流, ⑨背景流体

Fig. 1 Set-up of the experiment: ① container of dyed-liquid, ② separating funnel, ③ spillover collector, ④ electronic balance, ⑤ L-shaped nozzle, ⑥ digital camera, ⑦ glass tank, ⑧ jet fluid, ⑨ ambient fluid

与背景流体的密度保持一致.

为研究在层流射流下蘑菇型涡的生成机理及其表现特征问题, 将一个高清高分辨率数码摄像机固定于透明玻璃水箱上方, 用以记录染色液射流的演化过程, 并采用数字图像处理技术, 研究分析蘑菇型涡结构的相关参数变化规律.

在实验装置使用时, 首先在分液容器中注入染色液使其上水到溢流面, 并将质量为 M_0 的染色液体加入到染色液容器中, 打开其下方的阀门开关, 使分液容器中的染色液始终处于溢流状态. 然后, 再打开分液容器下方的阀门开关, 染色液体在重力作用下由 L 型射流管进入玻璃水箱的背景流体中, 产生水平圆管潜射流. 当分液容器中的染色液处于溢流状态时, 其液面高度不发生变化, L 型射流管水平喷嘴处的出流速度可以始终保持以恒定速度出流的状态.

在 L 型管水平射流过程中, 染色液容器中的液体会不断补充到分液漏斗中, 其补充速度略快于射流消耗染色液的速度, 而多余的染色液体会通过分液容器的溢流口排出, 进入溢流收集容器中. 在实验完成后, 由电子天平可测得进入溢流收集容器中染色液体的质量, 记为 M_f . 记 t 为整个系统的演化时间, 其零点为射流启动的瞬时; 在系统演化的过程中, 从 $t = 0$ 时刻到射流结束时刻所经历的时长为 T_{inj} , 称其为射流时间.

在本实验中, 进入玻璃水箱中的染色液体的质量 $\Delta M = M_0 - M_f < 0.01 \text{ kg}$, 由此可推算出玻璃水箱中背景流液体面的高度变化 $\Delta H < 2 \times 10^{-5} \text{ m}$, 而此背景流液体面高度变化导致的 L 型射流管水平喷嘴处出流速度的变化 $\Delta u_0 < 10^{-5} \text{ m/s}$, 因此玻璃水箱中

背景流体液面高度变化对 L 型射流管水平喷嘴处流速度的影响可以忽略。

由于 L 型水平喷管内径 D 远小于玻璃水箱宽度和水深, 因此可将其等效为一个点动量源, 其动量流量为^[34]

$$J = \frac{1}{4}\pi D^2 u_0^2 \quad (1)$$

其中, u_0 为水平喷管出口平均速度, 可表示为

$$u_0 = \frac{4\Delta M}{\rho\pi D^2 T_{inj}} \quad (2)$$

该射流动量可以用如下 4 个参数进行表征, 即动量流量 J , 运动黏性系数 ν , 射流时间 T_{inj} 和演化时间 t . 利用这些参数, 参考 Abramovich^[19] 的无量纲处理方法, 可以获得 3 个无量纲参数, 分别为雷诺数 Re 、无量纲射流时间 T_{inj}^* 和无量纲演化时间 t^* .

$$Re = \frac{2J^{1/2}}{\nu\sqrt{\pi}}, \quad T_{inj}^* = \frac{T_{inj}\nu}{D^2}, \quad t^* = \frac{t\nu}{D^2} \quad (3)$$

从实验设置来看, 需测量的实验数据主要有: 射流所消耗的染色液质量 ΔM 、射流时间 T_{inj} 、系统演化时间 t 以及蘑菇型涡结构的几何尺寸等. 其中, ΔM 可由电子天平测得, 测量工具的绝对误差为 $\pm 10^{-3}$ g, 考虑到实验中 $\Delta M > 1$ g, 相对误差在 $\pm 0.1\%$ 以内.

T_{inj} , t 及蘑菇型涡结构的几何尺寸需要通过高清视频的图像分析所获得. 由于视频的帧率为 25 s^{-1} , 即时间分辨率为 0.04 s , 数据处理的时间误差可控制在 $\pm 0.04\text{ s}$ 内. 当时间大于 1 s (无因次时间为 0.44) 时, 时间测量值的相对误差在 $\pm 4\%$ 以内. 当时间小于 1 s 乃至更低时, 相对误差则可能有所增加.

在处理蘑菇型涡的几何尺寸时, 其误差与图像分辨率有关. 在实验中, 图像处理产生的误差约为 1 个像素, 而图像的最低分辨率约为 2.5 mm^{-1} , 可得图像处理产生的误差约为 $\pm 0.4\text{ mm}$. 考虑到射流过程中, 蘑菇型涡结构的最小尺度出现于射流启动的时刻, 与管径相当, 约为 1.5 mm , 此时由图像处理产生的相对误差可达 $\pm 26.7\%$. 不过随着射流的持续作用, 结构尺寸将不断增大, 当结构的尺度达到 1 cm 以上时, 相对误差将减小到 $\pm 4\%$ 以下.

总体而言, 由于所有实验的观测时间均超过 200 s , 而且蘑菇型涡结构的尺度在 95% 的演化时间里都超过 1 cm , 所以绝大部分情况下, 图像处理过程中产生的误差并不会对实验结论产生影响. 不过在射流刚启动的某个时间段内, 由于蘑菇型涡结构

的尺度较小, 实验图像的时间和空间分辨率可能造成较大的误差, 在分析时需予以注意.

2 实验结果

在本文实验中, 将雷诺数取为层流状态, 重点考察在各种典型射流时间和雷诺数组合下蘑菇型涡结构的形成机理及其表现特征. 在图 2 中, 给出了当 $Re = 160$ 和 $T_{inj}^* = 2.22$ 时, 层流射流演化过程的实验结果. 同时, 为了更清楚地描述蘑菇型涡的产生过程, 参考借鉴 Petrov^[21] 的研究结果, 图 3 给出了射流演化形态结构的示意图. 由图可见, 从 L 型水平喷嘴流出的染色液体, 会有序地在透明玻璃的背景流体中进行流动演化, 形成蘑菇型涡结构.

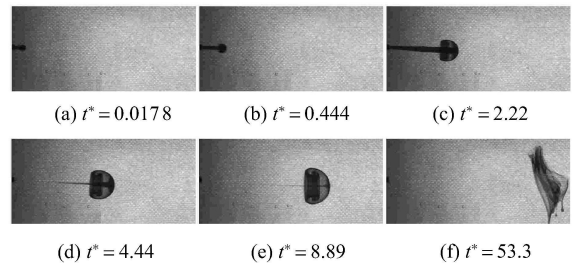


图 2 当 $Re = 160$ 和 $T_{inj}^* = 2.22$ 时, 射流演化过程

Fig. 2 Evolution of the jet, when $Re = 16$ and $T_{inj}^* = 2.22$

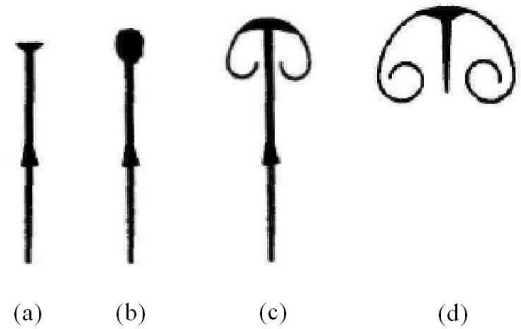


图 3 射流演化形态结构示意图

Fig. 3 Structural sketch of the jet evolution

在射流启动后, L 型管内的染色液体在重力作用下从水平喷嘴流出, 并在玻璃水箱的背景流体中以直线轨迹沿纵向运动, 形成轴对称的形似柱状的主干流动, 但在柱状体形主干流动与背景流体的剪切层处没有出现不稳定结构, 如图 2(a) 所示. 在柱状体形主干流沿纵向运动的过程中, 处于射流前方的流体由于受背景流体的阻滞作用, 导致其纵向运动速度小于射流速度, 从而使射流液体在主干流前方汇集, 形成类似于支流的结构, 其形态结构如图 3(a)

所示.

当射流液体在主干流前方汇集的过程中, 逐渐形成一种类似半球形的圆突结构, 并与背景流体形成一个剪切层, 如图 2(b) 所示. 在 L 型水平喷嘴流出的射流液体不断被卷吸进入圆突结构内部的过程中, 在剪切层的作用下圆突结构发生弯曲, 并逐渐转变为与射流方向相反的回流, 其形态结构如图 3(b) 所示. 其中, 回流液体紧贴在主干流动周围, 被包裹在圆突结构内部, 这个阶段称为蘑菇型涡结构的启动阶段.

随着射流液体不断被卷吸进入半球形圆突结构内部, 回流逐渐远离主干流, 其半径随时间不断增大, 使得半球形圆突结构不断“膨胀”, 并在剪切层的作用下产生二次的回流, 如图 2(c) 和图 2(d) 所示. 这种流动结构在横截面上呈现为螺旋涡结构, 而其三维结构则表现为螺旋涡环形式. 由于螺旋涡环的包络外形犹如张开的蘑菇菌伞, 而射流主干流形似菌柄, 因此这是一种典型的蘑菇型涡结构, 其形态结构如图 3(c) 和图 3(d) 所示. 在蘑菇型涡结构形成后, 在射流液体的不断注入下随时间稳定增长, 直到 L 型射流液体全部被吸入其内部, 这个阶段称为蘑菇型涡结构的发展阶段.

当 L 型射流停止后, 主干流动逐渐消失, 由于螺旋涡环得不到射流动量的补充, 其发展受到抑制, 蘑菇型涡结构开始逐渐衰退, 最终在背景流体中完全耗散, 这个阶段称为蘑菇型涡结构的衰退阶段, 如图 2(e) 和图 2(f) 所示.

结果表明, 在 L 型射流的 3 个不同演化阶段中, 其表现特征有着较大的差异. 为了对 3 个不同演化阶段中射流形态结构的变化规律进行量化分析, 定义如下 3 个特征参数, 分别为射流长度 L 、螺旋型涡环半径 R 和螺旋涡环包络外形长度 d , 如图 4 所示. 其中, 射流长度为射流头部与射流喷嘴出口之间的距离, 螺旋涡环包络外形长度为射流头部与回流所在位置的纵向间距. 同时, 由于真实情况下射流的不稳定性会影响蘑菇型涡结构的对称性, 引起两侧半径 R 不相等的情况, 故实际的数据处理中取蘑菇型涡直径的一半作为半径 R 的大小.

设 L_{ref} , R_{ref} 和 d_{ref} 分别为 L , R 和 d 的参考值, 在本文中取为各参数在 $t^* = 2.22$ 时的测量结果. 利用这些参考值, 定义无量纲射流长度 L^* 、螺旋型涡环半径 R^* 和螺旋涡环包络外形长度 d^* 如下

$$L^* = L/L_{\text{ref}}, \quad R^* = R/R_{\text{ref}}, \quad d^* = d/d_{\text{ref}} \quad (4)$$

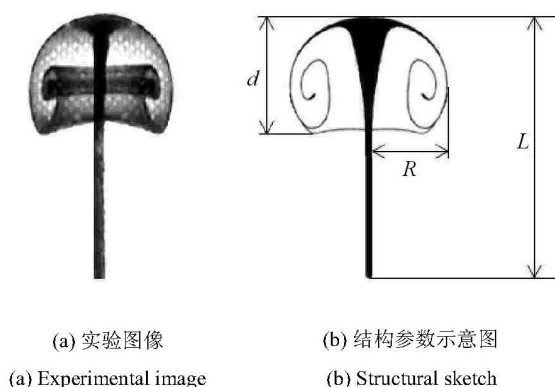


图 4 蘑菇型涡结构参数定义

Fig. 4 Definition of the geometric parameters of a mushroom-like vortex

在图 5 中, 给出了当 $Re = 160$ 和 $T_{\text{inj}}^* = 2.22$ 时 L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 的变化特性, 其中的数据为 4 次实验值的平均值, S^* 表示 L^* , R^* 或 d^* .

由图可知, 随着无量纲时间 t^* 的变化, S^* 与 t^* 具有不同的相关关系, 整个演化曲线有 2 个明显的转折点, 这 2 个转折点正好对应于射流演化的 3 个不同阶段, 即蘑菇型涡结构的启动阶段、发展阶段与衰退阶段.

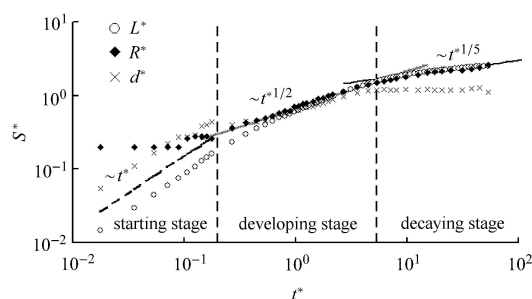


图 5 当 $Re = 160$ 和 $T_{\text{inj}}^* = 2.22$ 时, L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 的变化特性

Fig. 5 Evolution of L^* , R^* and d^* as a function of t^* , when $Re = 160$ and $T_{\text{inj}}^* = 2.22$

下面分别就 3 个阶段中 L^* , R^* 和 d^* 随无量纲演化时间 t^* 的变化特性进行分析.

2.1 启动阶段

启动阶段存在于射流的早期, 其持续时间 t_1^* 很短, 很难精确获得, 由图 5 可得 $t_1^* \approx 0.2$. 在启动阶段, L^* 和 d^* 均随无量纲时间 t^* 近似线性变化, 而 R^* 则近似为一个常数.

在射流启动后, L 型管内染色液体在重力作用下由水平管流出, 水平圆管射流的速度剖面呈抛物

型分布, 其中心轴处的速度 $u_m \approx 2u_0^{[34]}$. 由式 (3) 和式 (4) 可知, $dL^*/dt^* \propto dL/dt = u_m$. 由于水平圆管射流出口平均速度 u_0 为常数, 因此在启动阶段 L^* 随无量纲时间 t^* 是近似线性变化的.

另一方面, 在启动阶段, 射流流体不断进入其头部半球形圆突结构内部, 其前方流体由于受背景流体的阻滞作用, 进入头部半球形圆突结构的射流流体与背景流体形成一个剪切层, 因此螺旋涡环包络本质上是由剪切层流动引起的. 在这个过程中, 头部半球形圆突结构的半径变化很小, 即 R 近似为常数, 而其包络外形长度随时间逐渐增大. 将头部半球形圆突结构近似为一个球冠, 则其体积 V_0 可近似表示为 $V_0 \approx 2\pi R^2 d/3^{[29]}$. 由式 (3) 和式 (4) 可知, $dd^*/dt^* \propto dd/dt \approx [3/(2\pi R^2)]dV_0/dt$. 由于进入半球形圆突结构内部射流液体的流量是定常的, 而且 R 近似为一个常数, 即该式的右边项近似为一个常数, 因此 d^* 随无量纲时间 t^* 是近似线性变化的.

在湍流射流的情况下, 由 L 型圆管射流水平喷嘴出口边界引起向外扩展的剪切流动区称为自由剪切层区; 中心部分未受湍流混杂影响, 并保持水平喷管速度的区域称为射流核心区; 沿着纵向从水平喷管出口至核心区末端的区域称为射流的初始段; 在初始段下游区域绝大部分为充分发展的湍流混掺区, 称为射流主体段; 在射流初始段和主体段之间有一个过渡段^[34]. 湍流射流的一个重要特点是: 在射流主体段, 各断面纵向时均速度分布是自相似的或自保持的^[35].

由此可见, 层流射流的启动阶段与湍流射流的初始阶段类似, 两者的主要区别在于其射流长度有一些差异. 对湍流射流的初始阶段, 研究表明, 其射流长度为 $L_0 = 6.2D^{[34]}$. 在本文实验的启动阶段, 当 $t^* = t_1^*$ 时, 其射流长度为 $L_1 = 62.5D$, 即层流射流启动阶段的射流长度约为湍流射流初始阶段射流长度的 10 倍, 主要原因如下: 在湍流射流状态下, 射流流动的不稳定性非常高, 初始阶段的流动在短时间内就转变为充分发展的湍流混掺区阶段; 而在层流射流状态下, 射流流动是稳定的, 启动阶段的射流状态能够沿纵向持续较长的距离才会转变为蘑菇型涡结构的发展阶段.

不过, 由于启动阶段中蘑菇型涡的尺度较小, 在此进一步分析数据误差的问题. 表 1 给出了在射流早期 4 次实验所得数据的误差情况, 其中 σ_1 , σ_2 和 σ_3 分别对应 L^* , R^* 和 d^* 的最大相对误差.

表 1 实验数据误差分析

Table 1 Analysis on data errors

t^*	$\sigma_1/\%$	$\sigma_2/\%$	$\sigma_3/\%$
0.018	36.2	19.7	20.6
0.071	24.3	19.7	21.1
0.124	10.2	7.62	15.3
0.178	3.67	6.98	12.7
0.444	2.43	2.55	7.79

由表 1 可知, 在 $t^* < t_1^*$ 的启动阶段内, 蘑菇型涡结构几何参数的相对误差较大, 尤其在射流启动的瞬间甚至可达 20% 以上. 同时, 相对误差会随无量纲时间的增加而减小. 这种情况的产生与图像处理过程中误差有关, 其随时间变化规律与前述误差分析中的情况基本相符. 表 2 给出了 4 次实验 (Exp1, Exp2, Exp3 及 Exp4) 的 L^* , R^* 和 d^* 及图 5 所示均值 (ave) 以 $at^* + b$ 形式进行线性拟合时, 回归参数及拟合优度 R^2 的结果.

表 2 线性回归分析结果

Table 2 Results based on the linear regression analysis

		Exp1	Exp2	Exp4	Exp4	Ave
L^*	a	0.819 2	0.828 8	0.785 2	0.760 3	0.798 4
	b	0.005 2	0.012 6	0.020 2	0.032 1	0.017 5
	r^2	0.995 3	0.995 4	0.991 2	0.994 0	0.994 6
R^*	a	0.000 9	0.001 2	0.000 8	0.001 3	0.001 1
	b	0.234 4	0.244 3	0.238 7	0.270 5	0.247 0
	r^2	0.982 3	0.977 3	0.976 5	0.989 2	0.983 1
d^*	a	2.333 2	2.126 6	2.000 5	2.233 2	2.175 5
	b	0.034 3	0.011 6	0.013 8	0.019 8	0.024 6
	r^2	0.995 7	0.992 3	0.983 5	0.988 7	0.990 2

由表 2 可知, 在不同实验中, 所有参数的线性拟合优度 R^2 均非常接近于 1, L^* 和 d^* 的回归参数 a 和 b 在不同实验中并不一致, 而 R^* 的回归参数 a 值均接近于 0, 但 b 值则不完全相同. 这意味着, 虽然由于数据误差的存在, 准确斜率及截距等难以通过实验精确获得, 但是“ L^* 和 d^* 随 t^* 线性变化, R^* 几乎不变”这个规律仍具有一定的可靠度和参考价值.

2.2 发展阶段

在启动阶段, R^* 近似为一个常数, 虽然 L^* 和 d^* 均随无量纲时间 t^* 近似线性变化, 但两者的截距是不同的, 即在启动阶段中 L^* , R^* 和 d^* 不是自相似或自保持的. 由图 5 可知, 当流动进入发展阶段后, 在对数坐标系下, L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 的变化规律近似为同一条直线, 这意味着在发展阶段中蘑菇型涡结构是自相似或自保持的.

同时,进入发展阶段后,实验数据的相对误差相较启动阶段大幅减小,一般均小于 $\pm 4\%$.对图5中的实验结果,采用数据回归分析方法,可得

$$S^* = C_s t^{*1/2} \quad (5)$$

其中, $C_s = 0.7$.

下面对实验结果进行理论分析与解释.在L型圆管潜射流的发展阶段,可以将其视为一个轴对称局部点动量源在一个无界同质流体中的演化问题.由动量平衡及质量守恒条件可得^[29-30]

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + H(t) \mathbf{J} \delta(\mathbf{x}) \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (7)$$

其中, $\mathbf{u} = (u, v, w)$ 为速度矢量, $\mathbf{x} = (x, y, z)$ 为位置矢量, $\mathbf{J} = (J, 0, 0)$ 为射流动量矢量. ox 轴与L型射流水平圆管中线轴线重合,而且正方向为射流方向, oyz 平面为与L型射流水平圆管中心轴线垂直的截面,坐标原点位于L型射流水平管出口的中心; $\delta(\mathbf{x})$ 为狄拉克函数, $H(t)$ 为单位跃阶函数,即当 $t < 0$ 时, $H(t) = 0$; 当 $t = 0$ 时, $H(t) = 0.5$; 当 $t > 0$ 时, $H(t) = 1$.

对处于发展阶段的射流,可将其演化视作一个远场问题,即在坐标原点处的奇性可以忽略.忽略掉式(6)中的非线性部分,在线性近似下,可得式(6)和式(7)的时间依赖线性解为^[35]

$$\mathbf{u} = -Jt \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3} \right) \quad (8)$$

式(8)为欧拉观点下的速度场解,若以拉格朗日的观点来考量,从射流启动瞬间,设有一个流体质点从L型射流的水平管出口流出,沿 ox 轴正方向沿着射流中心轴线运动,并且处于射流的最前端.那么,此流体质点随时间所经过的位移即射流最前端的位置 L ,设其运动速度为 u_{hp} ,此即射流头部的运动速度.由式(8)可得

$$u_{hp} = Jt \frac{1}{2\pi} L^{-3} \quad (9)$$

将 $u_{hp} = dL/dt$ 代入式(9)可得

$$L = \left(\frac{J}{\pi} \right)^{1/4} t^{1/2} \quad (10)$$

对蘑菇型涡结构,其体积 V 的增长是由射流流体的进入所引起的,参考液滴模型^[19], V 随时间的变化率可表示为

$$\frac{dV}{dt} = 8\pi\nu x \left[1 - \left(\frac{u_B}{u_m} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (11)$$

其中, u_B 为蘑菇型涡结构的整体水平移动速度.

由文献[19,28]可知, u_m 和 u_B 皆与 $t^{1/2}$ 成反比关系,而 x 则与 $t^{1/2}$ 成正比关系,故式(11)可改写为

$$\frac{dV}{dt} = C_B t^{1/2} \quad (12)$$

其中, C_B 为一个常数.

由式(12)积分可得

$$V = \frac{2}{3} C_B t^{3/2} \quad (13)$$

根据蘑菇型涡结构的空问结构,可将其体积表示为 $V = V(R, d)$,将启动阶段结束时蘑菇型涡结构的体积作为其初值,即

$$V = 2\pi R_0^2 d_0 / 3 \quad (14)$$

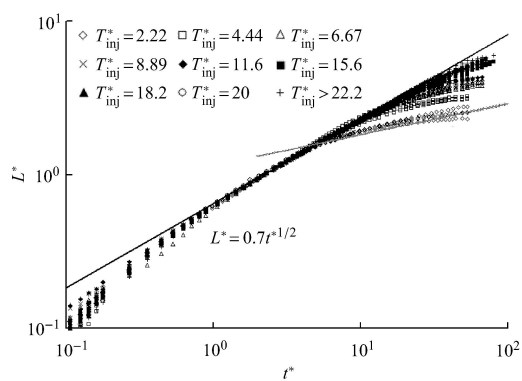
其中, R_0 和 d_0 分别为启动阶段结束时蘑菇型涡结构的半径及其包络外形长度.

根据发展阶段蘑菇型涡结构在其演化过程中的自相似性,结合式(14)可得, $V \propto R^2$ 和 $V \propto d$,再由式(13)可得

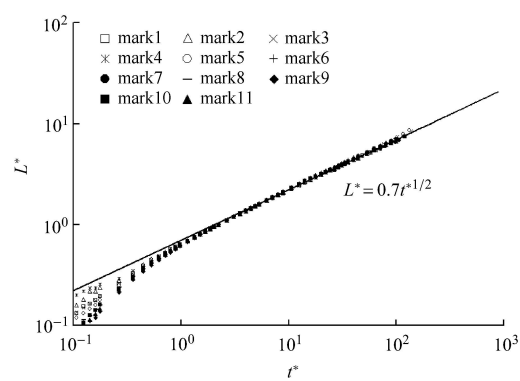
$$R \propto t^{1/2}, \quad d \propto t^{1/2} \quad (15)$$

由此可见,在发展阶段,蘑菇型涡结构的无量纲射流长度 L^* 、螺旋型涡环半径 R^* 和螺旋涡环包络外形长度 d^* 均与 $t^{*1/2}$ 成正比关系,理论预测结果与图5中的实验结果一致.下面进一步考察雷诺数和无量纲射流时间对发展阶段中 L^* 、 R^* 和 d^* 变化特性的影响.在图6中,给出了当 $Re = 160$ 时无量纲射流时间 T_{inj}^* 对 L^* 、 R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 变化特性影响的实验结果.由图可知,对发展阶段中的蘑菇型涡结构,在不同的无量纲射流时间 T_{inj}^* 下,其 L^* 、 R^* 和 d^* 随 t^* 的变化规律仍然满足式(5)中的正比关系,即在发展阶段中无量纲射流时间 T_{inj}^* 并不影响 L^* 、 R^* 和 d^* 随 t^* 的变化规律,其影响主要表现在衰退阶段,这意味着在发展阶段中无量纲射流时间并不影响蘑菇型涡结构的自相似或自保持性.

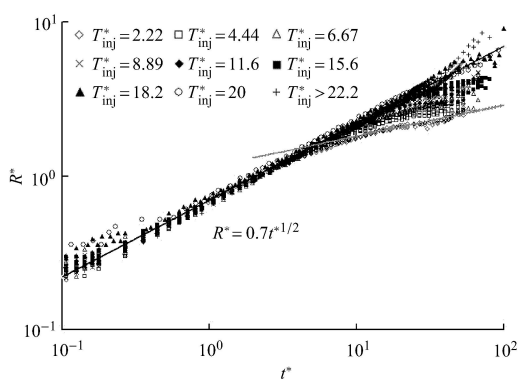
下面进一步考察雷诺数和无量纲射流时间的不同组合对发展阶段中 L^* 、 R^* 和 d^* 变化特性的影响,结果如图7所示,图中标记的意义如表3所示.由图表可知,在雷诺数和无量纲射流时间的不同组合下,发展阶段的 L^* 、 R^* 和 d^* 随 t^* 变化规律仍然满足式(5)中的关系,即雷诺数和无量纲射流时间的不同组合并不影响 L^* 、 R^* 和 d^* 随 t^* 的变化规律,也不影响此阶段蘑菇型涡结构的自相似或自保持性.



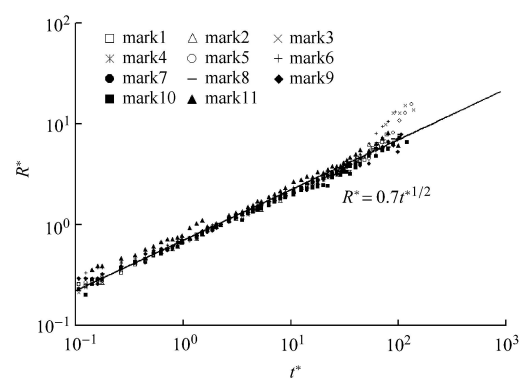
(a)



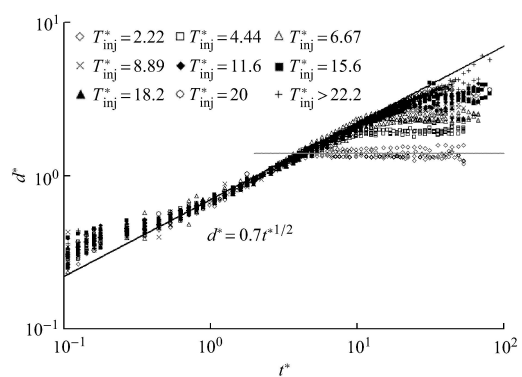
(a)



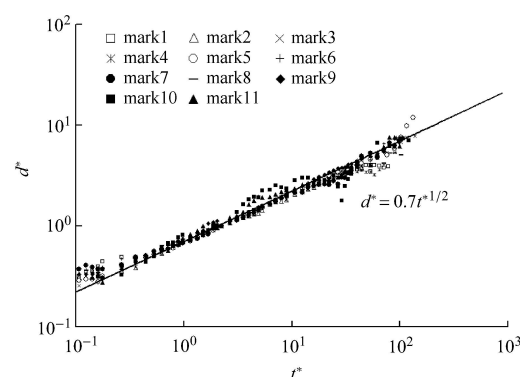
(b)



(b)



(c)



(c)

图 6 当 $Re = 160$ 时, L^* , R^* 和 d^* 在不同无量纲射流时间 T_{inj}^* 下随 t^* 变化规律

Fig. 6 Evolution of L^* , R^* and d^* as a function of t^* with various T_{inj}^* when $Re = 160$

图 7 在不同 Re 和 T_{inj}^* 组合条件下, L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 的变化特性

Fig. 7 Evolution of L^* , R^* and d^* as a function of t^* in different condition of Re and T_{inj}^*

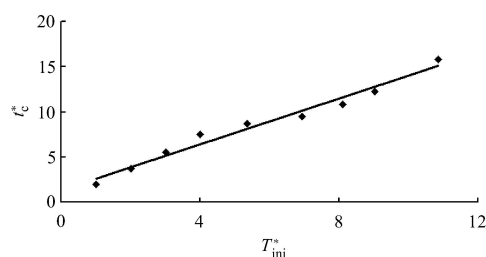
表 3 图 7 中不同标记所表示的 Re 和 T_{inj}^* 的组合Table 3 Different Re and T_{inj}^* conditions for marks in Fig.7

	Re	T_{inj}^*
mark1	36	53.3
mark2	53	31.1
mark3	55	133.3
mark4	60	53.3
mark5	74	116.0
mark6	145	97.8
mark7	160	53.3
mark8	187	97.8
mark9	206	88.9
mark10	240	93.3
mark11	245	91.1

2.3 衰退阶段

由图 5 可知, 当射流演化进入衰退阶段后, L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 的变化规律发生显著变化, 而且并不存在一个明显的过渡期. 其中, L^* 和 R^* 近似与 $t^{*1/5}$ 为成正比关系线, 而 d^* 则近似为一个常数, 即此时螺旋涡环包络外形长度已不再随时间发生变化. 这意味着在衰退阶段中蘑菇型涡结构已不再具有自相似或自保持性. 由图 6 可知, 无量纲射流时间对衰减阶段 L^* , R^* 和 d^* 的变化规律及衰退阶段的产生时间等都有显著影响.

从机理上看, L 型层流圆管潜射流的发展是依靠射流提供动量的不断作用来维持的. 当射流动量在作用一段时间消失后, 射流的发展将无法继续维持, 射流演化结构不可避免地会进入衰退阶段, 而这种衰退的无量纲产生时间 t_c^* 应该与无量纲射流时间 T_{inj}^* 是直接相关的, 结果如图 8 所示.

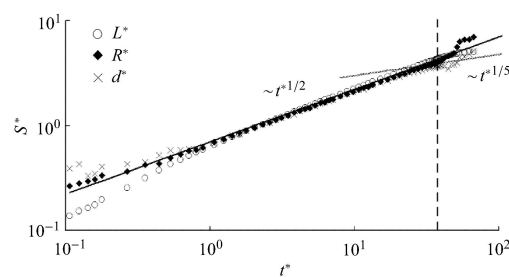
图 8 t_c^* 与 T_{inj}^* 之间的相关关系Fig. 8 Relationship between t_c^* and T_{inj}^*

根据图 8 中的实验结果, 采用数据回归分析方法, 可得

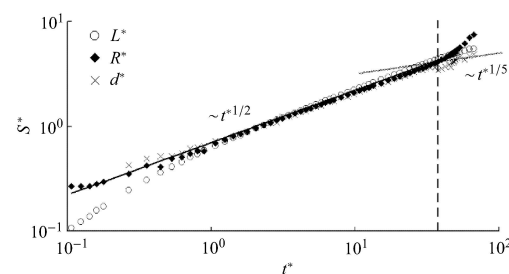
$$t_c^* = 1.2644T_{inj}^* + 1.359 \quad (17)$$

由此可见, 射流持续时间直接决定了衰退阶段的发生时间, 两者近似为线性关系. 需要指出的是,

这个结论只适用于射流持续时间较短的情况, 在本文中将其称为第 1 类衰退. 当射流持续时间较长时, 还会出现第 2 类衰退的情况. 为此, 在图 9 中, 分别给出了当 $Re = 160$, $T_{inj}^* = 37.6$ 和 48.9 时, L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 变化特性的实验结果. 结果表明, 在这 2 个射流时间较长的情况下, 当 $t^* > 37.6$ 后, L^* 和 R^* 已不再近似与 $t^{*1/5}$ 为成正比关系线, 而 d^* 也不再近似为一个常数.



(a)

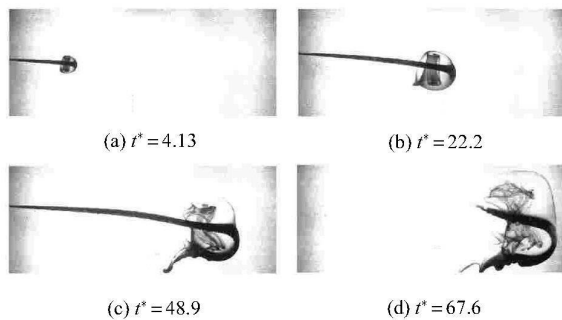


(b)

图 9 当 $Re = 160$, $T_{inj}^* = 37.6$ (a) 和 48.9 (b) 时, L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 的变化特性Fig. 9 Evolution of L^* , R^* 和 d^* as a function of t^* when $Re = 160$ and $T_{inj}^* = 38$ (a) or 49 (b)

在图 10 中, 给出了当 $T_{inj}^* = 48.9$, L 型层流圆管潜射流演化过程的染色液可视化实验结果. 由图 10(c) 可知, 虽然这时射流动量尚在发生作用, 但蘑菇型涡结构已经出现破碎的现象. 在这种情况下, 衰退阶段的开始时刻要早于 L 型射流的结束时刻.

结果表明, 第 1 类衰退出现在射流结束之后, 在这种情况下 L^* 和 R^* 近似与 $t^{*1/5}$ 为成正比关系线, 而 d^* 近似为一个常数. 第 2 类衰退出现在射流结束之前, 在这种情况下 L^* , R^* 和 d^* 随无量纲时间 t^* 的变化并无明显规律. 对第 1 类衰减情况, L 型射流持续的时间较短, 射流的不稳定性小, 蘑菇型涡结构在

图 10 当 $Re = 160$, $T_{inj}^* = 48.9$ 时, 射流演化过程Fig. 10 Evolution of the jet, when $Re = 160$ and $T_{inj}^* = 48.9$

射流结束之后的运动主要是由残余射流的能量耗散及流体分子的扩散所引起, 因此即使在射流结束后, 仍能维持较长时间才会破碎. 对第 2 类衰减情况, 当射流持续时间超过某个临界值后, 在射流动量被持续卷吸入蘑菇形涡结构内部的过程中, 会出现蘑菇形涡结构的运动偏离射流轴线, 甚至在射流还没有结束之前蘑菇型涡结构即发生破碎的现象.

3 结 论

采用溢流方法设计了一套恒压出流装置, 在多种射流时间和雷诺数的组合下, 对层流圆管潜射流在同质静止背景流体中生成蘑菇型涡结构的机理及其表现特征进行系列实验. 采用染色液数字图像处理技术, 获取蘑菇型涡结构的无量纲射流长度 L^* 、螺旋型涡环半径 R^* 及其包络外形长度 d^* 等几何特征参数, 结合基于斯托克斯近似的理论解, 研究分析了这些相关参数随无量纲时间 t^* 的变化规律.

研究表明, 在层流射流状态下, 由于背景静止流体对汇集于射流前部流体的阻滞作用, 使得射流只能维持有限的长度并形成蘑菇型的环形回流流动, 其三维结构表现为螺旋涡环形式, 螺旋涡环的包络外形犹如张开的蘑菇菌伞, 而射流主干流形似菌柄. 系列实验结果表明, 这类蘑菇型涡结构的形成与演化过程可分为 3 个不同的阶段, 分别为启动阶段、发展阶段和衰退阶段, 在这 3 个阶段中 L^* , R^* , d^* 随 t^* 具有不同的变化规律.

在启动阶段, 回流液体紧贴在主干流动周围, 被包裹在射流头部的半球形圆突结构内部, 其间 L^* 与 d^* 均随 t^* 线性变化, 而 R^* 则近似为一个常数. 在发展阶段, 回流逐渐远离主干流, 并产生二次回流, 蘑菇型涡结构的演化具有自相似性, 其间在不同射流时间和雷诺数的组合下 L^* , R^* 和 d^* 均与 $t^{*1/2}$ 成正比

关系, 而且实验结果与基于斯托克斯近似的理论解结果一致.

在衰退阶段, 蘑菇型涡结构会出现两类形式的退化. 第 1 类衰退出现在射流结束之后, 无量纲衰退时间 t_c^* 与无量纲射流时间 T_{inj}^* 之间近似满足线性关系 $t_c^* = 1.2644T_{inj}^* + 1.359$, 而且 L^* 和 R^* 与 $t^{*1/5}$ 相关, 而 d^* 则近似为一个常数. 第 2 类衰退出现射流结束之前, 当射流动量达到某个临界值后, 会出现蘑菇型涡结构的运动偏离射流轴线甚至发生破碎等现象, 其间 L^* , R^* , d^* 与 t^* 之间没有明显的相关关系.

参 考 文 献

- 1 Fedorov KN, Ginsburg AI. Mushroom-like currents (vortex dipole) in the ocean and in laboratory tank. *Ann Geophysicae*, 1986, 4(77): 507-516
- 2 Fedorov KN, Ginsburg AI. Mushroom-like currents (vortex dipoles): One of the most widespread forms of non-stationary coherent motions in the ocean. *Mesoscale/Synoptic Coherent structures in Geophysical Turbulence*, 1989, 50: 1-14
- 3 Ginzburg AI. Nonstationary eddy motions in the ocean. *Oceanology*, 1992, 32(6): 689-694
- 4 Ivanov AY, Ginzburg AI. Oceanic eddies in synthetic aperture radar images. *Proc Indan Acad Sci (Earth Planet Sci)*, 2002, 111(3): 281-295
- 5 Van Heijst GJF, Clercx HJH. Laboratory modeling of geophysical vortices. *Annu Rev Fluid Mech*, 2009, 41: 143-164
- 6 Meunier P, Spedding GR. Stratified propelled wakes. *J Fluid Mech*, 2006, 552: 229-256
- 7 Voropayev SI, McEachem GB, Fernando HJS, et al. Large vortex structures behind a maneuvering body in a stratified fluid. *Phys Fluids*, 1999, 1(6): 1682-1684
- 8 Voropayev SI, Smirnov SA. Vortex streets generated by a moving momentum source in a stratified fluid. *Phys Fluids*, 2003, 15(3): 618-624
- 9 Sous D, Bonneton N, Sommeria J. Turbulent vortex dipoles in a shallow water layer. *Phys Fluids*, 2004, 16(8): 2886-2898
- 10 Sous D, Bonneton N, Sommeria J. Transition from deep to shallow water layer: Formation of vortex dipoles. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 2005, 24(1): 19-32
- 11 Praud O, Fincham AM. The structure and dynamics of dipolar vortices in a stratified fluid. *J Fluid Mech*, 2005, 544: 1-22
- 12 Meunier P, Diamessis PJ, Spedding GR. Self-preservation in stratified momentum wakes. *Phys Fluids*, 2006, 18(10): 1-10
- 13 Voropayev SI, Fernando HJS, Smirnov SA, et al. On surface signatures generated by submerged momentum sources. *Phys Fluids*, 2007, 19(7): 1-10
- 14 魏岗, 戴世强. 分层流体中运动源生成的内波研究进展. *力学进展*, 2006, 36: 111-124 (Wei Gang, Dai Shiqiang. Advances in internal waves due to moving body in stratified fluid system. *Advances in Mechanics*, 2006, 36: 111-124 (in Chinese))
- 15 O'Neil P, Soria J, Honnery D. The stability of low Reynolds number round jets. *Exp Fluids*, 2004, 36(3): 473-483

- 16 Kwon SJ, Seo IW. Reynolds number effects on the behavior of a non-buoyant round jet. *Exp Fluids*, 2005, 38(6): 801-812
- 17 Reynolds AJ. Observations of a liquid-into-liquid jet. *J Fluid Mech*, 1962, 14(4): 552-556
- 18 McNaughton KJ, Sinclair CG. Submerged jets in short cylindrical flow vessels. *J Fluid Mech*, 1966, 25(2): 367-375
- 19 Abramovich S, Solan A. The initial development of a submerged laminar round jet. *J Fluid Mech*, 1973, 59(4): 791-801
- 20 Schneider W. Decay of momentum flux in submerged jets. *J Fluid Mech*, 1985, 154:91-110
- 21 Petrov PA. Mechanism of formation of vortex rings. *Fluid Dynamics*, 1973, 8(2): 190-195
- 22 陈远, 李东辉, 鄂学全. 低速轴对称层流射流流动形态和失稳机制的实验研究. *力学学报*, 1991, 23(6): 721-728 (Chen Yuan, Li Donghui, E Xuequan. Experimental study of laminar flow and instability mechanism of round jet with low speed. *Acta Mechanica Sinica*, 1991, 23(6): 721-728 (in Chinese))
- 23 Sozou G, Pickering WM. Round laminar jet: The development of the flow field. *J Fluid Mech*, 1977, 80(4): 673-683
- 24 Sozou G. Development of the flow field of a point force in an infinite fluid. *J Fluid Mech*, 1979, 91(3): 541-546
- 25 Mollendorf JC, Gebhart B. An experimental and numerical study of the viscous stability of a round laminar vertical jet with and without thermal buoyancy for symmetric and asymmetric disturbance. *J Fluid Mech*, 1973, 61(2): 367-399
- 26 Gill AE. On the occurrence of condensations in steady axisymmetric jets. *J Fluid Mech*, 1965, 14(4): 557-567
- 27 Cantwell BJ. Viscous Starting Jets. *J Fluid Mech*, 1986, 173: 159-189
- 28 Voropayev SI, Afanasyev YD. Vortex Structures in a Stratified Fluid. London: Chapman & Hall, 1994
- 29 Afanasyev YD, Korabel VN. Starting vortex dipoles in a viscous fluid: Asymptotic theory, numerical simulations, and laboratory experiments. *J Fluid Mech*, 2004, 16(11): 3850-3858
- 30 Voropayev SI, Afanasyev YD, Korabel VN, et al. On the frontal collision of two round jets in water. *Phys Fluids*, 2003, 15(11): 3420-3433
- 31 李植. 轴对称液体射流的 Hamilton 表述. *力学学报*, 2007, 23(4): 449-454 (Li Zhi. Hamiltonian formulation of axisymmetrical liquid jets. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2007, 23(4): 449-454 (in Chinese))
- 32 冯宝平, 米建春. 出口条件对圆形湍流射流远场区自保持性的影响. *力学学报*, 2009, 41(5): 609-617 (Feng Baoping, Mi Jianchun. Effect of exit conditions on the self-preservation states of round jets. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2009, 41(5): 609-617 (in Chinese))
- 33 尤云祥, 胡天群, 徐昊等. 分层流体中内波与半潜平台相互作用的模型试验. *力学学报*, 2010, 42(3): 400-406 (You Yunxiang, Hu Tianqun, Xu Hao, et al. Experiments on interaction of internal waves with semi-submersible platform in a stratified fluid. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2010, 42(3): 400-406 (in Chinese))
- 34 Lee JHW, Chu VH. Turbulent Jets and Plumes: A Lagrangian Approach. Hong Kong: Kluwer Academic Publisher, 2003
- 35 米建春, 冯宝平, Ravinesh DC, 等. 出口雷诺数对平面射流自保持性的影响. *物理学报*, 2009, 58(11): 7756-7764 (Mi Jianchun, Feng Baoping, Ravinesh DC, et al. Effect of exit Reynolds number on self-preservation of a plane jet. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(11): 7756-7764 (in Chinese))

(责任编辑: 刘希国)

EXPERIMENTS ON EVOLUTION CHARACTERISTICS FOR THE MUSHROOM-LIKE VORTEX STRUCTURE GENERATED BY A SUBMERGED LAMINAR ROUND JET¹⁾

Chen Ke You Yunxiang²⁾ Chen Yunxiang Hu Tianqun

(Shanghai Jiaotong University, State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai 200240, China)

Abstract A constant-pressure spillover system is designed to produce a submerged Laminar round jet with the constant outlet velocity, the flow patterns are visualized by dyed liquid, the evolution mechanism and characteristics due to the jet momentum in viscous uniform fluid is conducted experimentally for different combinations of the injection time and Reynolds number, where three non-dimensional parameters for the mushroom-like vortex structure generated by such a submerged laminar round jet, including the length of the jet L^* , the radius of the mushroom-like vortex R^* and the length of vortex circulation d^* , are defined and the variation characteristics of these parameters with non-dimensional time t^* are quantitatively analyzed. Serial experimental results show that the formation and evolution process of such a mushroom-like vortex can be described as three stages: starting, developing and decaying stages. In starting stage, L^* and d^* increase linearly with t^* , while R^* approximately remains a constant. In developing stage, the mushroom-like vortex structure shows a significant self-similarity, where L^* , R^* and d^* are approximately proportional to $t^{*1/2}$ for different combinations of the injection time and Reynolds number, the experimental results agree well with the theoretical solution based on stokes approximation. In decaying stage, two kinds of decay cases will happen for the mushroom-like vortex structure. In the first case, the decay happens after the end of the submerged round jet, where L^* and R^* are related to $t^{*1/5}$, and d^* approximately remains a constant. In the second case, the decay happens before the end of the submerged round jet, where some broken phenomenon will occur for the mushroom-like vortex structure after the jet momentum reaches the critical value.

Key words submerged round jet, point momentum source, flow visualization, mushroom-like vortex, evolution mechanism

Received 21 December 2012, revised 3 June 2013.

1) The project was supported by the National Natural Science Foundation of China (11072153) and the Foundation of State Key Laboratory of Ocean Engineering (GP010819).

2) You Yunxiang, professor, research interests: fluid mechanics, inverse problems in hydroacoustics, stratified flow of hydrodynamics in naval architecture and ocean engineering. E-mail: youyx@sjtu.edu.cn