

分层流体中移动动量源生成准二维偶极子涡街特性实验*

陈科¹⁾ 尤云祥^{1)†} 胡天群¹⁾ 朱敏慧²⁾ 王小青²⁾

1) (上海交通大学海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

2) (中国科学院电子学研究所微波成像技术国家重点实验室, 北京 100080)

(2010年1月7日收到; 2010年5月11日收到修改稿)

采用水平移动射流方法模拟移动动量源, 实验研究了该移动动量源在密度分层流体中生成准二维偶极子涡街的机理, 分析了偶极子涡街的演化特性. 在系列实验基础上, 获得了移动动量源在密度分层流体中能够演化为偶极子涡街的 (Re, Fr) 组合条件. 对不同的 Re 取值, 获得了偶极子涡街无因次形成时间及其无因次涡街平均波长倒数与 Fr 之间的相关关系, 表明它们不依赖于 Re 数, 而与 Fr 近似为幂指数关系.

关键词: 分层流体, 移动动量源, 偶极子涡街, 涡街形成时间

PACS: 47.55.Hd, 47.32.C-, 47.32.Ck

1. 引言

当水下运载器在海洋中航行时, 不仅会产生内波尾迹^[1], 而且还会形成各种旋涡尾迹^[2,3], 这种非声水动力学信号与正在发展的具有重要战略意义的潜艇非声学探测方法息息相关^[4]. 当水下物体在密度均匀流体中运动时, 由于流体黏性耗散等原因, 其尾流会很快耗散而消失. 但在密度分层流体的情况, 除了在水下运动物体尾部会留下近尾迹流动痕迹外, 还会出现晚尾迹流动痕迹^[5-8]. 晚尾迹流在其演化过程中由于流体密度分层产生浮力效应的作用, 其垂向演化会受到抑制, 从而形成准二维大尺度涡街结构^[7,8].

在密度分层流体中的这种大尺度涡街结构是稳定的, 而且可以维持相当长时间. 大尺度旋涡结构的这种稳定性和长时间维持性, 使得它们在密度分层海洋中很容易形成, 通常以单极子、偶极子及其组合的形式出现, 而且很容易在海洋合成孔径雷达 (SAR) 等遥感图像中被观察到^[9,10].

无论是拖曳还是非定常自航运动物体, 其力学效应都相当于有动量传递给周围流体, 形成动量尾流. 研究表明, 当 Re (Reynolds 数) 超过某个临界值

后, 水下运动物体形状对其晚尾迹结构的影响是小的^[11]. 由于在实验室中采用带染色液的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, 因此利用动量源来模拟水下运动物体的晚尾迹, 无疑为晚尾迹在密度分层流体中演化特性的研究提供了一条新的途径.

偶极子涡是较早被发现的一种存在于密度分层流体中的准二维结构, 它可以在密度分层水槽中采用静止射流的方法产生. 有关这种偶极子涡的生成机理及其演化特性已经有许多理论、数值及实验结果^[9,12-15]. 由于两个旋涡的涡量符号正好相反, 故称为偶极子, 它们可以相互或与固体结构发生作用, 产生许多有意义的现象^[16-18].

采用移动射流方法, Voropayev 等^[19-21] 研究了密度分层流体中移动动量源生成准二维涡街特性问题, 使得从单一的偶极子涡结构的研究跨越到了偶极子涡街结构领域. 研究表明, 无论是定常^[20] 还是非定常^[19] 移动动量源, 在密度分层流体中均可能会出现准二维的偶极子涡街结构, 但这两种情况下的涡街特性是有很大区别的. 研究进一步表明, 这种大尺度涡街结构的实际海洋尺度可以达到 1—2 km, 衰减所需时间可以达到数天^[19], 而且在自由面上也可以产生明显旋涡流动特征^[21], 这为利用

* 微波成像技术国家重点实验室基金和海洋工程国家重点实验室基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: youyx@sjtu.edu.cn

SAR 等现代遥感手段来监测其相关特性提供了一定的理论基础.

需要指出的是,并不是在 (Re, Fr) (Fr 为 Froude 数) 的所有组合下,移动动量源在密度分层流体中都会产生准二维偶极子涡街结构. 因此,对移动动量源在密度分层流体中能够演化为偶极子涡街的 (Re, Fr) 组合条件进行研究,不仅在学术上是重要的,而且在实践中也是重要的,但迄今尚没有针对此问题的文献报道. 有鉴于此,本文采用染色液移动射流方法,研究定常移动动量源在密度分层流体中生成准二维偶极子涡街机理及其演化特性,确定偶极子涡街的产生条件,分析 Reynolds 数及 Froude

数对涡街形成时间及其平均波长的影响规律.

2. 实验方法

实验在 $25\text{ m} \times 0.6\text{ m} \times 1.2\text{ m}$ 的分层流水槽中进行,密度分层采用双缸方法,水深为 50 cm ,在分层流体中间有一个密跃层,其密度分布沿垂直向近似为线性变化,位于密跃层上下两层流体中的密度分布均匀. 密度剖面采用电导率仪进行测量,利用 $N = \sqrt{-(g/\rho_0)(d\rho/dz)}$ 计算浮频率,结果如图 1 所示. 其中, z 为密度测量位置到水槽底部的垂直距离, ρ 为流体密度, ρ_0 为上层流体密度.

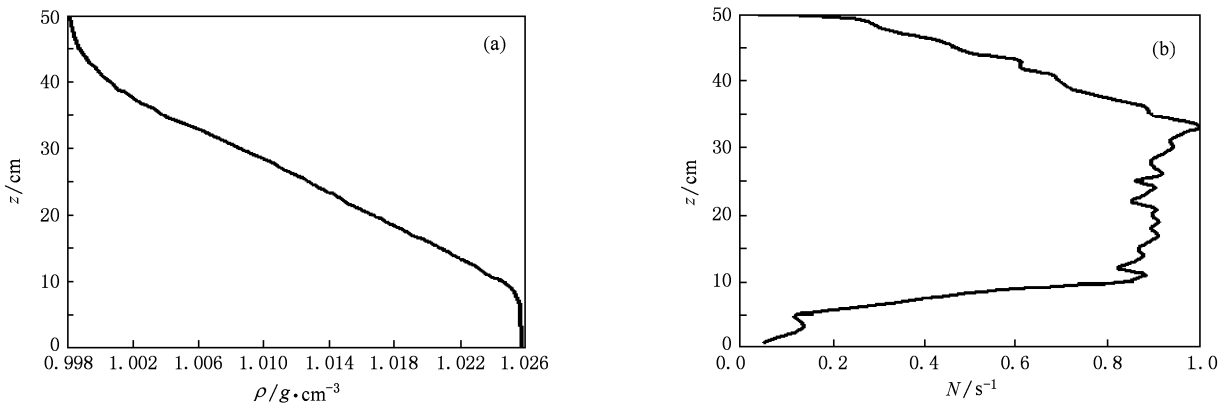


图 1 密度及浮频率剖面 (a)密度, (b)浮频率剖面

采用移动射流方法产生动量尾流来模拟移动动量源,实验装置如图 2 所示. 拖车沿水槽纵向匀速直线运动,运动速度 U 可由伺服控制器精确控制, U 取值范围为 $1\text{—}25\text{ cm/s}$. 喷管水平部分与水槽底部平行,直径 $d=0.12\text{ cm}$,长为 1.1 cm ,管口中心点位于 $z=25\text{ cm}$ 处. 喷管垂直部分与盛有染色液的容器相连,长为 160 cm ,装有控制开关,当开关打开后,染色液从水平喷口处以速度 u 流出,进入到

分层流体中. 拖车运动方向与染色液喷射速度方向相反,染色液容器中流体密度取为喷口中心所在位置处水槽中流体的密度,以保证喷出的染色液能够自然悬浮于喷口中心所在流体层中.

在染色液容器顶部,连接了增压装置. 在本实验中,当染色液容器中为常压时,喷嘴自然出流速度为 43.57 cm/s . 如果需要改变喷嘴出流速度,可以通过调节增压装置气压值来实现,气压值调节范围为 $0\text{—}35\text{ kPa}$,相应的喷嘴出流速度范围为 $43.57\text{—}134.22\text{ cm/s}$. 高清高分辨率数码相机固定在水槽正上方,用来记录移动动量源的水平演化特性.

本实验中,采用的喷管射流可等效于一个移动动量源,其动量流量为

$$J = u(u - U)s, \quad (1)$$

其中,喷口横截面积 $s = \pi d^2/4$, $u = q/s$, q 为单位时间喷嘴流量,它需要通过现场测量确定.

移动动量源可以用如下 5 个参数进行表征,即动量流量 J ,移动速度 U ,运动黏性系数 ν ,浮频率 N

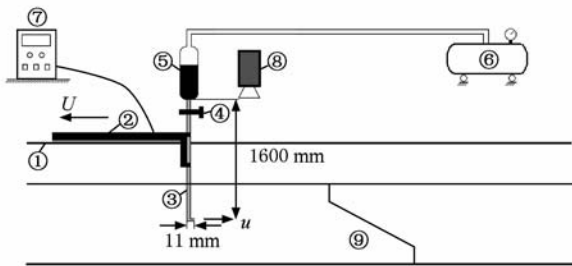


图 2 实验装置示意图 ①分层流水槽,②拖车,③L型喷管,④流量控制开关,⑤染色液容器,⑥增压装置,⑦拖车控制器,⑧数码相机,⑨分层流体

和时间 t . 利用这些参数可以获得 3 个无量纲参数: Reynolds 数 Re , Froude 数 Fr 和无因次时间 Nt . 其中, N 为喷嘴中心所在位置处的浮频率, Re 和 Fr 分别定义为

$$Re = J^{1/2}/\nu, Fr = U^2/(NJ^{1/2}). \quad (2)$$

移动动量源本身没有长度尺度, 为后文分析需要, 将它与拖曳球体进行类比, 引入一个长度参数 L ^[19]. 对于拖曳球体, 其半径可表示为 $D = 2.3J_D^{1/2}/U$, 其中 J_D 为拖曳球体运动传递给周围流体的动量, 据此可以定义移动动量源的长度参数 L 为

$$L = 2.3J^{1/2}/U. \quad (3)$$

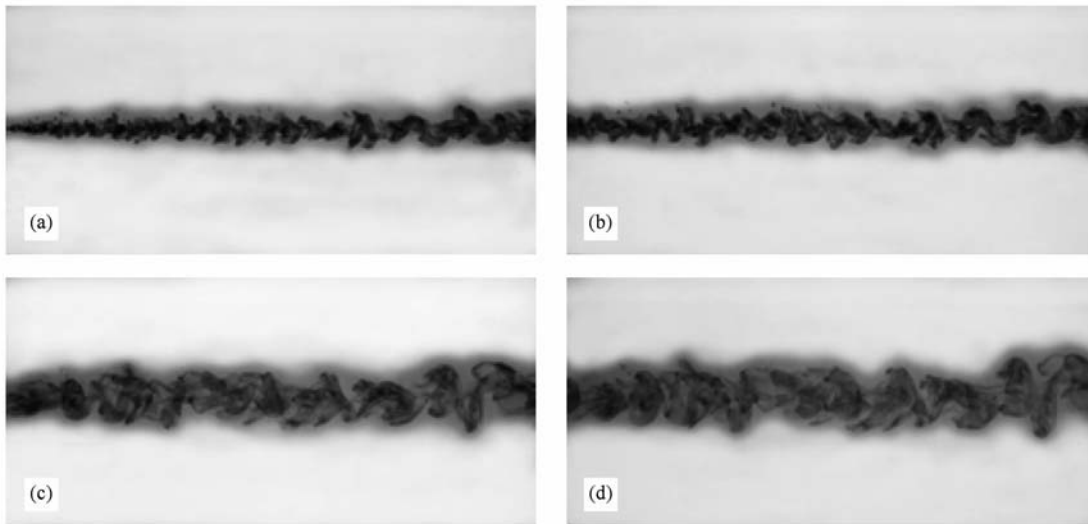


图3 当 $Re = 435$ 时, 在均匀流体中移动动量源的水平演化特性 (a) $t = 0$ s, (b) $t = 6$ s, (c) $t = 45$ s, (d) $t = 70$ s

首先对移动动量源尾迹在均匀流体中的演化特性进行了系列实验, 当 $Re = 435$ 时的实验结果如图 3 所示. 研究表明, 在流体密度均匀的情况下, 在 L 型管移动射流过程中, 染色液体在水平和垂直方向同时很快扩散, 形成一个由各种小尺度涡系构成的锥体形三维尾迹结构, 最终由于黏性耗散而消失, 不形成任何有序的大尺度旋涡结构, 其中染液进入周围流体中的时刻记为 $t = 0$.

在此基础上, 对移动动量源尾迹在密度分层流体中的演化特性进行了系列实验, 当 $Re = 790$ 及 $Fr = 1.226$ 时的实验结果如图 4 所示. 结果表明, 当 $0 < t < T$ 时 ($T = 2\pi/N$ 为浮力周期), 在染色液从 L 型管射出过程中, 射流以较大初速度沿着与 L 型管移动相反的方向运动, 在水平和垂直方向同时逐渐扩散, 与均匀流体的情况一样, 也形成一个锥体形三维尾迹结构, 见图 3(a) 和图 4(a).

当 $t > T$ 时, 由于垂向密度梯度产生的浮力效

3. 实验结果

本文考虑移动动量源做定常运动时生成准二维偶极子涡街特性问题. 在实验中, Reynolds 数取值范围为 $Re \in [153, 2215]$, Froude 数取值范围为 $Fr \in [0.71, 78.65]$. 无论是由于染色液体注入引起水槽中流体体积增加传递给周围流体的动量, 还是由于 L 型管运动传递给周围流体的动量, 与 J 相比均属于小量. 因此, 在实验中染色液体本身及 L 型喷管体积的影响可以忽略不计^[19].

应, 使得锥体形三维尾迹在垂向的扩散运动受到抑制, 出现尾迹塌陷现象, 垂向扩散速度逐渐减小并趋于零. 另一方面, 由于阻力效应, 射流尾迹的纵向运动速度也逐渐减小并趋于零, 在某个时刻后, 射流尾迹主要表现为在水平横向的变化, 见图 4(b).

射流尾迹在水平横向演化过程中, 在尾迹两侧逐渐出现饼状旋涡, 并向两侧逐渐展开. 在某个时刻之后, 这些饼状旋涡逐渐演化成一队旋转方向相反的准二维偶极子涡, 最终在整个染液尾迹区形成一个准二维偶极子涡街, 见图 4(c), (d).

在准二维偶极子涡街形成后的一段较长时间内, 其宽度缓慢变化, 相邻两个偶极子涡对中具有相同涡旋方向的两个涡核间的纵向间距不变, 期间各个涡对周围的染液还会出现明显旋转运动现象. 经过一段较长时间 (约 30 min) 之后, 整个涡街开始出现扭曲变形现象, 期间有的涡对开始分离, 有的

涡对发生相互融合, 涡街颜色开始变淡, 直至整个

涡街消失, 见图 4(e), (f).

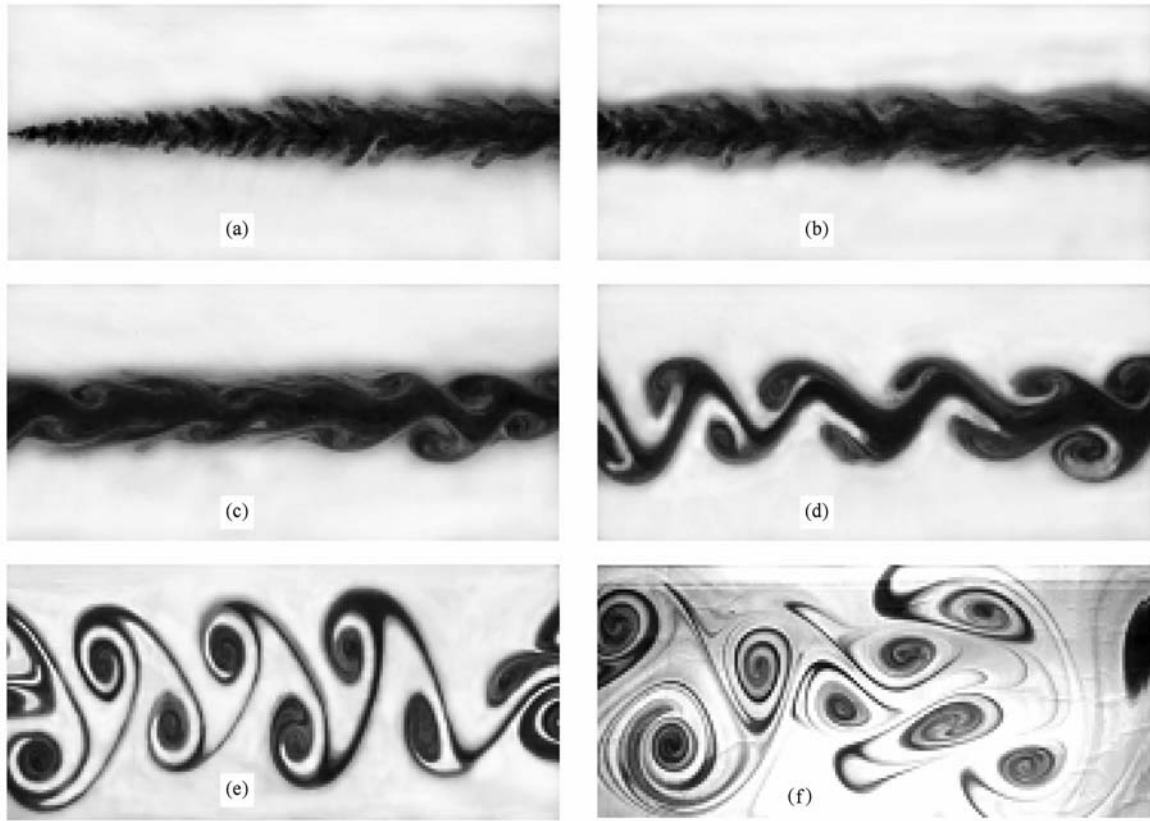


图 4 当 $Re = 790, Fr = 1.226$ 时, 在密度分层流体中移动动量源的水平演化特性 (a) $Nt = 0$, (b) $Nt = 5.4$, (c) $Nt = 40.5$, (d) $Nt = 63$, (e) $Nt = 180$, (f) $Nt = 450$

系列实验表明, 并不是在 (Re, Fr) 的所有组合下, 移动动量源尾迹在密度分层流体中都会演化为准二维偶极子涡街的. 研究表明, 存在一个临界 Reynolds 数 Re_0 , 当 $Re < Re_0$ 时, 对任意 Fr , 移动动量源尾迹在密度分层流体中都无法演化出准二维偶极子涡街, 如图 5 所示. 由图 5 可知, 对这种亚临界 Re 的情况, 染色液从 L 型管水平射出后, 从顶视的角度观察, 其尾迹近似为一个条形带. 随着时间的推移, 条形带随着分子扩散运动而逐渐消失, 在染色液尾迹的整个演化过程并不出现旋涡结构. 出现这种现象的主要原因是: 染色液从 L 型管水平射出时, 处于层流状态, 只产生与 L 型管移动方向相反的运动, 而没有旋涡产生, 使得染色液尾迹在其演化过程中并不具备产生旋涡的初始涡量.

另一方面, 即使当 $Re > Re_0$ 时, 也并不是对所有 Fr , 移动动量源尾迹在密度分层流体中都会演化出准二维偶极子涡街. 研究表明, 对给定的 Re , 存在一个临界 Froude 数 Fr_0 , 只有当 $Fr < Fr_0$ 时, 移动动量源尾迹在密度分层流体中才会演化出准二维偶极

子涡街. 由(2)式可知, 较大的 Fr 意味着较大的 U 和较小的 N 及 J , 而由(1)式可知, 随着 U 的增大, J 随着减小, 因此较大的 Fr 意味着较小的 N 和 J .

一方面, 较小的浮频率 N 意味着密度分层产生的浮力效应对移动动量源垂向扩散的抑制作用减弱, 从而使得在其演化过程中很有可能产生不了有序的大尺度旋涡结构. 另一方面, 在较小动量流量 J 的情况, 虽然移动动量源在其演化过程中也会产生小尺度的涡系尾迹(如图 6 所示), 但这种小尺度涡系的涡量很小, 不足以形成有序的大尺度旋涡结构, 最终由于黏性耗散而很快消失.

图 7 给出了临界 Froude 数 Fr_0 与 Reynolds 数 Re 之间相关关系的实验结果. 由图 7 可知, 当 $Re_0 \leq Re \leq 1106.6$ 时, Fr_0 与 Re 之间的关系近似为线性, 而当 $Re > 1106.6$ 时, Fr_0 近似为一个常数. 当 $Re \geq Re_0$ 及 $Fr \leq Fr_0$ 时, 移动动量源尾迹在密度分层流体中都会演化为准二维偶极子涡街, 反之则不会形成有序的大尺度旋涡结构. 采用数据回归分析方法, 可得 Fr_0 与 Re 之间的相关关系如下:

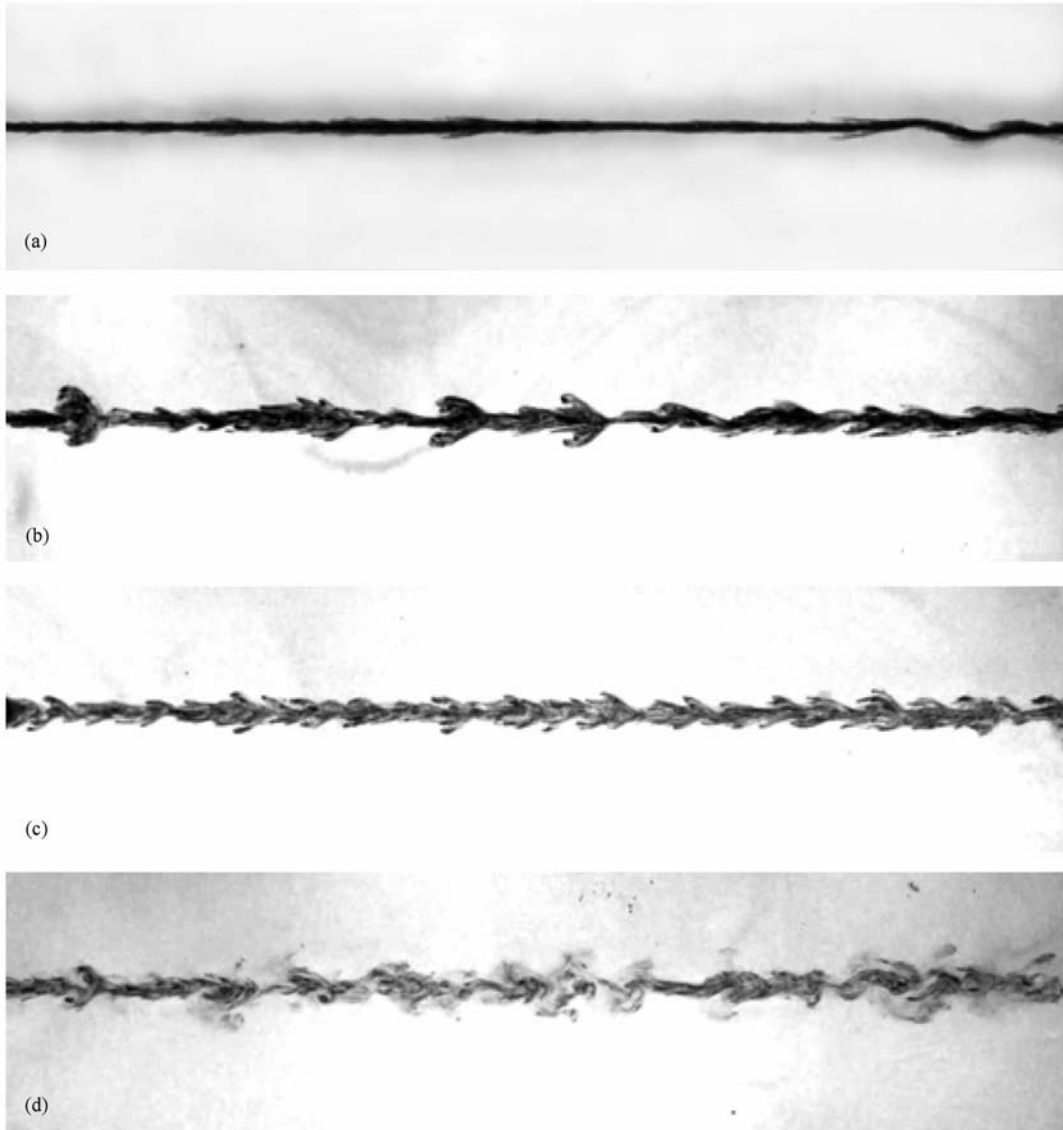


图5 当 $Re = 153, Ni = 45$ 时,在 4 个不同 Fr 下在密度分层流体中移动动量源的水平演化特性 (a) $Fr = 0.67$, (b) $Fr = 6.45$, (c) $Fr = 19.48$, (d) $Fr = 58.46$

$$Fr_0 = \begin{cases} 0.0548Re - 7.1691, & Re \in [Re_0, 1106.6], \\ 54.03, & Re \in (1106.6, +\infty). \end{cases} \quad (4)$$

由(4)式可得图中直线在 Re 轴上的截距为 $Re = 130.8$. 由此可得临界 Reynolds 数 $Re_0 > 130.8$, 但要精确确定 Re_0 的值是很困难的.

图 8 进一步给出了当 $Re = 900, Fr = 7.807$ 时, 移动动量源在密度分层流体中的水平演化特性. 由图 4 和图 8 可知, 在 (Re, Fr) 的不同组合下, 准二维偶极子涡街的形成时间是不一样的. 研究表明, 在越靠近移动动量源尾迹尾部的区域, 准二维偶极子涡形成的时间越早. 图 9 给出了偶极子涡街无因次形成时间 $\tau (= Nt_0)$ 随 Fr 的变化规律, 其中 t_0 为最

后一个完整的准二维偶极子涡形成的时间.

由图 4 和图 8 可以进一步发现, 在 (Re, Fr) 的不同组合下, 在准二维偶极子涡街的相邻两个偶极子涡对中, 具有相同涡旋方向的两个涡核间的纵向间距也是不同的, 将其称为旋涡波长 λ . 应当注意的是, 在一个完整的偶极子涡街形成后, 虽然它可以在较长时间内保持稳定, 但整个涡街中每一对旋涡的波长都是有差异的, 如图 10 所示.

定义 $\bar{\lambda} = \sum_{i=1}^M \lambda_i / M$ 为涡街平均波长, 其中 M 为涡街中所有旋涡对个数, λ_i 为其中某一对旋涡的波长. 记 $St = L/\bar{\lambda}$ 为涡街平均波长 Strouhal 数, 图 11 给出了 St 随 Fr 的变化规律.

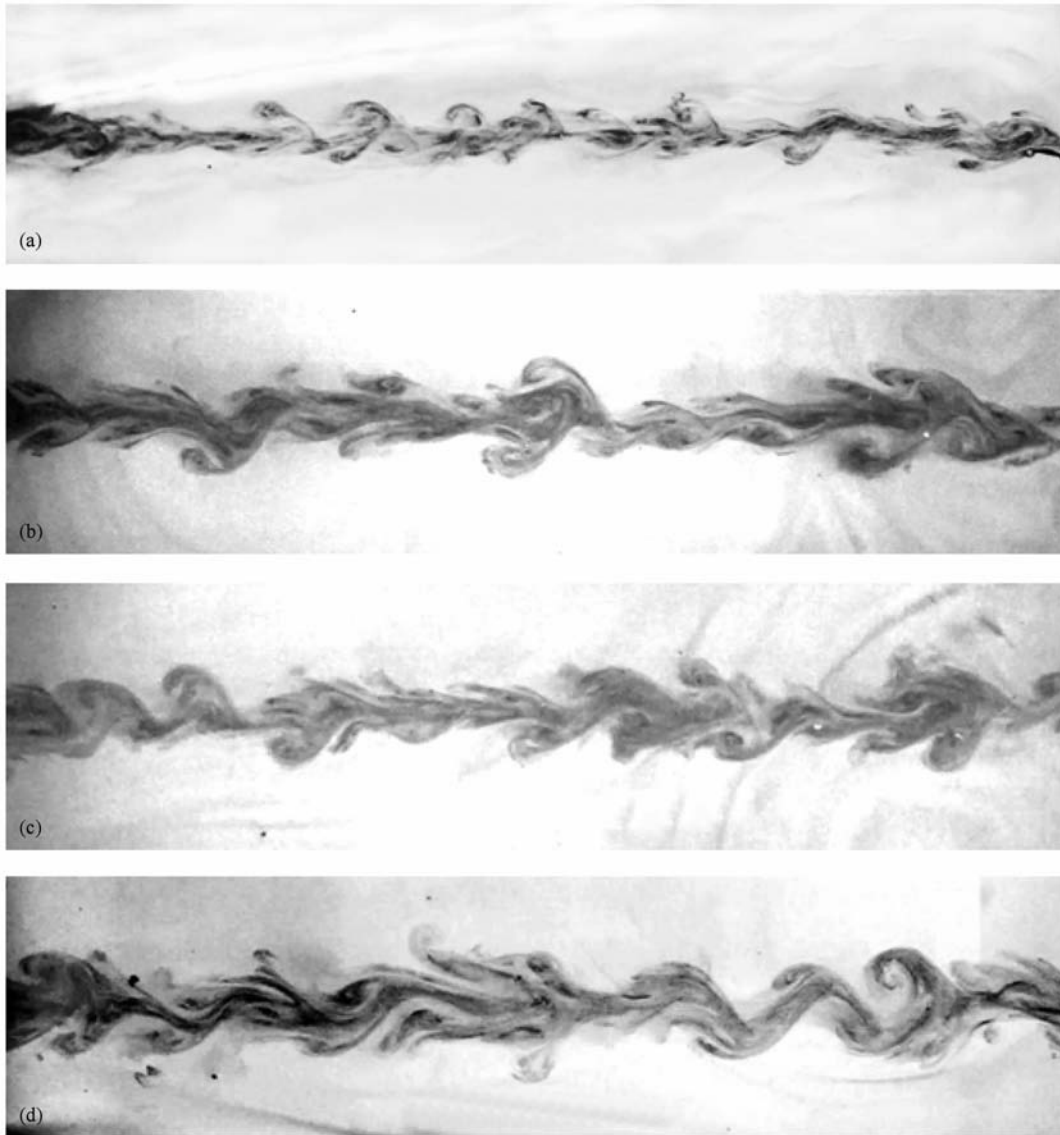


图6 当 $Ni = 60$ 时,在 (Re, Fr) 的4个不同组合下,密度分层流体中移动动量源水平演化特性 (a) $Re = 630, Fr = 26.45$, (b) $Re = 860, Fr = 51.16$, (c) $Re = 1100, Fr = 62.42$, (d) $Re = 1440, Fr = 68.49$

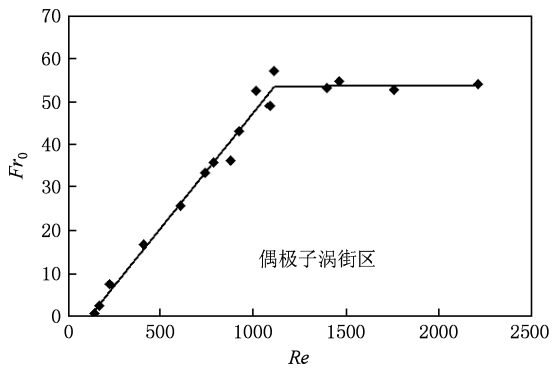


图7 Fr_0 与 Re 之间的相关关系

由图9和图11可知,随着 Fr 的增大, τ 和 St 都会随着减小. 出现这种现象的主要原因如下: 由(2)式可知,较小的 Fr 意味着较大的动量流量 J , 较小的拖车速度 U 以及较大的浮频率 N ; 由(1)式可知,为保证较大的动量流量 J , 意味着必须有较大的喷嘴出流速度 u , 这将使染色液从水平管射出后的扩散运动更为激烈, 使得需要更多的时间才能抑制染色液的垂向运动, 从而使涡街产生所需时间更长; 同时,射流动量流量 J 的增大势必使单位时间进入分层流体的染色液流量也随着增加, 染色液流量的增加在使得涡街形成时间变长的同时, 还会使

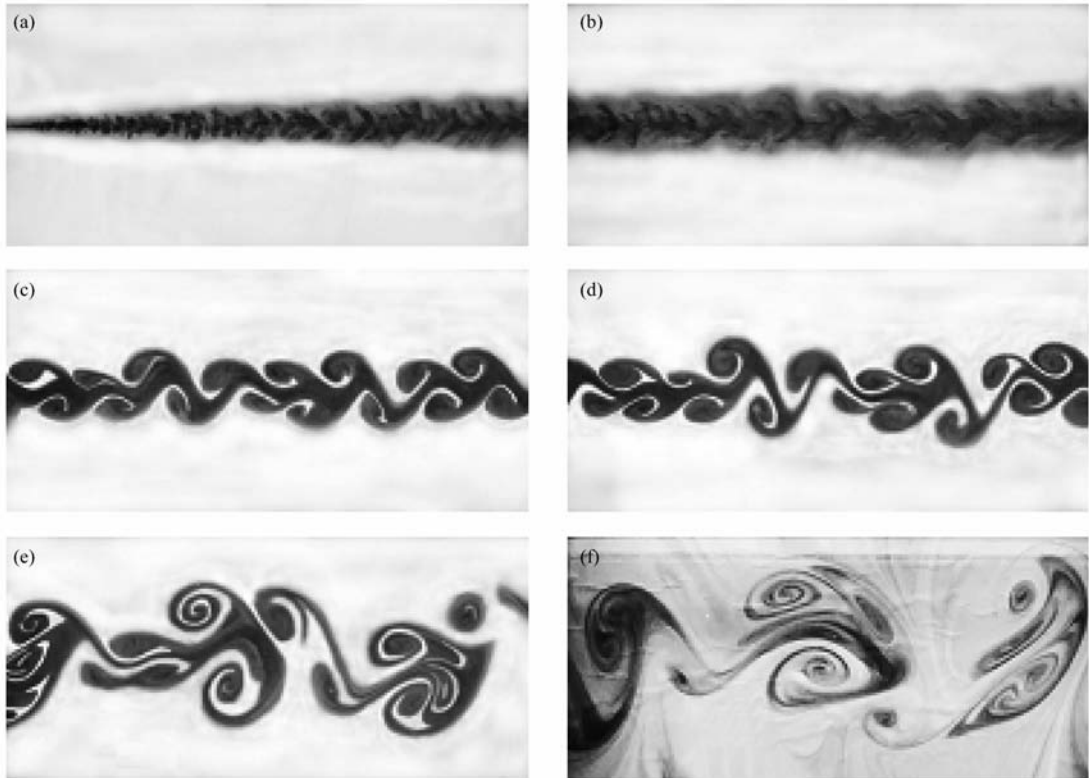


图 8 当 $Re = 900$, $Fr = 7.807$ 时,在密度分层流体中移动动量源的水平演化特性 (a) $Nt = 0$, (b) $Nt = 5.4$, (c) $Nt = 40.5$, (d) $Nt = 63$, (e) $Nt = 180$, (f) $Nt = 450$

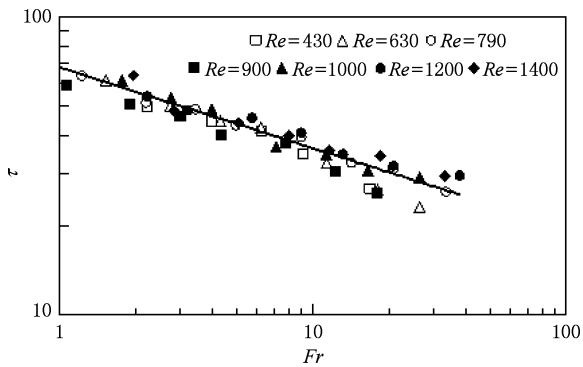


图 9 无因次涡街形成时间 τ 随 Fr 的变化规律

得在同样空间内所形成偶极子涡的个数增多,旋涡平均波长变小,从而使 Strouhal 数 St 变大,如图 4 和图 8 所示.

由图 9 和图 11 还可以发现,无论是 τ 还是 St , Re 对它们的影响并不明显,而且在对数坐标系下, τ 和 St 与 Fr 之间近似为线性关系. 利用图 9 和图 11 中的实验数据,采用数据回归分析方法,可得 τ 和 St 与 Fr 之间的相关关系如下:

$$\tau = C_{\tau} / Fr^{1/4}, \quad (5)$$

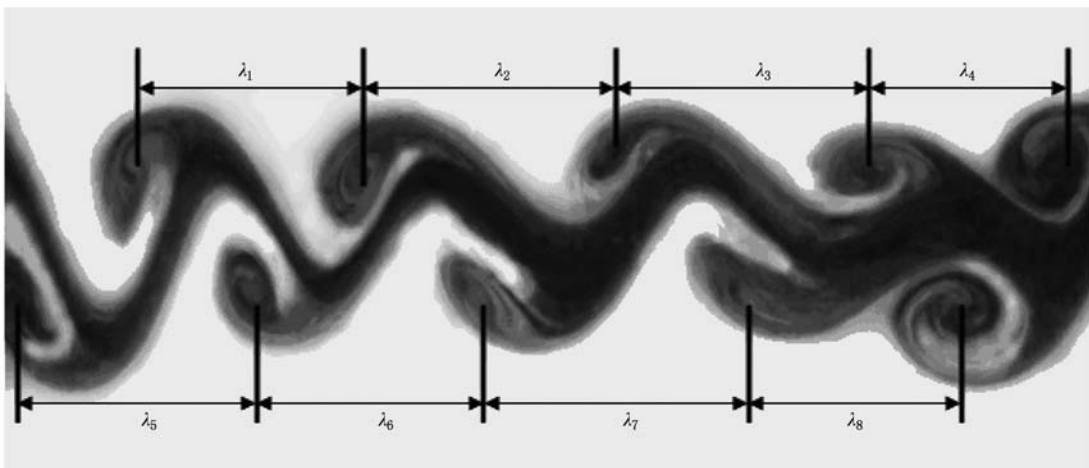


图 10 旋涡波长之定义

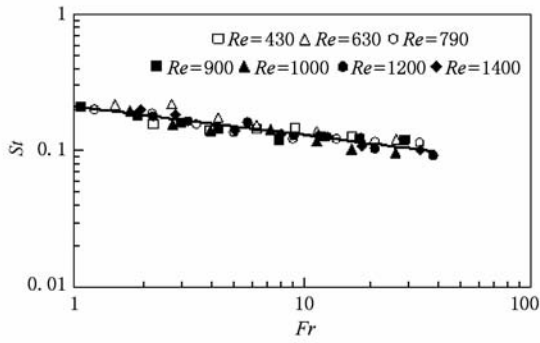


图 11 Strouhal 数 St 随 Froude 数 Fr 的变化规律

$$St = C_{St}/Fr^{1/5}, \quad (6)$$

其中, $C_\tau = 65, C_{St} = 0.21$.

需要指出的是,在文献[19]中,针对 $Re \in [350, 950]$ 和 $Fr \in [0.3, 20]$ 的情况进行了系列实验,所获得的 τ 与 Fr 之间的相关关系与(5)式是一致的,

两者的区别主要在系数 C_τ 方面. 在文献[19]中,所获得的系数为 $C_\tau = 70$, 导致这种差异的主要原因可能是两者在涡街形成时间估算方面存在一定的主观因素所致.

在文献[19]中,针对某一对旋涡波长的 Strouhal 数 $St = L/\lambda$, 进一步给出了它与 Fr 之间的相关关系如下:

$$St = C_{St}/Fr^{1/3}, \quad (7)$$

其中, $C_{St} = 0.28$.

比较(6)和(7)式可知, St 与 Fr 之间为 $-1/5$ 幂指数的关系, 而 St 与 Fr 之间为 $-1/3$ 幂指数的关系. 由于在准二维偶极子涡街中每一对旋涡的波长都是有差异的, 而且在某种 (Re, Fr) 的组合下, 它们与平均波长的相对误差甚至可以达到 9%, 如表 1 所示, 其中 $e_{\max} = |\bar{\lambda} - \lambda|/\bar{\lambda}$. 因此, 采用涡街平均波长 Strouhal 数 St 来研究它与 Fr 之间的相关关系应更为合理.

表 1 旋涡波长测量结果

(Re, Fr)	λ/m								$\bar{\lambda}/m$	$e_{\max}/\%$
(900, 7.807)	0.244	0.246	0.258	0.248	0.219	0.262	0.228	0.244	0.241	8.91
	0.232	0.257	0.220	0.228	0.248	0.236	—	—		
(790, 1.226)	0.448	0.477	0.492	0.419	0.450	0.443	0.483	0.451	0.458	8.91

4. 结 论

采用 L 型水平移动射流装置生成移动动量源的方法, 对该移动动量源在密度均匀及分层流体中的演化特性进行了系列实验. 结果表明, 在密度均匀流体的情况, 移动动量源只形成一个锥体形三维尾迹结构, 而不形成任何有序的大尺度旋涡结构, 即使在密度分层流体的情况下, 移动动量源也并不是都能够演化为准二维偶极子涡街结构.

研究表明, 对给定的 Re , 存在一个临界 Froude 数 Fr_0 , 只有当 $Re \geq Re_0$ 及 $Fr \leq Fr_0$ 时, 移动动量源在密度分层流体中才会演化出准二维偶极子涡街结构, 其中 Re_0 为临界 Reynolds 数. 系列实验表明, 当 $Re_0 \leq Re \leq 1106.6$ 时, $Fr_0 = 0.0548Re - 7.1691$,

而当 $Re > 1106.6$ 时, $Fr_0 = 54.03$.

研究进一步表明, 准二维偶极子涡街的无因次形成时间 τ 及其无因次平均波长 Strouhal 数 St , 都不依赖于 Re , 而仅与 Fr 密切相关, 其中 τ 与 Fr 之间近似为 $-1/4$ 幂指数关系, 而 St 与 Fr 之间近似为 $-1/5$ 幂指数关系.

对临界 Reynolds 数 Re_0 , 基于本文系列实验, 仅获得了它的一个下界 $Re_0 > 130.8$, 而确定它的一个精确值在实践中应当是重要的. 此外, 对潜艇等水下运载器的加速(减速)等非定常运动, 其效应相当于一个非定常移动动量源, 因此对其在密度分层流体中生成的大尺度旋涡特性进行研究, 也将具有重要理论与实践意义. 有关这些问题, 将是今后工作中需要探索与研究的.

[1] You Y X, Zhao X Q, Chen K, Wei G 2009 Acta Phys. Sin. 58 6750 (in Chinese) [尤云祥、赵先奇、陈科、魏岗 2009 物理学报 58 6750]

[2] Wu Y G, Tao M D 2006 Chin. Phys. 15 1137

[3] Lian Q X, Guo H 2004 Acta Phys. Sin. 53 2226 (in Chinese) [连祺祥、郭辉 2004 物理学报 53 2226]

- [4] Reed A M, Milgram J H 2002 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34** 469
- [5] Lin Q, Linberg W R, Boyer D L, Fernando H J S 1992 *J. Fluid Mech.* **240** 315
- [6] Chomaz J M, Bonneton P, Hopfinger E L 1993 *J. Fluid Mech.* **254** 1
- [7] Spedding G R, Browand F K, Fincham A M 1996 *J. Fluid Mech.* **314** 53
- [8] Spedding G R 1997 *J. Fluid Mech.* **337** 283
- [9] Voropayev S I, Afanasyev Y D 1994 *Vortex Structures in a Stratified Fluid* (London: Chapman and Hall)
- [10] Munk W, Armi L, Fischer K, Zachariassen F 2000 *Spirals on the Sea Proc. R. Soc. London Ser. A* **456** 1217
- [11] Meuniera P, Spedding G R 2004 *Phys. Fluids* **16** 298
- [12] Flor J B, van Heijst G J F 1994 *J. Fluid Mech.* **279** 101
- [13] Flor J B, Fernando H J S, van Heijst G J F 1994 *Phys. Fluids* **6** 287
- [14] Fonseka S V, Fernando H J S, van Heijst G J F 1998 *J. Geophys. Res. Oceans* **103**(C11) 24857
- [15] Praud O, Fincham A M 2005 *J. Fluid Mech.* **544** 1
- [16] van Heijst G J F, Flor J B 1989 *Nature* **340** 212
- [17] Voropayev S I, Afanasyev Y D 1992 *J. Fluid Mech.* **236** 665
- [18] Orlandi P 1990 *Phys. Fluids A* **2** 1429
- [19] Voropayev S I, McEachem G B, Fernando H J S, Boyer D L 1999 *Phys. Fluids* **11** 1682
- [20] Voropayev S I, Smirnov S A 2003 *Phys. Fluids* **15** 618
- [21] Voropayev S I, Fernando H J S, Smirnov S A, Morrison R 2007 *Phys. Fluids* **19** 1

Experiments on quasi-two-dimensional dipolar vortex streets generated by a moving momentum source in a stratified fluid*

Chen Ke¹⁾ You Yun-Xiang^{1)†} Hu Tian-Qun¹⁾ Zhu Min-Hui²⁾ Wang Xiao-Qing²⁾

1) (State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200030, China)

2) (State Key Laboratory of Microwave Imaging Technology, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 7 January 2010; revised manuscript received 11 May 2010)

Abstract

Experiments were carried out in a stratified fluid with a momentum source modeled by a horizontally moving jet. The generation mechanism was investigated and the evolution characteristics were analyzed for the quasi-two-dimensional dipolar vortex streets generated by such a moving momentum source in the stratified fluid. The conditions of different Reynold and Froude number (Re , Fr) combinations under which the dipolar vortex street can be generated by moving momentum source were determined by use of data based on the present series of experiments. Moreover, the dependence of the dimensionless formation time and inverse dimensionless average wavelength of the dipolar vortex street on Fr for different values of Re was obtained. The results show that these parameters are independent of Re and approximately follow some exponential laws of Fr .

Keywords: stratified fluid, moving momentum source, dipolar vortex street, vortex street formation time

PACS: 47.55. Hd, 47.32. C – , 47.32. Ck

* Project supported by the Foundation of the State Key Laboratory of Microwave Imaging Technology and the Foundation of State Key Laboratory of Ocean Engineering of China.

† Corresponding author. E-mail: youyx@sjtu.edu.cn