海洋环流物理学

〔美〕M·E斯特恩 著

海洋出版社

海 洋 环 流 物 理 学

[美] M.E.斯特恩 著

秦曾灏 译

海 洋 出 版 社

1982年·北京

内 容 简 介

本书较系统地概括了海洋环流的理论基础和某些近代研究成果。叙述了波动的产生、旋转流体、密度流、准地转运动、粘性层流、剪切湍流、风生环流、层化、热盐对流、温跃层和密度跃层的基本内容及其近代发展。重点介绍大洋风生环流理论、海洋热力学和混合效应。

本书可供海洋、水文、气象、流体力学、数学力学工作者、大专院校师生学习参考。

M. E. Sten
Ocean Circulation Physics
Academic press, 1975

海洋环流物理学
(美) M.E.斯特恩 著
秦曾灏 译
*
海 洋 出 版 社 出 版
北京复兴门海贸大楼
建 国 门 外 印 刷 厂 印 刷
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
*
1982年9月第一版 开本：787×1092 1/32
1982年9月第一次印刷 印张：10 9/16
字数：225,000 印数：1,053
统一书号：13193·0059 定价：1.90元

译者的话

随着世界上各海洋国家对于海上防务以及海洋开发和利用日益增长的需要，人们对于包括海洋环流在内的海洋环境逐步有了较深入的了解。海洋环流理论不仅为海洋学家所重视，而且引起了数学、力学和气象工作者的兴趣。近二十年来它作为物理海洋学的一个重要分支学科有了突飞猛进的发展，早期有关这方面的为数寥寥的专著和专论已经不能完全适应当前形势的需要。1975年出版的M.E.斯特恩所著的《海洋环流物理学》一书作为《国际地球物理学丛书》第19卷问世，部分地弥补了近二十年来这一领域的空白。

全书概括了1974年以前主要资本主义国家在海洋环流理论方面的主要研究成果，叙述了海洋环流的主要问题。内容分两大部分，共12章外加一个题为"海洋密度跃层"的附录。第一部分（1—8章）讨论重力场中的旋转流体动力学，重点是风生环流理论；第二部分（9—12章及附录）研究海洋的层化、混合效应以及热盐环流。第一章到第四章为旋转流体动力学的理论基础，包括海洋波动的产生、旋转流体、密度流和准地转运动；第五、六两章分别介绍粘性层流和剪切湍流；第七、八两章讨论风生环流理论；第九章介绍海水层化效应；第十、十一两章分别介绍对流和热盐对流；第十二章和附录分别介绍水平对流和温跃层以及海洋密度跃层。

作者写作本书的意图是向读者介绍流体力学和海洋环流

的观念和概念，因此和通常的海洋环流理论著作不同，本书着重阐述物理概念，避免繁琐的数学运算，使读者容易抓住问题的实质。本书内容的取材既适合于专业工作者阅读，也适合于与物理海洋学相近学科的非专业工作者参考。除个别章节外，只要具备一般流体力学和数学分析知识，阅读本书无大困难。

本书对于近十余年来发展较快的海洋环流数值试验工作几乎没有介绍，书中不少地方公式符号混用，印刷错误较多，这些都是不足之处。尽管如此，鉴于国内外有关这方面的专著极少，我们相信，本书的译出对于正在从事以及有志于从事海洋环流理论的同志肯定会有一定的参考价值。

本文译文由冯士筰负责审校。由于译者才薄识浅，译文中错误和欠妥之处在所难免，恳请读者予以批评指正。

译者

1980年4月10日

序

因为本书是为一年的研究生课程而编写的，所以可称本书为“海洋学者用流体力学”。因为关于海洋环流的观念已经被高度简化了的模型孤立出来，所以又可将本书称为“地球物理流体动力学”。把所有的“孤立和解剖”的材料综合起来，这是作者的真正动机。

这些目的似乎有些矛盾，因此，作者已作了种种努力以使这些材料适合于勤奋好学的非专业工作者阅读。于是，在本书正文中，当遇到流体动力学的基本原理时一概予以复习，不过实际上已假定读者对所讨论的课题事先已具备了一些知识。

对于本书的内容划分也需要作一些说明。第一篇主要研究重力场中一个和两个均匀流体层的旋转动力学，重点是风生环流理论（第七章）。这些简单的流体分层模型也可使人深入理解发生在连续层化流体中类似的惯性效应（第二篇，第九章）。因此第二篇着重讨论热力学和混合效应。尽管第二篇的各节是从可以理解的水平开始讲的，可是因为要用到相似理论，所以这部分材料的内容读起来变得很难接受。第一篇第六章的内容稍为复杂些，或许应该把这一章放到第二篇的10.5节之前阅读更为合适。

本书的目的是传授观念的概念，所以理论与观测的比较局限于海洋的一般性质和数量级的计算。同样地，不完全引述资料的出处，不完全引出参考文献。

作者愉快地感谢Anne Barrington夫人多次打字手稿，

并感谢John Simon Guggenhim基金会慷概地给予会员资格。作者荣幸地将本书献给地球物理流体动力学暑期研究计划(Geophysical Fluid Dynamics Summer Study Program)。

目　　录

第　一　篇

第 二 篇

第 一 篇

第一章　波的产生

1.1　理想流体理论的回顾

在海面上风与波的相互作用是（大气）向海洋传递能量和动量的基本机制，因此我们这本论述一般环流的书就从风生波的理论开始讲起（1.3节和1.6节）。下面导出的欧拉方程（1．1．3）是波动理论以及后续各章大量的有关旋转流体讨论的基础。

倘若以 $\rho(x, y, z, t)$ 和 $\mathbf{V}(x, y, z, t)$ 分别表示一个笛卡尔惯性坐标系中点（x，y，z）上的密度和速度，那么连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \tag{1.1.1}$$

便可以从分析一个固定立方控制体中流体质量的收支而导出。令立方体的三个无限小边 δx，δy，δz 与相应的坐标轴平行，考察该立方体与 X 轴相垂直的一个截面积为 $\delta y \delta z$ 的面。令 u，v，w 表示 $\mathbf{V}$ 沿 x，y，z 三个坐标轴的分量，那么 $Pu\delta y\delta z$ 表示单位时间内通过该面的质量通量，而〔$\delta x \partial(\rho u)/\partial x$〕$\delta y \delta z$ 便代表通过相隔距离为 δx 的两个这类平行面的质量通量之差。类似地可以计算通过立方体的其余两对侧面的质量通量。因此单位时间内从立方体各个侧面流出的总质量为 $\Delta \cdot (\rho \mathbf{V})\ \delta x \delta y \delta z$。因为该固定体积内质量的

减少率为 $-(\partial\rho/\partial t)\,\delta x\delta y\delta z$，又由于质量守恒原理要求 $-(\partial\rho/\partial t)\,\delta x\delta y\delta z=\Delta\cdot(\rho\mathbf{V})\,\delta x\delta y\delta z$，于是方程（1.1.1）得证。

拉格朗日（Lagrangc）导数 $d\rho/dt$ 是流体微团密度变化的一个量度，而欧拉（Euler）导数 $\partial\rho/\partial t$ 则给出了一个固定点上的密度变化，注意到一个移动微团的坐标 $x(t)$，$y(t)$，$z(t)$ 以速率 $dx/dt=u$，$dy/dt=v$，$dz/dt=w$ 变化着，便得这两种导数之间的关系式。将拉格朗日导数展开，有

$$\frac{d\rho\,[t,\ x(t),\ y(t),\ z(t)]}{dt}$$

$$=\frac{\partial\rho}{\partial t}+u\frac{\partial\rho}{\partial x}+v\frac{\partial\rho}{\partial y}+w\frac{\partial\rho}{\partial z}$$

$$=\frac{\partial\rho}{\partial t}+\mathbf{V}\cdot\nabla p$$

$$=\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\mathbf{V})-\rho\nabla\cdot\mathbf{V}$$

那么可以把式（1.1.1）写成

$$\rho^{-1}d\rho/dt+\nabla\cdot\mathbf{V}=0. \qquad (1.1.2)$$

如以k表示一个铅直指向上方的单位矢量，g 表示重力加速度，则理想流体的运动方程为

$$\rho d\mathbf{V}/dt=-\nabla p-\rho g\mathbf{k}. \qquad (1.1.3)$$

其中，$p(x,\ y,\ t)$ 为压力场。将上述立方体重心的瞬时加速度和作用于其上的（每单位体积的）诸力之和等同起来即可导出方程(1.1.3)。 $\rho g\mathbf{k}$ 就是作用在立方体体积 $\delta x\delta y\delta z$ 上每单位体积的重力。因为作用在立方体的与 X 轴相垂直的一个面上的压力为 $p\delta y\delta z$，且固相隔距离为 δx 的两个面的压力差的大小为

$$(\delta x \partial p/\partial x)\ \delta y \delta z,$$

故可看出，$-(\partial p/\partial x)\ \delta x \delta y \delta z$ 就是作用在立方体上的总压力沿 $+x$ 方向的分量。对 y 和 z 方向作类似的讨论即可得出单位体积的总压力向量为 $-\nabla p$。立方体质量和加速度的乘积是 $\rho\delta x\delta y\delta z\ (d\mathbf{V}/dt)$，令 $\rho d\mathbf{V}/dt$ 与压力及重力之和数相等即得式（1.1.3）。应当指出，在这些理想流体方程组中，作用在立方体六个侧面的粘滞应力被忽略了（关于粘滞运动方程组参见第五章）。

对于均匀不可压缩流体（ρ = 恒量）情况[1]，式(1.1.2)的首项为零，重力 $\rho g\mathbf{k} = \nabla(\rho g z)$ 可以用一个位势的梯度来表达，则式（1.1.3）简化成

$$d\mathbf{V}/dt = -\nabla\ (p/\rho + gz), \tag{1.1.4}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{V} = 0.$$

在式（1.1.4）中出现的加速度项也是**实质导数**。对于加速度的 x 方向分量，拉格朗日导数和欧拉导数具有下列关系

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) + v\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) + w\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)$$

$$= \frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{V}\cdot\nabla u.$$

对于加速度在另外两个方向的分量也有类似的关系式。因此可以把加速度矢量写成

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + u\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial x}\right) + v\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y}\right) + w\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right)$$

1）与 $\partial u/\partial x$，$\partial v/\partial y$，$\partial w/\partial z$ 各项相较，证明略去 $\rho^{-1}d\rho/dt$ 的合理性取决于下列事实，在所讨论的问题中，u、v，w 的典型值都比液体中声波传播速度小得多，关于可压缩性的影响的进一步讨论可参阅 0.1 节。

$$=\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}+(\mathbf{V}\cdot\nabla)\mathbf{V}.$$

其中，$\mathbf{V}\cdot\nabla$ 表示算子

$$u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}$$

由此可见，式（1.1.4）为一非线性偏微分方程式。因为解这类方程式还有困难，所以我们认为下面导出的诸如能量守恒等一些积分不变量是特别重要的。

因为 $\mathbf{V}\cdot d\mathbf{V}/dt=\frac{1}{2}(d/dt)\mathbf{V}$，则求方程（1.1.4）和$\mathbf{V}$的标积得到

$$(d/dt)\left(\frac{1}{2}\mathbf{V}^2\right)=-\mathbf{V}\cdot\nabla(p/\rho+gz).$$

由于密度是恒量，故也可把上式写成

$$(d/dt)\left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{V}^2+\rho gz\right)=-\nabla\cdot(p\mathbf{V}).$$

在不可压缩流体中，总可以把任一标量函数 s 的实质导数写成 $ds/dt=\partial s/\partial t+\mathbf{V}\cdot\nabla s=\partial s/\partial t+\nabla\cdot(s\mathbf{V})$，因此上述方程变为

$$(\partial/\partial t)\left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{V}^2+\rho gz\right)+\nabla\cdot\left[\mathbf{V}\left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{V}^2\right.\right.$$
$$\left.\left.\rho gz+p\right)\right]=0$$

在任意封闭的流体体积上积分这个方程，应用高斯（Gauss）定理得

$$(\partial/\partial t)\ \mathbf{A}dxdydz\left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{V}^2+\rho gz\right)$$

$$=-\oiint d\mathbf{A}\cdot\mathbf{V}\left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{V}^2+\rho gz\right)-\oiint d\mathbf{A}\cdot\mathbf{V}p.$$

$$(1.1.5)$$

其中，$d\mathbf{A}$是边界曲面上向外为正的方向面元。式（1.1.5）左端代表该固定体积上动能与位能之和的增加率，但在这一情况下，由于体积内部流体质量不变，故位能项等于零。式（1.1.5）右方第一项代表曲面$d\mathbf{A}$上$\mathbf{V}$的法向分量所引起的向体积内部的能量转移，式（1.1.5）右方最后一项也即“压力功”（pressure-work）是热力学中的一个熟知的量，并且可以用下面的例子作进一步的说明。一个盛水的玻璃纸袋当其外部受到挤压时，水便产生流动，其能源就是来自这个“压力功”。同样地，1.2节将要讨论的表面波生成机制乃是大气压力在海面上作的功。然而，当界面是刚壁时（$\mathbf{V}\cdot d\mathbf{A}=0$），则式（1.1.5）右端为零，在这种情况下，有

$$(\partial/\partial t)\iiint dx\,dy\,dz\ \frac{1}{2}\rho \mathbf{V}^2 = 0\text{.}$$

因此一团封闭的均匀流体的总动能对时间来说为一恒量。为了和上面讨论的“球体”积分作一对比，现在我们来推导一个被称为环流定理的“局地”积分不变量，锥然环流定理的内容等价于式（1.1.4），但该定理消去了压力项，从而以明了的方式引进涡度。令$c(t)$是t时刻勾画的一条任意封闭曲线，$c(t+dt)$表示曲线上每一弧元以与流体相同的速度$\mathbf{V}(x,\ y,\ z,\ t)$移动$dt$时间后上述封闭曲线的外形*。令$\delta\mathbf{V}$表示相隔距离为$\delta\boldsymbol{\lambda}$的两点（图1.1中$P$和$Q$）的速度在同一瞬间的差值，在时间间隔$dt$内，$P$点移动了一段距离$\mathbf{V}dt$

* 原意不准确，故改译此句。——译者注

到达P'点，Q点移动了距离（$\mathbf{V}+\delta\mathbf{V}$）$dt$到达$Q'$点。于是在$t+dt$时刻，两个微团相隔距离为

$$\delta\boldsymbol{\lambda}'=\delta\boldsymbol{\lambda}+(\delta\mathbf{V})dt.$$

因此物质弧长的变率为

$$\frac{d}{dt}(\delta\boldsymbol{\lambda})=\frac{\delta\boldsymbol{\lambda}'-\delta\boldsymbol{\lambda}}{dt}=\delta\mathbf{V}.$$

如果我们把C分成许多弧元，其典型的一个弧元为$\delta\boldsymbol{\lambda}$，则对于每段物质弧得

$$(d/dt)(\mathbf{V}\cdot\delta\boldsymbol{\lambda})=(d\mathbf{V}/dt)\cdot\delta\boldsymbol{\lambda}+\mathbf{V}\cdot\delta\mathbf{V}.$$

它们的和数（积分）就是$\mathbf{V}\cdot\delta\boldsymbol{\lambda}$的闭路线积分的时变率，于是有

$$\frac{d}{dt}\oint\mathbf{V}\cdot\delta\boldsymbol{\lambda}=\oint\frac{d\mathbf{V}}{dt}\cdot\delta\boldsymbol{\lambda}+\oint\mathbf{V}\cdot\delta\mathbf{V}$$

$$=\oint_{c(t)}\frac{d\mathbf{V}}{dt}\cdot\delta\boldsymbol{\lambda}. \tag{1.1.6}$$

这里，我们已利用了$\mathbf{V}\cdot\delta\mathbf{V}=\frac{1}{2}\delta(\mathbf{V}^2)$的闭路线积分等于零这一运动学结果。方程（1.1.6）是纯碎运动学的推论。当我们取方程（1.1.4）的闭路线积分时。便显出环流定理的动力学内容。这时，由于任一标量函数梯度的闭路线积分等于零，式（1.1.4）右端的闭路线积分等于零，故有

$$\oint_{c(t)}\frac{d\mathbf{V}}{dt}\cdot\delta\boldsymbol{\lambda}=0. \tag{1.1.7}$$

从式（1.1.6）便得

$$\frac{d}{dt}\oint\mathbf{V}\cdot\delta\boldsymbol{\lambda}=0. \tag{1.1.8}$$