

海流原理

景 振 华 編

科 学 出 版 社

海 流 原 理

景 振 华 編

科 学 出 版 社

1 9 6 6

內 容 簡 介

本书所探討的海流是以由风力因素所引起的漂流、梯度流和由热力因素所引起的热盐环流以及它們的构成作为綫索,先闡明发生这些流动的原因及其規律,随后探討它們合成以后的表現。在探討的过程中,先认定流动是处于定常状态的(即流动发展的后期),随后追溯流动的非定常状态(即流动形成过程的前期)。本书主要的探討对象是大洋环流,而后分述了淺海和海峡中的海流以及河口流。书中不仅闡述了大洋上、中层的环流,还专文論及了大洋深处的流动。

本书可供海洋水文气象专业师生教学和海流理論工作者研究参考。

海 流 原 理

景 振 华 編

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳門内大街 117 号

北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

商务印书馆上海厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店經售

*

1966 年 2 月 第 一 版 开本: 787×1092 1/16

1966 年 2 月 第一次印刷 印张: 29 1/2

印数: 0001—1,050 字数: 671,000

統一书号: 13031·2187

本社书号: 3330·13—17

定价: [科七] 4.10 元

目 录

前言	1
緒論	2
第一篇 基本观念、方法与基础方程式	10
第一章 求解风因所生海流的基础方程式	11
§ 1. 平均运动方程式及平均連續方程式	11
§ 2. 全流观点及方法	14
第二章 閉合方程式組	17
§ 1. 海水状态方程式	17
§ 2. 海水盐量湍流扩散方程式	18
§ 3. 海水湍流热传导方程式	19
§ 4. 海水密度湍流扩散方程式	20
第三章 求解所需的观念、假說及条件	21
§ 1. 求解所需的假說及条件	21
§ 2. 求解所需的初始条件及边界条件	23
第四章 标准模式方程式	25
§ 1. 建立标准模式方程式的基础观念	25
§ 2. 标准模式方程式的建立	28
第五章 海洋湍流的基础观念	30
§ 1. 湍流及海洋湍流的一些基础观念	30
§ 2. 海水流动中能量的守恒及轉換	33
第二篇 海洋湍流	41
第六章 海洋垂直湍流	42
§ 1. 海水密度稳定分层时垂直湍流的消长	42
§ 2. 在对流层顶部 A_g 的表达式	49
§ 3. 垂直湍流混合与水平湍流混合的关系	56
第七章 海洋水平湍流	60
§ 1. 归納法	60
§ 2. 演繹法	64
第八章 海洋湍流系量的計算	71
§ 1. 利用盐度或温度的分布曲綫計算湍流盐度扩散或温度傳导系量	71
§ 2. 利用 $T-S$ 图解計算湍流混合系量	79
第三篇 海洋中的基本流动	89
第九章 梯度流	90
§ 1. 梯度流公式、旋度的守恒	90
§ 2. 梯度流計算中存在的問題	95
§ 3. 直接确定速度零面的理論及方法	99
§ 4. 湍流摩擦力对梯度流的影响	105
§ 5. 各种等值面斜度之間的关系	110
§ 6. 均匀海洋中的梯度流	113

第十章 漂流	116
§ 1. 无限深海漂流	116
§ 2. 有限深海漂流	119
§ 3. 漂流、倾斜流及其底流三者的合成	121
§ 4. 海底起伏对倾斜流的影响	125
§ 5. 海冰的漂流理论	131
§ 6. 漂流理论的发展	136
§ 7. 惯性流	142
§ 8. 漂流的发展	144
第十一章 边界面理论	145
§ 1. 边界面的斜度	145
§ 2. 海水的稳定分层	147
§ 3. 两层海中的稳定涡旋	149
§ 4. 边界面的位置变动	152
§ 5. 边界面的脉动	154
第四篇 升降流	156
第十二章 近海岸的升降流	157
§ 1. 由平行于海岸的直线风系所生成的升降流	157
§ 2. 由非平行于海岸的直线风系所生成的升降流	160
§ 3. 由圆形风系所生的升降流	164
§ 4. 非定常情况下的升降流	168
§ 5. 赤道地区升降流的计算	171
第十三章 大洋的升降流	174
§ 1. 表面辐散的确定	174
§ 2. 大洋中部近赤道地区的升降流	176
第五篇 海流的结构	182
第十四章 风生海流的结构	183
§ 1. 密度均匀海中的海流结构	183
§ 2. 两层海中的海流结构	186
第十五章 斜压层中的风生-热盐环流	193
§ 1. 闭合方程式组	193
§ 2. 特殊解	196
§ 3. 无限长渠及圆形海中的定常流	202
§ 4. 无限海洋中的定常流	210
第十六章 热盐环流	218
§ 1. Hough 及 Goldsbrough 流动模式	218
§ 2. 缺少东边界的热盐环流	221
§ 3. 具东边界的热盐环流	226
§ 4. 对流模式的热盐环流	234
§ 5. 由海面密度分布变化所维持着的热盐环流	239
第十七章 非定常海流的结构	251
§ 1. 两层海中的海流	251
§ 2. 斜压层中的海流	254
第六篇 海流发生的机制	258
第十八章 风生海流发生的机制	260
§ 1. 无边界的两层海中自由波	260

§ 2. 扰动持续时间对惯性振荡的影响	264
§ 3. 扰动规模对于惯性振荡的影响	272
§ 4. 无限制边界情况下的地转平衡运动	277
第十九章 风生-热盐环流发生的机制	280
§ 1. 表面流动的扰动	280
§ 2. 深层流动的扰动	281
§ 3. 表面密度的扰动	282
§ 4. 海面随时间的变化	283
第七篇 大洋环流的基本特征	284
第二十章 赤道流及赤道逆流	285
一、赤道流及赤道逆流的质量运输理论	285
§ 1. 质量运输表达式	285
§ 2. 赤道流及赤道逆流的质量运输	288
§ 3. 赤道流及赤道逆流的解析解	292
二、赤道流及赤道逆流的构造理论	293
§ 4. 水平流动	293
§ 5. 垂直流动	297
第二十一章 赤道潜流 (Cromwell 海流)	301
§ 1. 赤道中部地区的赤道潜流	302
§ 2. 赤道潜流中的南向流动	304
§ 3. 赤道东部地区的赤道潜流	305
第二十二章 大洋海流的西向强化	308
§ 1. 行星涡旋在大洋海流西向强化中所起的作用	309
§ 2. 涡旋平衡所生的西向强化	311
§ 3. 具三角形及半圆形边缘海洋中的海流西向强化	316
§ 4. 当作三维问题处理的大洋海流的西向强化	322
§ 5. 当作高阶扰动合成处理的大洋海流西向强化问题	329
§ 6. 大洋海流西向强化的斜压模式理论	336
§ 7. 大洋海流西向强化的惯性理论	339
第二十三章 海流的临界状态	355
一、海流的垂直动量集中	355
§ 1. 两层海中的重力流临界状态	355
§ 2. 三层海中的重力流临界状态	357
二、海流的水平动量集中	359
§ 3. 两层海中的地转流临界状态	359
§ 4. 密度为连续分布的两层海中地转流临界状态	364
第二十四章 南极环极流	366
§ 1. 当作具摩擦纯粹向流动处理的南极环极流理论	367
§ 2. 当作无摩擦非纯粹向流动处理的南极环极流理论	370
第八篇 深海海流的模式理论	373
第二十五章 大洋环流模式解	374
§ 1. 均匀海洋中风力所生流动模式解——Ekman, Sverdrup 及 Munk 的模式解	374
§ 2. 密度分层海洋中风力所生流动模式解——Sverdrup, Reid 及 Штокман 的流动模式解	377
§ 3. 结合风力及非风力所生的流动模式解——Линейкин 及 Veronis and Stommel 流动模式解	379
第二十六章 旋转平面上定常流动的模式	382
§ 1. 模式概述	382

§ 2. 理論分布	383
第二十七章 旋轉圓球上定常流动的模式	386
§ 1. 无边界(即无海岸)的情况	386
§ 2. 有連續 ϕ_1 及 ϕ_2 两种子午向边界的情况	389
§ 3. 有两子午向 ϕ_1 及 ϕ_2 边界以及两緯圈 θ_1 及 θ_2 边界的情况	392
§ 4. 具一不連續障壁的情况	393
第二十八章 深海流动的模式	394
§ 1. 模式概述	394
§ 2. 深海循环的理論計算	400
§ 3. 側混合所起的作用	402
第九篇 封閉海的全流理論	404
第二十九章 非斜压性海的全流理論	405
§ 1. 均匀风作用下的情况	405
§ 2. 非均匀风作用下的情况	408
§ 3. 海深非为恒量, 非均匀风力作用下的情况	410
§ 4. 不考虑地轉偏向力时的淺海全流理論	411
第三十章 斜压封閉海的全流理論	417
一、不考虑地轉偏向力随緯度变化的全流理論	417
§ 1. 联系风場、全流場和全质量場的关系式	417
§ 2. 圓形海中的全流及平均动力高度分布	420
§ 3. 矩形海中的全流解析解及若干定性的結論	422
§ 4. 橢圓海中的全流	424
二、考虑地轉偏向力随緯度变化的全流理論	426
§ 5. 无限长渠中的全流	426
§ 6. 斜压层的深度	428
三、全流的偏向	428
§ 7. 依赖于质量場的全流偏向	428
§ 8. 不依赖于质量場的全流偏向	429
四、全流的发展	433
§ 9. 全流所趋的定值	433
§ 10. 全流达到定常所需最短時間	435
五、关于若干全流理論的問題	437
§ 11. 全流的物理意义	438
§ 12. 密度模式	440
§ 13. 柯氏參量的考虑	440
§ 14. 边界条件	441
第十篇 非封閉海中的海流	443
第三十一章 海峡中的海流	444
§ 1. 简单地考虑摩擦时海峡中的海流	444
§ 2. 仔細地考虑摩擦时海峡中的海流	445
§ 3. 考虑湍流盐量扩散时海峡中的海流	447
第三十二章 河口流	449
§ 1. 河口内部的流动	449
§ 2. 河口外部的流动	453
参考文献	458

前 言

本书所探討的海流主要是以由风力因素所生的漂流和梯度流(外加垂流)、由热力因素所生的热盐环流以及它們的构成作为一个纵的綫索,将发生这些流动的原因及其規律先个别地闡明,而后探討它們合成以后的表現。在探討的过程中,先认定流动是处于定常阶段,或处于流动发展的后期;而后溯及流动形成过程的发展前期,即非定常阶段这样一个順序进行的。主要探討的对象是大洋环流,特别是大洋环流中的几个基本特征:赤道流及赤道逆流,赤道潜流(Cromwell 海流),大洋海流的西向强化以及南极环极流等;而后分述淺海和海峡中的海流以及河口流。沿深度积分流速的全流观点及方法,虽然貫穿在整个海流理論研究的发展中,但也有自成体系研究封閉海中全流分布的一面。为此,另立专篇加以闡明。书中不仅闡述了大洋上、中层的环流,还专文論述到大洋深层流动的模式理論。为了能对全书先有提綱挈領的認識,先在緒論中分期叙述海流理論研究的历史,后专立两篇綜合論述基本观念、方法与基础方程式以及海洋湍流。

本书所附之图表除个别的曾由本书編者重新繪制外,其余均引自书末所列参考文献之有关文章,图表中不一一注明出处。

由于編者手头参考文献不全,再加业务水平限制,因而未能将海流原理加以全面地論述,并且一定存在不妥及錯誤,尚祈专家、讀者随时不吝地加以指正。

在本书編写过程中,曾得到山东海洋学院党政领导及其他有关单位的大力支持和鼓励;中国科学院海洋研究所毛汉礼教授,曾对本书进行审閱并提出过很多宝贵意見;并多承赫崇本、文圣常两教授,施正鏗、奚盘根等同志的深切关怀和帮助,陈名娟、李淑珍、刘宗枚、曲秉裕等同志协助繪图,特在此一并致以誠摯的謝意。

景 振 华

1962年12月

緒 論

海流是海洋中海水水平地或垂直地，从这个地区流向另一个地区的大規模非周期性运动。发生这样海水流动的原因虽然有很多种，但其中主要的原因有二。一为作用于广大海面的风力；另一則为由于广大海面受热冷却，蒸发降水不均匀所生海水温度、盐度以至于密度分布的不均匀。由前一种原因，即动力学的原因所生的海流，称之为风生海流。大洋中由盛行风系所生的风生海流，自成循环体系，遂被称之为风生环流；由后一种原因，即热力学的原因所生的海流，便被称之为热盐环流。风生环流及部分热盐环流仅发生在海洋一、二千米左右以上的海洋上、中层，即海洋的斜压层里，流动几为东西向或几为緯向（除西部及东部边界流动之外）。而在海洋深层，則全部为热盐环流，流动几为南北向或几为經向（除穿过主跃层的垂直流动之外）。深层水借垂直向上的流动，穿过主跃层便又回到上、中层水里。由于风生环流位居与人发生直接关系的海洋上、中层，因而可以这样說，生成海流的主要原因属于风力。至于沿海岸，由于几与海岸平行的风力长时期作用，便会产生垂直断面上的，所謂升降流的垂直循环。

当非均匀风长时期作用于无限广闊海面上，便会在海洋的上层，即 Ekman 层里产生漂流，使海水发生一定方向的运输，生成海面傾斜，因而出现海水垂直循环；这样，便会使海水密度重新分布，而合海面傾斜及密度重新分布两者，便产生地轉流层中的梯度流（或地轉流）。一般情况下，漂流及梯度流系純漂流及純梯度流受到湍流摩擦影响后的，但本质上并无多大变化的流动。因此，純漂流及純梯度流遂被认为是构成大洋中海流的两种基本流动。Ekman 层所生的輻聚与輻散，通过該层底部的垂直流速，由地轉流层加以吸收或放出。

海水的密度除因海水压力而变外，尚随海水的温度以及海水特具的盐度而变，因而海水是一种斜压流体。海水具有这样的特性，即所謂斜压性如下：（1）在一般情况下，等压面与等比容面等有正好相反的斜度，且随着深度的加大，等压面与其他等值面的斜度便愈小，以至于到达某一深度（約一、二千米左右），等压面与其他等值面便与等地势面相重。（2）一般情况下，风生环流及部分热盐环流的流速亦系随深度的加大而愈小，直至上述等压面与等地势面相重之处（即速度零面）流速就不存在（事实上，它只是水平地轉流速散度为零，而垂直流速梯度有最大值的所在）。此面以上海洋，即上述海洋的上、中层，称之为海洋特具的斜压层。因而风生环流及部分热盐环流便发生在海洋的斜压层里。

在大而深的海洋里，上述斜压性是显著的，因而被称为斜压效应显著的海洋或斜压海；在这样的海洋里，海水密度的非均匀性是需要重視的。而在小而浅的海洋里，由于流速一般可从海面深达海底，斜压层不存在，因而斜压效应便不显著，海洋便被称为非斜压海；在这样的海洋里，海水密度的非均匀性不值得重視，因而海水密度通常是被当作恒量处理的。

在研究因风力所生的漂流及梯度流时，仅考虑由 Navier-Stokes 方程式經過時間平

均的 Reynolds 方程式, 以及經過時間平均後的平均連續方程式兩者合成的動力學方程式組即可。而當考慮到熱力原因所生的熱鹽環流時, 則尚須考慮熱力學方程式。它們或許是由狀態方程式、鹽量湍流擴散方程式及湍流熱傳導方程式三者合而為一的密度湍流擴散方程式; 或是由湍流熱傳導方程式及密度膨脹方程式兩者組成的方程式組。

由於我們所要研究的海水流動是相對於自轉的地球而言的相對流動, 因而是要受到地轉偏向力作用影響的。在小而淺的海洋里, 這個偏向力的作用不顯著, 可予以忽視。而在大而深的海洋里, 它非但不能被忽視, 而且還要考慮到它隨緯度的變化, 即所謂 β -效應的問題。而 β -效應, 一方面可與海深變化等同齊觀, 因而在深海遠洋的海流研究中, 海深是看成恒量的; 另一方面它又是產生海流西向強化的必需因素。

一般情況下, 深海遠洋的流速, 一方面是幾乎不隨時間變, 另一方面空間加速度也是比較小的; 因而可將之當作定常恒速的流動處理, 在運動方程中常將加速項 (包括因時間及空間兩者而變的加速項) 略去。除非是在研究大洋西邊界流動西向強化時, 或臨近赤道, 或在較高緯度處等特殊情況時, 才有必要考慮空間加速項, 即慣性項。此外, 密度場通常也認為是穩定的, 因為它也幾乎不隨時間而變。

沿海洋的垂直方向, 一般是不考慮加速度及湍流摩擦的, 因而垂直向的海洋便處於液體靜壓平衡狀態。由於密度的垂直分布問題顯得很重要, 所以便有各種密度模式被提出。密度的垂直和水平分布對於梯度流的形式, 熱鹽環流的形成, 主躍層的深度, 速度零面的位置等都有很大的關聯。至於密度的對流擴散, 湍流擴散更是關係到熱鹽環流發生了。此外, 引進密度模式, 可通過全流將各個深層的流速計算出來。

只當探討海流在發生的過程中, 研究漂流、梯度流、海面傾斜、密度重新分布、主躍層形成等現象是怎樣發生的, 發生的先後次序又是怎樣的, 亦即研究海流發生的機制時, 才有必要考慮到它們隨時間的變化。研究海流發生機制時的重要問題有二: 一即海洋對風力的反應究竟是正壓的、斜壓的、還是部分是正壓、部分是斜壓的? 二即漂流、梯度流、海面傾斜、密度重新分布、主躍層形成, 究竟誰先誰後?

由於流速等本身是個三維問題, 但求解三維問題時, 是存在著一定數學上的困難的。因此便引進沿深度積分流速的所謂全流觀點及方法, 以簡化數學求解過程。雖然能因此獲得關於海水體積運輸及質量運輸分布的結論, 但終不能因而代替在各個深層處的流速, 特別是在海面的流速; 同時, 還因為運用了全流方法, 消除了熱鹽環流的存在。

封閉海里的海流, 自成循環體系。而在非封閉的海峽里及河口處, 會產生特殊的海峽流動以及河口流。另在海底起伏所能影響的範圍內, 會發生海流的偏向。

由於海水時刻處於湍流狀態, 因而海洋的湍流交換混合現象, 便滲透到海流的發展, 形成, 分布等整個變化中。

根據上面所說的一些基本概念, 下面便對海流理論研究的歷史作一簡要的闡述。海流理論的研究, 可以按照發展的情況, 大致劃分為四個時期。

第一個時期, 從 1878 年到 1905 年, 可稱為海流的基本流動規律奠定時期。最早企圖從數學力學的理論研究風生海流的, 當推 1878 年德人 K. Zöppritz。他雖運用了運動方程式, 可是在他建立方程式時, 只認識到分子粘滯性所生摩擦的作用, 尚不知道湍流摩擦所生的作用, 因而獲得必須在風力持續千百年之久的作用下才能形成海流的不合實際的

結論。此外，他還沒法理解到地球自轉所生偏向力對海流形成的重要性；四年之後，即 1882 年，William Ferrel 才認識到它的重要性。

早在 1885 年，Henriek Mohn 曾根據海面的斜度計算海流流速，且因此獲得這樣計算的公式；可是沿用至今且行之有效的，計算海流的流速公式，是 J. W. Sandström and Björn Helland-Hansen (1903)，根據 Vilhelm Bjerknes (1898) 的環流理論所建立的 Helland-Hansen 梯度流公式。由於 Bjerknes 環流理論是研究海洋斜壓場（這是 Bjerknes 最早提出的概念）中的相對環流加速度，同時又是未考慮到湍流摩擦力，因而據此所得的 Helland-Hansen 公式，便是達成地轉平衡後的梯度流計算公式。又因為在這樣的計算過程中，須先計算等壓面間的相對動力高度，因而這種計算流速的方法，便被稱為動力計算法。從 Bjerknes 環流理論到 Helland-Hansen 梯度流公式的建立，可說是作為海洋基本流動之一的梯度流規律的奠定時期。正確認識到湍流摩擦對海流生成所起的作用，考慮到風力同時考慮到地球自轉對海流生成的影響的，是 V. Walfrid Ekman (1905)。他所獲得的結論，即著名的 Ekman 漂流理論，奠定了作為海洋基本流動之二的漂流的研究。

熱鹽環流的研究，雖然晚到 20 世紀 60 年代又被提出後，才臻於完善，可是人們很早就開始注意到這個現象。早在 1897 年，S. S. Hough，便在不考慮摩擦力的情況下，研究了由於蒸發降水緯向分布不均勻所生的，旋轉地球上的非風力因素所生的流動。他發現，在這樣的情況下，將會發生一個加速的，純為東西向的地轉流動。可是由於他不能肯定如何正確對待摩擦力，因而就無法獲得一個定常流動的答案；至使他自己對蒸發和降水的因素，是否能作為產生實際海洋流動的一個有價值的因素這一問題也不敢作出結論。根據 Henry Stommel (1957) 的意見，認為他的理論中最大的缺陷，在於缺少考慮子午向邊界。以後，G. R. Goldsbrough (1933) 便在有沿子午向邊界存在的情況下，探討了 Hough 所研究的同一個問題，並獲得這樣的一個結論：只需介於兩個這樣子午向邊界之間，沿任何緯度的蒸發降水函數積分為零時，就可獲得定常流動的解答；而這樣的穩定性，他認為是與摩擦力無關的。可是事實上呢，象上述這樣的蒸發降水函數沿緯綫的積分為零的現象，在自然情況下並無充分的保證；因此，蒸發降水也不可能作為產生海流定常流動的唯一因素。

儘管如此，Hough 及 Goldsbrough 關於熱鹽環流的模式理論，仍可作為理解大洋環流主要動力狀態的參考，只需外加兩項物理觀念即可 (Stommel, 1957)：(1) 引進 Ekman 層，(2) 引進大洋西邊界層。

第二個時期，從 1906 年到 1945 年，可稱為對大洋風生環流作初期探索研究時期。自從 Ekman (1905) 的漂流理論初創以後，他本人又經過二、三十年的研究 (Ekman, 1906, 1923, 1929, 1932, 1939)，便將漂流理論的研究，擴張到企圖以此建立大洋風生環流體系的理論。他除了研究無限深海的，還研究了有限深海的漂流理論，以及傾斜流（即密度均勻海洋中的梯度流）受到海底起伏影響的偏向問題。還因此提出密度均勻海洋中，上層系漂流與傾斜流的合成體系，深層僅為傾斜流系，底層因受海底摩擦而出現傾斜流的底層流系這樣一個大洋風生環流的模式。一方面由於大洋密度系非均勻分布，必須出現斜壓層，風生環流不能及抵海底；另一方面由於海底摩擦層的人為假想；再方面由於他未考慮到側向

湍流所生水平摩擦力的作用以及 β -效应如何引进,致使 Ekman 建立大洋风生环流的企图未能达成。但經他提出的地势效应(即海深变化效应)与行星效应(即 β -效应)等同的概念(Ekman, 1932),却是近代研究大洋环流时,如果考虑到 β -效应便可不必顾及海深变化的理論依据。

自从 Helland-Hansen 梯度流公式建立之后,如何确定速度零面以計算大洋梯度流绝对流速,便成为一个理論研究上及实际工作中迫切需要解决的問題了。一开始,人們便直觉认为(比如 C. O'D. Iselin, 1936)只要在大洋很深处选定一个等压面,便可将之当作它与等地势面几相重合的速度零面;他(Iselin, 1936)在計算灣流速度时,便是任选 2000 米深度作为速度零面的深度的。与此同时, E. R. Gunther (1936), Günter Dietrich (1936), Carl-Gustaf Rossby (1936) 等,則认为海洋深处含氧量最小的深层流速也不存在,因而提出速度零面是与这个氧含量最小层是一致的看法,并因此提出:計算灣流的速度零面应提升为 800 米。真正从动力学的观点出发来确定速度零面位置的,首先是 A. E. Parr (1937—1938),根据相邻各站,等 σ_t 面間动力高度偏差 ΔD 是否几等于同一值的原则,补充以 50% 相对等盐度曲綫来确定速度零面的。嗣后, Albert Defant (1941) 便直接按照梯度流生成的原理,根据相邻两站 ΔD 的較差随深度几无变化的深度范围,并补充以其他盐度等的随深度分布曲綫以确定速度零面。Defant 所提供的确定速度零面的方法,一方面是由于方法所依据的原则,即系梯度流生成的原理,另方面由于行之簡易,因而一直被人們所乐以采用。

也在这个时期內,各国海洋調查船 “Carnegie”, “Meteor”, “Dana”, “Snellius”, “Atlantis” 等,先后对作为大洋环流基本特征的赤道逆流及灣流进行大規模的調查,每个作者都企图从所获得的实际資料中对这两个流动的成因加以解釋。先后出现了以下的結論:对于赤道逆流來說,有 Defant (1936) 的橫环流理論, H. U. Sverdrup (1932) 的不对称理論, R. B. Montgomery and Erik Palmén (1940) 的順坡流理論;对于灣流來說, Rossby (1936) 首先提出了射流理論, Montgomery (1941 a, 1941 b) 提出海面高低不等理論;与此同时, Iselin (1936, 1940) 曾对灣流的结构和变迁作过多次闡述。

在这个时期內,人們对升降流开始有定性的研究,先是 H. Thorade (1909), George F. McEwen (1912), 后是 Sverdrup (1938)。

就在探討大洋环流的同时, Rossby (1938) 第一个开始从事海洋对风力反应,即海流发生机制的研究,虽然获得了海洋对风力的反应是正压的,与实际情况不符的結論,但終不失为在这个問題上的先驅者。之后, Jr. Albert Cahn (1945) 便在 Rossby 的模式基础上,研究了同一个問題;与此同时, Joanne G. Starr (1945) 还进一步地研究了慣性振蕩,持之与 T. Gustafson and B. Kullenberg (1936) 在波罗的海所观测到的慣性流作对比。

Rossby 不仅在海洋对风力的反应問題上提供独創的研究,他还另行根据 Walter Tollmein (1926) 射流理論的模型实验所获得的,关于灣流质量运输及其宽度沿流向增大的結論,提出研究灣流应重視慣性項作用的观念。同时提出側向湍流摩擦对海流形成的重要意义并首先提出了反映 β -效应的 β -平面观念。

在 Ekman 漂流理論研究中曾涉及深层傾斜流受海底起伏影响发生海流偏向的問

題, 并得出与实际不相符的結論; 但如考虑到流动的加速度, 那就可获得与事实一致的結論 (Ekman, 1932), 而这项正确的結論, 在 Sverdrup (1942) 的研究中也曾同样获得过。

在这个时期內, 海洋湍流的研究获得了充分的进展。Parr (1936) 曾根据从加勒比海所获得的盐度分布資料, 认为垂直湍流交换混合, 在密度稳定分层的情况下, 要受到垂直稳定度的影响而削弱; 相反地, 若不受垂直稳定度的影响而削弱便有利于側向湍流交换混合的开展, 因而认为海洋的垂直湍流与水平湍流的研究就有大不相同之处。

对于垂直湍流來說, 早在 1926 年, L. F. Richardson 便曾将数种影响垂直湍流开展的因素, 結合成一个判別垂直湍流是否开展的所謂 Richardson 无維数 Ri ; 另将其中垂直湍流运动粘滯系数 N_e 与垂直湍流扩散系数 K_e 之比, 确定为临界 Richardson 数 Ri^* 。而 Ri 是否小于、等于或大于 Ri^* , 便可用来判断垂直湍流是否开展, 开始衰减或衰减了。由于 Ri 与 Ri^* 之比, 即系脉动能量消耗在增大海水位能上的部分, 于是 W. H. Munk and E. R. Anderson (1948) 便推得一个 Ri^* 与 Ri 之間的关系式; 可是当 $Ri \rightarrow \infty$ 时, 根据这个关系式会发现 Ri/Ri^* 趋于一定值, 即由脉动供給增大位能的能量非但不因此减少, 反而会趋于一定值是令人可疑的, 这便启发了 O. И. Мамаев (1958) 作进一步的研究。垂直湍流的强弱可以垂直湍流粘滯系数 A_e 来体现, 而它又是与风力的大小有关的; Thorade (1914) 曾根据 Ekman 漂流理論, 求得 A_e 与风速之間的经验关系式。

关于水平湍流的研究, 按照所用方法的不同, 可分之归納法的及演繹法的研究两类; 但殊途同归, 所获得的結論, 即 $2/3$ 次方定律及 $4/3$ 次方定律都是一样的。早在 1926 年, Richardson 便对 Fick 湍流扩散方程式能否适用于水平湍流扩散现象发生怀疑。于是他便运用归納法, 另行建立适用于水平湍流扩散的所謂邻近濃度扩散方程式以代替前者、并因此获得湍流的 $4/3$ 次方定律。以后, A. M. Обухов (1941) 曾用演繹法, 同样获得 $4/3$ 次方定律, 因而此定律遂被称为 Richardson-Обухов $4/3$ 次方定律。另 Обухов 和 A. Н. Колмогоров (1941) 同时获得湍流的 $2/3$ 次方定律, 因而該定律遂被称为 Колмогоров-Обухов $2/3$ 次方定律。

至于一般性湍流扩散系数的計算, 有直接通过盐度及温度的分布曲綫或等值綫进行的近似計算方法 (J. Proudman, 1953); 有首先由 B. Б. Штокман (1946 d) 建立, 后經 Иванов (1946) 发展的 $T-S$ 几何学的方法。

第三个时期, 从 1946 年到 1954 年, 可称为用全流观点及方法闡明大洋风生环流的极盛时期。自从 Штокман (1946 a, 1946 b) 引进全流观点及方法以后, 大洋风生环流的研究便跃进到一个极盛的时代。首先是 1947 年 Sverdrup, 而后經過 1948 年 R. O. Reid 的改进、利用全流观点及方法, 在引进风应力的旋度后, 闡明赤道流及赤道逆流的形成。1946 年, 全流理論的創始人 Штокман 本人 (Штокман, 1946 c, Штокман, 1948) 便曾对赤道逆流进行过深入的研究, 并編著成专书 (Штокман, 1948)。

1948 年 Stommel 第一个引进 β -效应, 解釋了大洋海流西向强化現象; 而到了 1950 年, Munk, 又同一年, Munk and G. F. Carrier (1950), 則更进一步, 在既考虑到側向湍流摩擦, 又考虑到 β -效应后, 运用全流观点及方法, 对大洋风生环流, 作出巨大卓越的贡献。获得了大洋海流在西边界强化、大洋中部为常漂流以及大洋东部外加局部风系所生流动等一系列頗与实际情况相符的結論。由于在 Munk 等的理論中, 特別重視側向湍

流摩擦力所起的作用，遂被后人称之为大洋风生环流的“粘性理論”。又在 Munk and Carrier 的研究中，曾运用了“边界层技术”的分析方法，减少了数学上的困难性，为后者提供方法上的便利，例如 G. W. Morgan (1956) 即系运用这样的方法，进行大洋风生环流慣性理論的研究的。而 A. C. Саркисян (1954, 1956, 1957 a) 也是在这种方法的基础上探討大洋海流西向强化的。至于 Штокман 本人，通过他 1949 年，1952 年及 1953 年的研究，对于封闭海（矩形海，圓形海及椭圆形海）中全流的分布，全流受到海底起伏影响所生的偏向，考虑到 β -效应后海流的西向强化，以及斜压层厚度的确定等，作了一系列的研究，可謂集其大成。除此之外，他还引进彈性力学薄板撓度理論，定性地闡明了全流的分布；1956 年，К. Н. Федоров 并因此作了全流的模型实验。1955 年，Koji Hidaka (Hidaka, 1955 c) 在 Munk 的大洋环流的粘性理論基础上，曾作出大洋风生环流的三維解，但未考虑垂直流速，是其严重缺点。特別值得提出的是 Rossby (1951), A. Craya (1951) 等另立門徑地，以水力学动量最小及能量最小原理为基础，从海流的临界状态，即海流的动量垂直集中，获得关于大洋海流西向强化的結論。

自从 Sverdrup (1938) 获得了关于升降流的定性解釋后，一直沒有很好的定量解釋；到了 1954 年，Hidaka 便开始对平行于海岸风所生，以及非平行于海岸风所生的升降流現象进行了一系列定量地闡述，并获得风与岸向之間达成一定交角后升降流可达到最大值的結論。翌年 Hidaka and Y. Akiba (1955) 又进一步探討了圓形风系所生的升降流；而 Hidaka (1955 a) 本人則进行以大洋表面漂流輻散确定升降流位置的研究。

在这个时期内，浅海风生海流的研究有了相当进展。将海水密度当作均匀恒量，仅考虑垂直湍流所生水平摩擦力的浅海风生海流的研究，早在 1945 年，Штокман 便已开始。他不考虑地轉偏向力，在认为 A_e 为恒量的情况下进行过探討。1957 年 А. И. Фельзенбаум 則进一步考虑到 A_e 系深度的函数，作更为普遍性的研究。1955 年，Федоров 則又令深度可变，考虑到地轉偏向力进行了浅海风生海流的研究；并获得在怎样的深度范围內，地轉偏向力才需要考虑的結論。

第四个时期，从 1955 年起一直到現在，可說是对热盐环流及大洋深海海流的研究时期。自从 1955 年 Kenzo Takano 与 П. С. Линейкин (Линейкин, 1955 a) 同时引进密度湍流扩散方程式之后，搁置二、三十年的热盐环流問題，便沿正确的道路开始被人研究了。Линейкин 虽然開創了风生海流与热盐环流同时存在，即斜压层动力学的研究，获得了关于速度零面的深度不是人为的假定，而是与柯氏参量、海的綫度大小以及密度的垂直稳定度等有关的重要結論。可是他的研究仍存在一定的局限性，特別是不应将海洋的平均密度結構，用一个恒量的垂直位温梯度来体现，而应重視对流过程所起的作用。于是 H. Stommel and George Veronis (1957) 还在海底外加一个温度扰动情况下，进行热盐环流的研究。可是在他們的研究中缺少东边界存在的假定，同时他們认为有一个很大的垂直温度存在着也是不切合实际的。因而 Allan Robinson and Stommel (1959) 便在有子午向边界的存在，同时在海面經常存在着一个子午向的温度梯度的假定下，作进一步的研究。尽管在 Линейкин 及 Stommel and Veronis 的研究中，都曾假定密度湍流扩散占重要地位，但都沒有直接考虑到密度的对流作用。而 Pierre Welander (1959) 則认为湍流扩散作用固然重要，但其重要性尚待进一步証实，因而认为密度对流便应占主导地位，

遂提出对流模式的热盐环流理論。自从 Takano 在 1955 年引进湍流密度扩散方程式以研究热盐环流后, 在 1958 年及 1960 年又作进一步的研究, 其研究系在热盐环流由海面密度变化所維持着的前提下, 既考虑到风力, 又考虑到热力原因, 针对无限长渠进行的。Липейкин (1961) 据此更进一步对无限制的海洋, 在既考虑到风力, 又考虑到热力原因的热盐环流的情况下进行深入的研究。

在这个时期里, 大洋风生环流的研究又进一步得到发展。Veronis and Morgan (1955) 曾将流动看成是高阶扰动的合成, 进一步发展了大洋风生环流粘性理論。在他的結論中, 0 阶解即系 Munk (1950) 所获得的结果。在此时期, J. G. Charney (1955 a) 則另立途徑以研究大洋风生环流; 他系将海洋分为上下两层, 将流动当作准地轉平衡, 引进 β -效应, 并結合在西边界流动是斜压的結論, 进而闡明大洋海流西向强化的現象。值得特別重視的是 Stommel (1953), Charney (1955 b), Morgan (1956) 等认为大洋西边界流动中, 側向湍流粘滯性可忽視, 慣性項須特別重視的所謂大洋风生环流的“慣性理論”。

在上一个时期里, 大洋海流西向强化現象, Rossby (1951) 等曾从海流动量的垂直集中加以論証过; 可惜 Rossby 生前未能完成其后一部分, 即海流动量水平集中的結論。这結論以后由 T. Ichiye (1960) 在 Rossby 的重力流的基础上引伸到以地轉流为对象后才得到的。Ichiye 的理論不但闡明了大洋海流的西向强化, 还闡述了灣流的分支等現象。

自从 Defant (1941) 提出确定速度零面的方法, 并作成大西洋零面深度分布图后, Gerhard Neumann (1954, 1955) 还因此作出零面深度的变化与柯氏参量随緯度的变化等同的結論。可是, 在这个結論中完全沒有考虑到垂直速度的作用。因此, Stommel (1956) 提出另一种速度零面的概念, 即速度零面系位在地轉流水平辐散为零, 垂直速度达到最大值之处的概念。这个概念由 Ichiye (1959 b) 作了补充。

海洋湍流的研究, 在这个时期内获得进一步的发展。由于 Munk and Anderson (1948) 对垂直湍流所作的結論值得怀疑。于是 O. И. Мамаев (1958) 便建立一个新的, 弥补上述二人缺陷的, Ri^* 与 Ri 之間的关系式。由于垂直湍流的强弱, 可以垂直湍流粘滯系量 A_z 来体现, 而它又与风力的大小有关, 于是 С. В. Доброволонский (1947) 便进一步以海浪质点的軌道运动, 通过 Prandtl 的湍流混合长度理論, 求得 A_z 随深度变化的表达式, 而 В. А. Цикунов (1954 a, 1954 b) 則进一步地考虑到漂流速度的垂直梯度。两者的研究均是以深海为对象的。而 О. Д. Шебалин (1958) 則以浅海为对象, 求得了 A_z 随深度变化的表达式。关于水平湍流, 自从 $2/3$ 次方定律及 $4/3$ 次方定律建立以后, 便获得 Richardson and Stommel (1948), E. Inoue (1950), Р. В. Озмидов (1959 a), Ichiye and F. C. W. Olson (1960) 等人的驗証。Озмидов (1957), А. Н. Гезенцвей (1959) 等并对 $4/3$ 次方定律加以发展。

在这个时期内, D. W. Pritchard and R. E. Keut (1956) 及 Pritchard (1956) 曾对平坦河口内部的河口流作过一系列的研究; K. Takano (1955 a, 1955 b) 則对河口外部的河口流作过探討。Defant (1955) 曾对海峡中的海流进行过研究, 出发点是盐量平衡。

关于南极环极流的研究, Munk and E. Palmén (1951) 曾从与深水流动相逆的海

脊遏阻压强,正好与西风作用于海面的应力取得平衡的观点进行过研究。但在他們的結論中,仍系以风应力与側摩擦取得平衡,建立方程式后計算质量运输的。之后, Hidaka and M. Tsuchiya (1953) 便在考虑湍流摩擦的前提下,将南极环极流当作純緯向流动处理;可惜側向湍流粘滞系数值太大。于是, Stommel (1957) 便将之当作非緯向流动进一步作模式上的探討。最近, Klaus Wyrski (1960) 曾将 Stommel 的模式理論化,作为 Sverdrup 型的解对待;虽然能解釋南极环极流的南移,但要求海流全部位在最大西风带的南方。可是根据观测所得,則要求流与风几相重合,且两者均向南移;因而 Wyrski 便进一步提出一种摩擦模式以克服这样的矛盾,并对横向环流进行仔細地計算。

沿海岸的升降流研究,固然可以闡明温度盐度分布,在生物学上也有其一定的重要性;但大洋中垂流的研究,却对大洋环流有重大的价值。K. Yoshida and H. L. Mao (1957) 曾对大洋中部赤道地区的升降流进行过細致的研究,得出凡地轉流有南北方向分量的地方,均将有垂直运动存在的結論。Yoshida (1960) 还因此对赤道潜流 (Cromwell 海流) 作出理論上的解釋。Cromwell 海流系 Townsend Cromwell 在太平洋邻近赤道处发现的, Cromwell, Montgomery and E. D. Stroup (1954) 曾加以論述过。除此之外,穿过大洋主跃层的垂直向上流速,还是深层水回到上、中层去的必由之途。G. Wüst (1938, 1951) 曾获得在南极海洋 Weddel 海中有支强大低温水,沿大西洋西部向各大洋緩慢散布过去,以及 Irminger 海水对大西洋深层水有重要影响的結論,这是我們認識深层海水有流动存在的事实根据。此后, Stommel, A. B. Arons and A. J. Faller (1958), Stommel (1958b), Stommel and A. V. Aron (1960) 曾根据这样的事实,以及上述垂直流动对大洋环流起重要作用的認識,提出大洋深层流动的源—汇模式解,获得大洋深层水通过主跃层回到上、中层去等重要結論。当然这还是非常理想化的一种模式解釋。

关于海流理論研究的发展及評述, Stommel (1957), Линейкин (1956, 1959, 1960, 1961 a), H. Charnock (1960) 及我国的毛汉礼 (1962) 均撰有专文,其中尤以 Stommel 所作,最值得重視。

第一篇 基本观念、方法与基础方程式

在这本书里,海流是指除了潮流之外,海水从这个地区流向另一个地区的水平运动及垂直运动。产生这样海水流动的原因尽管有很多种,但可归纳为非风力的原因及风力的原因两大类。属于非风力原因的,比如,广阔的海面,由于受热及冷却,降水与蒸发等,引起海水密度分布的不均匀,因而产生了海水的流动;属于风力原因的,那就是由于暂时性的或持续性的风,作用于海面使海水发生流动。风因所生的流动,属于风生海流的范畴;非风因所生流动中的主要形式,以热盐对流称之。在海洋的对流层内,风生海流及热盐对流两者同时存在,而以风生海流占主导地位;在海洋平流层内,海流则仅起因于非风力原因。由于对流层内海水的流动,特别是风因所生的流动,对于我们来讲是更为重要,因而本书所探讨的主要对象,便是这种风因所生的流动。

当非均匀风力作用于海面时,便 1. 先产生漂流, 2. 随后发生海水一定方向的移动(伴随这样海水的移动,便有热量及盐量的移动,因而促使海水密度分布不均匀), 3. 由于海水这样的定向移动,便产生了海面的倾斜, 4. 同时产生了垂直循环, 5. 导致密度的重新分布, 6. 合海面的倾斜及密度的重新分布两者,便产生了梯度流。

由于海洋中海水的流动是这样的一种综合现象,因而它是多变化的、复杂的。研究这样的一种复杂综合现象,要想做到既全面又切合实际,是很困难的。为此,必须先引进一些基本观念,采用些不同的方法,建立某些基础方程式才能达到目的。